НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVII Международного симпозиума

11–15 марта 2013 г., Нижний Новгород

Том 1: секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород
2013

Организаторы

Отделение физических наук РАН
Научный совет РАН по физике полупроводников
Научный совет РАН по физике конденсированных сред
Институт физики микроструктур РАН
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
Нижегородский фонд содействия образованию и исследованиям

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН

З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

А.Л. Асеев, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
В.А. Быков, д.ф.-м.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н., ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
С.В. Иванов, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
М.В. Ковальчук, чл.-корр. РАН, ИК РАН, Москва
А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черноголовка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черноголовка
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород, уч. секретарь Симпозиума
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
А.А. Снигирев, к.ф.-м.н., ESRF, Франция
Р.А. Сурис, академик РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
А.Н. Титков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.В. Устинов, академик РАН, ИФМ УрО АН, Екатеринбург
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

Организационный комитет

К.Е. Спирин, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.А. Камелин, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.И. Кузьмичев, ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831)4179465, (831)4179494+155, факс: (831)4179464
e-mail: symp@ipmras.ru

Симпозиум проводится при поддержке

Российской академии наук
http://ras.ru

Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского
http://www.unn.ru

Российского фонда фундаментальных исследований
http://www.rfbr.ru

Фонда некоммерческих программ «Династия»
http://www.dynastyfdn.com

Научно-производственной компании ЗАО «АСТОР»
http://www.astor.ru

ООО «Брукер»
http://www.bruker.com/ru.html

CDP Systems Corp.
http://www.cdpsystems.com

ООО "ВИЛКОМ ХОЛДИНГ"
http://www.vilcom.ru/

ИНТЕК АНАЛИТИКА
http://www.invac.ru

ОАО "Завод Протон-МИЭТ"
http://www.zproton.ru

ООО "Криотрейд"
http:// www.cryotrade.ru/

ЗАО «НТ-МДТ»
http://www.ntmdt.ru

ЗАО «Научное и технологическое оборудование»
http://www.semiteq.ru

Newport Corporation
http://www.newport.com

Omicron NanoTechnology GmbH
http://www.omicron.de
http://www.oxford-instruments.com

ООО «ОПТЭК»
http://www.optec.zeiss.ru

Rohde & Schwarz
http://www.rohde-schwarz.ru/

SPECS Surface Nano Analysis GmbH
http://www.specs.com/
http://www.siplus.ru

Техноинфо Лтд.
http://www.technoinfo.ru

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Фазовые диаграммы трёхслойных гетероструктур ферромагнетик/сверхпроводник во внешнем магнитном поле

М.В. Авдеев, Ю.Н. Прошин

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, институт физики, Казань

e-mail: avdeyev_mv@mail.ru

В последние годы большой интерес вызывает изучение слоистых гетероструктур, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитного (F) и сверхпроводящего (S) металлов. Такие искусственно созданные системы уникальны тем, что в них сосуществуют два конкурирующих явления – сверхпроводимость и магнетизм. Важно отметить, что в однородных материалах сосуществование этих двух антагонистических явлений требует специальных, достаточно трудно выполнимых условий [1]. Взаимная подстройка в таких искусственно созданных системах двух параметров порядка – сверхпроводящего и ферромагнитного приводит, благодаря эффекту близости [2], к ряду интересных физических явлений. В частности, одним из таких явлений является нетривиальная зависимость критической температуры перехода T_c от толщин F слоёв d_f [3, 4], от монотонного спада до нуля до возвратной и периодически возвратной сверхпроводимости, предсказанной в работах [5, 6].

Прогресс в области изготовления высококачественных FS контактов, а также богатая физика эффекта близости делает эту область исследований весьма актуальной и перспективной для возможных технических приложений. Так, в конце 90-х годов прошлого века в работах [7–9] была предложена модель спиновых переключателей на основе трехслойных FS систем, переключение которых осуществляется слабым внешним магнитным полем. Внешнее магнитное поле изменяет взаимную ориентацию векторов намагниченностей F слоёв, что также приводит к изменению критической температуры T_c системы.

В работе рассматриваются трехслойные FSF и FFS гетероструктуры во внешнем параллельном магнитном поле H. В приближении «грязных» металлов получены решения для триплетной и синглетной компонент парной корреляционной функции – матричной функции Узаделя и рассчитана критическая температура FFS и FSF структур в зависимости от различных параметров системы. Исследовано влияние асимметрии, вызванной различием в толщинах F слоёв, на величину критической температуры перехода T_c, а также на разность $\Delta T_c(\varphi) = T_c(\varphi) - T_c(0)$ (здесь φ – угол между векторами намагниченностей F слоёв).

На рис. 1 для FFS системы приведён пример расчёта влияния внешнего магнитного поля на зависимость $t^P(d_{f1})$ (рис. 1 (a)) и $t^{AP}(d_{f1})$ (рис. 1 (b)) при параллельной (P) и антипараллельной (AP) ориентации векторов намагниченностей F слоёв, соответственно. Видно, что увеличение приведённого магнитного поля $h = H/H_c$ (здесь H_c – критическое параллельное поле S слоя) приводит к подавлению температуры перехода и к последующему возникновению своеобразной возвратной сверхпроводимости.

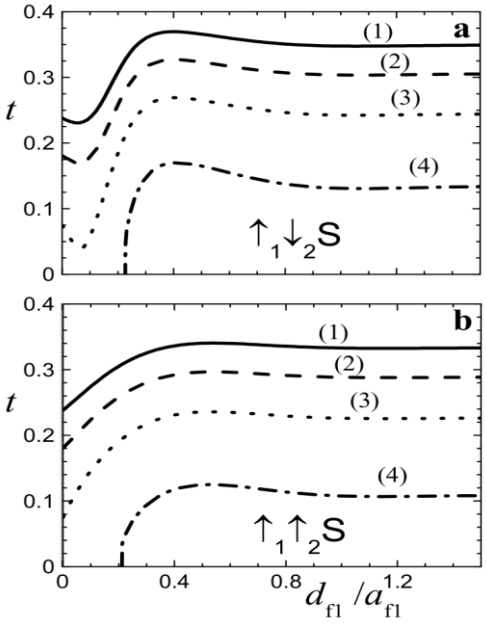


Рис. 1. Влияние магнитного поля на фазовые диаграммы FFS системы при фиксированной толщине F_2 слоя.
(1) $h = 0$, (2) $h = 0.2$, (3) $h = 0.3$, (4) $h = 0.4$

Одним из важных параметров, определяющим устойчивость работы спинового переключателя, на основе FS систем, является величина разности $\Delta t = \Delta T_c(\varphi)/T_{cs}$ (здесь T_{cs} – критическая температура уединенного S слоя). В работе на основе полученного численного решения самосогласованного уравнения на параметр порядка мы показали, что асимметричность FS систем, вызванная как геометрией системы, так и различием в значениях параметров, характеризующих F слои, может приводить к большим значениям разности Δt по сравнению с полностью симметричным случаем.

На рис. 2 приведены зависимости величины Δt от относительных толщин F слоёв для FSF (рис. 2(a)) и FFS (рис. 2(b)) систем (все длины, относящиеся к F металлам, нормированы на длину спиновой жёсткости a_f). Видно, что в случае, когда толщины F слоёв различны, наблюдается более широкая область на фазовой диаграмме, где значение Δt значительно выше, чем в случае, когда $d_{f1} = d_{f2}$. Здесь важно отметить, что такая особенность наиболее ярко проявляется при выходе зависимости Δt на плато. В этом случае из-за быстрого затухания

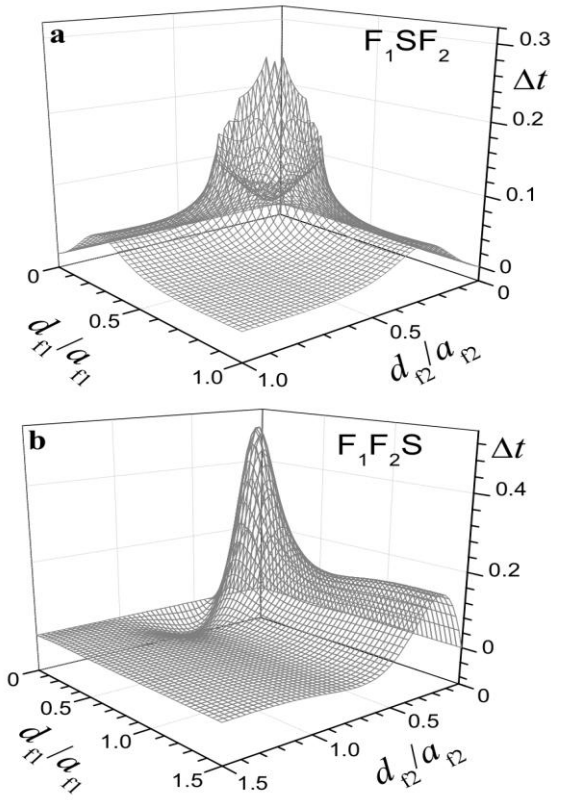


Рис. 2. Зависимость величины Δt от толщин F слоёв для FSF (a) и FFS (b) систем в отсутствии внешнего магнитного поля

парной амплитуды в F области, влияние внешних границ F металла на T_c (и, следовательно, на Δt) нивелируется. При этом отметим также, что если для случая FSF системы функция $\Delta t(d_{f1}, d_{f2}) = \Delta t(d_{f2}, d_{f1})$, то для FFS системы это условие нарушается. Если в такой FFS системе сделать промежуточный F слой достаточно тонким, то даже при достаточно толстых толщинах F слоя величина разности Δt будет выше, чем в случае симметричном. Напомним, что для устойчивой работы спинового переключателя важно, чтобы эта разность Δt имела наибольшее значение.

Асимметричность FS систем может быть вызвана также и различием в свойствах F слоёв, в частности, если вектора намагниченностей **M** неколлинеарны. Напомним, что при неколлинеарных ориентациях намагниченностей существенен учет триплетных сверхпроводящих корреляций [10–12].

На рис. 3 (a, b). приведены фазовые диаграммы для FFS системы в зависимости от параметра $2I\tau_f$. (здесь I – обменное поле ферромагнетика, τ_f - время рассеяния на немагнитных примесях в F металле .). Видно, что увеличение разницы в значениях $2I\tau_f$ приводит к понижению критической температуры, как для AP, так и для P состояния, при этом сама зависимость $t(d_f)$ приобретает хорошо выраженный немонотонный характер. На рис. 3 (c) показана угловая зависимость $t(\varphi)$, где видно, что критическая температура имеет минимум при перпендикулярной ориентации векторов намагниченностей. Сама зависимость $t(\varphi)$ имеет немонотонный характер.

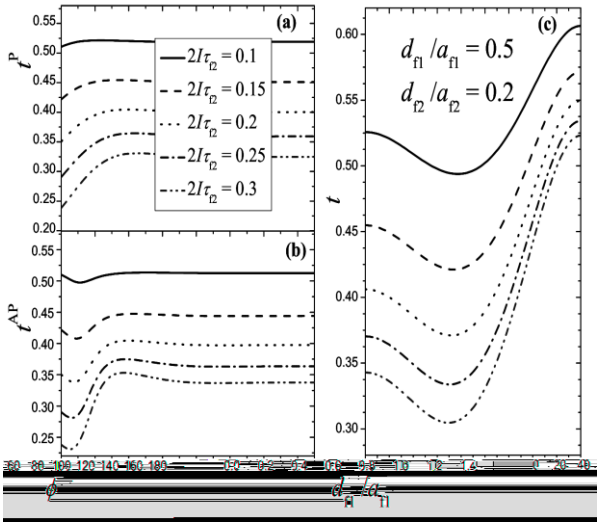


Рис. 3. Зависимость величины t^P (a), t^{AP} (b) от толщины F1 слоя для FFS системы в зависимости от параметра $2I\tau_f$. (a, b); (c) Угловая зависимость $t(\varphi)$ при различных значениях $2I\tau_f$

Показано, что величиной Δt можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, причём увеличение H может приводить к увеличению $\Delta T_c(\varphi)$, что связано с количественным различием в поведении зависимости $T_c(d_f)$ от угла φ. Для случая FFS системы угловая зависимость $T_c(\varphi)$ имеет немонотонный характер и имеет минимум при $\varphi = 90^0$, что подтверждает выводы работы [12]. Увеличение поля H приводит к тому, что минимум в зависимости $T_c(\varphi)$ становится более глубоким, т.е. приводит к возрастанию разности $\Delta T_c(\varphi)$. Обсуждается возможное появление своеобразной возвратной сверхпроводимости при увеличении внешнего магнитного поля.

1. Гинзбург В.Л. // ЖЭТФ 31, 202 (1956).
2. de Gennes P.G. // Rev. Mod. Phys. 36, 225 (1964).
3. Изюмов Ю., Прошин Ю., Хусаинов М. // УФН 2, 114 (2002).
4. Buzdin A. // Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005)
5. Khusainov M , Proshin Yu. // Phys. Rev. B. 56, R14283 (1997).
6. Прошин Ю., Хусаинов М. // ЖЭТФ 113, 1708 (1998).
7. Oh S., Youm D. , Beasley M. // Appl. Phys. Lett. 71, 2376 (1997).
8. Buzdin A.I. , Vedyayev A.V. , Ryzhanova N.V. // EPL (Europhysics Letters) 48, 686 (1999).
9. Tagirov L.R. // Phys. Rev. Lett. 83, 2058 (1999).
10. Fominov Y.V., Golubov A. A., Kupriyanov M.Y. // JETP Letters 77, 510 (2003).
11. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. // Rev. Mod. Phys. 77, 1321 (2005).
12. Fominov Y.V., Golubov A.A., Karminskaya T.Y. , et al. // JETP Letters 91, 329 (2010).

Self-Assembly in Active Colloids

I.S. Aranson and A. Snezhko

Materials Science Division, Argonne National Laboratory, USA

e-mail: aronson@anl.gov

Colloidal suspensions of interacting micro-particles exhibit nontrivial self-assembled structures when energized by external electric, magnetic fields, or chemical reactions [1-7]. Dynamic self-assembly in active (externally driven) colloids is fundamentally different from a static self-assembly in the systems that are at thermodynamic equilibrium. Active colloidal systems, due to their controllability (size and shape of particles, flexible interaction profiles), are promising candidates for the exploration of fundamental principles guiding dynamic self-assembly and convenient models for the design of new functional materials.

We consider a simple active colloidal system: a quasi-two dimensional dispersion of ferromagnetic microparticles energized by an external uniform alternating (*ac*) magnetic field. The system exhibits rich variety of dynamic structures, from self-assembled swimmers to microscopic localized ray-like asters capable of performing simple robotic functions.

The system is formed by spherical ferromagnetic colloidal particles dispersed at the interface between liquid and air or two non-miscible liquids (particles are supported by the interfacial tension) and energized by an external *ac* magnetic field applied perpendicular to the interface [8]. Since each particle has its own permanent magnetic moment, the inter-particle interactions are rather non-trivial: they are both long-range and anisotropic.

In our experiment 90μm nickel spherical particles are suspended at water/air or water/silicon oil interfaces. An external vertical *ac* magnetic field, acting on the magnetic colloidal particles, exerts magnetic torques, causing rotation of the particles towards the direction of an applied field. Conversely, due to a viscous friction, the mechanical torque is then transferred to the liquid. As a result, a subtle interplay between magnetic, hydrodynamic forces, and forces due to steric repulsion guides dynamic self-assembly of the colloidal suspension.

Interface between air and liquid. Self-assembled linear snake-like structures (magnetic snakes) emerge in a certain range of frequencies and amplitudes [8] of the applied magnetic field; see Fig. 1*a*. Note, that while the *ac* magnetic field is applied perpendicular to the interface, self-assembly occurs in the plane perpendicular to the field (as indicated in the Insert to Fig. 1*a*). The snakes emerge as a result of the interplay between particles' magnetic dipolar interactions and induced hydrodynamic surface flows. The snake possesses nontrivial magnetic order: it is composed of several segments; each segment consists of ferromagnetically aligned chains of micro-particles whose magnetic moments are aligned along the chain direction. A short-range magnetic order in each chain is governed by the dipole-dipole interactions between the particles. However, the neighboring segments are aligned antiferromagnetically, see Fig. 1b. The standing surface wave generated by a snake facilitates this long-range order. The size of snake's segment L is defined by the dispersion relation for surface gravity-capillary waves:

$$\omega^2 = k\left(g + \frac{\sigma}{\rho}k^2\right).$$

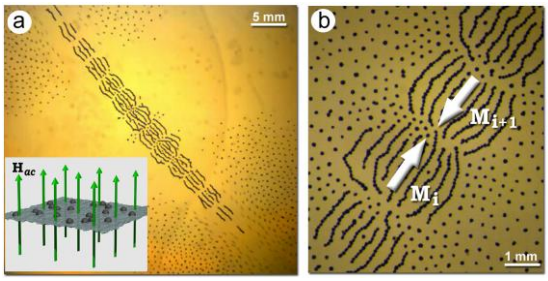


Fig. 1. Self-assembled magnetic snakes at the water-air interface. (a) Magnetic snake created by an alternating field (100 Oe, 50 Hz). (b) Magnetic order of a snake: antiferromagnetic ordering between segments; ferromagnetic ordering of chains within each segment.

Here, $k=2\pi/L$ and $\omega=2\pi f$ are the wavenumber and angular frequency, f frequency of the applied magnetic field, ρ are the density of the liquids, and g and σ are gravitational acceleration and surface tension respectively. In the process of dynamic self-assembly, the suspension of ferromagnetic particles generates large-scale rectified hydrodynamic surface flows at the interface [9]. The strongest vortex flow occurs at the opposite ends of the magnetic snake (tails). The flow velocity can be of the order of a few centimeters per second and is controlled by the frequency and amplitude of the applied *ac* magnetic field.

Self-assembled swimmers. It was shown in our earlier work [10] that under certain conditions (relatively high frequencies and amplitudes of the applied field), the magnetic snake spontaneously breaks the symmetry of self-induced surface flows (see Fig. 2a) and turn into self-propelled entities, see Fig. 2b. Another type of a swimmer is realized via a controlled symmetry breaking of the surface flows - by attaching a large non-magnetic bead to one of the snake's tails (bead-snake hybrid), see Fig. 2c. Both types of swimmers employ rather unconventional mechanism of self-propulsion: symmetry breaking of the self-generated surface flow.

Interface between two liquids. Magnetic particles suspended at the interface between two immiscible liquids exhibit different self-assembled structures [11]. A presence of the top liquid (typically 10-20 times more viscous than water) changes the overall force balance and the outcome of a dynamic self-assembly. For example, localized ray-like structures – asters - emerge at the interface as a result of the dipolar magnetic interactions and interfacial hydrodynamic entrainment, see Fig. 2d. Each aster is comprised of ferromagnetically ordered chains of micro-particles. In contrast to quasi-linear snakes generating planar surface waves, the aster decorates slope of a circular interfacial wave. The arrangement of the chains within an aster is governed by the self-induced hydrodynamic streaming flows and dipole-dipole repulsion between the chains. There are two permissible magnetic configurations of the asters: magnetic moments pointing inward, towards the center, and outward. The later case is designated as an anti-aster. Both configurations (aster and anti-aster) are equally probable in experiment.

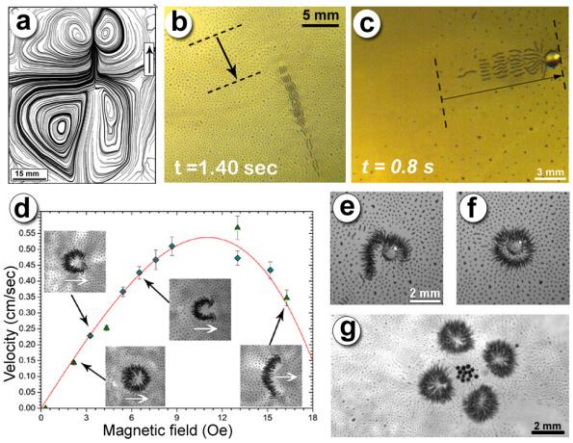


Fig. 2. Self-propelled magnetic swimmers. Asymmetric vortex structure of a self-propelled snake obtained by the particle image velocimetry. Arrow shows swimming direction. (b) Self-propelled swimmer energized by 100 Oe, 140 Hz *ac* magnetic field; (c) Snake-bead hybrid swimmer. Arrow shows distance traveled by the swimmer in 0.8sec. (d) Swimming speed of an aster as a function of the in-plane magnetic field; Images show the shape distortion of the aster. (e)-(f) Capture of a 1mm glass bead. (g) Encaging of large non-magnetic particles (seen as large black dots) by a cluster of asters.

Self-assembled asters-robots. An intricate balance between magnetic and hydrodynamic forces determines the shape of an aster. Exposure of an aster to a small static uniform magnetic field applied along the interface changes aster's shape. It consequently leads to a breakdown of the axial symmetry of the hydrodynamic flow generated by the aster. Once the axial symmetry is broken, the onset of controlled self-propulsion is observed [11]. The direction of swimming is determined by the magnetic order inside the aster: asters swim along the field direction, while anti-asters swim in opposite direction. Upon removal of the static in-plane field, asters restore their symmetric shape and stop. The observed non-monotonous dependence of the aster's speed V versus the in-plane magnetic field H is in good agreement with the theoretical prediction $V \sim H\,(H_c^2 - H^2)$, where $H_c \approx 22$ Oe is a critical field.

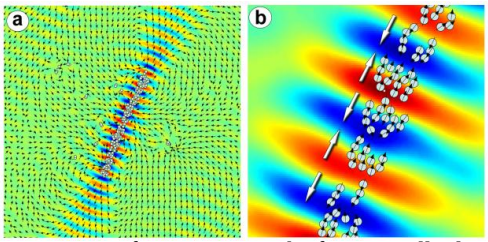


Fig. 3. Formation of a magnetic snake from initially dispersed assembly of particles [12]. The background colors represent a height of the fluid surface. (a) Flows generated by a self-assembled snake; (b) Illustration of antiferromagnetic order between segments of the snake; the chains comprising the segments are ferromagnetically ordered. White arrows depict total magnetic orientation in segments.

This remarkable ability to control the opening of asters, their speed, and direction of swimming, as demonstrated in Fig. 2d, enables remote manipulation of nonmagnetic particles at the interface. Figures 2e,f illustrate simple robotic functions exhibited by an aster: a capturing event when an aster was guided towards the glass bead, opened up and then closed around the particles. The particle, captured by an aster, can be transported and released in a desired location [11]. Self-assembled array of asters provides additional functionality: an array can capture, encage, and transport particles of interest in the interstitial space between the asters, see Fig. 2g.

Computational modeling. Formation and consequent self-localization of magnetic snakes was captured in the framework of a first-principle model coupling the dynamics of individual interacting magnetic particles with the hydrodynamic flow described by the Navier-Stokes equation. To reduce computational complexity, the Navier-Stokes equation was solved in the shallow water approximation [12]. To obtain further insights into the microscopic mechanisms leading to the formation of magnetic snakes from a random dispersion of magnetic particles, a hybrid continuum field/discrete particle dynamics approach was developed; the algorithm was adapted for the GPU (graphic processing units) computers, the overall speedup compared to the CPU (central processing units) code was about 100 times [12]. This approach had successfully reproduced key experimental observations: antiferromagnetic ordering of the self-assembled snake and self-propulsion of a snake with a bead, as it is shown in Fig. 3.

Conclusions. We have demonstrated that a seemingly simple active magnetic colloidal system exhibits remarkably rich dynamic structures, from linear dynamic snakes to circular localized asters, when driven out-of-equilibrium by an *ac* external magnetic field. Unconventional magnetic ordering of these structures is revealed by the experiments and reproduced by sophisticated computational modeling. Among new unexpected

features is an ability to form self-propelled entities. Controlled locomotion in a response to external stimuli, like small in-plane magnetic field, enables simple robotic functions: manipulations of cargo particle at the interface. Our results provide new insights into the engineering of 'smart' materials by the means of dynamic self-assembly from simple functionalized elements – colloidal particles.

The research was supported by the U.S. DOE, Office of Basic Energy Sciences, Division of Materials Science and Engineering, under the Contract No. DE AC02-06CH11357

1. Whitesides G.M., Grzybowski B.A. Self-assembly at all scales // Science, 2002, **295**, 2418–2421.

2. Арансон И.С. // Активные Коллоиды, УФН, 2013, **183** (1).

3. Tierno P., Fischer T., Johansen T., Sagues F. Colloidal assembly on magnetically vibrated stripes // Phys. Rev. Lett. 2008, **100**, 148304.

4. Snezhko A. Non-equilibrium magnetic colloidal dispersion at liquid air interfaces: dynamic patterns, magnetic order and self-assembled swimmers // J. Phys.: Condensed Matter, 2011, **23**, pp. 1–21.

5. Solis K., Martin J.E. Isothermal Magnetic Advection: Creating functional fluid flows for heat and mass transfer // Appl. Phys. Lett. 2010, **97**, 034101.

6. Snezhko A., Aranson I.S., Kwok W. Structure formation in electromagnetically driven granular media // Phys. Rev. Lett. 2005, **94**, 108002.

7. Leunissen M.E., Vitikuri H., van Blaaderen A. Directed colloidal self-assembly with biaxial electric fields // Adv. Mater. 2010, **21**, pp. 3116-2120.

8. Snezhko A., Aranson I.S., Kwok W. Surface wave assisted self-assembly of multidomain magnetic structures // Phys. Rev. Lett. 2006, **96**, 078701.

9. Belkin M., Snezhko A., Aranson I.S., Kwok W. Driven Magnetic Particles on a fluid surface: pattern assisted surface flows // Phys. Rev. Lett. 2007, **99**, 158301.

10. Snezhko A., Belkin M., Aranson I.S., Kwok W. Self-assembled magnetic surface swimmers // Phys. Rev. Lett. 2009, **102**, 118103.

11. Snezhko A., Aranson I.S. Magnetic manipulation of self-assembled colloidal asters // Nature Materials 2011, **10**, pp. 698–703.

12. Belkin M., Glatz A., Snezhko A., Aranson I.S. Model for dynamic self-assembled magnetic surface structures // Phys. Rev. E, 2010, **82**, 015301(R).

Теоретический анализ свойств магнитных джозефсоновских переходов со сверхпроводящим островом в области слабой связи

С.В. Бакурский [1,2], ***Н.В. Кленов*** [2], ***И.И. Соловьев*** [1], ***М.Ю. Куприянов*** [1], ***А.А. Голубов*** [3]

[1] НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] МГУ и. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва
[3] Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, The Netherlands

e-mail: r4zz@mail.ru

Введение

В последние годы одним из основных направлений развития сверхпроводниковой электроники стало исследование джозефсоновских структур с ферромагнитными элементами в области слабой связи [1, 2]. Осцилляторная природа эффекта близости, наблюдаемая в подобных структурах, позволяет реализовываться π-состоянию [3], для которого джозефсоновская фаза $\varphi = \pi$ в основном состоянии в отсутствие тока, а также к спонтанному формированию магнитного потока через контур, замкнутый таким переходом. Такое свойство оказалось весьма актуальным: применение π-контактов в цепях быстрой одноквантовой RSFQ-логики может привести к существенному увеличению быстродействия схем [4], а матрицы таких переходов могут быть использованы для создания метасред с произвольными заданными свойства-

Рис. 1. Схематичное изображение S-IsF-S структуры

ми. Но приоритетным на сегодняшний день направлением использования магнитных джозефсоновских структур являются прототипы элементов быстродействующей сверхпроводниковой памяти [5].

К сожалению, обычные SFS контакты, которые изначально предназначались для этой цели, обладают малой величиной характерного напряжения (I_C – критический ток перехода, R_N – его нормальное сопротивление) по сравнению с используемыми обычно в сверхпроводниковой электронике туннельными SIS переходами. Это означает, что их характерная частота оказывается ниже, чем у остальной части схемы, вызывая как сложность с интеграцией переходов в схемы, так и понижая общее быстродействие устройств.

Выходом из сложившейся ситуации может стать недавно предложенная джозефсоновская структура со сложной составной -IsF- прослойкой, включающей в себя туннельный барьер I, ферромагнитную прослойку F и разделяющий их сверхпроводниковый остров *s* [6]. Данная структура сочетает лучшие качества своих «составляющих»: туннельный барьер определяет высокое нормальное сопротивление R_N, F-слой обеспечивает магнитные свойства, а вклад сверхпроводящего спаривания на острове s сохраняет высокое значение критического тока. Экспериментальные результаты показали, что характерное напряжение может достигать 300 мВ [7].

С другой стороны, сложность составной -IsF- прослойки приводит к многообразию процессов, происходящих в данной структуре, что требует более глубокого теоретического исследования, необходимого для систематизации режимов работы подобных переходов и изучения их свойств.

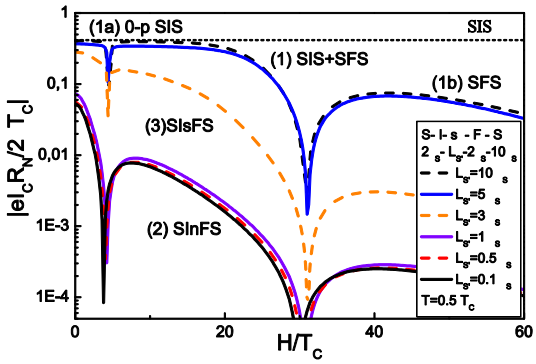


Рис. 2. Характерное напряжение I_CR_N в зависимости от величины обменного поля H ферромагнетика для разных размеров L_s сверхпроводникового острова. На рисунке отмечены основные режимы работы, а также тонкой прерывной линией обозначено характерное напряжение отдельного SIS перехода.

Модель и результаты

Поведение S-IsF-S структуры было исследовано в рамках микроскопического подхода на основе уравнений Узаделя для грязных материалов, дополненных условием самосогласования для потенциала спаривания Δ.

Ключевым моментом, определяющим свойства структуры, является факт существования сверхпроводимости на острове *s*. Если остров находится в сверхпроводящем состоянии (см. зависимость ***(1)*** на рис. 2), то структура, фактически, представляет собой пару последовательных джозефсоновских переходов. Этот случай характеризуется, во-первых, значительным критическим током, а во-вторых почти полной независимостью свойств системы от размеров острова s. Однако, этот режим реализуется, лишь если размер острова серьезно превышает некоторое критическое значение $L_s >> L_{sC}$.

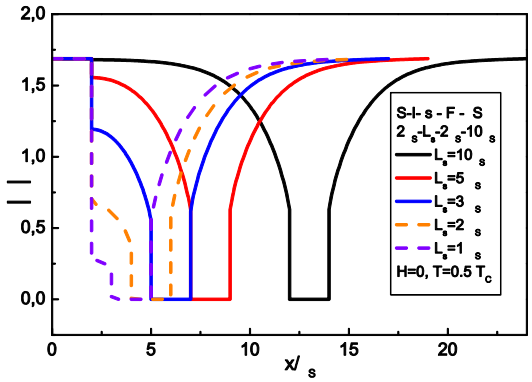


Рис. 3. Распределение потенциала спаривания Δ вдоль структуры для набора толщин сверхпроводниковой прослойки L_s, Данный график демонстрирует подавление сверхпроводимости за счет уменьшения размера острова *s*.

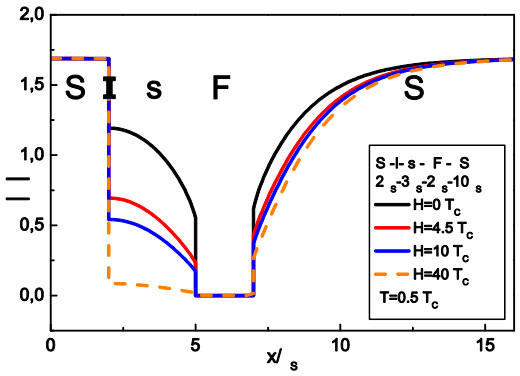


Рис. 4. Распределение потенциала спаривания Δ вдоль структуры для разных величин обменного поля *H*. Данный график демонстрирует влияние эффекта близости со стороны ферромагнетика на подавление сверхпроводимости на острове *s*.

В обратном случае, когда сверхпроводниковый остров находится в нормальном состоянии, реализуется режим ***(2)***. При этом формируется единая область слабой связи, критический ток через которую на порядки ниже. Зависимость от размеров острова в этом пределе также проявляется слабо, из-за того что основное затухание амплитуды спаривания происходит в I и F-областях.

В области промежуточных толщин система ***(3)***, наоборот, крайне чувствительна к изменениям толщины S-слоя. Эта чувствительность распространяется также на параметры ферромагнетика F – эффект близости со стороны ферромагнетика может легко подавить спаривание на острове. Так, по мере увеличения обменного поля H (или толщины F-слоя d_F) при постоянных размерах острова сверхпроводимость на нем может исчезнуть (см. рис. 4).

С практической точки зрения наиболее интересен режим двух последовательных переходов (1). В общем случае для двух переходов с критическими токами I_{C1} и I_{C2} в данной системе реализуется нетривиальная ток-фазовая зависимость:

$$I_S(\varphi) = \frac{I_{C1} I_{C2} \sin(\varphi)}{\sqrt{I_{C1}^2 + I_{C2}^2 + 2 I_{C1} I_{C2} \cos(\varphi)}}.$$

С другой стороны, в случае, если критический ток одного из переходов намного меньше, свойства системы начинают определяться именно этим переходом. Так, если туннельный I барьер оказывается почти непрозрачным ***(1a)***, то свойства системы почти совпадают со свойствами туннельного SIS перехода, за исключением того, что за счет ферромагнетика система может совершить 0-π переход. При этом амплитуда критического тока и характерное напряжение, а значит и частота, в 0- в π- состояниях остаются одинаковыми. А это означает возможность эффективного применения переходов в разном состоянии в рамках одной схемы. В другом пределе, при повышении прозрачности туннельного барьера, система приобретает свойства обычного SFS контакта (режим ***1b***).

Работы проводились при поддержке Минобрнауки РФ, Фонда «Династия» и грантов РФФИ 11-02-12065-офи-м, 12-02-90010-бел-а.

1. Buzdin A.I. // Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
2. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Il'ichev E. // Rev. Mod. Phys **76**, 411-469 (2004).
3. Ryazanov V.V, Oboznov V.A, Rusanov A.Yu, Veretennikov A.V, Golubov A.A. and Aarts J. // Phys. Rev. Lett. 86 2427 (2001).
4. Wetzstein O., Ortlepp T., Stolz R., Kunert J., Meyer H.-G., Toepfer H. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2011. V. 21. Pp. 814–817.
5. Sangjun Oh., Youm D. and Beasley M.R. // APL, Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
6. Vernik I.V., Bol'ginov V.V., Bakurskiy S.V., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Ryazanov V.V., Mukhanov O.A. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2013, accepted for publication, arXiv:1212.0815 [cond-mat.supr-con].
7. Larkin T.I., Bol'ginov V.V., Stolyarov V.S., Ryazanov V.V., Vernik I.V., Tolpygo S.K., Mukhanov O.A. // Appl. Phys. Lett., **100**, 222601 (2012).

Псевдощелевые явления в тонких плёнках низкотемпературных сверхпроводников

Т.И. Батурина

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

e-mail: tatbat@isp.nsc.ru

Хотя термин «псевдощель» был введён Моттом ещё в 1968 году для указания на наличие минимума в плотности состояний при энергии Ферми, возникающего в результате кулоновского отталкивания [1], на сегодняшний день этот термин прочно обосновался в области исследований высокотемпературных сверхпроводников [2–4].

В работе обсуждаются результаты измерений транспортной и туннельной проводимости ультратонких плёнок низкотемпературного сверхпроводника нитрида титана (TiN) [5–11]. Наблюдается провал в плотности состояний при температурах выше температуры сверхпроводящего перехода и немонотонная температурная зависимость сопротивления с характерным высокотемпературным минимумом. Таким образом, продемонстрировано, что псевдощелевые явления, которые ранее полагались присущими исключительно высокотемпературным сверхпроводникам, наблюдаются и в тонких плёнках низкотемпературных сверхпроводников. Выполнен анализ экспериментальных данных с позиций теории квантовых вкладов в транспортную и туннельную проводимость [12–14]. Показано, что существующая теория полностью описывает экспериментальные данные. Установлено, что наблюдаемые псевдощелевые явления обусловлены эффектами электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и куперовском каналах (сверхпроводящими флуктуациями), вклад которых эффективно усилен двумерностью систем и близостью к переходу сверхпроводник-изолятор. Общий характер наблюдаемого явления обеспечивает мощный инструмент для установления сверхпроводящих флуктуаций как причины возникновения псевдощелевого состояния от других возможных вкладов в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00152) и программы фундаментальных исследований РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

1. Mott N.F. // Rev. Mod. Phys. **40**, 677-683 (1968).
2. Basov D.N. and Timusk T. // Rev. Mod. Phys. **77**, 721–779 (2005).
3. Fischer Ø., Kugler M., Maggio-Aprile I., Berthod C., and Renner C. // Rev. Mod. Phys. **79**, 353–419 (2007).
4. Millis A.J. // Science **314**, 1888–1889 (2006).
5. Baturina T., Islamov D.R., Bentner J., Strunk C., Baklanov M.R. // A. Satta, JETP Lett. **79**, 337 (2004)
6. Baturina T., Strunk C., Baklanov M.R., Satta A. // Phys. Rev. Lett. **98**, 127003 (2007).
7. Baturina T., Mironov A.Yu., Vinokur V., Baklanov M.R., Strunk C. // Phys. Rev. Lett. **99**, 257003 (2007).
8. Baturina T., Bilušic A., Mironov A.Yu., Vinokur V., Baklanov M.R., Strunk C. // Physica C **468**, 316 (2008).
9. Sacépé B., Chapelier C., Baturina T., Vinokur V., Baklanov M.R., Sanquer M. // Phys. Rev. Lett. **101**, 157006 (2008).
10. Sacépé B., Chapelier C., Baturina T.I., Vinokur V.M., Baklanov M.R., Sanquer M. // Nature Communications **1**, 140 (2010).
11. Pracht U.S., Scheffler M., Dressel M., Kalok D.F., Strunk C., Baturina T.I. // Physical Review B **86**, 184503 (2012).
12. Altshuler B.L., Aronov A.G. and Lee P.A. // Phys. Rev. Lett. **44**, 1288–1291 (1980).
13. Larkin A. and Varlamov A. In Theory Of Fluctuations In Superconductors (Clarendon, 2005).
14. Varlamov A.A. and Dorin V.V. // Sov. Phys. JETP **57**, 1089–1096 (1983).

Зонный спектр магнонов в ферромагнитном сверхпроводнике в смешанном состоянии

А.А. Беспалов [1,2]***, А.И. Буздин*** [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., Россия
[2] Univ. Bordeaux, LOMA, France

e-mail: bespalovaa@gmail.com

В последние 12 лет наблюдается повышенный интерес к проблеме сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в связи открытием ферромагнитных сверхпроводников (см. [1–4]). Ценную информацию о взаимовлиянии магнетизма и сверхпроводимости в этих соединениях можно получить, анализируя спектр спиновых волн, или магнонов. Исследование спектра объёмных и двумерных магнитных возбуждений в магнитных сверхпроводниках проведено в ряде теоретических работ (см. [5–10]). Также ранее был рассмотрен вопрос о возбуждении магнонов в этих материалах электромагнитным излучением [7] и транспортным током, приводящим в движение абрикосовские вихри [11–13].

Отметим, что во всех предшествующих работах, кроме статьи [6], посвящённых определению спектра магнонов в ферромагнитных сверхпроводниках, расчёт производился для материала, находящегося в мейсснеровском состоянии. Согласно экспериментальным данным (см. [2–4]), по-видимому, более реалистичным является случай смешанного состояния, которое возникает в сверхпроводящих ферромагнетиках спонтанным образом. Именно этот случай был подробно рассмотрен в настоящей работе.

Динамика намагниченности анализировалась в приближении уравнения Ландау-Лифшица

$$\frac{\mathbf{M}}{t} \quad \frac{F}{\mathbf{M}} \quad \mathbf{M}, \qquad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение. F – свободная энергия, включающая кинетическую энергию сверхпроводящих электронов, а также обменную, магнитостатическую энергию и энергию магнитокристаллографической анизотропии типа лёгкая ось:

$$F \quad \frac{}{2} \frac{\mathbf{M}}{x_i}\frac{\mathbf{M}}{x_i} \quad \frac{K\mathbf{m}^2}{2} \quad \frac{1}{8^{\ 2}} \mathbf{A} \quad \frac{}{2}^{\ 2}$$

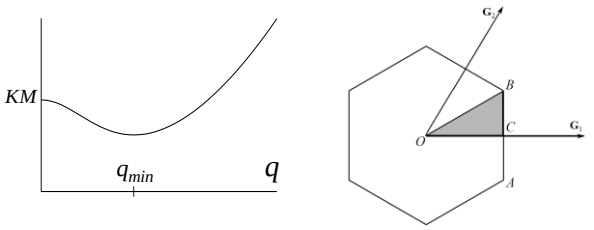
$$\frac{(\mathrm{rot}\,\mathbf{A} \quad 4\ \mathbf{M})^2}{8} \quad \frac{\mathbf{H}_e\,\mathrm{rot}\,\mathbf{A}}{4}\, d^3\mathbf{r}. \qquad (2)$$

Здесь α – обменная константа, K – константа анизотропии, λ – лондоновская длина, Φ_0 – квант потока, θ – фаза параметра порядка, $\mathbf{m}$ – компонента намагниченности, перпендикулярная к оси анизотропии, а $\mathbf{H}_e$ – внешнее магнитное поле. Векторный потенциал определяется из уравнения Лондонов $\delta F/\delta\mathbf{A}=0$.

Большая часть известных ферромагнитных сверхпроводников обладает сильной магнитокристаллографической анизотропией: в UGe_2, URhGe и UCoGe поле анизотропии составляет 10-100 Тл, что соответствует коэффициенту анизотропии $K=10^3$-10^4. В пределе $K>>1$ в мейсснеровском состоянии спектр даётся формулой

$$_M(q,k_z) \quad M\ K \quad (q^2 \quad k_z^2) \quad \frac{2\ (k_z^2 \quad q^2)}{^2 \quad k_z^2 \quad q^2}\ , \ (3)$$

где k_z – проекция волнового вектора на ось анизотропии z, а $\mathbf{q}$ – поперечная компонента волнового вектора. Характерной особенностью данного спектра является его немонотонность: при $k_z=0$ частота имеет минимум при $q_{min}\sim\lambda$ (см. рис. 1а).



а *б*

Рис. 1. (а) Спектр магнонов в мейсснеровском состоянии. (б) Первая зона Бриллюэна для треугольной решётки вихрей.

Предположим теперь, что ферромагнитный сверхпроводник находится в смешанном состоянии: в равновесии имеется треугольная вихревая решётка с расстоянием a между вихрями. Магнитное поле вихрей $\mathbf{B}_0$ представимо в виде ряда Фурье:

$$\mathbf{B}_0 \quad \mathbf{z}_0 \quad _{G \quad 1} B_0(\mathbf{G})e^{i\mathbf{Gr}}, B_0(\mathbf{G}) \quad \frac{0}{1 \quad G^{2\ 2}} \quad \frac{2}{\sqrt{3}a^2}, (4)$$

где ξ – длина когерентности, а $\mathbf{G}$ – вектора обратной решётки с базиснымт векторами

$$\mathbf{G}_1 \quad 4\ \mathbf{x}_0/\sqrt{3}a, \mathbf{G}_2 \quad 2\ \mathbf{x}_0/\sqrt{3}a \quad 2\ \mathbf{y}_0/a. (5)$$

Линеаризованное уравнение Ландау-Лифшица содержит периодические коэффициенты. Как следствие, спектр магнонов приобретает зонную структуру, подобно спектру электронов в кристаллической решётке. В соответствии с теоремой Блоха, частные решения линеаризованного уравнения Ландау-Лифшица можно искать в виде

$$\mathbf{m} \quad e^{\ i\ t\ ik_z z\ i\mathbf{qr}} \quad \mathbf{m}(\mathbf{G})e^{i\mathbf{Gr}}, \qquad (6)$$

где $\mathbf{q}$ – квазиволновой вектор, лежащий в первой зоне Бриллюэна (см. рис. 1б). В пределе $K>>1$ намагниченность в спиновой волне вращается относительно оси z, и амплитуды её Фурье-компонент $m_i=m_x(\mathbf{G}_i)$-$im_y(\mathbf{G}_i)$ удовлетворяют системе

$$m_i \quad _0(q_i,k_z)m_i \quad _{j\ i} B_0(\mathbf{G}_i \quad \mathbf{G}_j)m_j, \qquad (7)$$

где $\mathbf{q}_i=\mathbf{q}+\mathbf{G}_i$, а $\omega_0(q,k_z)=\omega_M(q,k_z)+\gamma B_0(0)$. Если расстояние между вихрями много меньше или порядка

лондоновской длины, то Фурье-компоненты поля $B_0(\mathbf{G}_i\text{-}\mathbf{G}_j)$ при $i\neq j$ достаточно малы, так что их можно учесть по теории возмущений – в приближении слабой связи. В этом приближении расстояние между двумя соседними зонами вдоль линий, где эти зоны пересекались бы в нулевом порядке теории возмущений, равно

$$2\ B_0(\mathbf{G}_i \quad \mathbf{G}_j). \qquad (8)$$

В ферромагнитном сверхпроводнике колебания намагниченности могут привести к диссипативному движению вихревой структуры. Как следствие, линии магнонного спектра уширяются, и щели между зонами могут быть размыты. Мы получили следующее достаточное условие наблюдаемости щелей спектра:

$$MB_0(0) \quad {}_0k_z^2/\ . \qquad (9)$$

Здесь ω – частота, лежащая внутри щели, а η – вязкость, входящая в феноменологическое уравнение движения вихрей – см., например, §40 в [15]. Из формулы (9) следует, что щели в спектре наблюдаемы в достаточно чистых материалах (вязкость велика), либо при достаточно малых z-проекциях волнового вектора магнонов.

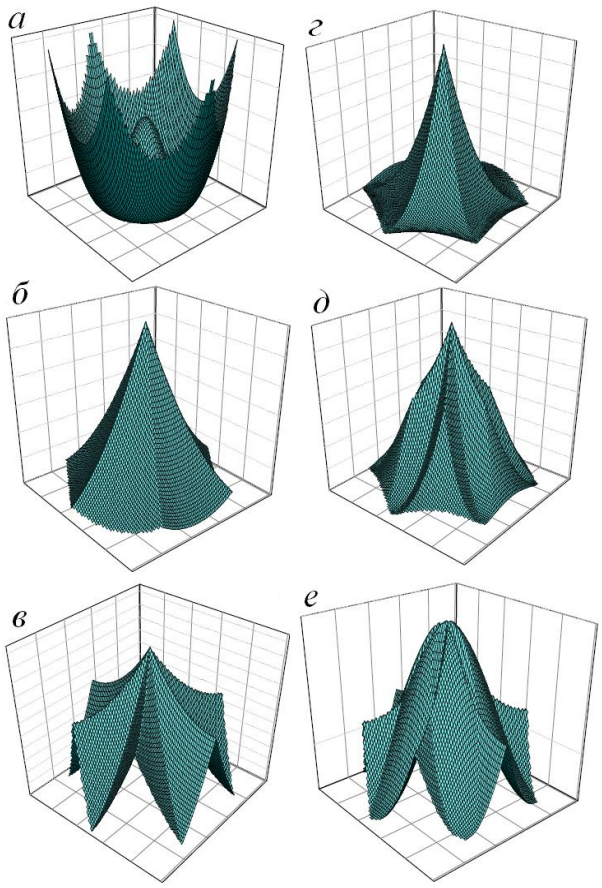


Рис. 2. Спектры магнонов в первой (а,г), второй (б,д) и третьей (в,е) зонах. Среднее магнитное поле равно β (а-в) и $\beta/4$ (г-е).

Система (7) решалась численно с использованием параметров, характерных для UGe_2 [1,14]. На рис. 2 представлены спектры магнонов в нижних трёх зонах при $k_z=0$ для магнитного поля $B_0(0)$, равного β и β/4, где

$$\beta \quad {}_0\sqrt{3}/2\pi^2\ 2\pi\alpha^{\ 1} \quad \lambda^{\ 2}\ . \qquad (10)$$

При $B_0(0)=\beta/4$ плавный максимум в центре нижней зоны, видимый на рис. 2а, превращается в довольно резкий пик – см. рис. 2г. Такая трансформация нижней энергетической зоны связана в немонотонностью спектра (3) в мейсснеровском состоянии.

Был проведён симметрийный анализ задачи. В рассматриваемом случае одноосной анизотропии система (7) допускает группы симметрии, изоморфные C_{6v} и C_{3v}, в точках O и B первой зоны Бриллюэна, соответственно (см. рис. 1б). Данные группы имеют как одномерные, так и двумерные неприводимые представления, вследствие чего в точках с высокой симметрией может происходить касание соседних зон.

Также была рассмотрена задача о возбуждении магнонов электромагнитным излучением. Был определён коэффициент отражения ТЕ-волны с волновым вектором $\mathbf{k}=(k_x,k_y,0)$, падающей на полупространство $x>0$, заполненное ферромагнитным сверхпроводником с вихрями, параллельными оси z. Наличие щелей в спектре магнонов приводит к тому, что при фиксированном угле падения имеются интервалы частот шириной Δ, в которых происходит полное отражение волны от сверхпроводника. В то же время при частотах, лежащих вблизи краёв областей полного отражения, коэффициент отражения может быть аномально малым.

Авторы благодарны А. С. Мельникову за полезное обсуждение задачи. Работа выполнена при поддержке международной программы обмена научными кадрами SIMTECH, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, и программы MASH Французского национального агентства научных исследований.

1. Saxena S.S. et al. // Nature **406**, 587 (2000).
2. Dai Aoki et al. // Lett. to Nature **413**, 613 (2001).
3. Kobayashi T.C. et al. // Physica B **378-380**, 355 (2006).
4. Huy N.T. et al. // Phys. Rev. Lett. **99**, 067006 (2007).
5. Буздин А.И. // Письма в ЖЭТФ **40**, 193-196 (1984).
6. Ng T.K. and Varma C.M. // Phys. Rev. B **58**, 11624 (1998).
7. Braude V. and Sonin E.B. // Phys. Rev. Lett. **93**, 117001 (2004).
8. Braude V. and Sonin E.B. // Europhys. Lett. **72**, 124 (2005).
9. Braude V. // Phys. Rev. B **74**, 054515 (2006).
10. Logoboy N.A. and Sonin E.B. // Phys. Rev. B **75**, 153206 (2007).
11. Bulaevskii L.N., Hruška M. and Maley M.P. // Phys Rev. Lett. **95**, 207002 (2005).
12. Shekhter A., Bulaevskii L.N. and Batista C.D. // Phys. Rev. Lett. **106**, 037001 (2011).
13. Shi-Zeng Lin and Bulaevskii L.N. // Phys. Rev. B **85**, 134508 (2012).
14. Vu Hung Dao, Burdin S., and Buzdin A. // Phys. Rev. B **84**, 134503 (2011).
15. Шмидт В.В. // Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО 2000.

Динамика сцепленности в квантовых операциях на сверхпроводниковых фазовых кубитах

Ю.И. Богданов [1], ***Б.И. Бантыш*** [1,2], ***В.Ф. Лукичёв*** [1], ***А.А. Орликовский*** [1], ***А.С. Холево*** [3]

[1] Физико-технологический институт РАН, Москва
[2] Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
[3] Математический институт им. В.А. Стеклова РАН

e-mail: bogdanov_yurii@inbox.ru

Одно из наиболее узких мест в развитии квантовых информационных технологий связано с отсутствием должной методологии контроля квантовых состояний и процессов. Такая, основанная на квантовых измерениях, методология призвана обеспечить интерфейс между разработкой элементной базы квантовых компьютеров и её практическим воплощением. С математической точки зрения, в основе такой методологии лежит количественная статистическая теория квантовых операций и измерений, основанная на использовании вероятностных операторно-значных мер (разложений единицы) и вполне положительных отображений операторных алгебр в гильбертовом пространстве. С технологической точки зрения, на базе рассматриваемой математической теории должны быть разработаны методы, алгоритмы и компьютерные программы, которые были бы способны обеспечить адекватную и полную оценку качества и эффективности конкретных квантовых информационных систем [1, 2].

Целью настоящей работы является последовательное изложение методов и алгоритмов математического моделирования квантовых операций для задач создания элементной базы квантовых компьютеров на базе сверхпроводниковых фазовых кубитов. Существенный акцент в изложении делается на анализе сцепленности (английский термин entanglement, который также переводится как запутанность). Сцепленность играет роль ключевого ресурса в квантовых информационных технологиях [3]. Важное научное и практическое значение имеет рассматриваемая в настоящем исследовании задача анализа возникновения, поддержания и разрушения сцепленности при реализации двух- и многокубитовых операций с учетом влияния квантовых шумов.

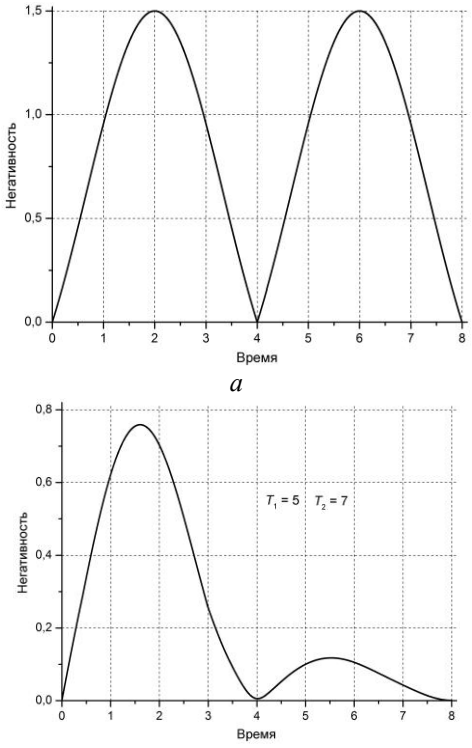
Рассматривается динамика сцепленности для *XY*-модели обменного взаимодействия Гейзенберга с гамильтонианом

$$H_{int} = \hbar(g/2)(|01><10|+|10><01|),$$

где g – константа взаимодействия.

Такое взаимодействие возникает непосредственно в результате емкостной связи сверхпроводниковых кубитов [4,5].

Квантовые операции описываются на основе представления, задаваемого посредством состояний Чоя-Ямилковского и соответствующих χ-матриц [6]. В этом случае анализ эволюции бесконечного числа возможных состояний может быть заменен исследованием единственного состояния, заданного в пространстве более высокой размерности. Исследование характеристик сцепленности состояния Чоя-Ямилковского дает важную информацию, связанную с возникновением, поддержанием и разрушением сцепленности в квантовых операциях.



а

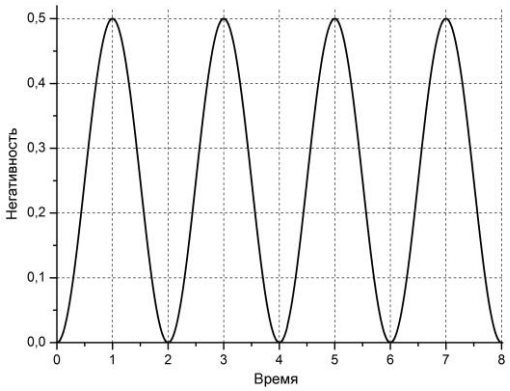
б

Рис. 1. Динамика негативности гейта для *XY*-модели обменного взаимодействия Гейзенберга: (*а*) – идеальный гейт; (*б*) – гейт с учетом амплитудной и фазовой релаксации

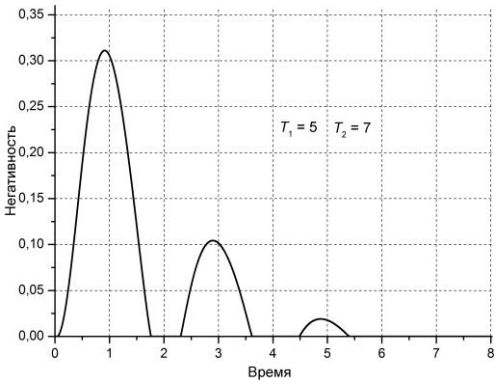
В качестве инструмента для оценки сцепленности подсистем используется характеристика, называемая негативностью (negativity). Негативность - это мера сцепленности, которую легко подсчитать. Негативность равна абсолютному значению суммы всех отрицательных собственных значений матрицы плотности, получаемой в результате операции частичного транспонирования (partial transpose).

На Рис. 1 (*а*) представлена идеальная динамика негативности гейта для *XY*-взаимодействия в отсутствие шумов, на Рис. 1 (*б*) – динамика в условиях

амплитудной и фазовой релаксации с параметрами $T_1 = 7$, $T_2 = 5$ (здесь за единицу времени выбрано время проведения операции SqiSW – квадратного корня из i-SWAP).



а



б

Рис. 2. Динамика негативности гейта для *XY*-модели обменного взаимодействия уровней |11> и |02> системы кубит-кутрит: (*а*) – идеальный гейт; (*б*) – гейт с учетом амплитудной и фазовой релаксации

Также рассматривается динамика сцепленности двухуровневой (кубита) и трехуровневой (кутрита) систем при наличии обменного *XY*-взаимодействия между ними. В случае резонансного взаимодействия уровней |11> и |02> имеем Гамильтониан вида:

$$H_{int} = \hbar(g/2)(|11><02|+|02><11|),$$

где g – константа взаимодействия.

В рассмотрении вводятся операторы редукции трехуровневой системы к двухуровневой, отождествляющие уровень |2> с уровнем |1>. Подобный подход позволяет в результате получить вентиль, реализующий квантовую операцию CZ.

На Рис. 2 (*а*) представлен результат моделирования вышеописанного взаимодействия, показывающий динамику негативности гейта в отсутствие квантовых шумов, на Рис. 2 (*б*) – то же, но в условиях амплитудной и фазовой релаксации с параметрами $T_1 = 7$, $T_2 = 5$ (здесь за единицу времени выбрано время проведения операции CZ).

Практическое значение проведенного исследования связано с обеспечением качества и эффективности сверхпроводниковых квантовых информационных технологий.

1. Bogdanov Yu.I., Brida G., Genovese M., Kulik S.P., Moreva E.V., Shurupov A.P. Statistical Estimation of the Efficiency of Quantum State Tomography Protocols // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. 010404. 4 p.

2. Bogdanov Yu.I., Brida G., Bukeev I.D., Genovese M., Kravtsov K.S., Kulik S.P., Moreva E.V., Soloviev A.A., Shurupov A.P. Statistical Estimation of Quantum Tomography Protocols Quality // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. 042108. 19 p.

3. Богданов Ю.И., Валиев К.А., Кокин А.А. Квантовые компьютеры: достижения, трудности реализации и перспективы // Микроэлектроника. 2011. Т. 40. № 4. С. 243–255.

4. Богданов Ю.И., Нуянзин С.А. Характеристики точности томографии квантовых процессов с использованием сверхпроводниковых фазовых кубитов // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. № 2. С. 164–168.

5. Богданов Ю.И., Лукичёв В.Ф., Нуянзин С.А., Орликовский А.А. Квантовые шумы и контроль качества элементной базы квантовых компьютеров на сверхпроводниковых фазовых кубитах // Микроэлектроника. 2012. Т. 41. № 6. С. 387–398.

6. Bogdanov Yu.I., Chernyavskiy A.Yu., Holevo A.S., Luckichev V.F., Nuyanzin S.A., Orlikovsky A.A. Mathematical modeling of quantum noise and the quality of hardware components of quantum computers // arXiv: 1207. 3313 [quant-ph]. 27 p.

Ферми спектр 2D кондо-сверхпроводников в режиме сильной нелокальной обменной связи

В.В. Вальков [1,2]***, Д.М. Дзебисашвили*** [1,2]***, А.Ф. Барабанов*** [3]

[1] Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
[2] Сибирский государственный аэрокосмический университет, Красноярск
[3] Институт физики высоких давлений РАН, Троицк

e-mail: vvv@iph.krasn.ru

В последнее время повышенный интерес вызывают слоистые сверхпроводники, в которых коллективизированные фермионы обменным образом сильно связаны с подсистемой локализованных магнитных моментов, находящихся в состоянии квантовой спиновой жидкости. В условиях сильной локальной обменной связи между спиновыми моментами коллективизированной и локализованной подсистемами хорошим приближением при описании таких кондо-материалов служит спин-поляронная концепция [1].

Во многих квазидвумерных кондо-системах с низкой концентрацией носителей тока кристаллографическое строение материалов таково, что обменная связь спинового момента коллективизированного фермиона реализуется не с одним локализованным моментом, а сразу с двумя, или более спиновыми моментами локализованной подсистемы. Такая ситуация имеет место, например в слоистых тяжелофермионных интерметаллидах $CeMIn_5$ (M=Co, Rh, Ir) где число, ближайших к иону индия магнитоактивных ионов Ce равно четырем. Другим примером материалов с нелокальным характером кондо-связи служат слоистые медно оксидные ВТСП, в которых каждый ион кислорода из CuO_2-плоскости соседствует сразу с двумя спиновыми моментами ионов меди (рисунок 1).

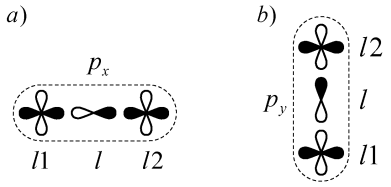


Рис. 1. Пространственные конфигурации нелокального трехспинового p_x-полярона (a) и p_y-полярона (b). l-индекс позиции кислородного иона, l1 и l2 – индексы позиций двух ионов меди, являющихся ближайшими к l-кислородному иону

Из-за теоретических трудностей описание спектра фермиевских возбуждений слоистых сверхпроводников с нелокальной кондо-связью до недавнего времени проводилось лишь численно для кластеров небольшого размера [2,3].

Нами, для эффективного гамильтониана трехзонной модели Эмери, развита теория, позволяющая корректно учесть отмеченную выше сильную нелокальную связь спиновых моментов коллективизированных фермионов и локализованных моментов. Решение проблемы основано на введении специального набора операторов $P_{lj\sigma}$, точно удовлетворяющих уравнениям движения для эффективного гамильтониана, включающего сильную нелокальную p-d-обменную связь фермиона с двумя локализованными на ближайших ионах меди спиновыми моментами, а также d-d-обменную связь между этими локализованными моментами. При этом учтена важная особенность d-d-обменной связи двух ионов меди, состоящая в том, что она обращается в ноль, если на ионе кислорода, находящемся между рассматриваемыми ионами меди появляется дырка. Антиферромагнитный тип обменной связи обуславливает синглетный характер основного состояния $|\ G\ >$ спиновой подсистемы ионов меди.

Операторы $P_{lj\sigma}^{+}$ (j=1,2,3) соответствуют операторам рождения на трехионном комплексе, в котором положение иона кислорода характеризуется индексом l- (см. рисунок 1), изолированного нелокального трехспинового полярона (НТСП) с энергиями:

$$E_1=\varepsilon-A-I/4,\quad E_2=\varepsilon+3I/4,\quad E_3=\varepsilon+A/2-I/4. \qquad (1)$$

Здесь ε – локальная энергия кислородной дырки, A – параметр p-d-обменного взаимодействия, I – константа d-d-обменного взаимодействия, σ={↑,↓} – проекция спинового момента. Энергии E_1 и E_2 соответствуют дублетным состояниям с S=1/2, а энергия E_3 – состояниям спинового квартета (S=3/2). Заметим, что ранее предположение о формировании НТСП в купратных высокотемпературных сверхпроводниках выдвигалось в работе [4].

Использование введенных операторов и волновой функции основного синглетного состояния нелегированной CuO_2-плоскости $|\ G\ >$, позволило построить систему однодырочных состояний:

$$|\ \psi_{lj\sigma}\ > = a_{lj\sigma} P_{lj\sigma}^{+}\ |\ G\ >, \qquad (2)$$

где $a_{lj\sigma}$ – нормировочные коэффициенты. Учитывая свойства P-операторов и свойства синглетного состояния $|\ G\ >$, показано, что величина полного спина S_{tot} в состояниях $|\ \psi_{lj\sigma}\ >$ равна 1/2. Кроме того, из свойств P-операторов и состояния $|\ G\ >$, следует ортогональность функций (2) для разных значений l, j и σ. Таким образом, доказывается, что предложенный базис состояний (2) является ортонормированным базисом одночастичных поляронных состояний со спиновым моментом 1/2.

Включение перескоков между дырками на ионах кислорода, а также процессов гибридизации между ионами меди и кислорода приводит к размытию уровней (1) в три энергетические зоны. Расчет дисперсионных кривых усложняется из-за того, что

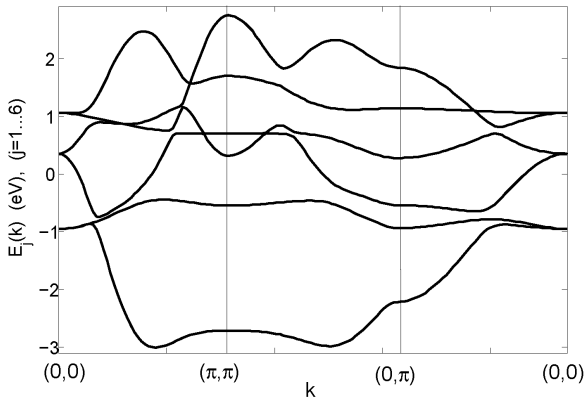


Рис. 2. Энергетическая структура коллективных возбуждений НТСП. Используемые при расчете значения двухспиновых корреляторов: C_1=–0.33; C_2=0.21; C_3=0.18; C_4=-0.12. Все четырехспиновые корреляторы аппроксимировались выражением: $C^{(4)} \sim (C_1)^2$

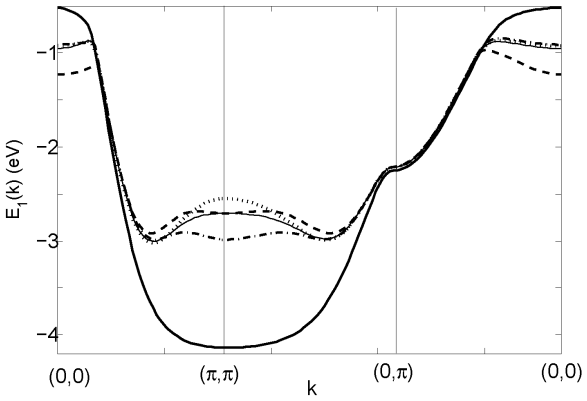


Рис. 3 Влияние спиновых корреляторов на дисперсию нижней ветви спектра коллективных возбуждений НТСП. Сплошная жирная линия рассчитана при уменьшенном в два раза значении коррелятора C_1. Остальные параметры оставлены без изменения и соответствуют графикам на рисунке 2. Аналогично пунктирная, штрихпунктирная и точечная линии построены при уменьшении поочередно в два раза значения только одного из корреляторов C_2, C_3 и C_4 соответственно. Тонкая сплошная линия для сравнения демонстрирует нижнюю кривую из рисунка 2

в эффективном гамильтониане гибридизационные взаимодействия индуцируют спин коррелированные перескоки дырок при которых происходит изменение проекции спиновых моментов у дырки и у иона меди. Развитый в работе подход позволяет относительно простым образом учесть спин коррелированные перескоки при решении уравнения Шредингера, и рассчитать фермиевский спектр ансамбля нелокальных трехспиновых поляронов в пространственно неограниченном кондо-сверхпроводнике с нелокальной обменной связью.

На рисунке 2 представлен спектр фермиевских возбуждений 2D кондо-сверхпроводника в нормальной фазе в режиме сильной нелокальной связи. Из-за наличия трех уровней возбуждения изолированного НТСП (1) и двух атомов кислорода в элементарной ячейке спектр коллективных возбуждений НТСП представляется шестью дисперсионными кривыми. При малой степени легирования актуальной является самая нижняя ветвь закона дисперсии. При расчетах параметры перескоков выбирались исходя из экспериментального факта наличия минимума энергии возбуждения в точке $(\pi/2,\pi/2)$ зоны Бриллюэна.

Важно отметить, что параметры дисперсионного уравнения, определяющего спектр НТСП, в существенной степени ренормируются спиновыми корреляторами локализованной подсистемы, вычисленными на основном синглетном состоянии. Причем, помимо двухспиновых корреляторов C_j (j=1,…,4 – номер координационной сферы, определяющий расстояние между двумя ионами меди), в теории возникают четырехспиновые корреляторы $C^{(4)}$, выражающиеся в виде среднего от произведения четырех операторов спина на разных ионах меди.

Влияние спиновых корреляторов на модификацию дисперсионных зависимостей продемонстрировано на рис. 3. Дисперсионные кривые нижней ветви построены при поочередном уменьшении в два раза только одного из спиновых корреляторов C_j (j=1,…,4). Видно, что самое сильное влияние на нижнюю ветвь спектра оказывает изменение C_1. Если моделировать процесс легирования уменьшением значений корреляторов C_j, то демонстрируемое поведение тонкой и жирной сплошными кривыми на рисунке 3 оказывается в хорошем согласии с данными экспериментов по ARPES.

Следует также отметить, что для рассмотренного режима сильной нелокальной обменной связи полученные спектры являются асимптотически точными при низкой концентрацией носителей тока.

В результате проведенных исследований установлено, что в режиме сильной нелокальной обменной связи в кондо- проводнике формируются устойчивые трехспиновые комплексы - нелокальные трехспиновые поляроны. Динамика этих квазичастиц определяет спектральные и кинетические характеристики нормальной фазы кондо- сверхпроводников.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовая физика мезоскопических и неупорядоченных систем», и РФФИ (грант № 13-02-00523).

1. Барабанов А.Ф., Белемук А.М. // Письма в ЖЭТФ. **87**, 725 (2008).

2. Lau B., Berciu M., Sawatzky G.A. // Phys. Rev. Lett. **106**, 036401 (2011).

3. Lau B., Berciu M., Sawatzky G.A. // Phys. Rev. B **84**, 165102 (2011).

4. Emery V.J., Reiter G. // Phys. Rev. B **38**, 4547 (1988).

Состояние и реализация рыночных перспектив и технологий сверхпроводниковых приемных устройств ТГц диапазона частот

В.Ф. Вдовин [1,2], ***К.И. Кисиленко*** [2], ***И.В. Леснов*** [1,2], ***М.А. Мансфельд*** [1,2], ***Р.Р. Османов*** [1,2], ***М.В. Ширяев*** [2]

[1] Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
[2] Нижегородский технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород

e-mail: vdovin@appl.sci-nnov.ru

Серия устройств классической сверхпроводниковой электроники (*Nb, Pb* и др.) беспрецедентной чувствительности в ММ и СубММ диапазоне волн [1,2], заняли лишь чрезвычайно узкую рыночную нишу. Эта ниша в течение трёх десятилетий оказалась в основном ограничена перечнем исследовательских задач радиоастрономии и газовой (и в частности атмосферной) спектроскопии.

Из опыта развития технологий и аппаратуры теле-радио вещания, радарной техники и техники мобильной связи, известно, что решительный прорыв технологий может быть осуществлен лишь при условии его рыночной (в том числе, а порой и в первую очередь, военной) востребованности. Только тогда появляются промышленные, чрезвычайно эффективные и сравнительно дешевые технологии и продукты.

Основная причина технического ограничения рыночного статуса сверхпроводниковой электроники состояла до последнего времени в дороговизне и слабой доступности криосистем гелиевого уровня температур, требуемых для охлаждения классических сверхпроводников. Всплеск интереса к высокотемпературным сверхпроводниковым устройствам (ВТСП) на основе *YBaCuO* в начале 90-х годов, и т.п. структур ничего радикально нового для приемной техники, в т.ч. в ТГц диапазоне, не принес, и не снял вопроса охлаждения [3]. Холодильники даже азотного уровня по – прежнему и ограничивали применимость ВТСП приборов.

Достижению рыночных прорывов уделяют заметное внимание на Западе. В частности, в апреле 2012г. Space Research Organization of Netherlands (SRON), имеющая колоссальный опыт разработки устройств сверхпроводниковой электроники для космических исследований (SIS, KID, TES…) [4] в рамках программы *TeraDec* провела семинар по валоризации результатов своих исследований и исследований своих ближайших партнеров из России (ИРЭ, ИФМ, ИПФ и др.). Семинар продемонстрировал большой рыночный потенциал научных разработок в ТГц диапазоне и интерес к ним представителей европейского бизнеса. Мероприятие проводилось на специализированные средства, выделенные дополнительно в бюджет SRON целевым образом на решение рыночных задач. Объем этих средств существенен, и составляет около ~5% бюджета организации. Существенным фактором, определяющим перспективы сверхпроводниковой ТГц электроники является прогресс и удешевление криосистем. В мире на сегодня представлена обширная линейка криосистем различных производителей, которые, не только довели до относительного технического совершенства свои продукты, но и заметно повысили их надежность и ресурс. 50 000 часов уже обычная практика, ведутся разработки систем с ресурсом до 100 000 часов [5]. Активно улучшаются термодинамические характеристики, за счет использования эффективных термодинамических циклов, реализуемых в криосистемах на пульсационных трубах. Дополнительным бонусом этих систем, является существенно меньший уровень вибраций и микрофонных эффектов. С середины 90-х регенераторы низкотемпературных рефрижераторов строятся на основе редкоземельных сплавов (например, Er_3Ni и др.), которые в отличие от ранее применявшихся в них сплавах *Pb – Sb*, не имеют драматического провала теплоемкости в окрестностях 10К, поэтому простыми средствами двухступенчатых газовых криомашин удается достичь гелиевых температур 2–5 К.

Есть и более амбициозные перспективы в криогенике, которые способны радикально изменить рыночные возможности изделий сверхпроводниковой электроники. Сегодня активно развиваются системы охлаждения без газов и компрессоров, резко ограничивающих рыночные перспективы продукта. Среди наиболее интегрированных с изделиями электроники технологиями охлаждения - разного рода термоэлектрические холодильные системы. Но большинство из них не в состоянии самостоятельно обеспечить требуемый уровень охлаждения сверхпроводниковых устройств, включая существующие ныне ВТСП.

Авторами создана серия приемных устройств, охлаждаемых за счет термоэлектрических эффектов, как в ММ диапазоне, так и в ИК и оптике [5, 6].

Еще одной безгазовой системой охлаждения может стать перспективная и хорошо технологически интегрируемая с изделиями сверпроводниковой электроники лазерная система охлаждения [7].

Все последние достижения в сверхглубоком охлаждении вещества (успешно преодолен рубеж нанокельвина) связаны с использованием лазерного охлаждения. Правда, столь глубокое охлаждение осуществлено лишь в отношении вещества в газовом состоянии, причем в микроколичествах. Идут интенсивные разработки в направлении охлаждения на основе этой технологии и твердого тела [7].

Несложно предположить, что не за горами создание интегрированной структуры состоящей из твердотельного лазера, лазерного холодильника и охлаждаемого сверхпроводникового наноразмерного детектора, изготовленных в едином технологическом цикле на едином чипе, см. рис 1.

Лишь отсутствие доступной технологии глубоко охлаждения не позволили в начале 70-х реализовать блестящую идею А. Белянцева и Е. Клишина [8] о создании по сути идеального приемника.

Идея состояла в том, что из фундаментального набора радиокомпонент (резистор, емкость и индуктивность), описывающей всю совокупность возможных радиоустройств, лишь последняя потенциально обладает идеальной возможностью создания бесшумного детектора (преобразователя).

Преобразователь на нелинейном сопротивлении в любом случае обладает определенным значением *R*, которое и будет неизбежно шуметь по Найквисту до температуры вплоть до абсолютного нуля *(~kTdFR*). Детектор (преобразователь, усилитель) на нелинейной ёмкости неизбежно будет обладать сопротивлением утечки *r*, которое с той же неизбежностью будет генерировать Найквистовы шумы.

И лишь нелинейная ёмкость из сверхпроводника потенциально не имеет резистивно – диссипативной компоненты в своей эквивалентной схеме и не генерирует собственных шумов, позволяя перейти к созданию приемников, имеющих лишь фундаментальное (из принципа Гейзенберга) ограничение по чувствительности. По сути, эта идея уже отчасти реализована в разработках сверхпроводниковых изделий нового поколения: детекторах на кинетических индуктивностях (Kinetic inductor detectors – KID) [9].

Вместе с тем, очевидно, что устройства такого рода вряд ли скоро найдут себе сколько-нибудь массовый рынок, и будут долго оставаться лишь в лабораториях ученых.

Однако ясно, что есть у сверхпроводниковой электроники в ТГц диапазоне и куда более широкие рыночные перспективы. Среди направлений можно назвать: имиджинг, спектральный анализ и диагностика в целях безопасности, биомедицины, военных и промышленных приложений, а также квантовую криптографию и телекоммуникации.

Последние уже начали интенсивно развиваться в ТГц диапазоне [10] даже по производительности успешно конкурируя с оптоволоконными линиями передачи, а в системах ТГц имиджинга уже есть более чем позитивный опыт создания чрезвычайно дешевых систем.

Очевидно, что развитие сверхпроводниковых и смежных технологий сулит будущие рыночные прорывы, рынок в свою очередь является почти исключительным мотиватором создания высокоэффективных технологий. Запуск этой цепи невозможен без целевой финансовой поддержки, которую ведущие исследовательские центры мира уже получают. И перспективы, следуя рис. 2, близки и весомы.

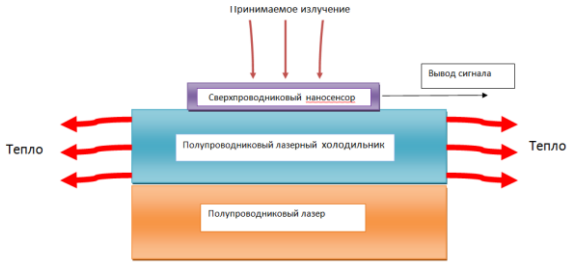


Рис. 1. Охлаждение твердого тела лазерным холодильником

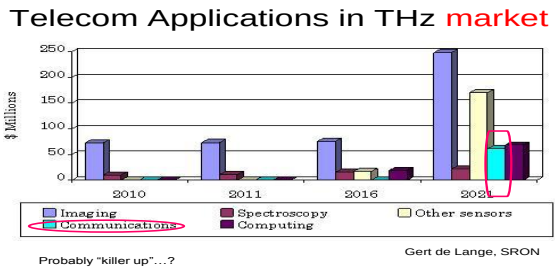


Рис. 2. Оценка рынка ТГц устройств

Работа выполнена при финансовой поддержки гранта Минобрнауки РФ по Постановлению Правительства РФ № 220 (договор № 11.G34.31.0029).

1. Выставкин А.Н., Кошелец В.П., Овсянников Г.А. Сверхпроводниковые приемные устройства миллиметровых волн. // Препринт №10 (511) ИРЭ АН СССР. М., 1989. 52 с.

2. Вдовин В.Ф., Зинченко И.И. Малошумящие приемники миллиметровых и субмиллиметровых волн // Изв. вузов. «Радиофизика». 1998. Т. 41. С. 1424.

3. Вдовин В.Ф., Зинченко И.И., Лапкин И.В. и др. Автоматизированная экспериментальная установка для измерений поверхностного сопротивления пленок ВТСП на волнах 1–3 мм // Вопросы радиоэлектроники, сер. "ТРЭО". 1991. Вып. 2. С. 49.

4. Koshelets, V., Birk, M., Boersma, D., et al. Integrated Submm Wave Receiver: Development and Applications", – in the book "Nanoscience Frontiers – Fundamentals of Superconducting Electronics", Springer Series: Nanoscience and Technology_35372, pp. 263-296, Editor: Anatolie Sidorenko, 2011.

5. Вдовин В.Ф. Вопросы криостатирования сверхпроводниковых и полупроводниковых приемников излучения диапазона частот 0.1-1 ТГц // Известия вузов «Радиофизика». 2005. Т. 48, № 10–11. С. 876.

6. Борисенко А.Н., Вдовин В.Ф., Елисеев А.И. и др. Криостатирование больших ПЗС матриц // Петербургский журнал электроники. 2001. **3 (28)**. С. 39.

7. Петрушкин С.В., Самарцев В.В. Лазерное охлаждение твердых тел. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.

8. Белянцев, А.М., Клишин, Е.В. Детектор для субмиллиметрового и инфракрасного диапазона основанного на нагревании электронов в сверхпроводимости // Изв. вузов «Радиофизика». 1973. № 3. С. 479.

9. Ferrari L., Baryshev A., Baselmans J.J., G. de Lange et al. Kinetic inductance detectors for the SAFARI instrument on SPICA**,** SPIE Dig. Lib.**,** 29.07.10.

10. Schneider,T., Wiatrek,A., Preubler, S., et al. Link budget analysis for Terahertz fixed wireless links. IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology Vol. 2, NO. 2, March 2012. P. 250.

Псевдощелевое поведение в системе спиновых поляронов над синглетной фазой слоистых сверхпроводников

В.В. Вальков [1]***, А.А. Головня*** [1,2]***, М.М. Коровушкин*** [1]***, А.Ф. Барабанов*** [3]

[1] Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
[2] Сибирский федеральный университет, Красноярск
[3] Институт физики высоких давлений РАН, Троицк

e-mail: vvv@iph.krasn.ru

Известно, что нормальная фаза слоистых купратных сверхпроводников характеризуется рядом необычных свойств. К их числу относится, прежде всего, псевдощелевое поведение [1] в недодопированной области. Во многих работах [2-4] формирование псевдощели связывается со спин-флуктуационными процессами в ансамбле сильно коррелированных электронов. В первых работах по описанию псевдощелевого состояния использовалось предположение о наличии в системе волны спиновой плотности.

В [4] было показано, что реализация псевдощелевого состояния возможна и в пространственно однородной системе хаббардовских фермионов, если в ней существенную роль играет кинематическое взаимодействие (КВ) [5]. Такое взаимодействие возникает как результат сложных коммутационных соотношений, имеющих место для операторов в атомном представлении [5].

Во многих слоистых сверхпроводниках фермионы сильным образом взаимодействуют с подсистемой локализованных спиновых моментов, находящихся в состоянии квантовой спиновой жидкости. В результате формируются сложные квазичастицы – спиновые поляроны [6]. Последовательное теоретическое описание таких квазичастиц основывается на идеологии атомного представления. При анализе поставленного вопроса необходимо учитывать важную особенность сильно коррелированных систем, к которым относятся купратные сверхпроводники. Как известно, в режиме сильных корреляций адекватное описание электронных систем, учитывающее наличие хаббардовских корреляций, основывается на использовании атомного представления. В этом случае применяемые в теории операторы не удовлетворяют коммутационным соотношениям, характерным для фермиевских операторов, поскольку результатом коммутации двух базисных операторов атомного представления является не число, а базисный оператор. В физическом отношении эта особенность перестановочных (кинематических) соотношений между базисными операторами проявляется (например, при выводе уравнений движения, или при расчете амплитуды рассеяния) как возникновение в системе дополнительного взаимодействия. Учитывая природу появления этого взаимодействия, его называют кинематическим.

В данной работе показано, что последовательное описание спин-поляронного ансамбля на основе диаграммной техники для операторов Хаббарда приводит к нефермижидкостным свойствам нормальной фазы. Отмечено, что наличие КВ между спиновыми полярона ми в математическом отношении проявляется посредством силового оператора, входящего в точное представление для мацубаровской функции Грина, записанной на языке спиновых поляронов. Существенно, что силовой оператор входит как в знаменатель точного выражения для функции Грина, так и в числитель. Поэтому кинематическое взаимодействие не только ренормирует спектр элементарных возбуждений, но и значительно влияет на их спектральный вес. В работе показано, что учет КВ приводит к появлению теневых зон с сильной модуляцией спектральной интенсивности, наблюдаемых в ARPES экспериментах. Кроме того, показано, что появляющаяся модуляция спектральной интенсивности на контуре Ферми приводит к падению плотности состояний в окрестности химпотенциала. Данные результаты ярко свидетельствуют о формировании псевдощелевого состояния в нормальной фазе сверхпроводника, описываемого в рамках спин-поляронной концепции.

В конкретных расчетах, проведенных в однопетлевом приближении, были найдены наборы параметров, при которых спектральные свойства ансамбля спиновых поляронов качественно хорошо согласуются с ARPES-данными, полученными для слоистых купратных сверхпроводников.

1. Садовский М.В. Псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках // УФН. 2001. Т. 171, вып. 5. С. 539–564.

2. Sadovskii M.V. Pseudogaps in strongly correlated metals: A generalized dynamical mean-field theory approach / M.V. Sadovskii, I.A. Nekrasov, E.Z. Kuchinskii, Th. Pruschke, V.I. Anisimov // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 155105-1-155105-11.

3. Plakida N.M. Electrion spectrum in high-temperature cuprate superconductors / N.M. Plakida, V.S. Oudovenko // ЖЭТФ. 2007. Т. 131, вып. 2. С. 259–274.

4. Вальков В.В. Кинематический механизм модуляции спектральной интенсивности в пространственно-однородной системе хаббардовских фермионов / В.В. Вальков, А.А. Головня, М.М. Коровушкин // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94, вып. 3. С. 215-219.

5. Зайцев Р.О. Диаграммная техника и газовое при-ближение в модели Хаббарда // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1100–1111.

6. Barabanov A.F. Spectral function of small spin polaron in two-dimensional spherically symmetric antiferro-magnetic state / A.F. Barabanov, R.O. Kuzian L.A. Maksimov // Phys. Rev. B. 1997. V. 55, № 5. P. 4015-4018.

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы из ультратонкой пленки NbN для практических применений

А.А. Корнеев [1], ***Ю.П. Корнеева*** [1], ***М.С. Елезов***[1], ***Н.Н. Манова*** [1], ***П.А. Ларионов*** [1], ***А.В. Дивочий*** [2], ***А.В. Семенов*** [1], ***Ю.Б. Вахтомин*** [1,2], ***К.В. Смирнов*** [1,2], ***Г.Н. Гольцман*** [1]

[1] ,

[2] ,

e-mail: goltsman10@mail.ru

NbN

SSPD Superconducting Single-Photon Detector) [1] SiO_2 [7]

,

.

SSPD Nb(5

/Au(70

□ ×30

SSPD [1]

NbN .

-

□

(SSPD [2], NbN/Au

SSPD [3], SSPD AZ1512

WSi [4] SSPD [5, 6]),

. Al_2O_3

- Al_2O_3

-

SSPD WSi SSPD lift-off

SSPD

Al_2O_3.

NbN NbTiN SiO.

-

NbN

,

SiO

, SiO_2 NbTiN Si □□ -

SiO_2/Si, 16□

SSPD

NbN

SiO

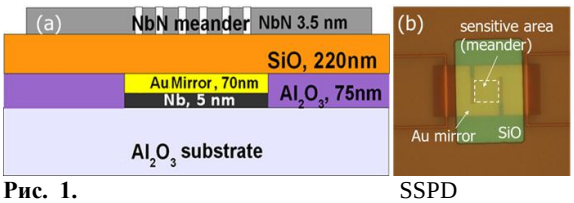


Рис. 1. SSPD

SiO

(b)

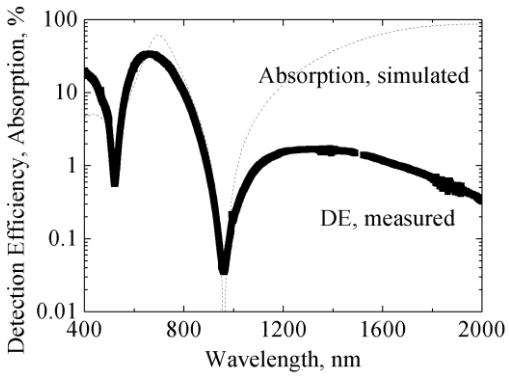


Рис. 2.

SSPD

SiO

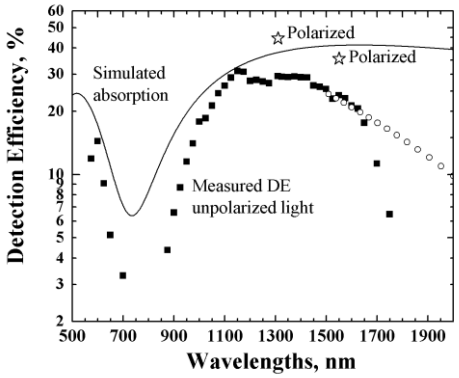


Рис. 3.

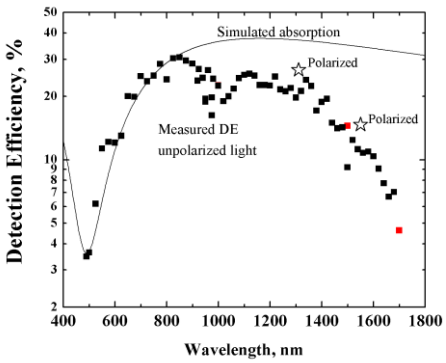


Рис. 4.

SiO_2 □

-

NbN

[8].

(.

.

[7]

NbN, Si

SiO_2

Si/SiO_2

SiO_2 □ □

□ □□□ ,

-

[8]

× 7 □ ×

10 NbN

4 120

80

SiO_2 □

□□ □□□

.4). □□ □

SMF-28e

□□ □□□

ZBLAN

DFB

□ □

SSPD,

SiO_2

□

Si

SiO_2 □

□ , ,

□

1. Gol'tsman G., Okunev O., Chulkova G., Lipatov A., Semenov A., Smirnov K., Voronov B., Dzardanov A., Williams C., Sobolewski R. Picosecond superconducting single-photon optical detector // Applied Physics Letters. 2001. **79**. p. 705-707,

2. Xiaolong Hu, Dauler E.A., Molnar R.J., Berggren K.K. Superconducting nanowire single-photon detectors integrated with optical nano-antennae // Opt. Express. 2010. **19**. p. 17 31.

3. Gaggero A., Nejad S.J., Marsili F., Mattioli F., Leoni R., Bitauld D., Sahin D., Hamhuis G.J. R., Sanjines R., Fiore A. Nanowire superconducting single-photon detectors on GaAs for integrated quantum photonic applications // Applied Physics Letters, **97**, No. 15, p. 151108-1/3, 2010.

4. Marsili F., V.B. Verma, J.A. Stern, S. Harrington, Lita A.E., Gerrits T., Vayshenker I., Baek B., Shaw M.D., Mirin R.P., Nam S.W. Detecting Single Infrared Photons with 93% System Efficiency // arXiv:1209.5774 [physics.optics]

5. Pernice W., Schuck C., Minaeva O., Li M., Goltsman G.N., Sergienko A.V., Tang H.X. High Speed Travelling Wave Single-Photon Detectors With Near-Unity Quantum Efficiency // arXiv:1108.5299v1 [physics.optics]

6. Sprengers J.P., Gaggero A., Sahin D., Jahanmiri Nejad S., Frucci G., Mattioli F., Leoni R., Beetz J., Lermer M., Kamp M. S., Sanjines R., Fiore A. Waveguide superconducting single-photon detectors for integrated quantum photonic circuits //, Appl. Phys. Lett. 99, 181110 (2011).

7. Tanner M.G., Natarajan C.M., Pottapenjara V.K., □ □ □ □ H., Baek B., □

Klapwijk T., Zwiller V. Enhanced single photon telecom wavelength detection with front side fiber coupled NbTiN superconducting nanowires on oxidized silicon // Applied Physics Letters **96**, 221109, 2010.

8. G.N., Smirnov K., Kouminov P., Voronov B., Kaurova N., Drakinsky V., Zhang J., Verevkin A., Sobolewski R. Fabrication of Nanostructured Superconducting Single-Photon Detectors // IEEE Transactions On Applied Superconductivity, **13**, pp. 192 195, June 2003.

Монокристаллические сверхпроводящие наностуктуры

В.Л. Гуртовой, А.В. Черных, А.Н. Ильин, Г.М. Михайлов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

e-mail: gurtovoi@iptm.ru

В отличие от полупроводников, различные применения металлов в электронике не сдерживались требованием к их монокристаллличности из-за высокой концентрации носителей. В настоящее время, возможности использования поликристаллических металлов и аморфных диэлектриков в однослойных и многослойных структурах для таких сверхпроводящих приборов как кубиты, резонаторы, шины связи, сквиды, однофотонные детекторы достигли пределов своей применимости из-за малого времени декогерентизации электронов, низкой добротности, высокого уровня шумов. Для дальнейшего прогресса необходимо развитие технологии изготовления монокристаллических сверхпроводящих структур и создание нового класса монокристаллических сверхпроводящих приборов, обладающих совершенной кристаллической структурой и когерентными интерфейсами.

Следует отметить, что монокристаллические сверхпроводящие наностуктуры в основном исследуются в виде вискеров [1] и, поэтому, имеют ограниченную технологическую применимость. Ранее изготавливались металлические наноструктуры из нормальных и сверхпроводящих монокристаллических пленок, но их сверхпроводящие свойства подробно не были исследованы [2-4]. В данной работе были получены сверхпроводящие монокристаллические наноструктуры из тантала с минимальным размером элементов 100 нм, проведены измерения их вольт-амперных характеристик (ВАХ) и исследованы магнитополевые зависимости критического тока и выпрямленного напряжения, а также эффект Литтла-Паркса.

Монокристаллические пленки тантала толщиной 60–70 нм были выращены методом лазерного осаждения на подложки сапфира R-среза в высоком вакууме (10^{-8} Торр) при температуре 600–650°С [2]. Пленки имели отношение сопротивлений RRR = = R(300 К)/R(4.2 К) = 25–40. Ниже представле-ны типичные табличные физические свойства фаз пленок тантала, полученных в разных условиях.

Табличные данные фаз пленок тантала

Фаза	Структура	ρ (мкОм см)	Tc (K)
α-Ta	ОЦК	10-30	3-4.4
β-Ta	тетрагон.	160-220	0.5- 1.3

Измеренные величины удельного сопротивления ρ=12-20 μΩcm, температуры перехода T_C=3.8-4 K, параметра RRR=R(300 K)/R(4.2 K)=25-40 и результаты рентгено-структурного анализа в сопоставлениии с известными литературными данными позволяют идентифицировать полученные эпитаксиальные пленки как α-Ta(001) высокого качества, состоящие из монокристаллических блоков с малоугловыми границами.

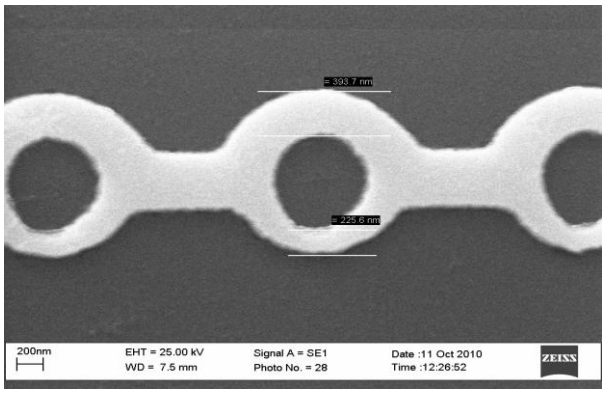


Рис. 1. Фрагмент структуры из 20 колец тантала (диаметр 1 мкм)

Наноструктуры изготавливались плазменным травлением пленки Ta через сформированные методом электронно-лучевой литографии алюминиевые маски в виде асимметричных колец диаметром 1 мкм и ширинами полуколец 160 и 350 нм (Рис. 1).

Готовые структуры имели RRR = 4.5–6 и критическую температуру, близкую к T_C исходной пленки, равную 4 К. Данные результаты говорят о высоком качестве наноструктур с преимуществен-ным рассеиванием носителей на неоднородностях боковых поверхностей, образованных при вытравливании наиболее узких элементов шириной 160 и 350 нм.

На рис. 2 представлена ВАХ одиночного кольца при температуре T=3.752 К. На зависимости практически отсутствует гистерезис в отличие от аналогичных алюминиевых структур на кремнии [5]. Безгистерезисный характер ВАХ, по-видимому, связан с хорошим акустическим согласованием интерфейса: монокристаллический Ta-сапфир.

В магнитном поле критический ток кольца должен осциллировать, что и наблюдается на Рис. 3, где представлены квантовые осцилляции критического тока с периодом равным кванту потока. Ранее обнаруженный для асимметричных алюминиевых колец эффект сдвига экстремумов критического тока с противоположным направлением [5] мал и составляет $0.1\Phi_0$. Причина малого значения сдвига пока не ясна.

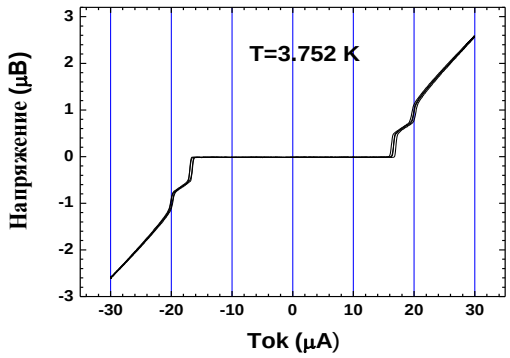


Рис. 2. ВАХ монокристаллического кольца из Ta диаметром 1 мкм

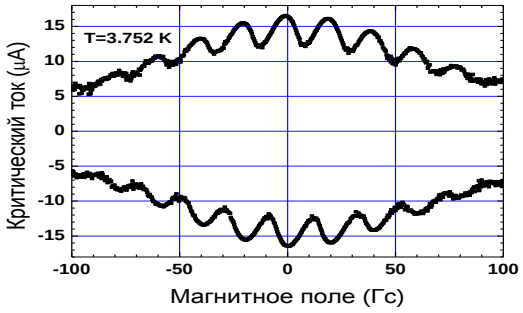


Рис. 3. Квантовые осцилляции критического тока одиночного Ta кольца в магнитном поле при температуре T=3.752 K

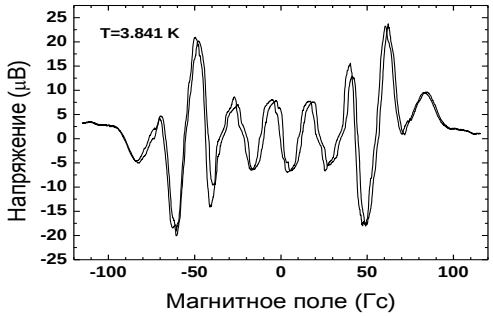


Рис. 4. Квантовые осцилляции выпрямленного напряжения 20 Ta колец в магнитном поле при температуре T=3.841 K.

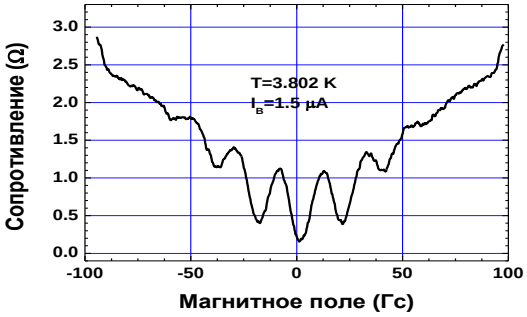


Рис. 5. Осцилляции Литтла-Паркса при токе I_B=1.5 μA и температуре 3.802 K.

На рис. 4 представлены осцилляции выпрямленного напряжения в магнитном поле. Период осцилляций равен Φ_0. Для наблюдения этих осцилляций на структуру подавался переменный ток (без постоянной составляющей) с амплитудой равной критическому току при данной температуре и частотой f=1 кГц. Среднее выпрямленное напряжение регистрировалось усилителем в полосе частот 0-30 Гц как функция медленно-меняющегося магнитного поля.

Осцилляции Литтла-Паркса одиночного кольца показаны на рис. 5. Анализ осцилляций Литтла-Паркса будет представлен в докладе.

Таким образом, была развита технология и изготовлены наноструктуры из монокристаллического Ta с минимальным латеральным размером ~100 нм и RRR = 4.5-6. На кольцевых монокристаллических структурах диаметром 1 мкм наблюдались эффект Литтла-Паркса, осцилляции критического тока и выпрямленного напряжения. Высокое качество эпитаксиального интерфейса Ta-сапфир является условием малой концентрации двухуровневых состояний, которые приводят к малому времени декогерентизации и избыточным шумам сверхпроводящих кубитов и других сверхпроводящих приборов. Создание монокристаллических сверхпроводящих наноструктур имеет большой потенциал применений для высокодобротных сверхпроводящих резонаторов, которые используются в качестве детекторов состояний и линий связи независимого считывания кубитов, малошумящих нано-сквидов и однофотонных детекторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОНИТ РАН в рамках проекта «Квантовый бит на основе микро и нано-структур с металлической проводимостью».

1. Arutuynov K.Yu., Golubev D.S., Zaikin A.D. // Physics Reports **464**, 1 (2008).
2. Mikhailov G.M. et al. // Nanotechnology **9**, 1 (1998).
3. Mikhailov G.M. et al. // Nanotechnology **11**, 379 (2000).
4. Mikhailov G.M., Malikov I.V., Chernykh A.V. // Phys, Low-Dim. Struct. **3/4**, 1 (1999).
5. Гуртовой В.Л. и др. // ЖЭТФ **132**, 297 (2007).

Новый метод расчета электронного транспорта в многозонных сверхпроводниках, топологических сверхпроводниках и сверхпроводящих топологических изоляторах

И.И. Девятов, А.В. Бурмистрова

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

В настоящее время наблюдается значительный интерес к изучению высокотемпературных железосодержащих сверхпроводников (пниктидов) [1], топологических сверхпроводников [2] и сверхпроводящих топологических изоляторов [3]. Активно обсуждается возможность осуществления необычных сценариев сверхпроводимости в этих сверхпроводниках, например $s_{\pm}$ модель в пниктидах [4], киральная p-симметрия параметра порядка в топологическом сверхпроводнике Sr_2RuO_4 [2], и возможности существования топологически защищенных поверхностных состояний в сверхпроводящем топологическом изоляторе $Cu_xBi_2Se_3$ [5]. Несмотря на то, что достигнут существенный прогресс в теоретическом и экспериментальном исследовании объемных свойств данных материалов, последовательная теория контактов таких материалов с нормальным металлом или сверхпроводником до сих пор не была создана. С другой стороны, известно, что окончательный ответ о виде симметрии параметра порядка в других необычных сверхпроводниках, высокотемпературных купратах, был получен именно после создания последовательной теории когерентного электронного транспорта в их контактах с нормальным металлом и сверхпроводником [6] и сравнения экспериментальных результатов с последовательной теорией [6]. В случае перечисленных выше новых необычных сверхпроводников, обилие достоверных экспериментальных результатов [1-3,7] контрастирует с отсутствием теории, последовательным образом описывающей когерентный электронный транспорт в их контактах с нормальным металлом и сверхпроводником.

Проблемы при создании последовательной микроскопической теории когерентного электронного транспорта в вышеперечисленных необычных сверхпроводниках обусловлены их нетривиальной зонной структурой. Все эти необычные сверхпроводники являются многозонными металлами с существенно анизотропным и непараболическим спектром возбуждений. Именно эти особенности зонной структуры вышеперечисленных необычных сверхпроводников приводят к трудностям при создании последовательной микроскопической теории когерентного электронного транспорта в их контактах с нормальным металлом и сверхпроводником. Даже недавно предложенная теория [8] смогла описать транспорт куперовских пар и одночастичных возбуждений в гетероструктурах с пниктидами только для нулевого угла разориентации границ с кристаллографическими осями пниктида, поскольку теория [8] основывалась на феноменологическом методе работы [9]. Однако, известно [6], что именно исследование транспорта тока в контактах высокотемпературных сверхпроводящих купратов с нормальным металлом с ненулевым углом разориентации кристаллографических осей купрата относительно границы позволило сделать вывод о d-симметрии параметра порядка в них. Поэтому существует настоятельная необходимость создания последовательной теории когерентного электронного транспорта в контактах необычных многозонных сверхпроводников с нормальным металлом с произвольным углом разориентации.

Такую теорию мы создали, обобщив метод, предложенный в работе [10]. Этот метод позволяет в терминах метода сильной связи осуществлять сшивку волновых функций контактов двух различных металлов. Рассмотрим ситуацию, изображенную на Рис.1, где изображен контакт двух одномерных цепочек атомов с параметрами хоппинга между ними t слева от границы (а) и t’ справа от границы (б). Хоппинг через границу описывается параметром γ.

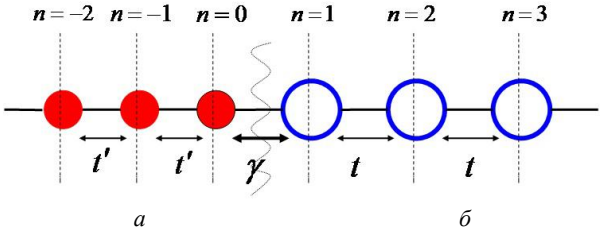


Рис. 1. Одномерная цепочка атомов. Заполненные кружки в левой области соответствуют металлу с параметром хоппинга между атомами равным *t’*, пустые кружки в правой области соответствуют атомам сверхпроводника с параметром хоппинга между ними *t*. Параметр хоппинга через границу равен γ

В работе [10] было показано, что когерентную сшивку электронных волновых функций на границе можно осуществить с помощью следующих граничных условий:

$$t'\Phi_1 = \gamma\Psi_1, \qquad \gamma\Phi_0 = t\Psi_0. \tag{1}$$

В формуле (1) Φ_i (Ψ_i) – электронные волновые функции левого (правого) металла, нижний индекс i соответствует номеру атома (см. Рис. 1).

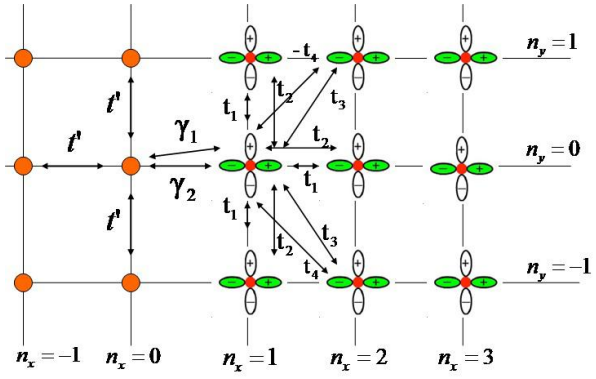
Действуя также, как в работе [10], нами было показано, что граничные условия для контакта нормального металла с обычным [2] сверхпровод-

ником в рамках приближения сильной связи имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} t'\Phi_1 &= \gamma\Psi_1, \\ t'\bar{\Phi}_1 &= \gamma\bar{\Psi}_1, \\ \gamma\Phi_0 &= t\Psi_0 + \Delta\bar{\Psi}_0, \\ \gamma\bar{\Phi}_0 &= t\bar{\Psi}_0 - \Delta^*\Psi_0, \end{aligned} \qquad (2)$$

где волновые функции $\bar{\Phi}_i, \bar{\Psi}_i$ описывают дырочные состояния на i-ом атоме, Δ – сверхпроводниковый параметр порядка. Граничные условия (2) сохраняют поток вероятности через границу, рассматриваемый также в приближении сильной связи [11].

Рассмотренная выше процедура естественным образом обобщается и на контакты многозонных сверхпроводников с различными углами разориентации кристаллографических осей относительно границы. Рассмотрим сначала случай нулевого угла разориентации, представленный на Рис. 2. Левая (а) область рисунка соответствует однозонному нормальному металлу с параметром хоппинга t' между атомами, правая область рисунка (б) соответствует x-y плоскости железа пниктида, рассматриваемого в рамках двухорбитальной модели. Оказывается [11], что электронный транспорт через такую границу можно описать аналогично рассмотренной выше одномерной модели. При этом для учета двухзонности рассматриваемой модели пниктида достаточно ввести два параметра хоппинга через границу γ_1, γ_2. Аналогично уравнениям (2) выводятся граничные условия для электронных и дырочных состояний нормального металла и орбиталей пниктида. Для рассматриваемого случая их будет шесть.



а *б*

Рис. 2. Схематическое изображение контакта пниктида с нормальным металлом с нулевым углом разориентации. Левая область (а) изображает нормальный металл с параметром хоппинга *t'*. Правая область рисунка (б) изображает x-y плоскость железа пниктида. На каждом атоме железа изображены две d – орбитали. t_i (i=1-4)- амплитуды хоппинга между атомами пниктида, γ_1, γ_2 – амплитуды хоппинга через границу.

Также аналогично одномерной модели можно ввести дискретный поток вероятности, и показать, что он сохраняется через границу. Нами было показано [11], что феноменологические граничные условия, предложенные в работе [9], переходят в выведенные нами граничные условия только для определенных соотношений между параметрами хоппинга через границу и в металлах.

Подобным образом рассматривается и электронный транспорт для случая ненулевого угла разориентации границы многозонного сверхпроводника и нормального металла. Нами был рассмотрен случая угла разориентации, равного $\pi/4$. В этом случае для учета многодолинности в зонной структуре пниктида в рассматриваемом направлении и учета оборванных связей между атомами на границе необходим учет хоппинга не только с ближайшего к границе слоя пниктида, но и предпоследнего от границы слоя атомов пниктидов. Соответственно и параметров хоппинга через границу будет четыре, а граничных условий – двенадцать. Полученные нами граничные условия сохраняют поток через границу, что не удавалось осуществить в феноменологическом подходе работы [9].

Основываясь на разработанном нами новом методе, нами была рассчитана проводимость границы нормального металла и сверхпроводящего пниктида для различных углов разориентации. Было проанализировано влияние размеров поверхности Ферми нормального металла на проводимость такой структуры. Были изучены процессы множественного Андреевского отражения в контактах пниктид-пниктид для различных моделей симметрии параметра порядка в пниктиде. Была подтверждена качественная корректность наших расчетов [8] тока Джозефсона в сверхпроводящих гетероструктурах с пниктидом. Нами была продемонстрирована возможность использования нашего метода для описания транспорта в гетроструктурах с топологическими сверхпроводниками и топологическими сверхпроводящими изоляторами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-12084-офи-м-2011.

1. Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M., Hosono H. // Journal of the American Chemical Society **130**, 3296 (2008).

2. Mackenzie A.P. and Maeno Y. // Rev. Mod. Phys. **75**, 657, (2003).

3. Hor Y.S., Williams A.J., Checkelsky J.G., Roushan P., Sco J., Hu Q., Zandbergen H.W., Yasdani A., Ong N.P., Cava R.J. // Phys. Rev. Lett. **104**, 057001 (2010).

4. Mazin I.I., Singh D.E., Johannes M.D., and Du M.H. // Phys. Rev. Lett.. **101**, 057003 (2008).

5. Sasaki S., Kreiner M., Segawa K., Yada K., Tanaka Y., Sato M., Ando Y. // Phys. Rev. Lett.. **107**, 217001 (2011).

6. Kashiwaya S. and Tanaka Y. // Rep. Prog. Phys. **63**, 1641 (2000).

7. Shanigina T,E., Ponomarev Ya.G., Kuzmichev S.A., Mikheev M.G., Tchesnokov S.N., Omel'yanovskii O.E., Sadakov A.V., El'tsev Yu.F., Dormidontov A.S., Pudalov V.M., Usol'tsev A.S., Khlibov E.P. // Pis'ma v ZhETF, **93**, 95 (2011).

8. Бурмистрова А.В., Девятов И.А. // Письма в ЖЭТФ, **95**, 263 (2012).

9. Araùjo M.A.N., and Sacramento P.D. // Phys.Rev. B **79**, 174529 (2009).

10. Zhu Q.-G. and Kroemer H. // Phys. Rev. B 27, 3519 (1983).

11. Бурмистрова А.В., Девятов И.А. // Письма в ЖЭТФ, **96**, 430 (2012).

О возможности увеличения сверхпроводящей щели в неоднородных сверхпроводниках

И.Н. Жиляев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

e-mail: zhilyaev@iptm.ru

В работе [1] предложена феноменологическая модель сверхпроводящего состояния неоднородного квазидвумерного сверхпроводника, имеющего структуру однородной матрицы с вкраплениями в ней в виде островков с латеральным размером d порядка десяти ангстрем и с расстояниями между островками того же порядка. Матрица обладает свойствами стандартного БКШ сверхпроводника, а островки обладают свойствами волны зарядовой плотности вигнеровского типа. Оценка сверхпроводящей щели Δ для материала с параметрами ВТСП дает значение, сопоставимое с максимальной наблюдавшейся. Характерные черты предложенной модели напоминают свойства ВТСП.

Идея предложенной модели в каком-то смысле родственна идее предложенной в свое время Литтлом для квазиодномерного случая и Гинзбургом для квазидвумерного случая [2]. По сути, они предлагали найти в электронной системе спаривающее взаимодействие с более высокой энергией, чем дает электрон-фононное взаимодействие, и, таким образом, поднять сверхпроводящие характеристики. Идея нашей модели также состоит в том, чтобы найти большую энергию в электронной системе. Но в данном случае сверхпроводящее состояние формируется иначе: потенциал спаривания определяется матрицей в соответствии со стандартной моделью БКШ при электрон-фононном взаимодействии, но вероятность заполнения электронных состояний, которая в модели БКШ формируется самосогласованной процедурой также из электрон-фононного взаимодействия, определяется в нашем случае взаимодействием парных электронных состояний с островками ВЗП. Т.е., по сути, в модели предлагается ввести помимо электрон-фононного спаривающего взаимодействия дополнительное, также парное взаимодействие, но не через фононы, а через ВЗП. При этом, ввиду того, что взаимодействие электронов с ВЗП парное, не возникает конфликта между сверхпроводящей и ВЗП щелями и нет влияния на состояние БКШ взаимодействия подобного взаимодействию пар с температурными фононами.

Более подробно о возможном механизме дополнительного взаимодействия. Пусть в квазидвумерном сверхпроводнике имеются островки с ВЗП вигнеровского типа с симметрией четвертого порядка, которые имеют латеральные размеры порядка длины волны ВЗП. При этом перераспределение заряда в островках пространственно симметричное (см. рис). Допустим, что концентрация заряда такова, что состояние ВЗП островков близко к фазовому переходу к состоянию проводника без ВЗП. В вигнеровском случае число носителей заряда островка порядка единицы. При взаимодействии свободных носителей заряда с островком число носителей заряда на островке может измениться, что приведет к переходу островка в состояние без ВЗП. Пусть в данной симметричной геометрии разрешены только парные процессы. В ВТСП фермиевская энергия мала, фермиевские импульсы также малы, а соответствующие длины волн могут быть порядка нескольких ангстрем. В результате вероятность парных процессов может быть порядка единицы. В условиях, когда время взаимодействия носителей заряда с островком порядка времени изменения энергии состояния островка, взаимодействие носителей заряда с островком может быть неупругим. В итоге, распределение парных состояний по энергии может быть размазано на величину порядка щели ВЗП. Если в качестве щели ВЗП принять наблюдаемую большую величину псевдощели в ВТСП, размазка будет существенно больше, чем в обычной модели БКШ. Таким образом, в отличие от стандартной модели БКШ в данном случае энергия для формирования размазки берется не из изменения состояния в фононной системе, а из изменения состояния в электронной системе ВЗП. При построении сверхпроводящего состояния в такой неоднородной структуре эта размазка учитывается и приводит к существенному увеличению сверхпроводящей щели даже для случая слабой связи при электрон-фононном взаимодействии.

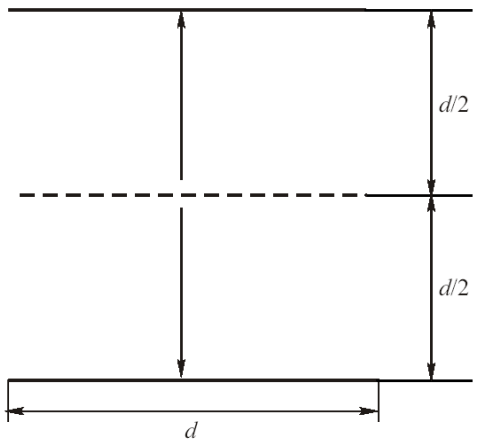


Рис. Схематическое изображение островка с волной зарядовой плотности. Линии на рисунке – экстремумы ВЗП с периодом d. Стрелками показаны направления перераспределения зарядов в одном из двух главных направлений

Предложенная модель, по-видимому, в некоторых случаях может объяснить наблюдаемое существенное повышение критической температуры T_c сверхпроводящего перехода в неоднородных тонких пленках по сравнению с исходными объемными критическими температурами этих сверхпроводников. Обилие предложенных механизмов [3] свидетельствует скорее всего о том, что ситуация в этой области не ясна до конца. В гранулированных пленках в непосредственной близости (около сотой доли) от температуры перехода в сверхпроводящее состояние наблюдающееся повышение температуры сверхпроводящего перехода в некоторых материалах можно объяснить на основе теории парапроводимости Асламазова-Ларкина [4] для двумерного случая. Однако большие эффекты в неоднородных пленках трудно объяснить на основе этой теории [3]. Интересно, что наибольшие эффекты в неоднородных пленках наблюдаются при уменьшении размеров кристаллитов именно при приближении к диапазону десяти ангстрем [3], что близко к масштабу неоднородностей в ВТСП [5]. Тогда естественно привлечь к рассмотрению таких эффектов в тонких пленках предлагаемый механизм. К тому же, как известно из литературы, ВЗП наиболее часто возникает в случае слоистых, практически квазидвумерных, материалах. Предположим, что тонкие сверхпроводящие пленки также являются квазидвумерными неоднородными объектами и в них могут возникать островки ВЗП. Согласно предложенному механизму в них может наблюдаться эффект увеличения сверхпроводящих свойств. Представляет интерес оценить эффект увеличения и сравнить его с наблюдавшимися экспериментально значениями. Конечно, такая оценка затруднительна ввиду того, что нужно знать распределение островков по образцу и параметры волны ВЗП, но можно провести оценку максимального эффекта по порядку величины, как это было сделано в [1] для ВТСП. Согласно [1], когда вероятность заполнения электронных состояний v_k^2 является заданной, сверхпроводящая щель определяется формулой:

$$\Delta = V\sum_k v_k\sqrt{(1-v_k{}^2)}$$

здесь V – потенциал взаимодействия электронов. Заменим суммирование интегрированием по энергии. В случае оценки максимального эффекта можно использовать формулу для трехмерного случая, тогда:

$$\Delta \cong V \int_{-\delta\varepsilon_{hc}/2}^{\delta\varepsilon_{hc}/2} n(E_F)(1/2)d\varepsilon ,$$

где $n(E_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми, а $\delta\varepsilon_{hc}$ – граница размазки по энергии вплоть до которой $v_k^2 \approx 1/2$. В данном случае $\delta\varepsilon_{hc}$ может быть порядка дебаевской температуры. Оценим Δ и T_c для алюминия, где наблюдаемый эффект довольно велик. В нем величина $Vn(E_F) \approx 0.2$, а дебаевская температура 400K. Тогда, считая, связь между температурой сверхпроводящего перехода и Δ такой же, как в БКШ, найдем $T_c \approx 40$K, что на порядок больше наблюдаемой величины [4]. Ввиду того, что в реальных структурах такие параметры как щель ВЗП островков, эффективность взаимодействия пар с островками могут быть ниже принятых для оценки, превышение оцененной максимальной величины над наблюдающейся не может свидетельствовать о неприменимости модели. Скорее это говорит о большом потенциале модели для объяснения подобных эффектов.

Возможно, предложенный механизм может приводить и к повышению критической температуры в области квазидвумерной границы двух разных сверхпроводников [6].

Нужно также заметить, что подобный механизм, по-видимому, может реализоваться вблизи фазовых переходов, не обязательно связанных с состоянием ВЗП. Необходимо только, чтобы взаимодействие электронов с островками было парным.

Работа была поддержана Программой РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

1. Жиляев, И. Н. О возможности большой сверхпроводящей щели в присутствии квантовых флуктуаций / И.Н. Жиляев // ФНТ. 2012. Т. 38, № 11. С. 1347–1351.

2. Булаевский, Л. Н. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Л.Н. Булаевский, В.Л. Гинзбург, Г.Ф. Жарков, Д.А. Киржниц, Ю.В. Копаев, Е.Г. Максимов, Д.И. Хомский. М.: Наука, 1977. 400 с.

3. Комник, Ю.Ф. Физика металлических. М.: Атомиздат, 1979. 264с.

4. Асламазов, Л.Г. Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводников при температуре выше критической / Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин // ФТТ. 1968. Т. 10, № 4. С. 1104–1111.

5. Wise, W.D. Charge density wave origin of cuprate checkerboard visualized by scanning tunneling microscopy / W.D. Wise, M.C. Boyer, Kamalesh Chatterjee, Takeshi Kondo, T. Takeuchi, H. Ikuta, Yayu Wang, E.W. Hudson // Nature Phys. 2008. V. 4. P. 696–700.

6. Хайкин М.С. Плоскость двойникования металлического кристалла – двумерный сверхпроводник / М.С. Хайкин, И.Н. Хлюстиков // ПЖЭТФ. 1981. Т. 33, № 3. С. 167–170.

Влияние геометрии сверхпроводящей пленки и внешнего магнитного поля на процесс детектирования в однофотонных сверхпроводящих детекторах

А.Н. Зотова, Д.Ю. Водолазов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: zotova@ipm.sci-nnov.ru

Сверхпроводящие пленки, запитанные током, используются в настоящее время как базовый элемент детекторов одиночных фотонов оптического и инфракрасного диапазонов. Пленки в таких детекторах изготавливаются в форме меандра, кроме того, могут иметь локальные неоднородности или помещаться в магнитное поле. Наш интерес к влиянию неоднородностей сверхпроводящей пленки обусловлен экспериментальными результатами, полученными в работах [1, 2]. Эксперименты показывают, что импульсы напряжения на детекторе, возникающие после поглощения фотона, различны по своей амплитуде. Средняя амплитуда импульса напряжения увеличивается с уменьшением энергии фотона. Кроме того, в работе [3] экспериментально получено, что магнитное поле различным образом влияет на детектирование фотонов различной энергии.

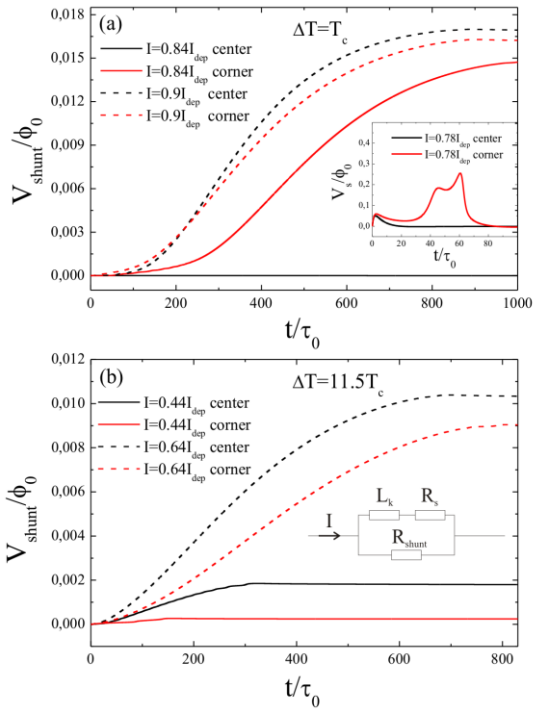


Рис. 1. Временная зависимость напряжения на шунте для различных токов смещения и мест падения фотонов. На вставке (b) показана эквивалентная схема детектора. Ширина пленки w=15 $\xi(0)$ =75 nm для NbN ($\xi(0)$ =5 nm)

Нашей целью является изучение влияния неоднородностей (поворотов и сужений) сверхпроводящего меандра, а также приложенного магнитного поля на процессы, происходящие в сверхпроводящей пленке после поглощения одиночного фотона. В работе проводится численное решение уравнения Гинзбурга-Ландау в рамках модели горячего пятна [4].

На рис. 1 представлена зависимость напряжения на шунтирующем сопротивлении от времени для различных токов смещения и мест падения фотонов низкой (λ≈14.6 μm, $\Delta T = T_c$ - локальное повышение температуры квазичастиц после поглощения фотона) и высокой (λ≈1.3 μm, $\Delta T = 11.5T_c$) энергий (при квантовой эффективности ν<1 требуемая длина волны уменьшается в 1/ν раз, чтобы получить то же значение локального разогрева ΔT). Для фотона низкой энергии появление вихрей и возникновение нормального домена происходит при меньших токах при поглощении фотона вблизи угла пленки. Тогда как при поглощении высокоэнергетического фотона с увеличением тока нормальный домен возникнет сначала вдали от угла поворота пленки.

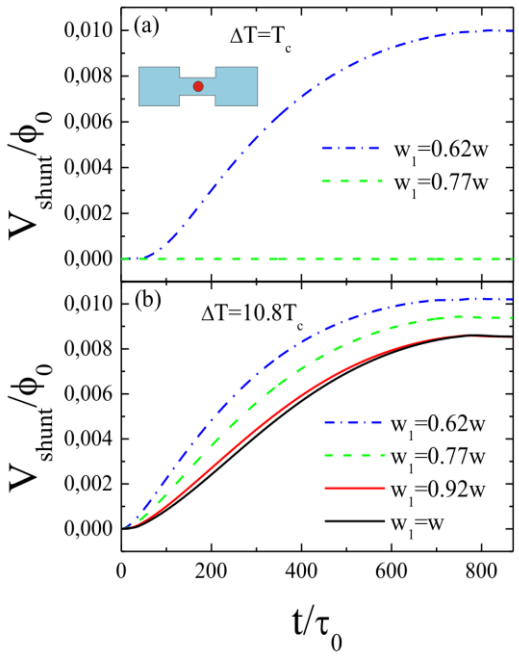


Рис. 2. Временная зависимость напряжения на шунте для фотонов низкой и высокой энергии при различных ширинах сужения пленки w_1. На вставке (a) показана геометрия рассматриваемой пленки с сужением. Ширина пленки w=13 $\xi(0)$ =65 nm для NbN.

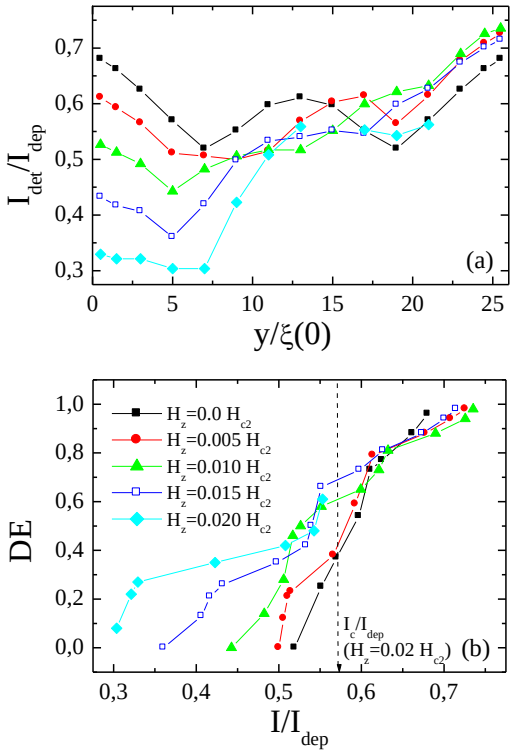


Рис. 3. (a) Зависимость тока детектирования от места падения фотона при различных значениях приложенного магнитного поля, (b) зависимость эффективности детектирования от тока смещения при различных значениях приложенного магнитного поля. Стрелкой отмечено значение критического тока при H=0.02 H_{c2}. Ширина пленки w=26 $\xi(0)$ =130 nm для NbN

Таким образом, повороты в сверхпроводящем меандре оказывают существенное влияние на детектирование низкоэнергетических фотонов, но слабочувствительны к фотонам высоких энергий.

На рис. 2 показаны временные зависимости напряжения на шунтирующем сопротивлении для энергий фотона, соответствующих локальным повышениям температуры $\Delta T = 10.8T_c$ и $\Delta T = T_c$, при одном и том же токе смещения для падения фотона вблизи сужения пленки. Нами рассмотрены четыре различных сужения. Из приведенных графиков видно, что с увеличением размеров сужения увеличивается амплитуда импульса напряжения. При определенных токах пленка без дефекта не может детектировать поглощенный фотон, но при попадании фотона в область сужения импульс напряжения все еще возникает. Таким образом, более низкоэнергетические фотоны детектируются более узкими местами пленки, что объясняет наблюдаемую в экспериментах зависимость средней амплитуды импульса напряжения от энергии фотона.

Рис. 3 демонстрирует влияние магнитного поля на процесс детектирования фотонов. Можно заметить, что ток детектирования (пороговое значение тока, при котором появляется импульс напряжения после поглощения фотона) зависит от поперечной координаты места падения фотона на пленку, а магнитное поле делает эту зависимость более сильной (рис. 3(a)). Следовательно, при некотором токе не вся пленка принимает участие в процессе детектирования. Этот факт находит отражение в зависимости эффективности детектирования (DE) от тока смещения (рис. 3(b)). Видно, что при токах существенно меньших тока распаривания магнитное поле может заметно увеличивать эффективность детектирования. Это объясняется приближением тока к критическому току пленки, который уменьшается с ростом H и при H=0.02 H_{c2} равен 0.57 I_{dep}.

1. Haas, P. Spectral Sensitivity and Spectral Resolution of Superconducting Single-Photon Detectors / P. Haas, A. Semenov, H.-W. H¨ubers, J. Beyer, A. Kirste, T. Schurig, K. Il'in, M. Siegel, A. Engel, A. Smirnov // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2007. V. 17, № 2. P. 298–301.

2. Kitaygorsky, J. HEMT-Based Readout Technique for Dark- andPhoton-Count Studies in NbN Superconducting Single-Photon Detectors / J. Kitaygorsky, S. Dorenbos, E. Reiger, R. Schouten, V. Zwiller, R. Sobolewski // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2009. V. 19, № 3. P. 346–349.

3. Engel, A. Magnetic-field dependence of count rates in superconducting thin-film TaN single-photon detectors / A. Engel, A. Schilling, K. Il'in, M. Siegel // Phys. Rev. B 2012. V. 86, 140506(R).

4. Zotova, A. Photon detection by current-carrying superconducting film: A time-dependent Ginzburg-Landau approach / A. Zotova, D. Vodolazov // Phys. Rev. B 2012. V. 85, 024509.

Сверхпроводящий пленочный концентратор магнитного поля с наноразмерными ветвями и прорезами

Л.П. Ичкитидзе

Национальный исследовательский университет МИЭТ, Москва

e-mail: leo852@inbox.ru

Магнитные системы, регистрирующие слабые магнитные поля (B≤0,1 Тл), используются в неинвазивной диагностике. Функциональные и разрешающие возможности этих систем находятся на уровне других современных методов диагностики (например, магнитно-резонансной томографий, позитронно-эмиссионной томографии) или даже превосходят их. В магнитных системах сверхвысокая чувствительность достигается за счет явления сверхпроводимости. В частности, замкнутые сверхпроводящие пленочные кольца служат в качестве трансформатора магнитного потока (ТМП) или концентратора магнитного поля (КМП), а в качестве магниточувствительных элементов (МЧЭ) используются СКВИДы (сверхпроводящий квантовый интерференционный датчик). В работах [1,2] было показано, что эффективность ТМП увеличивается при оптимальной фрагментации его активной полосы на многочисленные параллельные ветви и прорези, имеющие микронные, субмикронные и нанометровые размеры. В настоящей работе приводятся результаты расчетов для повышения эффективности сверхпроводящего пленочного КМП после фрагментации его активной полосы на наноразмерные ветви и прорези, используемые в датчике магнитного поля (ДМП).

Объектом исследования является фактор F умножения (концентрации) магнитного поля на МЧЭ. Рассматривается конструкция комбинированного ДМП, состоящего из кольцевого сверхпроводникового пленочного КМП с суженной активной полосой и МЧЭ в виде пленочной структуры с гигантским магнитосопротивлением (ГМС). При этом активная полоса КМП перекрывает МЧЭ, отделенный с помощью изолирующей пленки, а все элементы ДМП имеют планарное исполнение, что иллюстративно показано на рис.1. Активная полоса фрагментирована на параллельные, чередующие между собой, сверхпроводящие ветви и прорези с нанометровыми размерами.

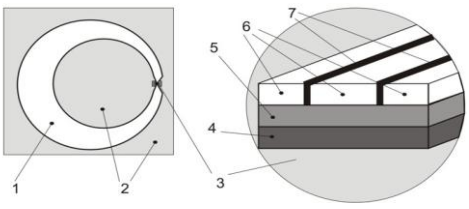


Рис. 1. Схема ДМП и его элементы: 1 – сверхпроводящее кольцо КМП, 2 – подложка, 3 – активная полоса КМП в увеличенном масштабе, 4 – МЧЭ, 5 – изолирующая пленка, 6 и 7 – ветви и прорезы активной полосы, соответственно

Для предложенной конструкции значение F оценивалось относительно конструкции КМП со сплошной активной полосой, т.е. значение F/F_0 =1, где F_0 соответствует случаю конструкции КМП с активной полосой без фрагментации.

Производился расчет F для КМП при варьировании ширины прорезей w_p, половина толщины изолирующего слоя h_i и при различных значениях лондоновской глубины проникновения магнитного поля λ в сверхпроводнике. При этом учитывалась только проекция магнитного поля, параллельная поверхности подложки, поскольку именно эта проекция сильно влияет на МЧЭ в виде элемента с ГМС. Использовалась известная формула для определения магнитного поля в пластине, нагруженной током. При этом она модифицировалась для случая сверхпроводника, находящегося во внешнем поле $B<<B_{c1}$ (B_{c1} – первое критическое магнитное поле сверхпроводящей пленки) с учетом неоднородного распределения тока в его ширине. Оси системы координат x и y направлены вдоль ширины и толщины соответственно активной полосы, изолирующего слоя и МЧЭ. В расчетах использовались формулы:

$$B_{\text{II}} = \frac{\mu_0 \cdot I_s}{8\pi \cdot \lambda \cdot h} \cdot [\int_{-2h}^{0}\int_{-l}^{0} \frac{e^{-\frac{x+l}{\lambda}} \cdot (y_0 - y)}{(y_0 - y)^2 + (x_0 - x)^2} dxdy + \int_{-2h}^{0}\int_{0}^{+l} \frac{e^{-\frac{l-x}{\lambda}} \cdot (y_0 - y)}{(y_0 - y)^2 + (x_0 - x)^2} dxdy], \quad (1)$$

$$F = \frac{< B_{\text{II}}* >}{< B_{\text{II}} >}, \quad (2)$$

где B_{II} – параллельная составляющая магнитного поля на МЧЭ, созданного активной полосой; l и h – полуширина и полутолщина пленки активной полосы, соответственно; μ_0 – постоянная магнитного поля; $I_s/(4\lambda \cdot h) \le J_c$, I_s–экранирующий сверхпроводящий ток в активной полосе, протекающего над МЧЭ и действующего на него в точке (x_0, y_0) (точка отсчета (0, 0) находится в центре верхней поверхности активной полосы); J_c – плотность критического тока Гинзбурга-Ландау; $<B_{\text{II}}*>$ и $<B_{\text{II}}>$ – усредненные значения магнитных полей, создаваемых активной полосой в случаях с прорезями и без прорезей (сплошная полоса) соответственно; Формула (1) использовалась для расчетов магнитных полей, созданных сплошной активной полосой или ее ветвями, с учетом их размеров и расположений.

Расчеты показали, что факторы умножения F_0 (сплошная активная полоса) и F (фрагментированная активная полоса) сильно различаются. Макси-

мальное значение F_m величины F зависит от ширин ветвей и их числа, а также их топологического расположения и характерных параметров сверхпроводникового материала КМП.

Согласно (2) количественный расчет F для фрагментированных ветвей производится относительно случая, когда допускается F_0=1 (КМП со сплошной активной полосой). Полученные значения F_m~4 для случая 3-х ветвей (см. рис. 1) незначительно (<20 %) менялись, когда прорезы не находились сильно близко (>350 нм) к краям или центру активной полосы. В расчетах использовались следующие параметры ДМП: $J_c=10^6$ А/см^2, λ=50 нм, w_s=7000 нм – ширина активной полосы, h=25 нм, w_p=20 нм, h_i=20 нм, толщина слоя МЧЭ - 50 нм.

При фиксированном значении λ=50 нм с увеличением ширины прорезей в области w_p=20-2000 нм величины F и F_m уменьшаются, а с увеличением количества прорезей они монотонно растут. Например, при 24 прорезях (25 сверхпроводящие ветви) и следующем их расположении: 325-***20***-280-20-280-***20***-280-***20***-280-***20***-280-***20***-230-***20***-230-***20***-230-***20***-230-***20***-230-***20***-210-***20***-230-***20***-230-***20***-230-***20***-230-***20***-230-***20***-280-***20***-280-***20***-280-***20***-280-***20***-280-***20***-280-***20***-325 достигается F_m~31,3, где цифры соответствуют ширинам ветвей (обыкновенный шрифт) и прорезей (курсив полужирный) в нанометрах.

В таб. 1 приведены значения F_m при различных w_p и λ. Видно, что F_m для случая λ=100 нм и в интервале w_p=20-500 нм падает приблизительно на 14%, а для случая w_p=100 нм в интервале λ=50-250 нм подает на 16%. Во всех расчетах учтены значения: h_i=20 нм, толщина слоя МЧЭ - 50 нм.

Таблица 1

Значения F_m при различных w_p и λ.

w_p, нм	F_m (λ=100 нм)	λ, нм	F_m (w_p=100 нм)
20	3,66	50	3,87
50	3,63	100	3,57
100	3,57	150	3,43
200	3,47	200	3,31
500	3,15	250	3,24

Положительный эффект, т.е. F>1 при фрагментации активной полосы на наноразмерные ветви, достигается за счет более однородного распределения электрического тока в ветвях, индуцированного измеряемым магнитным полем, относительно случая сплошной активной полосы.

Таким образом, величина F_m растет с уменьшением значения λ, что означает большую эффективность пленок чистых низкотемпературных сверхпроводящих (НТСП) материалов (например, ниобий – λ~60 нм) относительно пленок гранулярных НТСП или высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) пленочных материалов (например, текстурированные пленки системы Bi-2223 - λ~250 нм), используемых в КМП или ТМП.

При высоком F_m повышаются положительные показатели датчика магнитного поля. Действительно, в рассмотренной конструкции ДМП: КМП/изолирующая пленка/МЧЭ, низкий уровень пороговой чувствительности достигается при высоких значениях F_0. Для нефрагментированной полосы F_0~D/w_s≥10^3 (например, D~8 мм – диаметр кольцо ТМП или КМП, w_s~2000–8000 нм). Дальнейшее повышение F_0 ограничено из-за трудности сужения ширины МЧЭ, повышения его сопротивления и высокого уровня шумов. Предложенная нами фрагментация на ветви активной полосы снимает указанное ограничение, поскольку в этом случае общий фактор умножения F_g для КМП будет $F_g = F_0 \cdot F_m$, и его высокого значения можно достигнуть не за счет увеличения F_0, а за счет увеличения F_m. Поскольку, повышение F_0 за счет выбора ширины w_s для сверхпроводящей пленки в наноразмерной области - задача технологически более затруднительная, чем повышение F_m за счет выбора ширины w_p прорези в наноразмерной области. Одновременно, для наноразмерной ширины активной полосы растет ее индуктивность, и при определенных условиях будет уменьшаться F_0. Высокое F_g позволяет использовать кольцо с меньшим диаметром и тем самым достигнуть приемлемое энергетическое разрешение ДМП. При этом можно не увеличивать F_0 за счет больших D.

Действительно, энергетическое разрешение $N_E \approx 2 \cdot 10^5 B_n^2 D^3$ для различных ДМП имеет следующие порядки: СКВИД(НТСП)+ТМП -10^{-30} Дж/Гц, при B_n~10^{-15} Тл/Гц$^{1/2}$, D~1 см; СКВИД(ВТСП)+ТМП -10^{-27} Дж/Гц, при B_n~10^{-13} Тл/Гц$^{1/2}$, D~1 см [3]; комбинированный ДМП+КМП – 10^{-27} Дж/Гц, при B_n~10^{-10} Тл/Гц$^{1/2}$, D~0,1 см, где B_n – плотность магнитных шумов. Здесь учтен полученный нами результат – F_m~31 при количестве разрезов 24 и 25 сверхпроводящих ветвей в активной полосе, а также возможность уменьшить диаметр кольца хотя бы на порядок, то есть сделать D~0.1 см. Видно, что комбинированный ДМП, состоящий из МЧЭ с ГМС и КМП, может иметь энергетическое разрешение такого же уровня, какой наблюдается в ВТСП СКВИД. С другой стороны, комбинированные ДМП превосходят СКВИДы: они измеряют абсолютное значение магнитного поля и более надежные и дешевые.

Автор выражает благодарность проф. С.В. Селищеву за поддержку данной работы, а также Н.А. Новикову за помощь в расчетах.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 г.г. (Госконтракт 16.740.11.0765, соглашение 14.B37.21.0567) и Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (контракты 10678р/19537).

1. Ichkitidze L.P., Mironyuk A.N. Superconducting film flux transformer for a sensor of magnetic field // Physica C. 2012, V. 472, Issue 1. P. 57–59.

2. Ичкитидзе Л.П., Миронюк А.Н. Топологический наноструктурированный пленочный сверхпроводниковый трансформатор магнитного потока // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 1. С. 47–50.

3. Robbes D. Highly sensitiive magnetometers – a review // Sensors and Actuators A. 2006. V. 129. P. 86–93.

Сравнительные параметры датчиков слабых магнитных полей

Л.П. Ичкитидзе [1], ***М.Л. Гаврюшина*** [2]

[1] Национальный исследовательский университет МИЭТ, Москва
[2] ОАО «Базовые технологии», Москва

e-mail: leo852@inbox.ru

Рассмотрены различные датчики магнитного поля (ДМП, частота 0-1 кГц, диапазон ~10^{-9} 10^{-15} Тл) на основе материалов, работающих при комнатных температурах (I тип) и требующих криогенного охлаждения (II тип). Вкратце описаны физические принципы работы для каждого датчика, а также приведены их некоторые расчетные и экспериментальные характеристики: разрешение по магнитному полю B, разрешение по магнитному потоку , энергетическое разрешение , динамический диапазон измерения D_r и др.

I тип датчики

1.1. В начале этого века на коммерческой основе появились атомные магнитометры с лазерной накачкой (МЛН) объемом рабочей ячейки порядка 1 $см^3$. Для МЛН с объемом ячейки 4 19 40 $мм^3$, содержащего атомы калия и при использовании циркулярно-поляризованных лазерных диодов достигнуто разрешение на уровне собственных магнитных шумов B_n ~7 фТл/$Гц^{1/2}$, 7x10^{-29} Дж/Гц в конфигурации «магнитометр» и B_n ~0,54 фТл/$Гц^{1/2}$, 7x10^{-31} Дж/Гц в конфигурации «градиентомер» [1]. В обеих конфигурациях пространственное разрешение l~1,5 см.

В настоящее время наиболее чувствительными являются МЛН с атомами со свободной спин-обменной релаксацией [2]. Было продемонстрировано B_n~1 фТл/$Гц^{1/2}$ с возможностью уменьшения собственного шума до фундаментальной границы 0,01 фТл/$Гц^{1/2}$.

1.2. За последние 20 лет появились многочисленные твердотельные ДМП на эффекте магнитосопротивления, например: гигантское магнитосопротивление (ГМС), экстраординарное магнитосопротивление (ЭМС), колоссальное магнитосопротивление и др. Из них широкое коммерческое развитие приобрели ДМП на эффекте ГМС. В частности, в ДМП с магниточувствительным элементом (МЧЭ) из спин-вентильной ГМС относительное изменение сопротивления во внешнем поле в интервале 1 мТл достигает 10 %/мТл. Коммерческие ДМП HMC1001 (фирма «Honeywell», [3]), имеют B~ 3 нТл, D_r ~100 дБ и пригодны для неинвазивного обнаружения ферромагнитных предметов в биомедицинских объектах.

На эффекте ЭМС продемонстрирован ДМП, в котором в качестве источников основных шумов допускаются только тепловые шумы Джонсона [4]. Эти датчики имеют размеры меньше, чем 50 50 $мкм^2$, их разрешения ~10^{-6} $_0$ и l <50 мкм. Здесь $_0$ 2 10^{-15} Вб – квант магнитного потока. Дальнейшее уменьшение B_n до уровня 1 пТл/$Гц^{1/2}$ позволит использовать эти ДМП в магнитокардиографии.

1.3. Уровни B~100 пТл, D_r ~70 дБ достигаются в феррозондовых ДМП с МЧЭ из однодоменного монокристаллического пермолоя. Они непосредственно измеряют абсолютные значения проекции магнитного поля и их значения ~0,1-1 $_0$, l ~2–5 см позволяют регистрировать скопления ферромагнитных частиц в биомедицинских объектах [5].

1.4. Железоиттриевый гранат (ЖИГ) имеет низкий уровень магнитного шума B_n~5 фТл/$Гц^{1/2}$, однако вместе со своими катушками возбуждения, нагруженными вращающимся магнитным полем, величина B_n возрастает приблизительно на два порядка [6]. Несмотря на это ДМП на ЖИГ могут иметь приемлемый уровень ~10^{-27} 10^{-29} Дж/Гц.

II тип датчики

2.1. В СКВИДах на основе высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) материалов системы Y-Ba-Cu-O с рабочей температурой T_w~77 K реализованы разрешения ~10^{-5} 10^{-6} $_0$, B ~ 10^{-14} 10^{-13} Тл и ~10^{-27} Дж/Гц, что в несколько раз хуже, чем в СКВИДах на основе низкотемпературных сверхпроводящих материалов (НТСП). Например, на основе ниобия Nb с T_w ~ 4 K: ~10^{-6} 10^{-7} $_0$, B~10^{-15} Тл, D_r 140 дБ. Для них расчетное достигает рекордно низкого значения ~ 10^{-32} Дж/Гц, а опытное ~ 10^{-30} Дж/Гц.

В таблице приведены некоторые параметры коммерческих СКВИДов, используемых в различных магнитных системах, в том числе в магнитокардиографах и магнитоэнцефалографах.

Таблица

Некоторые параметры коммерческих СКВИДов

Фирмы / Величины	3Dgreen [7]	Tristan LSQ/20 [8]	Tristan HTM-8 [8]	Cryo GA1165 [9]	Cryo M1000 [9]
B_n, фТл/$Гц^{1/2}$	8.4	<1	50	2	100
, $_0$/$Гц^{1/2}$	6	1	8	2	10
Размеры, мм	10x10	7,2x7,2	8x8	6x6	9x9
T_w, K	1–5	0–7	77	0–6	77
Число Проекций	3	1	1	1	1
Материал	Nb-Al-AlOx-Nb	Nb-Al-AlOx-Nb	YBCO	Nb-Al-AlOx-Nb	YBCO
Страна	Германия	США	США	США	США
Цена, $	4590	3500	15000	1645	2510

Из таблицы следует, что ячейки СКВИДов имеют разные показатели: шумовые, т.е. разрешения по магнитному полю и по магнитному потоку (B_n и), размеры (площадь поверхности 30 мм^2, пластинки толщиной 4 мм), рабочие температуры, число проекций регистрируемого магнитного поля, материалы исполнения и ценовой диапазон. Видно, что по параметрам B_n, и по доступным ценам НТСП СКВИДы значительно превосходят ВТСП СКВИДы. Однако в магнитных системах количество используемых СКВИДов может достигать нескольких сотен, например, в коммерческом магнитоэнцефалографе Elekta Neuromag (Швеция) их число более 300 [10], что сильно удорожает биомедицинскую диагностику.

2.2. Магнитомодуляционные магнитометры (МММ) подобны феррозондовым датчикам, но в качестве МЧЭ имеют стержни из керамических ВТСП-материалов в виде «Джозефсоновская среда». Они при T_w ~77K характеризуются приемлемой абсолютной магниточувствительностью (10^5 В/Тл), значениями B 10^{-13} Тл и 10^{-4} $_0$, но уступают СКВИДам [11]. Однако они значительно дешевле, чем СКВИДы, могут работать в конфигурациях «магнитометр» или «градиентомер» и непосредственно измерять абсолютное значение магнитного поля, что не делают СКВИДы. Дальнейшее совершенствование технологии сверхпроводящих материалов в форме «Джозефсоновская среда» и дизайна МММ улучшит их B и , и приблизит их к параметрам СКВИДов.

2.3. В магниторезистивных ДМП с МЧЭ из толстых пленок (толщина 10 мкм) керамических ВТСП-материалов (в частности, для системы Y-Ba-Cu-O и Bi-Sr-Ca-Cu-O в форме «Джозефсоновская среда»), при T_w~77K достигаются разрешения B 10^{-10} Тл. В указанных пленках при реализации размерного эффекта ожидается B~10^{-12} 10^{-13} Тл и $D_г$ ~110 120 дБ, l~100 мкм [12]. .

2.4. Активно разрабатываются комбинированные ДМП на основе материалов сверхпроводник/несверхпроводник, в частности: ВТСП/полупроводник, ВТСП/ГМС, НТСП/ГМС и т.д. Для комбинации «сверхпроводящий пленочный концентратор магнитного поля (КМП) и датчик Холла» осуществлено разрешение B~10^{-9} нТл при T_w~77K. В комбинации «пленка НТСП (КМП)/ГМС (МЧЭ)» реализовано B~1 фТл при T_w~4K [13], что заметно лучше по сравнению с разрешением ВТСП

СКВИДов (см. таб.).

2.5. В работах [14,15] предложено наноструктурирование сверхпроводящих пленочных активных полос КМП или трансформатора магнитного потока (ТМП) в комбинированном ДМП. При разбиении активной полосы КМП или ТМП в виде параллельных сверхпроводящих ветвей и прорезей с ширинами в диапазоне 20-1400 нм, значительно улучшаются параметры комбинированного ДМП. Например, B уменьшается более чем на порядок, а $D_г$ расширяется в несколько раз по сравнению с ДМП со сплошными (неструктурированными) КМП или ТМП.

Наноструктурированный комбинированный ДМП может иметь параметры на уровне ВТСП СКВИДов (~10^{-27} Дж/Гц), близок к параметрам НТСП СКВИДов (B_n~1 фТл/Гц$^{1/2}$), а цена такого ДМП в несколько раз меньше.

Таким образом, для биомедицинских приложений (например, для магнитокардиографии и магнитоэнцефалографии) из ДМП I типа предпочтительнее атомные МЛН [1,2], а из II типа – СКВИДы [7-9] и комбинированные ДМП [13–15].

Автор выражает благодарность проф. С.В. Селищеву за поддержку данной работы.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 г.г. (Госконтракт 16.740.11.0765, соглашение 14.B37.21.0567) и Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (контракты 10678р/19537).

1. Kominis. I.K,. Kornack T.W, Allred J.C., Romalis M.V. A subfemtotsla multichannel atomic magnetometer // Nature. 2003. V. 422(6932). P. 596–599.

2. Wikswo J.P. SQUIDs remain best tool for measuring Brains's magnetic field // Phys. Today. 2004. V. 57(2). P. 15–17.

3. Маргелов А. Модульные и компонентные магнито-резистивные датчики и компасы Honeywll. Часть 1 // Новости ээлектроники. 2006. № 10. С. 1-14.

4. M.uller C.H., Kronenwerth O., Heyn Ch., Grundler D. Low noise magnetic flux sensors based on the extraordinary magnetoresistance effect //Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84(17). P. 3343–3345.

5. Пришепов С.К., Власкин К.И. / Интеллектуальные датчики феррозондового типа // Научное приборостроение. 2011. Т. 21, № 4. С. 151–155.

6. Vetoshko P.M., Volkovoy V.B., Zalogin V.N., Toporov A.Yu. Measuring of the low alternating magnetic fields by means of Bi-contained rare earth ferrite-garnet films with planar anisotropy // J. Appl. Phys.1991. V. 70(10). P. 6298–6300.

7. supracon.com

8. tristantech.com

9. starcryo.com

10. http://www.medcompare.com/details/31908/Elekta-Neuromag.html

11. Ичкитидзе Л.П., Белодедов М.В. Высокотемпературный сверхпроводящий квантовый магнитометр // Фундаментальные проблемы науки. М.: НИЯУ МИФИ, 2010. Т. 3. С. 22–25.

12. Ichkitidze L.P. / Resistive film sensor of a weak magnetic field based on the $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ HTS ceramics // Physica C. 2006. V. 435. P. 140–143.

13. Pannetier M., Fermon C., Le Goff G., Simola J., Kerr E. Femtotesla magnetic field measurement with magnetoresistive sensors // Science. 2004. V. 304(5677). P. 1648–1650.

14. Ичкитидзе Л.П., Миронюк А.Н. Топологический наноструктурированный пленочный сверхпроводниковый трансформатор магнитного потока // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 1. С. 47–50.

15. Ичкитидзе Л. П., Новиков Н.А. Сверхпроводниковый пленочный концентратор магнитного потока с наноразмерными ветвями // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем. М., 2012. С. 649–652.

Механизмы переноса носителей заряда в меза-гетероструктурах $Nb/Au/CaSrCuO_2/YBa_2Cu_3O_7$

Ю.В. Кислинский [1,3], ***К.И. Константинян*** [1], ***Ф.В. Комиссинский*** [1,5], ***Г.А. Овсянников***[1,2], ***А.В. Шадрин*** [1,2], ***А.Е. Шейерман*** [1], ***А.Л. Васильев*** [4]

[1] ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия
[2] Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция
[3] Институт кристаллографии им. В.А. Шубникова РАН, Москва, Россия
[4] Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия
[5] Дармштадтский университет, Дармштадт, Германия

e-mail: yulii@hitech.cplire.ru

Большой интерес вызывают процессы транспорта носителей заряда в переходах из сверхпроводников (S) с антиферромагнитными (AF) прослойками [1], где возникает ряд нетривиальных физических эффектов. В таких структурах определяющее значение для процессов транспорта отводится модификации зонной структуры на границе раздела S/AF [2], а также транспорту носителей через локализованные состояния в прослойках [3, 4]. Переходы Джозефсона из высокотемпературных сверхпроводников и AF прослоек с высокой проводимостью: $Pr_{2-x}Ce_xCuO_4$ [1], $PrBa_2Cu_3O_7$ [2] описываются авторами S/N/S моделью. Их критические токи I_C и напряжения $V_C=I_CR_N$ (где R_N – нормальное сопротивление) спадают с толщиной прослойки d_M – экспоненциально, и не достигают теоретического предела $V_C=\pi\Delta/2$, где $\Delta\approx30$ мэВ – параметр порядка $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO).

Целью работы явилось экспериментальное исследование транспортных характеристик в меза-гетероструктурах (МГС) с антиферромагнитной прослойкой, толщина которой варьировалась в пределах d_M =10–100 нм. Использованлись прослойки из эпитаксиальных пленок $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ (CSCO), с составом x = 0.15 или x = 0.5, обладающих удельными сопротивлениями $\rho(300)\sim10^1$ мОм·см, которые на порядок больше, чем у $PrBa_2Cu_3O_7$ (PBCO). Результаты по наблюдению эффекта Джозефсона в МГС $Nb/Au/Ca_{1-x}Sr_xCuO_2/YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ приведены нами в [5].

Для получения МГС и структур без прослойки Nb/Au/YBCO (МС) пленка YBCO осаждалась эксимерным лазером при T≈800°C. Пленка CSCO эпитаксиально выращивалась поверх YBCO без разрыва вакуума при T≈700°C, покрывалась слоем золота (Au) 20–30 нм.

Далее магнетронным распылением и методами фотолитографии и ионного травления формировались верхний электрод из Nb и контакты из Au. На подложке изготавливались по 5 структур с одинаковой толщиной d_M , но с различной площадью $A=L^2$, L=10, 20, 30, 40 и 50 мкм. Технология изготовления подробнее описана в статье [5]. Модель S/I/AF/S структуры показана на рис. 2.

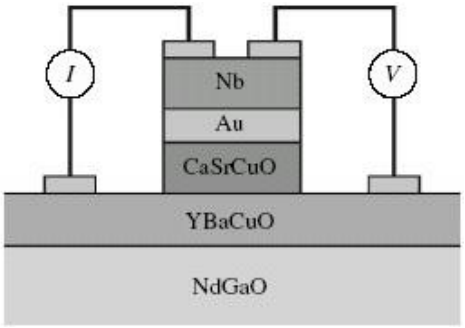


Рис. 1. Разрез МГС с прослойкой Показаны слои МГС и схема электрических измерений

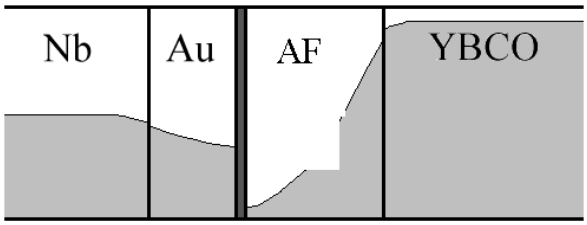


Рис. 2. Модель изменения параметра Δ в МГС. Ток протекает горизонтально, вдоль направления c-YBCO. AF – прослойка антиферромагнетика. Жирная линия – барьер на границе Au/CSCO

В переходах YBCO/PBCO/YBCO, PBCO обогащается свободными дыркам на глубину до $d_N\approx50$ нм [2]. Известно, что работа выхода из YBCO равна $\Phi_{MYB}\approx5\div6$ эВ, работа выхода из Nb $\Phi_{MNb}\approx4$ эВ. В нашей модели, при условии: $\Phi_{MYB}>\Phi_{AF}+qV_{AF}>\Phi_{MNb}$, где qV_{AF} – глубина залегания уровня Ферми от дна зоны проводимости CSCO, происходит обогащение AF -слоя свободными дырками на границе CSCO/YBCO. Поскольку $\Phi_{AF}+qV_{AF}>\Phi_{MNb}$, то на границе Nb/CSCO, материал CSCO – обеднен, и формируется барьер.

Для проверки гипотезы об обогащении прослойки вычислялись обратные удельные емкости МГС. Из экспериментальных ВАХ были получены параметры МакКамбера по формуле Заппе [6]:

$$\beta_C=[2-(\pi-2)\cdot(I_R/I_C)]\cdot(I_R/I_C)^{-2} \quad (1)$$

где I_R – ток возврата на ВАХ. Из параметра МакКамбера $\beta_C=4\pi eI_CR_N^2C/h$ и формулы емкости плоского конденсатора $C=\varepsilon_0\varepsilon A/d_0$ получено:

$$\frac{d_0}{\varepsilon}=\frac{\varepsilon_0}{C}A=\frac{4\pi e\varepsilon_0}{h}\cdot\frac{AI_CR_N^2}{\beta_C}, \qquad (2)$$

где A – площадь перехода, ε – диэлектрическая проницаемость CSCO, d_0 – толщина диэлектрика в переходе. Зависимость отношейний d_0/ε от толщины напыленного CSCO показана на рис. 3.

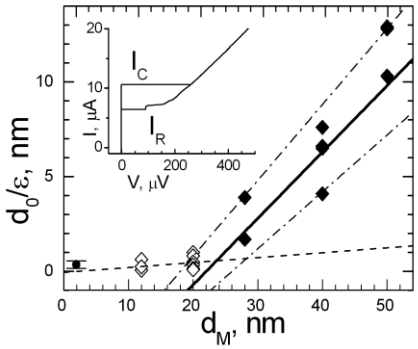


Рис. 3. Зависимость толщины диэлектрика от толщины прослойки CSCO. Точка с указанным разбросом – величина d_0/ε для МС без прослойки, пунктир – линейное приближение для МГС с толщинами $d_M \le 20$ нм, сплошая – для МГС с $d_M > 20$ нм, штрих – пунктиры погрешности аппроксимации сплошной линией

В МС без прослойки значения d_0/ε = 0.35± ±0.2 нм. При толщинах МГС $d_M \le 20$ нм $d_0/\varepsilon \approx 0.024 \cdot d_M$ (пунктир на рис. 3), что мало отличается от значений для МС. При больших толщинах: $d_M > 20$ нм отношения d_0/ε возрастают: $d_0/\varepsilon \approx$ $\approx 0.35[d_M - (22\pm4)]$ нм (сплошная линия на рис. 3). Для этих толщин мы получили наличие на границе с YBCO металлического слоя CSCO толщиной $d_N \approx 20$ нм и вышележащего диэлектрического CSCO толщиной $d_0 = d_M - d_N$.

В случае достаточно большой толщины диэлектрического слоя CSCO и достаточно высокой температуры, транспорт носителей в МГС происходит путем 3-D проводимости с переменной длиной прыжка, как показано на зависимости проводимости единицы площади *G/A*.

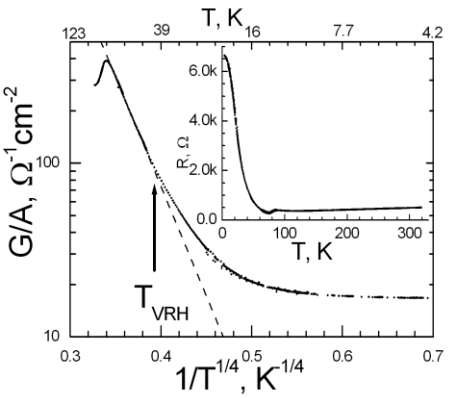


Рис. 4. Зависимость проводимости от температуры для МГС с d_M = 80 нм, L = 30 мкм. Данные *G/A* – точки, «прыжковая» зависимость по формуле (3) – пунктир. T_{VRH} указана стрелкой. На вставке $R(T)$ той же МГС

В модели прыжковой проводимости носитель распределен на расстоянии радиуса локализации a около ее центра. С увеличением температуры средняя длина прыжка r уменьшается: $r \approx$ $\approx 0.5a(T_0/T)^{1/4}$, вероятность туннелирования – растет, величина G – увеличивается:

$$G(T)=G_0\exp[-(T_0/T)^{1/4}], \qquad (3)$$

$$T_0=24/(\pi kga^3). \qquad (4)$$

T_0 – константа, определяемая из эксперимента, g – плотность состояний на уровне Ферми. При низких температурах, когда $d_0 < r$, прыжковая проводимость – мала и не проявляется в кондактансе. При нижней температурной границе прыжковой проводимости T_{VRH} (рис. 4) выполняется условие $d_0 \approx 2r$, откуда:

$$a \approx d_0 \cdot (T_0/T_{VRH})^{-1/4}.$$

Результаты расчета радиуса a для нескольких МГС с «прыжковыми» $R(T)$ показаны в таблице.

Величины радиусов *a* МГС из зависимостей *G*(*T*)

N образца, L, мкм	T_0, К	T_{VRH}, К	d_0, нм	*a*, нм
608, 50	$10.5\bullet10^5$	48	60	4.9
608, 30	$7.1\bullet10^5$	40	60	5.2
608, 20	$7.8\bullet10^5$	27	60	4.6
610, 20	$0.96\bullet10^5$	167	20	4.1

Из величин $T_0 \approx 10^6$ К и a = 3÷7 нм [7] для МГС из формулы (4) получена плотность состояний: $g \approx (0.2\div5)\cdot10^{18}$ эВ$^{-1}$см$^{-3}$ в прослойках $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$.

Показано, что радиус локализации носителей в $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$ близок к величине $a \sim 4$ нм в PBCO [2]. Но плотность состояний на уровне Ферми для PBCO составляет $g \sim (0.5\div1)\cdot10^{20}$ эВ$^{-1}$см$^{-3}$ [2, 4], что на 1÷2 порядка больше, чем в CSCO, вследствие чего – последний является более перспективным материалом барьера. При исследовании МГС с прослойками $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ установлено, что при эпитаксиальном росте граница раздела YBCO/CSCO имеет высокую прозрачность. На границе происходит обогащение пленки CSCO свободными носителями на глубину ~20 нм до металлического состояния. При толщинах 40 нм и выше и повышении температуры проводимость МГС имеет прыжковую зависимость.

Авторы благодарны И.А. Девятову и В.С. Храпаю за плодотворное обсуждение.

Работа выполнена при поддержке ОФН РАН, Министерства образования и науки РФ, грантами Президента России НШ-2456.2012.2, проектами РФФИ 11-02-01234а, 12-02-33072мол а, программой Висби Шведского института.

1. Charpentier S., Roberge G., Godin-Proulx S. et al. // Applied Phys. Lett., **99**, 032511, (2011).

2. Faley M.I., Poppe U., Jia C.L. et al. // IEEE Transactoins on Appl. Supercond., **7**, 2514, (1997).

3. Гончаров Д.В., Девятов И.А., Куприянов М.Ю. // Письма в ЖЭТФ, **78**, 1126 (2003).

4. Yoshida J., Nagano T. // Physical Rev. B **55**, 11860 (1997).

5. Ovsyannikov G.A., Constantinian K.Y. et al. // Superconductor Sci.Technol., **24,** 055012 (2011).

6. Zappe H.H. // Journal of.Appl. Phys., **44**, 1371 (1973).

7. Константинян К.И., Кислинский Ю.В., Овсянников Г.А. и др. // ФТТ, **55**, 417 (2013).

Создание, исследование и применение джозефсоновских φ- и 0-π-контактов на основе гетероструктур с ферромагнитными слоями

Н.В. Кленов [1], ***С.В. Бакурский*** [1,2], ***В.И. Ружицкий*** [1], ***И.И. Соловьев*** [2], ***Т.Ю. Карминская*** [2], ***М.Ю. Куприянов*** [2]

[1] МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

e-mail: nvklenov@nm.ru

Введение

В последние годы исследование новых типов джозефсоновских переходов, в том числе и с магнитными материалами в области слабой связи, спровоцировало определенный интерес к исследованию особенностей ток-фазовых зависимостей (ТФЗ), определяющих связь между джозефсоновским током J через переход и разностью фаз φ параметра порядка в сверхпроводящих электродах (S) [1]. В частности, в структурах с туннельным типом проводимости через изолирующую (I) прослойку (SIS структурах) ТФЗ имеет синусоидальный вид, представленный на рис. 1*а*: $J_S(\varphi) = A\sin(\varphi)$. Устойчивое бестоковое состояние в этом случае возникает при $\varphi = 0$, и такие джозефсоновские переходы можно назвать 0-контактами. В SNS гетероструктурах с прослойкой из нормального (N) металла при температурах $T \ll T_C$, (T_C – критическая температура сверхпроводника) ТФЗ заметно отклоняется от синусоидальной формы, что свидетельствует о существовании заметной второй гармонической компоненты:

$$J_S(\varphi) = A\sin(\varphi) + B\sin(2\varphi). \qquad (1)$$

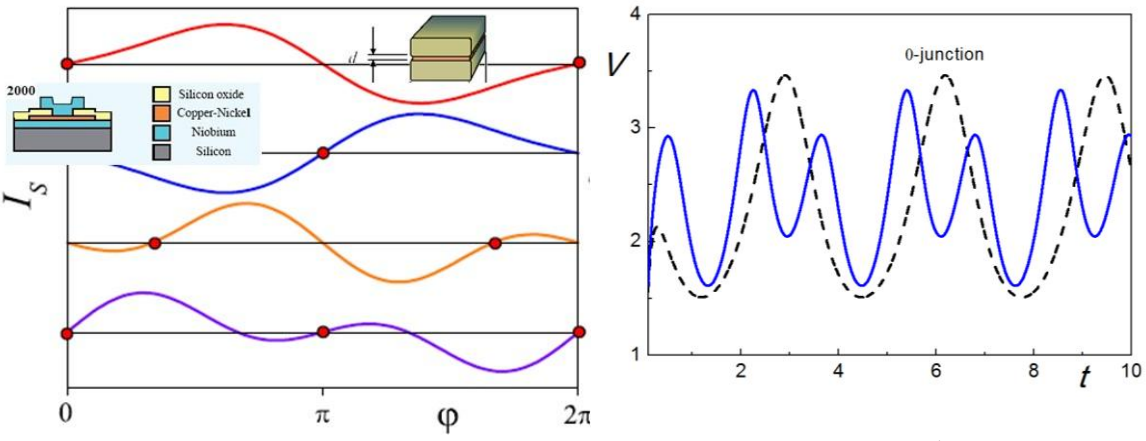
Использование в качестве проводящей прослойки магнитных материалов (F) позволяет при определенных условиях получить ТФЗ с преобладанием отрицательной первой гармоники и устойчивым безтоковым состоянием при $\varphi = \pi$ (π-контакты) [2, 3] Возможно и создание структур с существенно несинусоидальной ТФЗ, так называемых φ-контактов, у которых основным устойчивым состоянием в отсутствие тока через слабую связь ($J_S = 0$) становится состояние с отличной от нуля разностью фаз φ_0, то есть $J_S(\varphi_0) = 0$, $\varphi_0 \neq 0, \pi n$, n – целое число (см, например, [4, 5]). Для этого должно быть выполнено условие:

$$|B| > |A|/2,\ B < 0. \qquad (2)$$

Если же вторая гармоника в ТФЗ вида (1) достаточно велика, но положительна, устойчивые бестоковые состояния будут существовать при $\varphi = \pi n$ (0-π контакты). Достаточно большая амплитуда второй гармоники ($|B| > |A|/2$) и для φ-, и для 0-π контактов приводит к специфическим динамическим характеристикам джозефсоновской системы: так, на рис. 1*б* показано, что уже в рамках простейшей резистивной модели вид генерации на φ-контакте меняется настолько сильно, что может, например, спровоцировать «лишние» срабатывания сверхпроводникового логического элемента. Это заставляет обращать особое внимание на вид ТФЗ принципиально новых джозефсоновских переходов (разрабатываемых, в том числе для ячеек быстрой криогенной памяти) [6].

С другой стороны, компактные φ-контакты вполне могут найти свое применение в сверхпроводниковой электронике

- при реализации перестраиваемых источников джозефсоновской фазы на чипе [7],



а *б*

Рис. 1. (*а*) Вид ток-фазовых зависимостей для (последовательно, сверху вниз) джозефсоновского 0-контакта, π-контакта, φ-контакта и 0-π контакта. На вставках схематично изображены типичные реализации 0-контакта (обычный SIS переход) и π-контакта (SFS переход).

(б) Типичный вид джозефсоновской генерации на φ-контакте (в нормированных величинах амплитуды гармоник A=0.3, B=-0,7). Для сравнения штриховой линией представлен вид генерации на 0-контакте с единичным значением критического тока и напряжения

– при создании защищенных квантовых систем обработки информации [8],

– для сверхпроводниковых перестраиваемых метаматериалов с генерацией второй гармоники [9].

Компактные φ- и 0-π контакты

На основе джозефсоновских гетероструктур с магнитными F-слоями в области слабой связи компактные φ- и 0-π контакты могут быть реализованы при существовании двух существенно различных каналов когерентного токопереноса [10,11]. Пример реализации такой структуры представлен на рис. 2. Считая материалы нормальных (N) и ферромагнитных (F) слоев такого «двухканального» перехода «грязными», мы можем описать наведенную сверхпроводимость в этих областях слабой связи при помощи уравнений Узаделя с граничными условиями Куприянова-Лукичева на FN границе [12].

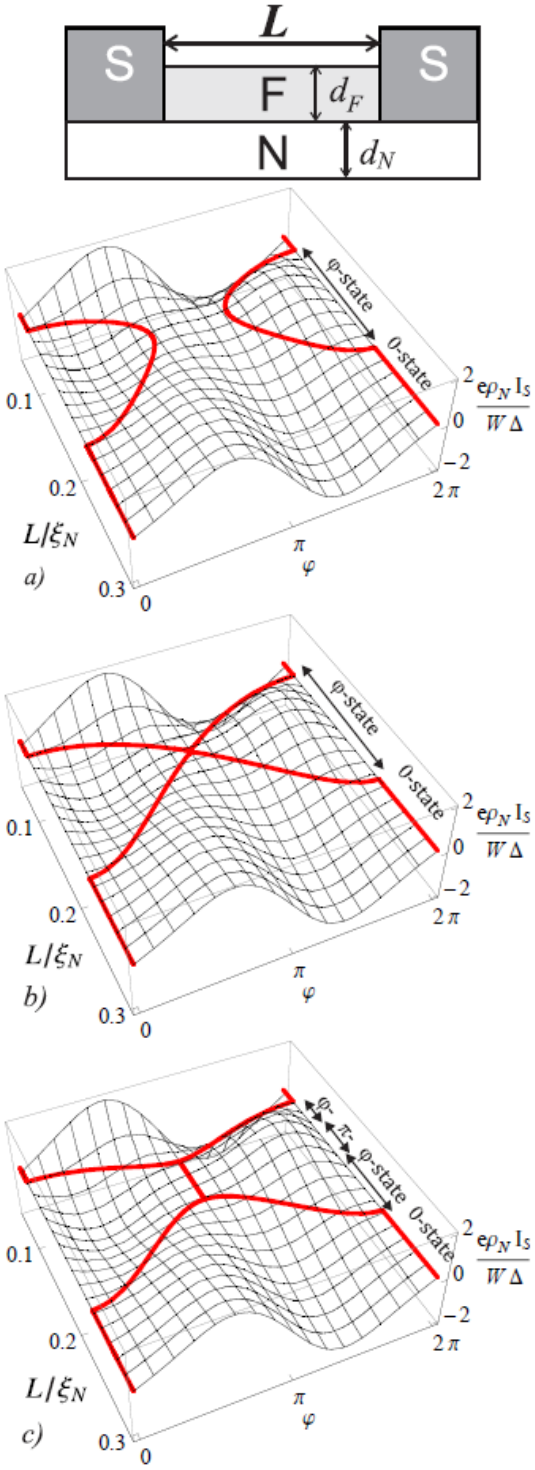


Рис. 2. Пример компактной реализации φ- и 0-π контактов и рассчитанные семейства ток-фазовых зависимостей для такой структуры при низких температурах для разных параметров *F* прослойки. Пояснения в тексте

На рис. 2 представлены семейства ток-фазовых зависимостей для разных наборов параметров «двухканальной» S-FN-S структуры. По вертикальной оси здесь отложен сверхпроводящий ток как функция джозефсоновской фазы перехода φ, нормированный на произведение поперечного размера структуры W на величину энергетической щели Δ в сверхпроводниках, отнесенное к произведению элементарного заряда *e* и удельной проводимости нормального материала ρ_N. Рис. 2 призван продемонстрировать возможность экспериментальной реализации как φ-, так и 0-π контактов при некоторых промежуточных значениях расстояния *L* между S-электродами (в расчетах величина L была нормирована длину когерентности в N-слое ξ_N): при использовании «слабых» магнитных сплавов (например, PdFe [13]) *L* должно составлять от 10 до 20 нм (при этом критический тока составляет порядка 1мА), что вполне доступно в рамках современной технологии.

Работы проводились при поддержке Минобрнауки РФ, Фонда «Династия» и грантов РФФИ 11-02-12065-офи-м, 12-02-90010-бел-а.

1. Golubov A.A., Kupriyanov M. Yu., Il'ichev E. // Rev. Mod. Phys **76**, 411-469 (2004).

2. Ryazanov V.V, Oboznov V.A., Rusanov A.Yu., Veretennikov A.V., Golubov A.A. and Aarts J. // Phys. Rev. Lett. 86 2427 (2001).

3. Kontos T., Aprili M., Lesueur J., Genet F., Stephanidis B. and Boursier R. // Phys. Rev. Lett. 89 137007 (2002).

4. Pugach N.G., Goldobin E., Kleiner R., Koelle D. // Phys.Rev. B **81**, 104513 (2010).

5. Кленов Н.В., Пугач Н.Г., Шарафиев А.В., Бакурский С.В., Корнев В.К. // ФТТ **52**, 2104-2109 (2010).

6. Vernik I.V., Bol'ginov V.V., Bakurskiy S.V., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Ryazanov V.V., Mukhanov O.A. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2013, arXiv:1212.0815.

7. Goldobin E., Koelle D., Kleiner R. and Mints R.G. // Phys. Rev. Lett. 107 227001 (2011).

8. Klenov N.V., Sharafiev A.V., Bakurskiy S.V., Kornev V.K. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity 21, 3864-866 (2011).

9. Rakhmanov A.L., Zagoskin A.M., Savel'ev S. and Nori F. // Phys. Rev. B 77, 144507 (2008).

10. Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Karminskaya T.Yu., Kupriyanov M.Yu., Kornev V.K. // Solid State Phenomena 190, 401-404 (2012).

11. Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Karminskaya T.Yu., Kupriyanov M.Yu. and Golubov A.A. // Superconductor Science and Technology 26, 015005 (2013).

12. Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Sidorenko A.S. // Phys. Rev. B **81**, 214518-1-13 (2010).

13. Больгинов В.В., Столяров В.С., Собянин Д.С., и др., Письма в ЖЭТФ 95, 408 (2012).

Возможности создания гетеродинных источников на основе джозефсоновских ниобиевых контактов

А.М. Клушин [1], ***М.А. Галин*** [1], ***А.Д. Семёнов*** [2], ***С.В. Селиверстов*** [3], ***М.И. Финкель*** [3], ***Г.Н. Гольцман*** [3], ***F. Mueller*** [4], ***T. Scheller*** [4]

[1] Институт физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН), Нижний Новгород
[2] Institute of Planetary Research, German Aerospace Center, Berlin, Germany
[3] Московский государственный педагогический университет, Москва
[4] Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Braunschweig, Germany

e-mail: a_klushin@ipmras.ru

Развитие технологий генерации и регистрации излучения субтерагерцового и терагерцового диапазонов частот актуально не только для различных областей фундаментальной науки, таких как астрономия, и спектроскопия, но и для усовершенствования инструментария ряда прикладных областей, как например радиолокация и радиовидение, или обнаружение предметов за непрозрачными экранами, в тумане и т.п. Наиболее чувствительные измерения в этих диапазонах частот производятся с помощью гетеродинных приемников, в смесителях которых используются диоды Шоттки, туннельные контакты сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник, а также болометры на горячих электронах. В докладе рассматриваются принципы создания интегрированного гетеродинного приемника, использующего осциллятор на джозефсоновских контактах в качестве гетеродина и сверхпроводящий смеситель на базе болометра на горячих электронах. Очевидное преимущество данной технологии по сравнению с приборами вакуумной электроники или квантовыми каскадными лазерами заключается в возможности интеграции джозефсоновских осцилляторов с болометрами. Специально следует отметить возможность перестройки джозефсоновских осцилляторов в гораздо более широкой области частот, чем в других твердотельных генераторах.

Для смешения излучения источника и гетеродина использовался интерферометр Мартина-Паплетта (MPI), диплексером и сепаратором в котором являются проволочные поляризаторы [1]. Мы самостоятельно изготовили поляризаторы, намотав на квадратные дюралюминиевые окна размером 10×10 см медную проволоку толщиной 80 мкм с шагом 200 мкм. Как следует из теории, изложенной в [2], степень поляризации электромагнитной волны, прошедшей через поляризатор с данными параметрами, равняется 91.4% на частоте 300 ГГц и достигает 99% при уменьшении частоты до 100 ГГц. В данной конструкции MPI проволочный поляризатор на входе смешивает излучения источника и гетеродина (рис.1). Второй поляризатор повёрнут относительно первого на 45°, поэтому каждый сигнал делится на нём на два линейно поляризованных сигнала с одинаковой амплитудой. На уголковых зеркалах направление распространении сигнала меняется на противоположное. При этом поляризация сигнала меняется на 90°. На проволочном поляризаторе они вновь воссоединяются и попадают на вход смесителя в виде циркулярно поляризованной волны. Перемещением одного из уголковых зеркал можно менять разность длин плеч $\Delta = d_1 - d_2$ и, таким образом, управлять параметрами поляризации. На входе смесителя стоит спиральная антенна, поэтому максимальный сигнал на детекторе наблюдается при круговой поляризации излучения с соответствующим направлением циркуляции. Достоинство данной схемы смешения сигналов состоит в полном отсутствии потерь излучения, как источника, так и гетеродина, при трансформации линейной поляризации пучков в круговую.

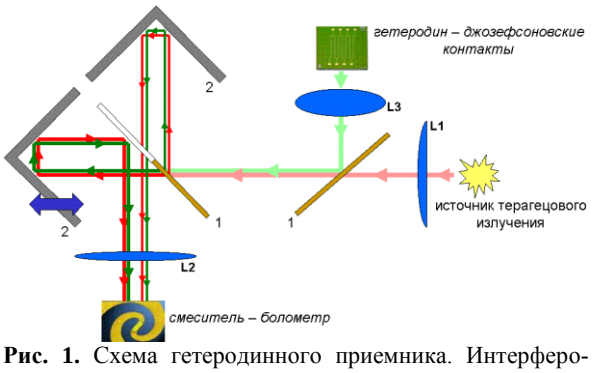


Рис. 1. Схема гетеродинного приемника. Интерферометр Мартина-Паплетта; *1* – поляризаторы, повёрнутые на 45^0 друг относительно друга; *2* – алюминиевые уголковые отражатели, один из которых (2а) может перемещаться вдоль оси излучения; L1, L2, L3 – фторопластовые линзы

В экспериментах использовались Nb-Si джозефсоновские контакты, расположенные на кремниевом чипе размером 10×10×0.38 мм [3]. Массив контактов состоял из 7 групп, каждая из которых содержала 3 параллельно ориентированные цепочки из 332 контактов. Группы были расположены эквидистантно через каждые 833 мкм, длина каждой цепочки $L = 5$ мм, а полная система из $N = 7\times3\times332 = 6972$ контактов имела вид меандра, так что токи смещения в соседних цепочках были противоположно направлены.

Чип крепился на кремниевую эллиптическую линзу диаметром 24 мм и толщиной 15.9 мм. Особое внимание уделялось точности расположения подложки по центру симметрии на плоской грани линзы. Удельное сопротивление линзы составляло

40 кОм×см. Охлаждение обеспечивалось алюминиевыми проводами диаметром 1.5 мм, посредством которых линза контактировала с холодной плитой криостата HDL-8. На пути излучения перед линзой располагался фильтр, также крепившийся к холодной плите. Он практически полностью пропускал излучение интересующего диапазона частот и эффективно препятствовал проникновению теплового излучения извне. За счёт совместного использования фильтра и хладопроводов образец удалось охладить до 4.5–5 К. Внешнее окно криостата диаметром 45 мм находилось на оси симметрии кремниевой линзы на расстоянии 60 мм от образца. Оно было закрыто лавсановой плёнкой толщиной 0.1 мм, позволяющей выводить излучение без существенных потерь на отражение.

Для уменьшения перегрева контактов был использован импульсный режим тока смещения, реализованный источником тока Keithley 6221 и нановольтметром Keithley 2182A. Работая в режиме синхронизации, эти приборы позволяли измерять напряжение на цепочке контактов в момент существования в цепи импульсов тока, ширина которых составляла 12 мс, а период – 100 мс.

Измерения диаграммы направленности выявили сложную структуру излучения на выходе из криостата. Диаграмма направленности излучения обычно имеет несколько максимумов и минимумов. Абсолютный максимум может быть смещён относительно центра симметрии окна. Использование фторопластовой линзы позволило значительно улучшить структуру выходного пучка. За счёт фторопластовой линзы ширина пучка уменьшилась с 45 мм до 10 мм, а высота увеличивается в 6 раз. Распределение мощности в данном случае хорошо описывалось гауссовой функцией. Излучение, прошедшее через фторопластовую линзу, подавалось на вход MPI.

В нашей схеме основным элементом смесителя являлся сверхпроводящий болометр на горячих электронах [4]. Болометр изготавливался из пленки нитрила ниобия длиной 1 мкм и шириной 0.1 мкм. Поверхностное сопротивление болометра было равно примерно 500 Ом/квадрат. Отношение длины к ширине болометра специально выбрано равным 0.1 для обеспечения наилучшего согласования смесителя с логарифмической спиральной антенной, волновое сопротивление которой 75 Ом.

Критическая температура первого сверхпроводящего перехода болометра составляла 8.6 К. Второй сверхпроводящий переход при температуре 5.8 К был обусловлен эффектом близости между слоями Au и NbN под контактными площадками. Критическая плотность тока смесителя была около 4.5×10^6 А/см.

Блок со смесителем крепился на сферической кремниевой линзе диаметром 10 мм, имеющей хороший тепловой контакт с холодной плитой гелиевого криостата. Принимаемое излучение проходило через полиэтиленовое окно диаметром 20 мм и толщиной 0.5 мм. Для защиты от фонового излучения использовался фильтр Zitex-104, который также был расположен на холодной плите. Температура

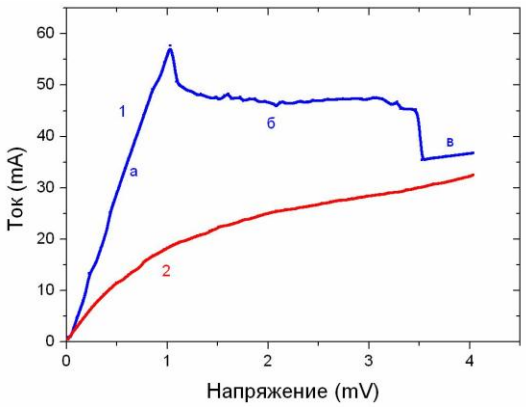


Рис. 2. Вольтамперные характеристики сверхпроводящего болометра в нормальном состоянии (1) и в состоянии насыщения под действием джозефсоновского излучения (2)

на образце достигала 6 К. Сигнал промежуточной частоты поступал на вход малошумящего усилителя с параметрами: полоса частот 1.35–1.75 ГГц, коэффициент усиление 30 дБ, шумовая температура 5 К.

В отсутствие джозефсоновского излучения в квазиоптической схеме приёмника ВАХ болометра имеет вид, представленный кривой (1) на рис.2. Она состоит из трёх частей: сверхпроводящей (а), нестабильной (б) и резистивной (в). При наличии джозефсоновского излучения на частоте порядка $f_L \approx 150$ ГГц и достаточно точной настройке линз и элементов MPI (рис. 1) удавалось привести болометр в состояние полного насыщения, чему соответствует кривая (2) на рис. 2. Для проверки работоспособности приемника на его вход подавалось излучение от «черного тела», находящегося при комнатной температуре или охлажденного до температуры жидкого азота. Напряжение на болометре было зафиксировано на уровне 1…1.5 мВ, что соответствует его максимальной чувствительности при данных условиях (см. рис. 2). В проведенных экспериментах относительное изменение напряжения на болометре варьировалось в малых пределах 0.5…1.5 %. Первые эксперименты показали принципиальную возможность использования джозефсоновского генератора в качестве гетеродина в приемниках на основе болометров на горячих электронах.

Работа выполнялась при поддержке Министерства образования и науки в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, а также грантов Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ).

1. Goldsmith P.F. Quasioptical Systems: Gaussian Beam, Quasioptical Propagation and Applications, IEEE/Hall Series on Microwave Technology and Techniques (IEEE, New York, 1997), pp. 192–196.

2. Auton J.P. // Applied Optics. 6, 1023 (1967).

3. Song F., Muller F., Scheller T., Semenov A., He M., Fang L., Hubers H.-W. and Klushin A.M. // Appl. Phys. Lett. 98, 142506 (2011).

5. Tretyakov I., Ryabchun S., Finkel M., Maslennikova A., Kaurova N., Lobastova A., Voronov B., Gol'tsman G. // Appl. Phys. Lett. 98, 033507 (2011).

Технология изготовления тонкоплёночных сверхпроводящих наноструктур с характерными планарными размерами порядка нескольких десятков нанометров

Ю.П. Корнеева, В.А. Розенталь, А.А. Корнеев, Б.М. Воронов, Г.Н. Гольцман

Московский педагогический государственный университет

e-mail: kor_y@rplab.ru

В настоящее время детекторы электромагнитного излучения на основе сверхпроводниковых наноструктур находят всё более широкое применение для решения практических научных задач. В частности, болометры на эффекте электронного разогрева (Hot-electron bolometers – HEB и HEB-mixers) [1] уже много лет успешно применяются для регистрации терагерцового излучения. Смесители на эффекте электронного разогрева (HEB mixers) обладают рекордной чувствительностью на частотах выше 1 ТГц и находят применение как в радиоастрономии, так и в системах безопасности: в пассивных тепловизорах терагерцового диапазона, а также в системах анализа химического состава газов для обнаружения отравляющих и взрывчатых веществ. Также широкое применение находят гетеродинные приёмники терагерцового излучения на основе туннельных контактов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (SIS). В частности, для таких приёмников можно изготовить гетеродин на вязком течении вихрей (Flux-Flow Oscillator – FFO), и интегрировать его на одном чипе с SIS-смесителем, сделав компактный приёмник, не нуждающийся во внешнем гетеродине [2].

На основе сверхпроводниковых наноструктур создаются однофотонные детекторы с рекордной чувствительностью и быстродействием. Это относится как к традиционным болометрам, показывающим эффективность детектирования близкую к единице [3], так и к сверхпроводниковым однофотонным детекторам SSPD [4], представляющим собой полоску NbN шириной около 100 нм в виде меандра, покрывающего квадратную площадку размером 10 мкм х 10 мкм, либо 7 мкм х 7 мкм со скважностью 0,5–0,6. Выбор размера площадки обусловлен размерами одномодового оптоволокна для длины волны 1,3–1, 5 мкм. В качестве подложки наилучшие результаты с точки зрения выхода годных образцов и максимизации квантовой эффективности дало использование кремния со слоем двуокиси кремния с оптической толщиной в четверть целевой длины волны. Такой детектор показывает квантовую эффективность более 30% на длине волны 1550 нм при временном разрешении 18 пс и уровне темнового счёта порядка нескольких отсчётов в секунду [5]. Однако для дальнейшего продвижения в длинноволновую область требуется уменьшать ширину полоски, как минимум до 40– 50 нм [6].

В настоящей работе мы представляем особенности технологии изготовления сверхпроводниковых однофотонных детекторов SSPD с планарными размерами около 40 нм. В частности, исследуется зависимость ширины полоски детектора от дозы экспонирования в электронных резистах ПММА и ZEP, обеспечивающие при этом минимальное расстояние между полосками.

Чувствительный элемент SSPD формируется методом прямой электронной литографии. В качестве литографической установки нами используется растровый электронный микроскоп Jeol JSM 6380 с максимальным ускоряющим напряжением 30 кВ, преобразованный в электронный литограф.

Управление лучом микроскопа осуществляется с помощью самодельного блока управления на основе цифрово-аналоговых преобразователей и программируемого микроконтроллера. Цифровые данные об отклонении электронного луча в горизонтальном и вертикальном направлениях, а также информация о включении/выключении электронного луча передаются из компьютера в микроконтроллер через стандартный последовательный интерфейс RS-232 и с помощью цифро-аналоговых преобразователей конвертируются в аналоговые данные - напряжения, отклоняющие луч в плоскости XY. Аппаратное управление платой осуществляется с помощью программно-логической интегральной схемы. Для обеспечения защиты от внешних электрических наводок на луч микроскопа в процессе экспонирования блок управления питается от 12 В аккумулятора. Ток пучка измеряется с помощью пикоамперметра Kethley 6485.

В качестве резистов мы использовали позитивные резисты ПММА 950К 2% и ZEP 520A7. В качестве проявителя для ПММА 950К мы использовали растворы изопропилового спирта и воды в пропорциях 8:1, время проявления 30с и изопропилового спирта : толуола в пропорциях 10:1, время проявления 60с. С помощью данного резиста удалось получить детекторы с шириной полоски 45-50 нм и максимальным фактором заполнения 25% (при шаге 150 нм). Детекторы с большей плотностью заполнения удалось реализовать с помощью резиста ZEP 520A7. В качестве проявителя для него мы использовали ZED N50, время проявления 60с.

На минимальную достижимую ширину полоски влияют следующие факторы:

– Толщина резиста. Толщина резиста подбиралась таким образом, чтобы, с одной стороны, рассеяние электронов в резисте было минимальным, с другой стороны, данная резистная маска должна была при последующем плазмо-химическом травлении зазоров в наноструктуре обеспечить сохранность сверхпроводящих свойств ультратонкой пленки NbN.

– Энергия электронов и их рассеянием в резисте и от подложки. Чем выше ускоряющее напряжение, тем глубина рассеяния электронов в резисте меньше.

– Взаимный эффект близости одиночных полосок, образующих чувствительный элемент детектора.

Исследуемые детекторы изготавливались при ускоряющем напряжении 30 кВ, фокусном расстоянии 10 мм, токе пучка 3–5 пА. Именно эти параметры обеспечивают наибольшее разрешение литографической установки.

Подбор дозы экспонирования осуществлялся на тестовых структурах, изготовленных при различных дозах экспонирования и проявленных в течение фиксированного времени. Доза экспонирования рассчитывалась по формуле:

$$D = \frac{\tau_{exp} \cdot I_{exp} \cdot N}{r_x \cdot r_y}$$

где τ_{exp} – время экспонирования, I_{exp} – ток электронного пучка, N – число проходов луча по заданной траектории, r_x и r_y – размер точки при экспонировании.

Вариация дозы экспонирования осуществляется за счет изменения времени стояния луча в точке при одинаковых увеличении, токе пучка и числе проходов луча. После измерения ширины полоски на тестовых структурах выбиралось необходимое время стояния луча в точке.

Для обоих резистов нами была исследована зависимость ширины полоски от дозы экспонирования при постоянной величине шага. На рис.1 представлены графики зависимости ширины полоски детекторов от дозы экспонирования. При прямой электронной литографии осуществляется экспонирование зазоров. Поэтому, для получения технологически возможной узкой полоски необходима максимально возможная доза экспонирования зазоров, при которой еще не происходит схлопывание соседних полосок.

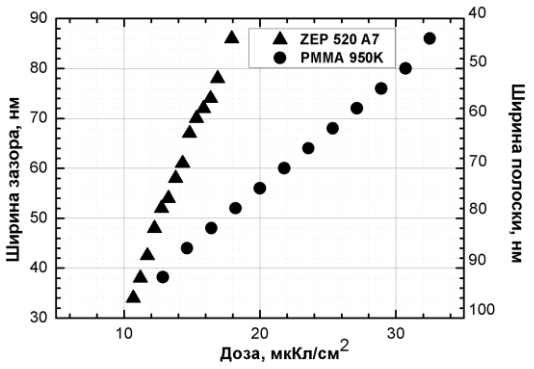


Рис. 1. Зависимость ширины полоски от дозы экспонирования для резистов ZEP 520 A7 и PMMA 950 K, шаг 130 нм

Таким образом, использование резиста ZEP 520 A7 позволяет получить ширину полоски менее 40 нм при шаге 130 нм.

1. Semenov A.D., Gol'tsman G.N. and Sobolewski R. Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors // Supercond. Sci. Technol. 2002 15 R1–R16

2. Koshelets et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 68. P. 1273

3. Rosenberg D. et al. Near-unity absorption of near-infrared light in tungsten films // Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A 2004 520, p. 537.

4. Gol'tsman G. et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector // Applied Physics Letters. 2001. 79: 705–707.

5. Goltsman G. et al. Ultrafast superconducting single-photon detector // Journal of Modern Optics, 2009 1362-3044, Volume 56, Issue 15, pp. 1670–1680.

6. Korneeva Y. et al. New Generation of Nanowire NbN Superconducting Single-Photon Detector for Mid-Infrared // IEEE Trans on Appl Supercond, 2011 vol. 21, issue 3, p. 323–326.

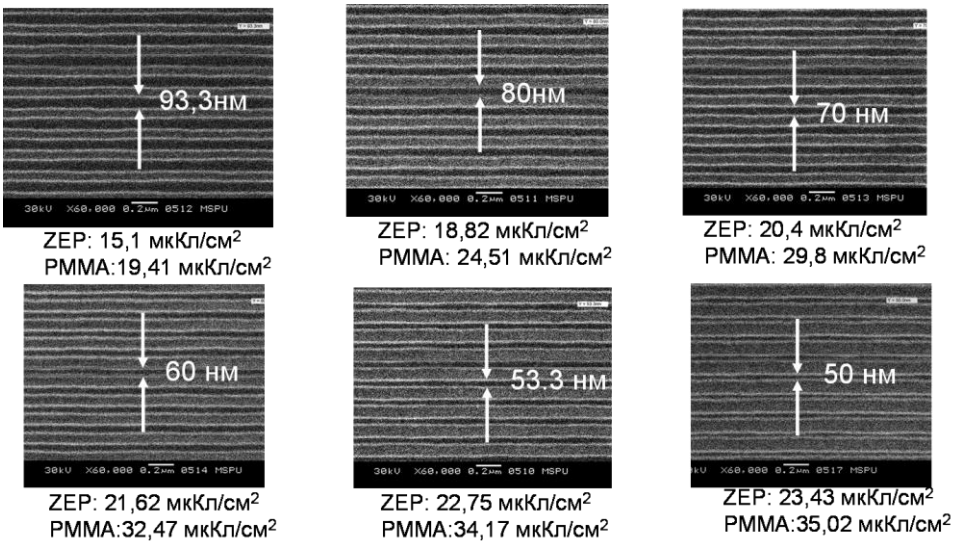


Рис. 2. SEM изображения чувствительных элементов детекторов с различными ширинами полосок. Шаг 150 нм

“Antiproximity” эффект в сверхпроводящей алюминиевой проволочке

В.И. Кузнецов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

e-mail: kvi@iptm.ru

“Antiproximity” эффект [1] проявляется в полном или частичном подавлении сверхпроводимости ряда цинковых тонесущих нанопроволочек с помощью сверхпроводимости присоединенных к ним массивных контактов. Когда магнитное поле переводит сверхпроводящие контакты в нормальное состояние, нанопроволочки возвращаются обратно в сверхпроводящее состояние.

В [2–3] резистивные измерения были сделаны в одиночных цинковых нанопроволочках. Обнаружен родственный эффект. Авторы [2-3] утверждают, что неравновесные флуктуации определяют резистивное состояние проволочки. Когда сверхпроводящие контакты переводятся в нормальное состояние магнитным полем, квазичастицы, возникающие в контактах, гасят неравновесные флуктуации, и проволочка восстанавливает сверхпроводящее состояние.

В теоретической работе [4] предполагается, что должен быть гистерезис ВАХ, который не наблюдают экспериментаторы. В [4] объяснение эффекта строится из предположения, что в [1-3] измеряется не сверхпроводящий критический ток I_C, а возвратный критический ток I_R (ток восстановления сверхпроводимости при переходе из резистивного перегретого состояния). Возвратный критический ток I_R связан с квазичастичным разогревом квазиодномерного канала, и этот ток гораздо меньше тока распаривания. “Antiproximity” эффект есть благодаря эффективному охлаждению горячих квазичастиц в проволочке при уменьшении (не обязательно до нуля) сверхпроводящего параметра порядка в контактах [4].

Мы измерили вольт-амперные характеристики (ВАХ) в зависимости от магнитного поля в алюминиевых сверхпроводящих квазиодномерных структурах при температурах чуть ниже критической сверхпроводящей температуры Tc=1.454 K.

Структура была получена термическим напылением пленки алюминия толщиной 18 nm на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронно-лучевой литографии. Эскиз структуры показан на рисунке 1. Структура представляет собой проволочку переменной ширины с ширинами узкой центральной части 0.27 мкм и более широкой части 0.52 мкм. Ток проходил через I_1 и I_2 зонды. Ширины узких и широких линий были одинаковыми на протяжении 30 мкм от центра. Расстояние между потенциальными зондами V_1 и V2 равно 6.65 мкм. Ширины узких, широких линий и толщина проволочки были меньше удвоенной длины сверхпроводящей когерентности Гинзбурга-Ландау $\xi(T)$. Сопротивление проволочки на квадрат в нормальном состоянии было Rs=2.78 Ом.

V(I) кривые были измерены в магнитном поле, перпендикулярном поверхности пленки. Магнитное поле H медленно разворачивалось в интервале полей от -150 Oe до +150 Oe и обратно.

В общем случае V(I) кривые, записанные в магнитном поле и без поля, имеют гистерезис в зависимости от увеличения или уменьшения величины приложенного постоянного тока. Из V(I) кривых, измеренных при определенных значениях H для двух противоположных направлений развертки магнитного поля, были извлечены два типа сверхпроводящих критических токов: прямой ток $I_C(H)$, при котором появляется сопротивление при увеличении приложенного постоянного тока, и возвратный ток $I_R(H)$, при котором сопротивление исчезает при уменьшении тока.

В общем случае, зависимости прямого критического тока для одного направления развертки поля $I_{Cf}(H)$ и для другого направления развертки поля $I_{Cb}(H)$ не совпадают. Таким образом, существует магнитный гистерезис зависимости прямого критического тока $I_C(H)$. Рисунки 1 и 3 показывает этот магнитный гистерезис для трех значений температур чуть ниже критической сверхпроводящей температуры. Направление развертки поля указано стрелками. Обе зависимости критического тока $I_{Cf}(H)$ и $I_{Cb}(H)$, записанные для разных направлений поля, симметричны относительно нуля магнитного поля. Поэтому на рисунках 1–3 показаны только правые части этих зависимостей.

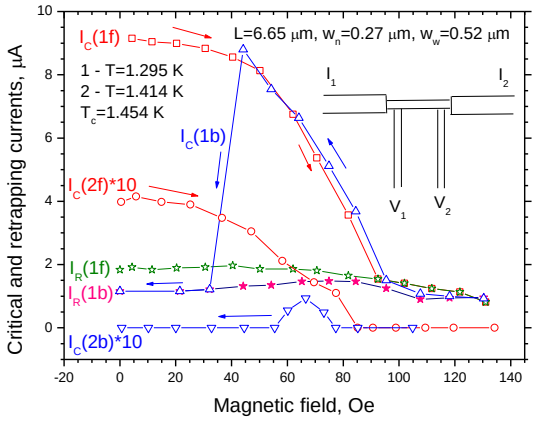


Рис. 1. Зависимости критических и возвратных токов при разных направлениях развертки поля. Кривая 1: T=1.295 K, $I_{Cf}(H)$ – красные квадраты, $I_{Cb}(H)$ – синие треугольники, $I_{Rf}(H)$ – пустые зеленые звездочки, $I_{Rb}(H)$ – заполненные розовые звездочки. Кривая 2 умножена по оси токов на 10: T=1.414 K, $I_{Cf}(H)$ – красные кружки, $I_{Cb}(H)$ – синие перевернутые треугольники, для кривой нет теплового гистерезиса, т.е. $I_{Cf}(H)=I_{Rf}(H)$ и $I_{Cb}(H)=I_{Rb}(H)$

На рисунках 1–3 демонстрируются также зависимости возвратных токов $I_{Rf}(H)$ и $I_{Rb}(H)$, соответствующие противоположным направлениям раз-

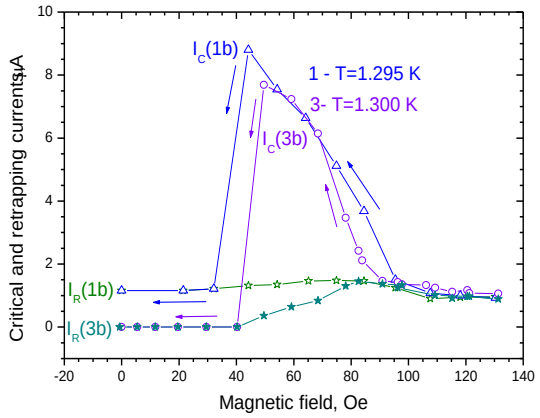


Рис. 2. Зависимости критических и возвратных токов только для одного направления развертки поля. Кривая 1: T=1.295 K, $I_{Cb}(H)$ – синие треугольники, $I_{Rb}(H)$ – пустые звездочки. Кривая 3: T=1.300 K, $I_{Cb}(H)$ – фиолетовые кружки, $I_{Rb}(H)$ – заполненные зеленые звездочки

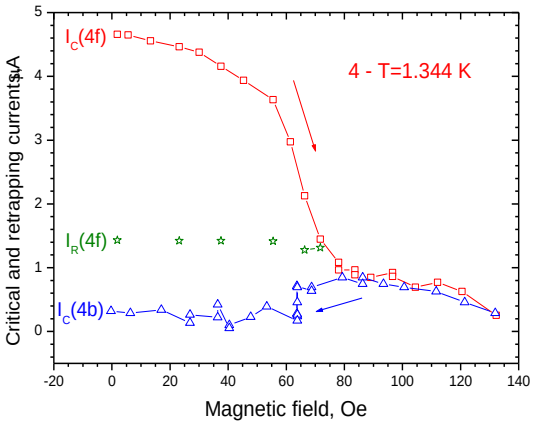


Рис. 3. Зависимости критических и возвратных токов при противоположных направлениях развертки поля. Кривая 4: T=1.344K, $I_{Cf}(H)$ – красные квадраты, $I_{Cb}(H)$ – синие треугольники, $I_{Rf}(H)$ – отрытые зеленые звездочки, $I_{Rb}(H)$ практически совпадает с $I_{Cb}(H)$

вертки магнитного поля. В общем случае, эти зависимости не совпадают.

Итак, существует две зависимости прямого критического сверхпроводящего тока: первая зависимость, близкая к обычной зависимости $I_{Cf}(H)$, и вторая аномальная зависимость $I_{Cb}(H)$, которая имеет все признаки “antiproximity” эффекта. Из зависимостей $I_{Cb}(H)$ видно, что этот аномальный критический ток в малых магнитных полях может иметь пониженное значение (и даже быть равным нулю при более высоких температурах, например, при T=1.414 K.). Возвратный ток $I_R(H)$ имеет слабую немонотонную зависимость от поля.

Из рисунка 3 видно, что, в общем случае, возвратный и аномальный прямой критический токи не совпадают. Поэтому их нельзя отождествлять между собой. Также и природа этих токов разная: у одного «тепловая», а у другого, скорее всего, – «магнитная».

Итак, впервые, в режиме наблюдения “antiproximity” эффекта найден гистерезис ВАХ квазиодномерных сверхпроводящих алюминиевых проволочек, и также обнаружен магнитный гистерезис в зависимости прямого критического сверхпроводящего тока от направления развертки магнитного поля. Аномальная ветвь прямого критического тока как функция H не совпадает с зависимостью возвратного сверхпроводящего критического тока от поля. Это ставит некоторые вопросы к предположению теории [4].

Скорее всего, “Antiproximity” эффект возникает благодаря существованию двух разных ветвей на зависимости прямого критического сверхпроводящего тока от поля.

Автор благодарит А.А. Фирсова за приготовление структур. Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (раздел «Мезоскопика»).

1. Mingliang Tian et al. PRL 95, 076802 (2005).
2. Yu Chen et al. PRL 103, 127002 (2009).
3. Yu Chen et al. PRB 83, 054505 (2011).
4. Vodolazov D.Y., and Peeters F.M. // PRB 85, 024508 (2012).

Гидродинамика многозонных сверхпроводников

В.В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: kurin@ipm.sci-nnov.ru

Развивается гидродинамическое описание динамики многозонных сверхпроводников. Из микроскопических уравнений для нормальных и аномальных матриц плотности с помощью метода Чепмена-Энскога получены гидродинамические уравнения, описывающие процессы переноса сверхпроводящих конденсатов, нормальных квазичастиц, плотностей импульсов и энергий. Полученные уравнения применяются для описания мод Легетта и Карлссона-Голдмана в многозонных сверхпроводниках и процессов их возбуждения электромагнитными волнами и джозефсоновскими вихрями.

В настоящее время считается общепринятым, что недавно открытые новые классы сверхпроводников, такие как MgB_2 и сверхпроводники на основе FeAs [] имеют сложный параметр порядка, сосредоточенный на различных листах поверхности Ферми. В таких многозонных сверхпроводниках возможно существование так называемых мод Легетта [2], коллективных возбуждений, обусловленных колебаниями разности фаз сверхпроводящих конденсатов электронов различных зон. При ненулевой температуре в коллективные возбуждения будут вовлечены и нормальные квазичастицы, приводя к существованию новых мод, которые в однозонных сверхпроводниках известны как моды Карлсона-Голдмана [3]. Настоящий доклад посвящен построению простой гидродинамической теории таких гибридных коллективных возбуждений многозонных сверхпроводников

Гидродинамическое описание динамики сверхпроводников привлекает внимание своей простотой и, вследствие этого, возможностью описания сложных нелинейных и неравновесных процессов.

Кинетические и гидродинамические уравнения для однозонных сверхпроводников рассматривались ранее [4]. Данная работа посвящена обобщению этих работ на многозонный случай

Мы будем стартовать с уравнений движения в форме Гейзенберга с многозонным гамильтонианом типа Горькова

$$H=\sum_{s,i}\int\Psi^{+}_{i,s}(\mathbf{r})\hat{H}^{1}_{i}(r)\Psi_{i,s}(\mathbf{r})d^{3}r$$

$$-\frac{1}{2}\sum_{i,j,s}g_{i,j}\int\Psi^{+}_{i,s}(\mathbf{r})\Psi^{+}_{i,-s}(\mathbf{r})\Psi_{j,-s}(\mathbf{r})\Psi_{j,s}(\mathbf{r})d^{3}r,$$

где $\hat{H}^{1}_{i}(\mathbf{r})=\frac{1}{2m_i}\left(-i\hbar\nabla+\frac{e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r})\right)^{2}-e\varphi(\mathbf{r})+U(\mathbf{r})+E_i$

одночастичный гамильтониан, включающий взаимодействие с самосогласованными электромагнитными полями и примесями, i,j – зонные, а s спиновые индексы, $g_{i,j}=\int V_{i,j}(\mathbf{r})d^{3}r$ – коэффициенты эффективного межэлектронного взаимодействия. Вводя нормальные и аномальные средние

$$\left\langle\Psi^{+}_{i,s}(\mathbf{r}_2)\Psi_{i,s}(\mathbf{r}_1)\right\rangle=e^{i[-\theta_i(r_2)+\theta_i(r_1)]}P_{i,s}(r_2,r_1),$$

$$\left\langle\Psi_{i,\downarrow}(\mathbf{r}_2)\Psi_{i,\uparrow}(\mathbf{r}_1)\right\rangle=e^{i[\theta_i(r_2)+\theta_i(r_1)]}Q_i(r_2,r_1)$$

и используя расцепление четверного члена в духе приближения самосогласованного поля, получим для них следующие кинетические уравнения, аналогичные уравнениям Горькова

$$i\hbar\dot{P}_{i,\uparrow}(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1)=\left[\hat{H}_i(\mathbf{r}_1)-\hat{H}^{*}_{i}(\mathbf{r}_2)\right]P_{i,\uparrow}(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1)$$

$$-\Delta_i(\mathbf{r}_1)Q^{*}_{i}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)+\Delta^{*}_{1}(\mathbf{r}_2)Q_i(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1),$$

$$i\hbar\dot{Q}_i(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1)=\left[\hat{H}_i(\mathbf{r}_1)+\hat{H}_i(\mathbf{r}_2)\right]Q_i(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1)$$

$$-\Delta_i(\mathbf{r}_1)\delta(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)+\Delta_i(\mathbf{r}_1)P_{i,\downarrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)+\Delta_i(\mathbf{r}_2)P_{i,\uparrow}(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1),$$

где сверхпроводящие щели Δ_i и сверхпроводящие фазы определяются уравнениями самосогласования

$$\Delta_i(\mathbf{r}_1)=\sum_j g_{i,j}s_j(\mathbf{r}_1)e^{2i\left[\theta_j(r_1)-\theta_i(r_1)\right]},\ \mathrm{Im}\,s_i(r_1)=0,$$

где $s_i(r_1)=Q_i(r_1,r_1)$. Здесь мы ввели калибровочно-инвариантный гамильтониан

$$\hat{H}^{1}_{i}(\mathbf{r})=\frac{1}{2m_i}\left(-i\hbar\nabla+m_i\mathbf{V}_i(r)\right)^{2}-e\Phi_i(\mathbf{r})+U(\mathbf{r})+E_i,$$

зависящий от сверхскоростей и калибровочно-инвариантных потенциалов, определенных как $m_i\mathbf{V}_i=\hbar\nabla\theta_i+\frac{e}{c}\mathbf{A},\quad e\Phi_i=e\varphi-\hbar\frac{\partial\theta_i}{\partial t}$. Эти уравнения обобщают результаты [4] на многозонный случай. Для простоты мы пока пренебрегли столкновениями. Уравнения остались диагональными по зонному индексу, изменилось только уравнения для щелей. Получение гидродинамических уравнений теперь проводится полностью аналогично работе [4]. Переходим в смешанное представление, вводим функции Вигнера $f(\mathbf{R},\mathbf{r})=\int f(\mathbf{R},\mathbf{k})e^{i\mathbf{kr}}\frac{d^{3}k}{(2\pi)^{3}}$, где

$$\mathbf{R}=\frac{1}{2}\left(\mathbf{r}_1+\mathbf{r}_2\right),\mathbf{r}=\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2$$

и в уравнениях для них учитываем только члены нулевого и первого порядка по градиентам $\partial_{\mathbf{r}},\partial_{\mathbf{k}}$. Из уравнения для аномальной функции в нулевом приближении и условия её действи-

тельности получаем уравнение для сдвига химического потенциала

$$\mu_i(n_i^0) = \mu_i(n_i) + \frac{m_i V_i^2}{2} - e\varphi + \hbar\dot{\theta}_i$$

а интегрируя уравнения для нормальных матриц плотности, получаем уравнение непрерывности

$$\partial_t n_i + \operatorname{div}\mathbf{j}_i =$$

$$\frac{4}{\hbar}\sum_j g_{i,j} s_j(\mathbf{R}) s_i(\mathbf{R}) \sin 2\left[\theta_i(\mathbf{R}) - \theta_j(\mathbf{R})\right];$$

где ток числа частиц определен обычным соотношением

$$\mathbf{j}_i = \mathbf{V}_i(\mathbf{R}) n_i^s + \mathbf{V}_i^n n_i^n = \mathbf{V}_i(\mathbf{R})\left(n_i - n_i^n\right) + \mathbf{V}_i^n n_i^n, .$$

$\mathbf{V}_i^n$ - скорости нормальных квазичастиц, n_i^n -их концентрации, определенные как

$$n_i^n = n_i \int \left(e^{\beta\sqrt{\xi_i^2+\Delta_i^2}} + 1\right)^{-2} e^{\beta\sqrt{\xi_i^2+\Delta_i^2}} \beta d\xi_i;$$

где Δ_i – есть сверхпроводящая щель в i-той зоне. Концентрации нормальных электронов являются локальными функциями температуры и должны быть найдены из уравнений для энергии. Для нулевой температуры, когда нормальные квазичастицы отсутствуют, уравнения для химического потенциала и уравнения непрерывности представляют замкнутую систему уравнений, если для функций s_i использовать равновесные значения.

Если же температура не равна нулю, необходимы ещё уравнения для нормальных компонент. Это уравнения, выражающие закон изменения импульса и энергии, которые являются первым и вторым моментами нормальной матрицы плотности. Закон изменения импульса имеет вид

$$\partial_t m^i \mathbf{j}^i + \nabla\cdot\mathbf{\Pi}^i + e n^i \mathbf{E} + e\left[\mathbf{j}^i \times \mathbf{B}\right] = \mathbf{I}_{st}$$

где тензор натяжений есть

$$\mathbf{\Pi}^i = \frac{2}{m^i}\int \left(\hbar\mathbf{k} + m^i\mathbf{V}^i\right) * \left(\hbar\mathbf{k} + m^i\mathbf{V}^i\right) P_{i,\uparrow}(\mathbf{R},\mathbf{k}) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}$$

$$+ \mathbf{1}\sum_j g_{i,j} s_j(R) s_i(R) \cos\left(\theta_i - \theta_j\right)$$

Последний член в этом выражении описывает силовое взаимодействие электронов в различных зонах. Правая часть уравнения представляет силу трения, возникающую из-за столкновений. Вычисляя второй момент, аналогичным образом найдем закон изменения энергий электронов, из которых, путем несложных алгебраических выражений, можно найти уравнения для нормальных концентраций. Отличием от обычных однозонных уравнений гидродинамики является наличие зонного индекса и члена, обеспечивающего межзонное взаимодействие в правой части уравнений непрерывности.

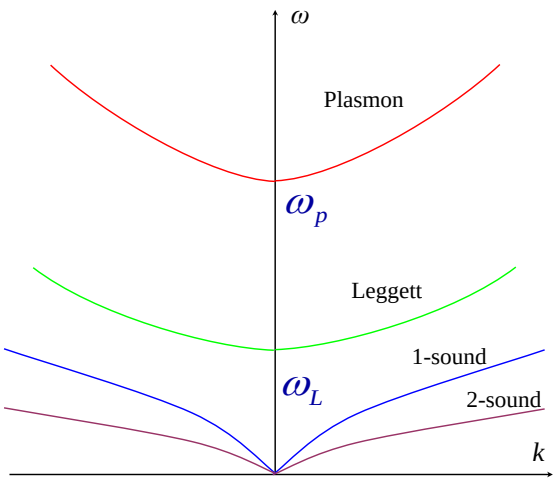
Используем теперь полученные уравнения для определения спектра коллективных возбуждений двухзонного сверхпроводника при конечной температуре, обобщающий [5]. Линеаризуя уравнения движения на фоне однородных стационарных решений, для возмущений концентраций и скоростей получим линеаризованную систему уравнений для потенциальных движений которую представим в виде

$$\Delta\varphi = 4\pi e\sum_i n_i, \quad \rho_i\left(e\varphi - \hbar\dot{\theta}_i\right) = n_i,$$

$$\dot{n}_i + \hbar n_i^{s,0} m_i^{-1}\Delta\theta_i + n_i^{n,0} m_i^{-1}\Delta\psi_i = 8\hbar^{-1} g_{1,,2} s_1^0 s_2^0 \left[\theta_i - \theta_j\right],$$

$$\dot{n}_i^n + n_i^{n,0}\Delta\psi_i = 0, \dot{\psi}_i^n + \nu\psi_i + v_i^2 \frac{n_i^n}{n_i^0} = e m_i^{-1}\varphi,$$

где ψ_i – потенциал скорости квазичастиц, $\rho_i^{-1} = \partial\mu / \partial n_i$ – плотность состояний, $c_i^2 = \frac{\partial p_i}{m_i \partial n_i} = v_{F,i}^2 / 3$ скорости мод Боголюбова-Андерсона, $v_i^2 = \frac{\sigma_i^2 n_i^{s,0}}{n_i^{n,0}}\left(\frac{\partial\sigma_i}{\partial T}\right)^{-1}$ – скорости энтропийных волн, σ_i – энтропия на единицу массы. Отыскивая решения этих уравнений в виде $\exp\left(-i\omega t + i\mathbf{kr}\right)$ найдём дисперсионное уравнение для потенциальных волн. Дисперсия собственных волн качественно изображена на рисунке



Спектр имеет четыре ветви, плазмонную, легеттовскую и две моды с акустоподобным законом дисперсии, соответствующие модам Карлсона-Голдмана в однозонном сверхпроводнике.

К сожалению гидродинамические уравнения не описывают бесстолновителное затухание, обусловленное затуханием Ландау и разрушением куперовских пар. Анализ этих факторов возможен только в рамках кинетического подхода.

1. Scalapino D.J. // Rev. Mod. Phys., **84**, 1383 (2012).
2. Leggett A.,J. // Progress of Theoretical Physics **36**, 901 (1966).
3. Carlson R.V. and Goldman A.M. // Phys. Rev. Lett., **31**, 880 (1973).
4. Stephen M.J. // Phys. Rev. **139**, A197, (1965).
5. Schmid A., Schon G. // PRL, **34**, 941 (1975).

Влияние наноперфорации на транспортные свойства сверхпроводящих плёнок: Магнитоиндуцированная возвратная сверхпроводимость

А.Ю. Миронов [1,2], ***Т.И. Батурина*** [1], ***Д.А. Насимов*** [1], ***А.К. Гутаковский*** [1], ***В.М. Винокур*** [3], ***А.В. Латышев*** [1]

[1] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск
[2] Новосибирский государственный университет, Новосибирск
[3] Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, США

e-mail: mironov@isp.nsc.ru

Известно, что помещение сверхпроводящей плёнки в магнитное поле перпендикулярное её поверхности приводит к появлению сопротивления, обусловленного движением вихрей, которое обычно монотонно увеличивается с ростом поля вплоть до достижения величины сопротивления в нормальном состоянии. При этом наличие регулярной сетки отверстий в плёнке может кардинально изменить её магнитотранспортные характеристики. Одним из ярких эффектов, наблюдаемых в перфорированных плёнках, являются осцилляции магнитосопротивления с периодом по магнитному полю B_0, соответствующим кванту магнитного потока ($\pi\hbar/e$) на площадь ячейки. В случае квадратной сетки с периодом a: $B_0 = \pi\hbar/(ea^2)$. Обычно эти осцилляции магнитосопротивления наложены на монотонно растущую функцию, близкую к параболической, и исчезают вместе с достижением нормального сопротивления [1-9].

В данной работе мы представляем результаты исследования магнитосопротивления наноперфорированной плёнки (Рис.1), которые показывают, что при соответствующем подборе геометрических и микроскопических параметров приложение перпендикулярного магнитного поля может приводить к эффекту *магнитоиндуцированной возвратной сверхпроводимости*, состоящему в гигантском уменьшении сопротивления в широком интервале магнитных полей (Рис. 1д).

В качестве исходного материала использовалась плёнка нитрида титана, изготовленная мето-

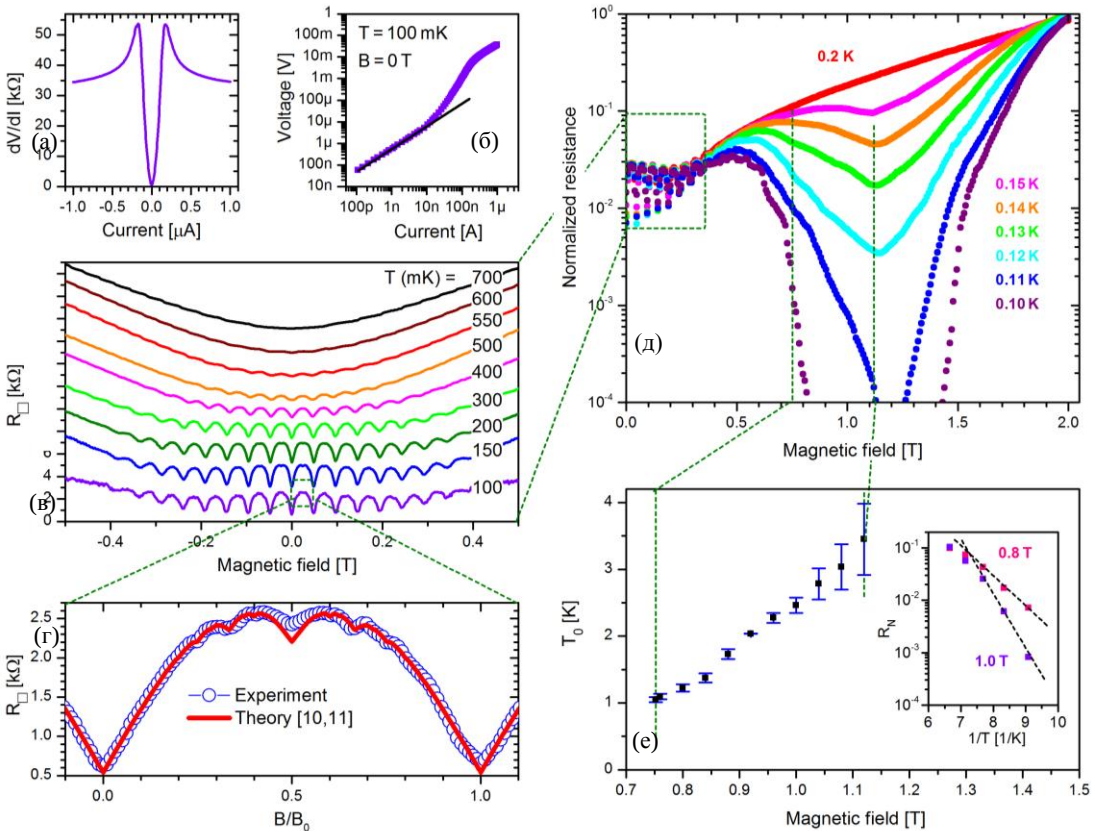


Рис. 1. Зависимость дифференциального сопротивления структуры от тока (а) и вольтамперная зависимость (б) в нулевом магнитном поле при T = 100 мК. (в, г, д) – магнитополевые зависимости сопротивления в различных масштабах. (е) – зависимость характерной температуры T_0 от магнитного поля. На вставке показаны характерные температурные зависимости сопротивления в области магнитных полей, соответствующей области возвратной сверхпроводимости, демонстрирующие активационное поведение $R(T, B) = R_0 \cdot \exp(T_0(B)/T)$

дом атомарно-слоевого осаждения. На первом этапе методом фотолитографии изготавливались мезаструктуры в виде холловских мостиков шириной 50 мкм, состоящих из трёх областей с расстоянием между потенциометрическими контактами 100, 250, 100 мкм. Далее в одной из областей методом электронной литографии остросфокусированным пучком с последующим плазмохимическим травлением были созданы квадратные решётки отверстий диаметром 120 нм с периодом 200 нм. Эксперименты проводились в криостате растворения и состояли в измерении температурных $R(T, B_i)$ и магнитополевых зависимостей сопротивления $R(T_i, B)$. Транспортные низкотемпературные измерения проводились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе I = 0.3 нА низкой частоты f = 1 Гц. Магнитное поле B было направлено перпендикулярно поверхности пленки. Транспортные и сверхпроводящие свойства схожих образцов подробно исследовались в работах [11-13]. Параметры исходной плёнки были следующими: коэффициент диффузии D = 0.32 см^2/с, сверхпроводящая длина когерентности $\xi(0)$ = 9.3 нм, критическая температура сверхпроводящего перехода T_c = 1.115 K, глубина проникновения магнитного поля $\lambda(0)$ = 2.4 мкм, ширина сверхпроводящей щели Δ = 0.22 мэВ и плотность состояний на уровне Ферми $\nu = 8.3\cdot10^{46}$ Дж$^{-1}$м$^{-3}$.

При B = 0 Тл структура остаётся в резистивном состоянии вплоть до самых низких температур, достигнутых в эксперименте (100 мК). На рис. 1а,б приведены вольтамперные характеристики [в виде dV/dI – I (рис. 1а) и V – I (рис. 1б)] структуры при B = 0 Тл и T = 100 мК. Вплоть до значений тока 10 нА наблюдается омический характер V – I (рис. 1б). Это связано с тем, что температура перехода Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ) менее 100 мК. Действительно, оценка $T_{БКТ}$ с помощью выражения $T_{БКТ} = \pi\hbar i_c/(4ek_B)$, где i_c = 0.68 нА – критический ток для одного перехода, даёт $T_{БКТ}$ = 25 мК [11].

В температурном диапазоне от 100 до 700 мК наблюдаются осцилляции магнитосопротивления, причем амплитуда осцилляций уменьшается при увеличении T и B (см. рис. 1в). На зависимостях $R(T_i, B)$ отчётливо проявляются 10 периодов осцилляций, что отвечает максимальному количеству джозефсоновских вихрей, захватываемых отверстиями, которое определяется подавлением энергии джозефсоновской связи токами, циркулирующими вокруг отверстий. Кроме основного периода наблюдаются дополнительные минимумы в $R(T_i, B)$, соответствующие значениям магнитного поля B/B_0 =1/4, 1/3, 2/5, 1/2, 3/5, 2/3 и 3/4 (см. рис. 1г), что свидетельствует о близости параметров слабых связей. Осцилляции $R(T_i, B)$ наложены на монотонно растущую функцию, близкую к параболической при B < 0.5 Тл.

Самый важный результат исследований состоит в поведении магнитосопротивления в полях, отвечающих проникновению абрикосовских вихрей в плёнку, то есть в области плёнки между отверстиями. При температурах T < 0.2 K возникает минимум в сопротивлении в магнитном поле B_K ~ 1.1 Тл, что примерно вдвое превышает величину поля, соответствующего максимально возможному числу джозефсоновских вихрей в отверстиях. То есть, B_K отвечает полю, в котором количество абрикосовских вихрей в областях плёнки между отверстиями совпадает с количеством джозефсоновских вихрей в отверстиях. При дальнейшем понижении температуры этот минимум резко углубляется. Анализ температурной зависимости сопротивления в диапазоне магнитных полей от 0.75 Тл до 1.12 Тл (см. вставку на Рис. 1е) показывает, что $R(T, B_i)$ является экспоненциальной и следует активационной зависимости $R(T, B_i) = R_0\cdot\exp(T_0(B_i)/T)$. На рисунке 1е приведена магнитополевая зависимость $T_0(B_i)$. Отметим, что величина T_0 значительно превышает характерные температуры, при которых наблюдается явление магнитоиндуцированной возвратной сверхпроводимости, а также превышает значение T_c. В работе [14] приводится теоретическое рассмотрение наблюдаемого явления возвратной сверхпроводимости и показано, что оно возникает в результате совместного действия поверхностной сверхпроводимости, геометрических факторов и микроскопических характеристик материала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00152, грант № 12-02-31302) и программы фундаментальных исследований РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

1. Fiory A.T., Hebard A.F., Somekh S. // Appl. Phys. Lett. **32**, 73 (1978).

2. Tinkham M., Abraham D.W., Lobb C.J. // Phys. Rev. B **28**, 6578 (1983).

3. Kimhi D., Leyvraz F., Ariosa D. // Phys. Rev. B **29**, 1487 (1984).

4van der Zant. H.S.J., Webster M.N. // J. Romijn, J.E. Mooij, Phys. Rev. B **50**, 340 (1994).

5. Patel U., et al. // Phys. Rev. B **76** 020508(R) (2007).

6. Thakur A.D., Ooi S., Chockalingam S.P., et al. // Appl. Phys. Lett. **94**, 262501 (2009).

7. Nguyen H.Q., Hollen S.M., Stewart M.D., et al. // Phys. Rev. Lett. **103** 157001 (2009).

8. Sochnikov I., Shaulov A., Yeshurun Y., et al. // Nature Nanotech. **5**, 516 (2010)

9. Baturina T.I., Horsell D.W., Islamov D.R., et al. // Physica B, **329-333**, 1496 (2003).

10. Pannetier B., Chaussy J., Rammal R., and Villegier J.C. // Phys. Rev. Lett., 53, 1845 (1984).

11. Baturina T.I., Vinokur V. M., Mironov A.Yu., et al. // EPL **93**, 47002 (2011).

12. Mironov A.Yu., Baturina T.I., Vinokur V.M., et al. // Physica C **470**, S808-S809 (2010).

13. Baturina T.I., Postolova S.V., Mironov A.Yu., Glatz A., Baklanov M.R., and Vinokur V.M. // EPL **97**, 17012 (2012).

14. Córdoba R., Baturina T.I., Sesé J., Mironov A.Yu., et al. // Nature Communications (2013) (принята к печати)

Эффект Мейснера и продольная неустойчивость ЛОФФ в слоистых структурах сверхпроводник / ферромагнетик

С.В. Миронов [1], ***А.С. Мельников*** [1], ***А.И. Буздин*** [2]

[1] Институт физики микрофизики РАН, Нижегородская область
[2] Institut Universitaire de France and University Bordeaux, France

e-mail: svmironov@ipmras.ru

Недавно общность утверждения о диамагнитном характере отклика тока в сверхпроводниках на внешнее поле была поставлена под сомнение [1–3]: было предсказано изменение знака в лондоновском соотношении между сверхтоком и векторным потенциалом и существование необычного парамагнитного отклика в гибридных системах сверхпроводник / ферромагнетик (S/F) и сверхпроводник / нормальный металл (S/N) со спин-активной границей. Авторы указанных работ связывают существование такого аномального (парамагнитного) мейснеровского отклика с нечетными по мацубаровской частоте спин-триплетными сверхпроводящими корреляциями, возникающими в таких системах из-за необычного эффекта близости [4].

В настоящей работе показано, что аномальный эффект Мейснера может вызывать продольную неустойчивость Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррела (ЛОФФ) однородного в плоскости слоев сверхпроводящего состояния. Смена знака в лондоновском соотношении между сверхпроводящим током и векторным потенциалом $\mathbf{j}_s = -\left(e^2 n_s / mc\right)\mathbf{A}$ (здесь n_s – плотность куперовских пар) формально может рассматриваться как смена знака эффективной массы электронов m. При этом локальная плотность сверхтока является вариационной производной калибровочно-инвариантного функционала свободной энергии

$$F_A = \int \frac{e^2 n_s}{2mc^2}\left(\mathbf{A} - \frac{\Phi_0}{2\pi}\nabla\varphi\right)^2 dV\,, \qquad (1)$$

где φ – фаза сверхпроводящего параметра порядка. Отсюда видно, что в случае $m<0$ однородное состояние с $\varphi = const$ и $\mathbf{A}=0$ может стать неустойчивым относительно возникновения пространственной модуляции параметра порядка с $\nabla\varphi \neq 0$. Именно такая ситуация реализуется при переходе к неоднородному состоянию ЛОФФ [5].

Для иллюстрации приведенных выше общих аргументов мы ограничились рассмотрением тонкопленочных структур с суммарной толщиной, много меньшей по сравнению с масштабом экранирования магнитного поля. Рассматривая фазу параметра порядка в виде $\varphi = \mathbf{kr}_\parallel$ ($\mathbf{r}_\parallel$ – радиус-вектор в плоскости слоев, $\mathbf{k}$ – вектор продольной модуляции ЛОФФ) и пренебрегая изменением векторного потенциала поперек структуры, из выражения (1) мы получаем:

$$F_A = \left(\mathbf{A}_\parallel - \frac{\Phi_0}{2\pi}\mathbf{k}\right)^2 S\int \frac{e^2 n_s}{2mc^2}dx\,, \qquad (2)$$

где ось x выбрана направленной перпендикулярно к плоскости пленки; S – площадь образца в плоскости (yz); $\mathbf{A}_\parallel$ – компонента векторного потенциала, параллельная плоскости (yz). Ясно, что все состояния с $\Lambda^{-1} = \int\left(e^2 n_s / 2mc^2\right)dx < 0$ являются нестабильными. Таким образом, граница области неустойчивости ЛОФФ задается условием $\Lambda^{-1}=0$, которое соответствует исчезновению эффекта Мейснера в продольном магнитном поле. Приведенные выше аргументы, будучи примененными к самому состоянию ЛОФФ, показывают, что в модулированном состоянии мейснеровский отклик является диамагнитным. Таким образом, в рассматриваемых системах существование парамагнитного эффекта Мейснера оказывается невозможным.

Мы провели микроскопические расчеты критической температуры и критического магнитного поля в состоянии ЛОФФ для трех структур (S/F, S/F/N и S/F/F'), показанных на Рис. 1 [6].

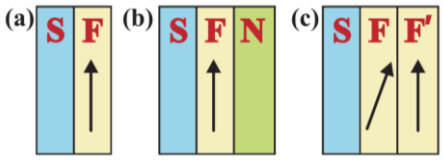


Рис. 1. Эскиз рассматриваемых в работе гибридных систем. Сверхпроводящий (S) слой приведен в контакт с (a) ферромагнитной (F) пленкой, (b) F/N бислоем и (c) бислоем F/F' с различной ориентацией магнитных моментов

В расчетах были использованы следующие приближения: (а) характеристики системы соответствует грязному пределу, так что для расчета критической температуры можно использовать уравнение Узаделя [4, 7]; (б) обменное поле h в ферромагнетике много больше критической температуры T_{c0} изолированного сверхпроводящего слоя; (в) толщина d_s сверхпроводящего слоя много меньше длины когерентности $\xi_{s0} = \sqrt{D_s / 2\pi T_{c0}}$ (D_s – коэффициент диффузии в сверхпроводнике); (г) все межслойные границы являются абсолютно прозрачными для электронов.

Для описания состояния ЛОФФ мы предполагали, что функция щели $\Delta\left(\mathbf{r}_\parallel\right) = \Delta_0 \exp\left(i\mathbf{kr}_\parallel\right)$ яв-

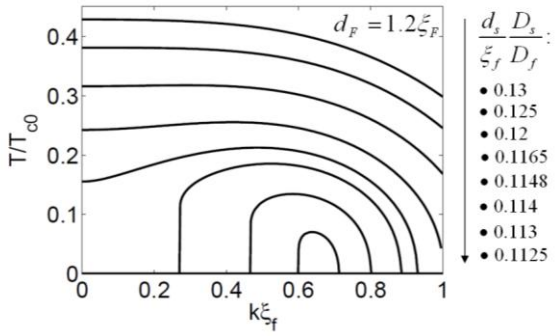


Рис. 2. Зависимости критической температуры T_c от вектора модуляции k для различных значений толщины d_s сверхпроводящего слоя

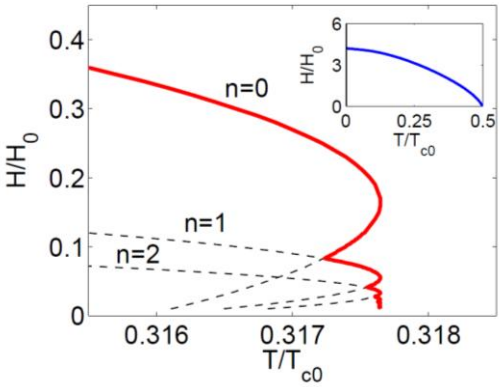


Рис. 3. Фазовая диаграмма S/F бислоя в режиме ЛОФФ (красная кривая). Значения параметров системы: $\xi_{s0} = 0.1\xi_f$, $d_f = 1.2\xi_f$, $\sigma_s d_s / \sigma_f \xi_f = 0.12$, $H_0 = \Phi_0 / 4\pi\xi_f^2$. На вставке показана фазовая диаграмма, соответствующая однородному состоянию ($\sigma_s d_s / \sigma_f \xi_f = 0.14$)

ляется пространственно модулированной в плоскости слоев. В этом случае величина T_c, определяемая из уравнения самосогласования [7], становится функцией вектора модуляции $\mathbf{k}$. При этом критическая температура системы соответствует максимуму функции $T_c(\mathbf{k})$.

Для тонкопленочных S/F систем микроскопический расчет лондоновской глубины проникновения магнитного поля λ показал, что

$$\lambda^{-2} = -\frac{16\pi^2 d_s \sigma_s \Delta^2}{ec\Phi_0 d_0 D_s T_c(0)}\left[1 - \mathrm{Re}\left\{\nu\Psi_1\left(\frac{1}{2}+\nu\right)\right\}\right]\left.\frac{\partial T_c}{\partial k^2}\right|_{k=0}, \quad (3)$$

где Ψ_1 – тригамма-функция, d_0 – толщина системы,

$$\nu = \frac{D_s}{4\pi T_c(0) d_s}\frac{\sigma_f}{\sigma_s}\frac{1+i}{\xi_f}\tanh\left(\frac{1+i}{\xi_f}d_f\right), \quad (4)$$

d_f – толщина F слоя, $\xi_f = \sqrt{D_f / h}$ – корреляционная длина в ферромагнетике, D_f – коэффициент диффузии в F слое, $\sigma_{s(f)}$ – проводимость S(F) слоя. Отсюда видно, что условие стабильности однородного в плоскости слоев сверхпроводящего состояния, $\left(\partial T_c / \partial k^2\right)\big|_{k=0} < 0$, фиксирует диамагнитный характер мейснеровского отклика на магнитное поле, параллельное плоскости слоев.

Если $d_f \sim \xi_f$, то вклад от F слоя в параметр λ^{-2} становится отрицательным. Для S/F бислоев с большой разницей в коэффициентах диффузии ($D_f / D_s >> h / T_{c0}$) величина λ^{-2} может даже обратиться в ноль при некоторой критической толщине $d_s = d_{sc}$, если $\xi_{s0}^2 < \sigma_s d_s \xi_f / \sigma_f < \xi_f^2$. При критической толщине $d_s = d_{sc}$ производная $\partial T_c / \partial k^2 (k = 0)$ обращается в ноль, и система переключается из однородного в плоскости слоев состояния в модулированное состояние ЛОФФ с модулем вектора модуляции $k_0 \neq 0$. Зависимости $T_c(k)$ при различных d_s для $\xi_{s0} = 0.1\xi_f$ показаны на Рис. 2. Заметим, что состояние ЛОФФ может появиться даже в области параметров, где $T_c(0) = 0$.

Экспериментально возникновение состояния ЛОФФ может быть идентифицировано по осцилляциям критической температуры как функции магнитного поля H, перпендикулярного к плоскости слоев (см. Рис. 3).

Интересно, что в отличие от фазы ЛОФФ, предсказанной в оригинальных работах Фульде, Феррела, Ларкина и Овчинникова, которая возникает при сравнительно низких температурах, неоднородное состояние ЛОФФ в S/F/N и S/F/F' гетероструктурах (Рис. 1b,c) с большим коэффициентом диффузии в N (F') слое ($D_{n(f')} >> D_f h / T_{c0}$) может появляться вблизи критической температуры изолированной сверхпроводящей пленки.

При этом в S/F/F' системах с неколлинеарными магнитными моментами в F и F' слоях переключения между однородным состоянием и состоянием ЛОФФ могут осуществляться контролируемым образом посредством изменения угла разориентации θ векторов намагниченности. При $\theta \neq 0$ в F' слое возникают дальнодействующие спин-триплетные корреляции, способствующие формированию состояния ЛОФФ. Величина этих корреляций пропорциональна $\sim \left(d_f / \xi_f\right)^2 \sin\theta$. В результате, при

$$\sin^2\theta \geq \frac{D_s d_s}{D_{f'} \xi_n}\left(\frac{\xi_f}{d_f}\right)^4, \quad (5)$$

где $\xi_n = \sqrt{D_{f'} / 4\pi T_{c0}}$, критическая температура состояния ЛОФФ превышает критическую температуру однородного состояния.

Работа поддержана проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика

конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009-2013», European IRSES program SIMTECH, French ANR «MASH», program of LEA Physique Theorique et Matiere Condensee.

1. Bergeret F.S. et al. // Phys. Rev. B **64**, 134506 (2001).
2. Asano Y. et al. // Phys. Rev. Lett. **107**, 087001 (2011).
3. Yokoyama T. et al. // Phys. Rev. Lett. **106**, 246601 (2011).
4. Bergeret F.S. et al. // Rev. Mod. Phys. 77, 1321 (2005).
5. Buzdin A.I., Kachkachi H. // Phys. Lett. A **225**, 341 (1997).
6. Mironov S., Mel'nikov A., Buzdin A. // Phys. Rev. Lett. **109**, 237002 (2012).
7. Buzdin A.I. // Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).

Экранировка магнитного поля плоскостями двойникования в сверхпроводниках первого и второго рода

С.В. Миронов [1], ***А.И. Буздин*** [2]

[1] Институт физики микрофизики РАН, Нижегородская область
[2] Institut Universitaire de France and University Bordeaux, France

e-mail: svmironov@ipmras.ru

В настоящей работе представлены результаты расчетов термодинамического критического магнитного поля сверхпроводников, содержащих плоскости двойникования (ПД) с низкой электронной прозрачностью. В таких системах при понижении температуры сверхпроводимость может зарождаться в узкой пространственной области вблизи ПД [1]. Конфигурация рассматриваемой системы показана на Рис. 1. Внешнее магнитное поле **H** предполагается направленным параллельно ПД.

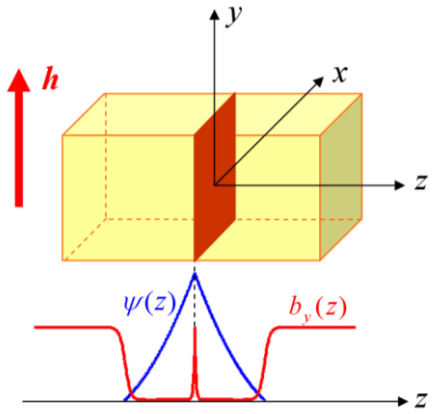


Рис. 1. Схематическое изображение сверхпроводника с плоскостью двойникования (ПД), расположенной в плоскости $z=0$. Внешнее однородное магнитное поле **H** направлено вдоль оси y. Профили параметра порядка и магнитного поля вблизи ПД показаны в нижней части рисунка

Расчет фазовой диаграммы (зависимости критического магнитного поля от температуры) сверхпроводников с ПД проводился в рамках феноменологической модели Гинзбурга-Ландау, в которой учитывалось локальное увеличение критической температуры на ПД [1, 2]. Соответствующий функционал энергии Гиббса в безразмерных переменных имеет вид:

$$\frac{G}{G_s}=\int dxdz\left\{2\left|\frac{\partial\psi}{\partial z}\right|^2+2\left|\left(\frac{\partial}{\partial x}-\frac{iA}{\sqrt{2}}\right)\psi\right|^2+2t|\psi|^2+|\psi|^4\right.$$
$$\left.+\left(\kappa\frac{dA}{dz}-h\right)^2+\left[\frac{2}{r}|\psi_+-\psi_-|^2-2\left(|\psi_+|^2+|\psi_-|^2\right)\right]\delta(z)\right\} \quad (1)$$

Здесь κ – параметр Гинзбурга-Ландау сверхпроводника; $t=(T-T_c)/(T_s-T_c)$, где T_c – критическая температура объемного сверхпроводника, T_s – критическая температура образования сверхпроводящего зародыша на ПД; r – феноменологический параметр, обратно пропорциональный электронной прозрачности ПД; $A(z)$ – x-компонента векторного потенциала; $b_y(z)=\kappa(dA/dz)$ – магнитное поле; $\psi_\pm=\psi(x,y,\pm 0)$; G_s – константа, имеющая размерность энергии.

Фазовая диаграмма сверхпроводников первого рода с $\kappa\ll 1$, содержащих абсолютно прозрачную для электронов ПД, была рассчитана в работе [1]. В этом случае сверхпроводящий зародыш, локализованный на ПД, эффективно экранирует внешнее магнитное поле, и результирующая величина поля b_y на ПД экспоненциально мала. Позднее в работе [3] было показано, что уменьшение прозрачности ПД может привести к формированию асимметричных относительно плоскости $z=0$ профилей параметра порядка и магнитного поля. При этом магнитное поле на ПД отлично от нуля в силу разрушения сверхпроводимости по одну сторону ПД.

В настоящей работе показано, что в сверхпроводниках первого рода с $\kappa\ll 1$ внешнее параллельное магнитное поле способно полностью проникать в область ПД [так что $b_y(0)=h$], не разрушая локализованный сверхпроводящий зародыш. Соответствующие профили параметра порядка и магнитного поля показаны на Рис. 1. Найденное состояние является симметричным относительно ПД и обладает меньшей энергией по сравнению с состояниями, рассмотренными в работе [3].

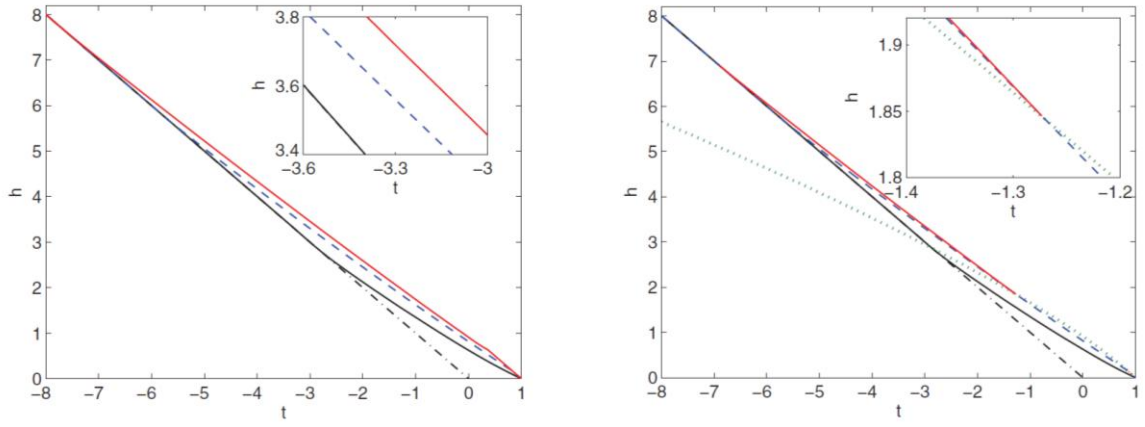
Величина термодинамического критического поля определяется равенством $G=0$. Предполагая, что параметр порядка вблизи ПД имеет вид $\psi(x,z)=\varphi(z)\exp\{i\theta(x)\}$, мы показали [4], что в случае абсолютно непрозрачной ПД ($r=\infty$) профиль магнитного поля имеет резкий пик на ПД: вблизи ПД распределение магнитного поля описывается выражением $b(z)=h\exp\{-\varphi_0|z|/\kappa\}$, где $\varphi_0=\varphi(0)=(1-t)+\sqrt{(1-t)^2-h^2}$. Результирующая поправка к свободной энергии на единицу длины вдоль оси x имеет вид

$$G=G_0-2G_s\kappa h^2/\varphi_0, \quad (2)$$

где G_0 – энергия, вычисленная без учета проникновения магнитного поля в область ПД [2, 5]:

$$G_0=G_s\left[4\sqrt{2}\int_0^{\varphi_0}\sqrt{\varphi^4+2t\varphi^2+h^2}\,d\varphi-4\varphi_0^2-2.06\sqrt{\kappa h^3}\right]. \quad (3)$$

Таким образом, энергетически выгодным является полное проникновение магнитного поля в область плоскости двойникования. В этом случае,



(а) (б)

Рис. 2. Фазовые диаграммы сверхпроводников первого рода, содержащих плоскость двойникования (ПД) с низкой электронной прозрачностью, в параллельном магнитном поле. Параметр r^{-1}, характеризующий прозрачность ПД, принимался равным (а) - $r^{-1}=0$; (б) – $r^{-1}=0.04$. Параметра Гинзбурга-Ландау соответствует олову: $\kappa=0.13$

решая численно неравенство $G\le 0$, мы получили температурную зависимость критического магнитного поля $h_c(t)$, которая показана на Рис. 2(а). Проникновение магнитного поля в область ПД приводит к увеличению величины $h_c(t)$ (красная сплошная кривая) по сравнению с критическим полем, рассчитанным в предположении об экспоненциально малом значении поля на ПД (синяя пунктирная кривая). На вставке показан увеличенный фрагмент данных зависимостей. Рассмотренное значение параметра Гинзбурга-Ландау соответствует олову: $\kappa=0.13$. Также для сравнения показаны температурные зависимости критического магнитного поля для сверхпроводника с $\kappa=0$ (черная сплошная кривая) и для объемного сверхпроводящего кристалла (черная штрихпунктирная кривая).

Полученные результаты могут быть обобщены на случай плоскости двойникования с конечной (но малой) электронной прозрачностью ($r^{-1}\ll 1$). Для конечных значений параметра r^{-1} плоскость двойникования оказывается похожей на джозефсоновский контакт с соответствующей энергией Гиббса

$$G_r=4G_s\varphi_0^2 r^{-1}\int\left(1-\cos\Delta\theta\right)dx, \qquad (4)$$

где $\Delta\theta=\theta_+-\theta_-$, $\theta_\pm=\theta(x,\pm 0)$. При этом магнитное поле проникает в область ПД в форме вихрей джозефсоновского типа. Величина магнитного поля на плоскости $z=0$ определяется разностью фаз между двумя сторонами ПД и имеет вид:

$$h_0(x)=\left(\varphi_0/\sqrt{2}\right)\left(\partial\Delta\theta/\partial x\right), \qquad (5)$$

где функция $\Delta\theta(x)$ удовлетворяет уравнению Феррелла-Прейнджа

$$\frac{\partial^2\Delta\theta}{\partial x^2}=\lambda_J^{-2}\sin\Delta\theta. \qquad (6)$$

Здесь $\lambda_J=\sqrt{\kappa r/2\varphi_0}$ – джозефсоновская длина проникновения магнитного поля. При этом проникновение одиночного джзозефсоновского вихря в область ПД оказывается энергетически выгодным, если величина поля превышает джозефсоновское критическое поле h_{cJ} [6]:

$$h_{cJ}(t)\approx\frac{4}{\pi}\frac{1}{\sqrt{\kappa r}}\left[2(1-t)\right]^{3/4}. \qquad (7)$$

Результирующая температурная зависимость критического поля $h_c(t)$ для ПД с конечной электронной прозрачностью показана на Рис. 2(б). Проникновение магнитного поля в область плоскости двойникования является энергетически выгодным при температурах, меньших критического значения. Данное значение соответствует точке на диаграмме, в которой график зависимости джозефсоновского критического магнитного поля $h_{cJ}(t)$ (зеленая пунктирная линия) пересекает кривую зависимости критического магнитного поля сверхпроводника, рассчитанную в предположении об экспоненциально малом значении поля на ПД (синяя пунктирная линия). В данной области температур результирующая зависимость критического магнитного поля показана красной линией. Заметим, что полученная зависимость $h_c(t)$ зависит только от одного подгоночного параметра – прозрачности ПД r^{-1}.

Отметим, что в работе [4] мы провели аналогичный анализ и для сверхпроводников второго рода. Однако в этом случае факт полного проникновения магнитного поля в область плоскости двойникования не приводит к каким-либо существенным последствиям, поскольку в сверхпроводниках второго рода плоскость двойникования слабо экранирует внешнее магнитное поле.

Работа поддержана проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Хлюстиков И.Н., Буздин А.И. // УФН **155**, 47 (1988).
2. Mishonov T.M. // J. Phys. (Paris) **51**, 447 (1990).
3. Clarysse F. et al. // Phys. Rev. B **65**, 094515 (2002).
4. Mironov S.V., Buzdin A. // Phys. Rev. B **86**, 064511 (2012).
5. Boulter J. et al. // Phys. Rev. B **54**, 12407 (1996).
5. Самохин К.В. // ЖЭТФ **105**, 1684 (1994).
6. Кулик И.О. // ЖЭТФ **51**, 1952 (1966).

Изучение режимов синхронного поведения в цепочке индуктивно связанных джозефсоновских контактов

Е.В. Панкратова [1], ***А.Л. Панкратов*** [2,3], ***С.В. Шитов*** [4,5]

[1] Волжская государственная академия водного транспорта, Нижний Новгород
[2] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[3] Лаборатория криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород
[4] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва
[5] Лаборатория сверхпроводящих метаматериалов НИТУ МИСиС, Москва

e-mail: alp@ipmras.ru

Интерес к исследованию коллективной динамики дискретных нелинейных сред, описываемых с помощью систем связанных обыкновенных дифференциальных уравнений, носит не только фундаментальный, но и ярко выраженный прикладной характер. Наблюдаемые в таких средах эффекты синхронизации, самоорганизации и структурообразования, играют важную роль при обработке изображений и распознавании образов, в устройствах стабилизации СВЧ генераторов, в различных химических и биологических системах [1–3].

В данной работе проводится исследование динамики параллельной цепочки индуктивно связанных джозефсоновских контактов (ДК) в рамках дискретного уравнения синус-Гордона для фазы ϕ_n:

$$\ddot{\phi}_n + \alpha\dot{\phi}_n + \sin\phi_n = i_{dc} + \varepsilon(\phi_{n-1} - 2\phi_n + \phi_{n+1}) + i_f, \quad (1)$$

где n=1,...,N – номер контакта в цепочке, ε - параметр связи, равный $\varepsilon=1/l$, где l – безразмерная индуктивность между соседними контактами цепочки, α=0.1– коэффициент диссипации, i_{dc} – нормированный постоянный ток, инжектируемый на n-ый контакт, i_f – флуктуационный ток, который моделируется белым гауссовым шумом: $\langle i_f(t)\rangle=0$, $\langle i_f(t)i_f(t+\tau)\rangle=\alpha\gamma\delta(\tau)$, где γ - безразмерная интенсивность шума. Рассмотрены граничные условия следующего вида: $\phi_0(t)=\phi_1(t)$, $\phi_N(t)=\phi_{N+1}(t)$.

Известно, что в пространстве параметров одиночного ДК можно выделить три области, соответствующие различным типам поведения [2-4]:

– область D_1: $i_{dc}<i^*_{dc}<1$, где единственным аттрактором является устойчивое состояние равновесия $O_1(\arcsin i_{dc},0)$;

– область D_2: $i^*_{dc}<i_{dc}<1$, где в зависимости от начальных условий изображающая точка на цилиндре $(\phi,d\phi/dt)$ приходит либо к устойчивому состоянию равновесия $O_1(\arcsin i_{dc},0)$, либо к устойчивому периодическому движению $L(\phi,d\phi/dt)$, которое рождается из петли сепаратрисы седла $O_2(\pi-\arcsin i_{dc},0)$ при $i_{dc}=i^*_{dc}<1$;

– область D_3: $i_{dc}>1$, где единственным аттрактором является периодическое движение вращательного типа.

Граница областей D_2 и D_3 соответствует седло-узловой бифуркации исчезновения равновесий $O_1(\arcsin i_{dc},0)$ и $O_2(\pi-\arcsin i_{dc},0)$ при $i_{dc}=1$. Переход между D_1 и D_3 (при $\alpha>\alpha^*$) осуществляется через бифуркацию петли сепаратрис седло-узла.

Особый интерес вызывает область D_2, где наблюдается режим бистабильного поведения одиночного ДК. Здесь при $N\geq2$ в фазовом пространстве системы возможно рождение различных (в том числе хаотических) аттракторов $\tilde{\boldsymbol{A}}$ $(\tilde{A}_1, \tilde{A}_2,\ldots, \tilde{A}_z)$, отвечающих за возникновение ступеней на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) многоэлементной системы (1). Из бифуркационных кривых, полученных для N=2, Рис. 1(*а*), следует, что увеличение параметра связи ε приводит к смещению аттрактора $\tilde{A}_1$ в область бóльших значений i_{dc}. Исследование свойств аттрактора показывает значительное увеличение амплитуды соответствующих ему колебаний $U_n=d\phi_n/dt$, наблюдаемое с ростом i_{dc}. При этом $\tilde{A}_1$ определяет режим синхронизации с задержкой (*lag*-синхронизации), о чем свидетельствуют нулевые значения минимумов функции подобия

$$S^2(\tau_l)=\frac{\left\langle\left[U_2(t+\tau_l)-U_1(t)\right]^2\right\rangle}{\sqrt{\left\langle U_1^2(t)\right\rangle\left\langle U_2^2(t)\right\rangle}} \quad (2)$$

при определенном значении времени сдвига τ_l. Зависимости $\tau_l(i_{dc})$, полученные для двух значений параметра ε, показаны на Рис. 1(*б*). Следует отметить, что предельный цикл $L(\phi,d\phi/dt)$ на ВАХ многоэлементной системы (1) определяет омическую ветвь, на которой ДК полностью синхронизованы.

В данной работе исследуются динамические режимы, наблюдаемые при N=30. При проведении численного моделирования начальные условия по фазе задаются либо нулевыми, либо случайными величинами, равномерно распределенными в интервале $[0, 2\pi)$. Начальные условия по напряжению $U_n=d\phi_n/dt$ обеспечивают режим периодических колебаний каждой подсистемы при ε=0. В этом случае в зависимости от выбора параметров ε и i_{dc} в цепочке возможно установление различных режимов колебаний в отсутствие внешнего магнитного поля. На Рис. 2 градиентом цвета от синего к красному показано изменение напряжения $U(n,t)$ от минимальных до максимальных значений, наблюдаемое на первой ступени ВАХ при ε=5.0, i_{dc}=0.114.

При ε= 5.0, увеличение инжектируемого тока i_{dc} может приводить к формированию как бегущих солитонов, Рис. 3(*а*), так и установлению стационарных кластерных структур, состоящих из определенного числа полностью синхронизованных ДК (стоячих волн), Рис. 3(*б*) [5].

При ε=0.5, в системе возникает один или несколько солитонов с осциллирующим «хвостом», о чем свидетельствует чередование мак-

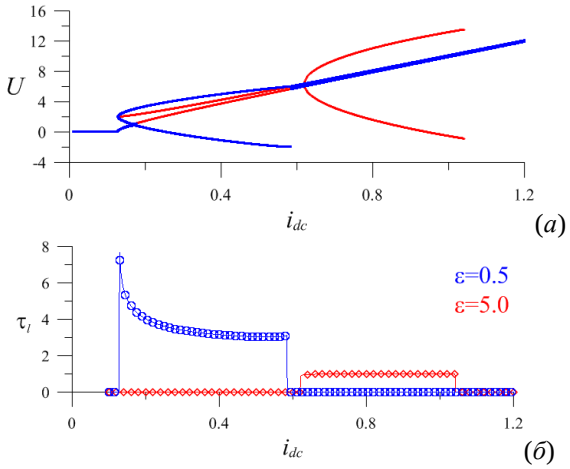


Рис. 1. (*а*) Минимальные и максимальные значения напряжения $U(t)=d\phi/dt$, полученные для ε=0.5 (синяя кривая) и ε=5.0 (красная кривая). (*б*) Изменение интервала τ_l, определяющего смещение реализаций $U_1(t)$ и $U_2(t)$ относительно друг друга

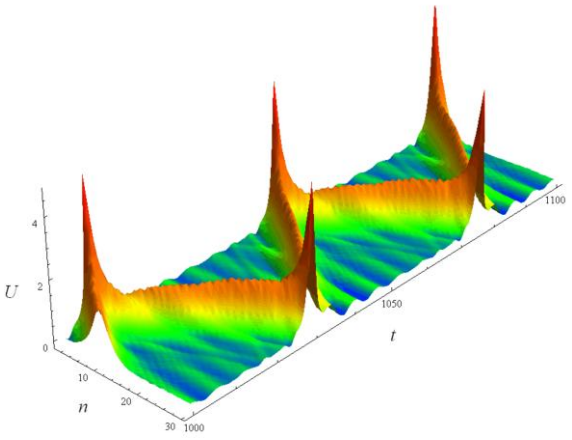


Рис. 2. Изменение напряжения $U(n,t)$, наблюдаемое при ε= 5.0, i_{dc}=0.114

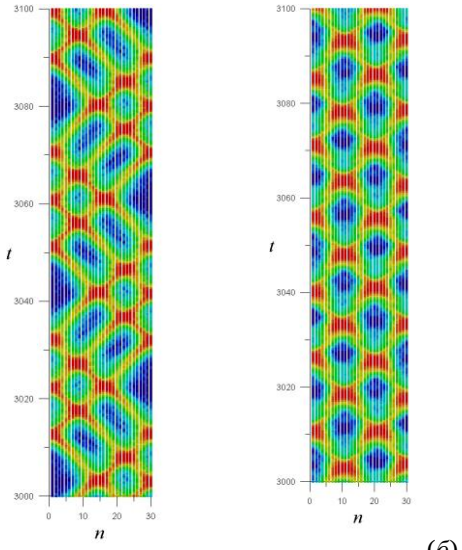


Рис. 3. Пространственно-временные диаграммы изменения напряжения $U(n,t)$, наблюдаемые при ε= 5.0 для (*а*) i_{dc}=0.172; (*б*) i_{dc} =0.145

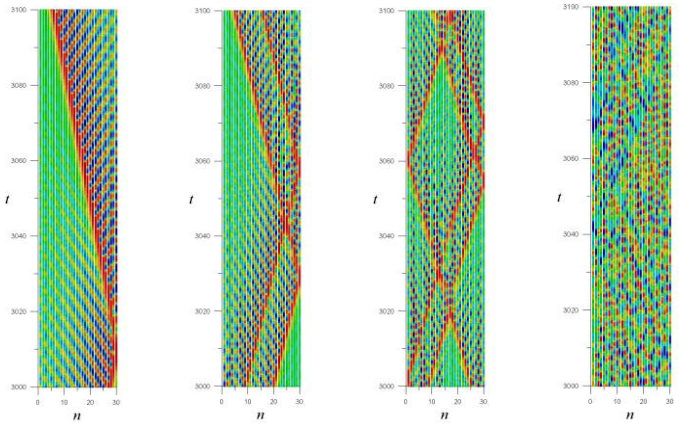


Рис. 4. Пространственно-временные диаграммы напряжения $U(n,t)$, наблюдаемые при ε= 0.5: (*а*) i_{dc}=0.127; (*б*) i_{dc} =0.195; (*в*) i_{dc}=0.25; (*г*) i_{dc} =0.31

симумов и минимумов, окрашенных, соответственно, в красный и синий цвет (черенковское излучение [5]), поэтому при изменении i_{dc} в системе формирование стационарных структур не наблюдается. Увеличение тока i_{dc} сначала приводит к увеличению числа солитонов, Рис. 4(*а-в*), а потом к формированию сложных (хаотических) колебаний ДК, Рис. 4(*г*). При дальнейшем увеличении i_{dc} наблюдается полная синхронизация всех элементов цепи.

В работе показана устойчивость формирования наблюдаемых режимов колебаний к влиянию флуктуаций i_f (*t*) при интенсивностях флуктуаций γ порядка реальных *kT*, и к разбросу по параметру i_{dc}, существующих в реальных системах, моделируемых уравнениями (1): в цепочках ДК [5-7], для маятников с трением под действием постоянного вращающего внешнего момента [2], колебаний оснований ДНК вокруг сахаро-фосфатных цепочек [8] и др.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-01-00694), фонда «Династия» и МОН РФ (договора № 11.G34.31.0062 и № 11.G34.31.0029).

1. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1959.

2. Линдсей В. Системы синхронизации в связи и управлении. М.: Сов. радио, 1978.

3. Системы фазовой синхронизации / Акимов В.Н., Белюстина Л.Н., Белых В.Н. и др.; Под ред. В.В. Шахгильдяна, Л.Н. Белюстиной. М.: Радио и связь, 1982.

4. Осипов Г.В. Синхронизация в неоднородных сетях осцилляторов. Н. Новгород: ННГУ, 2006.

5. Ustinov A.V., Cirillo M., Larsen B.H., Oboznov V.A., Carelli P., Rotoli G. // Phys. Rev. B, 51, 1995.

6. Duwel A.E., Watanabe S., Trias E., Orlando T.P., van der Zant H.S.J., Strogatz S.H. // J. Appl. Phys., 82 (9), 4661, 1997.

7. Lachenmann S.G., Filatrella G., Ustinov A.V., Doderer T., Kirchmann N., Quenter D., Huebener R.P., Niemeyer J., Popel R. // J. Appl. Phys., 77 (6), 2598, 1995.

8. Якушевич Л.В., Рясик А.А. // Комп. иссл. и моделирование, 4 (1), 209, 2012.

Нелинейная проводимость плёнок в области перехода в сверхпроводящее состояние

С.В. Постолова, А.Ю. Миронов, Т.И. Батурина

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

e-mail: svet.postolova@gmail.com

В работе представлены результаты экспериментального исследования нелинейной проводимости ультратонких плёнок нитрида титана (толщиной ≤ 5 нм) вблизи сверхпроводящих переходов (рис. 1).

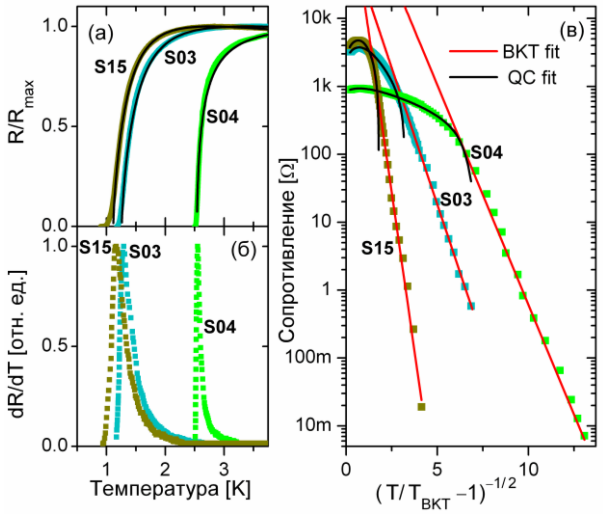


Рис. 1. (а) Температурные зависимости сопротивления на квадрат, нормированные на R_{max} (Таб. 1). Сплошные линии: экспериментальные зависимости. Чёрные линии: теоретические зависимости, задаваемые суммой всех квантовых вкладов (QC) в проводимость [1,2]. (б) Температурные зависимости производных *dR/dT*. (в) Температурные зависимости сопротивления, перестроенные в виде $R((T/T_{BKT}-1)^{-1/2})$, в логарифмическом масштабе по сопротивлению. Чёрные линии: теоретические зависимости (QC). Красные линии: подгонка экспериментальных зависимостей функцией $R=R_0\exp[-b(T/T_{BKT}-1)^{-1/2}]$, полученные значения T_{BKT}, R_0 и b приведены в Таб. 1.

На рисунке 2 (а) приведены нелинейные вольтамперные характеристики исследуемых плёнок. При температурах выше критической температуры сверхпроводящего перехода $T > T_c$ (т.е. во флуктуационной области сверхпроводящего перехода) нелинейное поведение ВАХ согласуется с поведением, предсказанным в рамках модели перегрева электронного газа [3–5]. Определены значения константы электрон-фононного взаимодействия Σ (Рис. 2(б), Таблица 1) в уравнении теплового баланса

$$VI = \Sigma\Omega(T^5_{el} - T^5_{ph}), \qquad (1)$$

где Ω – объём образца, T_{el}, T_{ph} – температуры электронов и фононов. Установлено, что нелинейное поведение вольтамперных зависимостей при температурах ниже T_c и токах ниже критического I_c (в сверхпроводящей области перехода) обусловлено разрывом пар вихрь-антивихрь. Таким образом, показано, что глобальная сверхпроводящая фазовая когерентность в системе реализуется по механизму перехода Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ).

Показано, что при понижении температуры в области перехода БКТ вольтамперные характеристики имеют степенной вид $V \propto I^{\alpha}$ при малых значениях тока. В отличии от ВАХ, измеренных во флуктуационной области по температуре, то есть, при $T > T_c$, они демонстрируют характерный скачок в напряжении, который происходит при критическом значении тока.

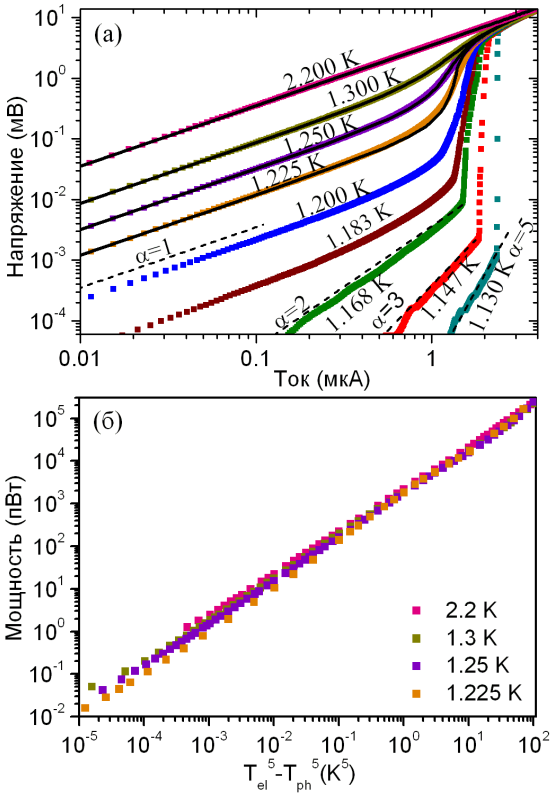


Рис. 2. (а) Вольтамперные характеристики образца S03 в двойном логарифмическом масштабе. В таких координатах степенные зависимости $V \propto I^{\alpha}$ выглядят прямыми линиями с наклоном, определяемым степенью α. Пунктирные линии соответствуют различным значениям показателя степени α. Величина α резко увеличивается при уменьшении температуры, достигая значений $\alpha > 3$, что свидетельствует о переходе БКТ [6]. При температурах выше T_{BKT}, определяемой как температура, при которой $\alpha = 3$) ВАХ нелинейны в области токов $I \approx 1 \div 2$ мкА. Сплошные чёрные линии: теоретические зависимости, посчитанные с помощью уравнения теплового баланса (1). (б) Мощность, выделяемая на образце, как функция $T_{el}^5 - T_{ph}^5$, при различных значениях температуры T_{ph}. Зависимость линейна, по наклону были определены значения ΣΩ

Таблица 1

Параметры исследуемых плёнок *TiN*: R_{300} – сопротивление плёнки, приведённое на квадрат при T = 300 K; R_{max} – максимальное сопротивление квадрата плёнки; T_c – критическая температура сверхпроводящего перехода; $\lambda_d(0)$ – глубина проникновения магнитного поля в объёмном сверхпроводнике; $T_{BKT}^{(Fit)}$ – температура перехода БКТ, определённая из подгонки зависимости $R(T)$ с параметрами R_0, b; $T_{BKT}^{(I)}$ – температура перехода БКТ, определённая из анализа вольтамперных характеристик; $E_v(T_{BKT})/T_{BKT}$ – энергия вихря при температуре T_{BKT}; Σ – константы электрон-фононного взаимодействия в уравнении (1)

Плёнка #	R_{300} кОм	R_{max} кОм	T_c К	$\lambda_d(0)$ мкм	$T_{BKT}^{(Fit)}$ К	R_0 кОм	b	$T_{BKT}^{(I)}$ К	$E_v(T_{BKT})/T_{BKT}$	Σ мВт/(К^{5}м^3)
S04	0.855	0.932	2.538	0.8	2.495	370	1.2	2.497	2.3	120
S03	2.52	3.74	1.260	1.7	1.15	0.535	1.5	1.147	2.1	170
S15	2.94	4.74	1.115	2.3	0.85	1270	4.3	0.91	3.3	120

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 12-02-00152, № 12-02-31302) и программы фундаментальных исследований РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

1. Glatz A., Varlamov A.A., Vinokur V.M. // EPL 94 (2011) 47005; Phys. Rev. B, 84 (2011) 104510.

2. Baturina T.I., Postolova S.V., Mironov A.Yu., Glatz A., Baklanov M.R., Vinokur V.M. // EPL 97 (2012) 17012.

3. Volkov A.F. and Kogan Sh.M. // Usp. Fiz. Nauk 96, 633(1968) [Sov. Phys. Usp. 11, 881 (1969)].

4. Gurevich A.V. and Mints R.G. // Rev. Mod. Phys. 59, 941 (1987).

5. Reizer M.Yu. and Sergeev A.V. // Sov. Phys. JETP 63,616 (1986).

6. Halperin B.I., Nelson D.R., of Low J. // Temp. Phys. 36, (1979) 599.

Уединенная возвратная сверхпроводимость в асимметричных слоистых системах ферромагнетик-сверхпроводник

Ю.Н. Прошин [1], ***М.М. Хусаинов*** [1], ***А.Н. Миннуллин*** [1,2], ***М.В. Авдеев*** [1]

[1] Казанский федеральный университет, Казань
[2] Московский физико-технический институт, Московская область

e-mail: yurii.proshin@ksu.ru

На основе краевой задачи для функции Эйленбергера исследованы сверхпроводящие и магнитные состояния асимметричных наноструктур ферромагнитный металл (F) – сверхпроводник (S). С учетом межэлектронного взаимодействия в F слоях исследованы конечные трехслойные (FSF') [1,2] и четырехслойные (SFS'F') структуры, последняя выступает в качестве элементарной ячейки при рассмотрении асимметричной сверхрешетки FS [3].

Предсказано появление новых π-фазных сверхпроводящих состояний, определяемых величиной и знаком электронных корреляций в слоях F и F', а также конкуренцией между однородным спариванием БКШ и неоднородным спариванием Ларкина-Овчинникова-Фулде-Феррелла (ЛОФФ). Исследованы соответствующие зависимости критической температуры наноструктур FS от толщин слоев. Показано, что вероятность наблюдения состояний типа ЛОФФ существенно возрастает для чистых асимметричных систем, для которых предсказана уединенная возвратная сверхпроводимость с каскадом фазовых переходов между состояними типа БКШ и ЛОФФ. Показано, что условия трансляционной инвариантности приводит к тому, что состояния для сверхрешетки полностью совпадают с состояниями для четырехслойной асимметричной системы. В грязном пределе для асимметричных наноструктур также найдены условия реализации уединенной возвратной сверхпроводимости.

Для иллюстрации приведена зависимость критической температуры $T_c(d_f)$ асимметричной сверхрешетки от толщины слоя F (нижняя панель Рис. 1) при фиксированных и совпадающих значениях толщин S слоёв ($d_s' = d_s$) для двух вариантов:

- симметричный случай (прямая *a*) – при синхронном изменении толщин $d_f' = d_f$
- асимметричные случаи с фиксированной толщиной d_f' слоя F' и изменяющейся толщине слоя F. Кривые *b* и *c* получены при $d_f' = 2d_s$, кривые *d* и *e* – при $d_f' = 3d_s$).

Подчеркнем, что прямая *a* объясняет эксперименты с необычным отсутствием подавления сверхпроводимости в симметричной решетке La/Gd при $d_{Gd} = 2d_{La}$ [4] и при $d_{Gd} = 3d_{La}$ [5], когда в этих системах критическая температура совпала с температурой перехода уединенного лантана $T_{cs} = T_{cLa} \approx 5.1$ K. Это, в частности, также позволяет определить безразмерную константу межэлектронного взаимодействия в Gd: $\lambda_{Gd} = \lambda_{La} \approx 0.28$!

На верхней панели приведена зависимость величины волнового вектора пар ЛОФФ q_f. В областях с $q_f \neq 0$ реализуются состояния типа ЛОФФ

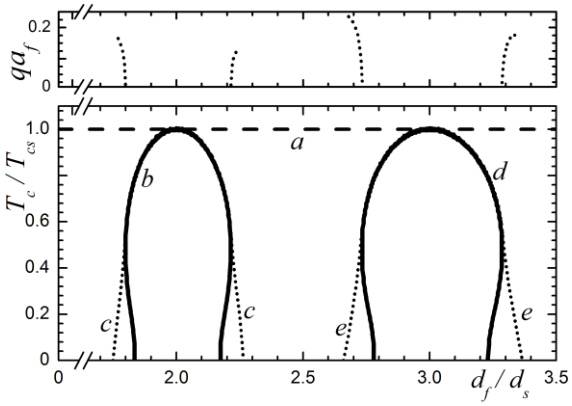


Рис. 1. Нормированные зависимости критической температуры $T_c(d_f)$ и величины волнового вектора пар ЛОФФ $q_f(d_f)$ асимметричной сверхрешетки с элементарной ячейкой SFS'F' от толщины слоя F. Здесь T_{cs} – критическая температура изолированного сверхпроводника S, a_f – длина спиновой жесткости ферромагнетика F

(отмечены пунктиром), а БКШ (сплошные линии) при $q_f = 0$. Здесь хорошо видна последовательность фазовых переходов N-$S_{ЛОФФ}$-$S_{БКШ}$-$S_{ЛОФФ}$-N при возрастании толщины слоя F, реализующейся в виде уединенного пика возвратной сверхпроводимости (N – резистивное состояние системы). Заметим, что наилучшим кандидатом для наблюдения этого предсказания является система Gd/La, причем в различных асимметричных реализациях: трех- и четырехслойных структур и сверхрешеток.

Работа частично поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

1. Хусаинов М.Г. Спонтанное нарушение симметрии и краевая задача для эффекта близости в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник / М.Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Н.М. Иванов, Ю.Н. Прошин // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89, N 12. С. 730-735.

2. Хусаинов М.Г. Уединенная возвратная сверхпроводимость в асимметричных трислоях ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик / М.Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Н.М. Иванов, Ю.Н. Прошин // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, N 5. С. 402-407.

3. Khusainov, M.M. The superconducting transitions for the asymmetrical FS superlattices with interaction in ferromagnet layers / M.M. Khusainov, Yu.N. Proshin // Journal of Physics: Conf. Series. 2012. V. 394. 012017 (6 pp.).

4. Goff J.P. Interplay between superconductivity and magnetism in Gd/La superlattices / J.P. Goff, P.P. Deen, R.C.C. Ward, M.R. Wells, S. Langridge, R. Dalgleish, S. Foster, S. Gordeev // Journal of Magnetism and Materials. 2002. Vol. 240. P. 592–594.

5. Deen P.P. Propagation of magnetic and superconducting order in Gd/La superlattices / P.P. Deen, J.P. Goff, R.C.C. Ward, M.R. Wells, S. Langridge, R. Dalgleish, S. Foster, G.J. McIntyre // J. Phys.: Condens. Matter. 2005. V. 17. P. 3305–3315.

Наведенный магнитный момент в триплетных контактах Джозефсона и планарный S-FN-S φ-контакт

Н.Г. Пугач [1], ***А.И. Буздин*** [2], ***Д. Хайм*** [3]

[1] Физический Факультет Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова
[2] Institut Universitaire de France and University Bordeaux, France
[3] Institut für Quantenphysik and Center for Integrated Quantum Science and Technology (IQST), Germany

e-mail: pugach@magn.ru

Сверхпроводимость и магнетизм в однородной системе способствуют двум противоположным видам спинового упорядочения валентных электронов. Однако, в структурах где ферромагнетик (F) соседствует со сверхпроводником (S), взаимовлияние этих двух типов упорядочения приводит к целому ряду интересных эффектов, один из которых - обратный эффект близости. Он заключается в том, что вблизи SF границы равновесное спиновое распределение электронов проводимости изменяется при наличии сверхпроводимости. В сверхпроводящей области возникает наведенный магнитный момент, а в ферромагнитной – изменяется намагниченность электронов проводимости.

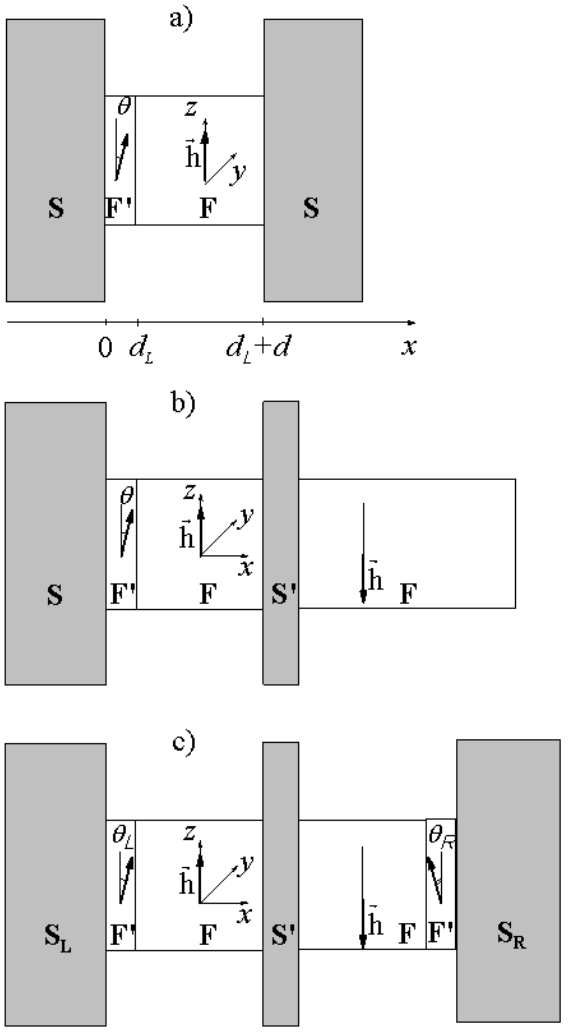


Рис. 1. Схематические изображения рассматриваемых контактов Джозефсона

Этот эффект был предсказан теоретически [1–5] и обнаружен экспериментально [6, 7].

В данной работе рассчитан наведенный магнитный момент в контактах Джозефсона, слабой связью которых служат многослойные ферромагнитные структуры различного типа [8] (см. рис.1). Предполагалось, что выполнены условия «грязного» предела и температура близка к критической T_c, что позволило решать линеаризованные уравнения Узаделя.

В рамках сделанных предположений, вектор наведенной электронной намагниченности может быть записан в следующем виде [5]

$$\delta\vec{M} = -4\mu_B N_0 \pi T_c \sum_{\omega>0} \mathrm{Im}\, f_0 \vec{f}_t \qquad (1)$$

где μ_B – магнетон Бора, N_0 – плотность состояний на уровне Ферми, ω – мацубаровские частоты, f_0, $\vec{f}_t$ – соответственно синглетная и триплетная компоненты аномальной функции Узаделя $f = \left(f_0 + \vec{f}_t \cdot \vec{\sigma}\right) i\sigma_y$, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – матрицы Паули. Отметим, что для существования наведенной намагниченности (в отличие от триплетного тока) нужно чтобы обе, синглетная и триплетная компоненты в данной области были отличны от нуля.

Рассмотрим структуру (рис.1a), состоящую из двух полубесконечных сверхпроводящих электродов S с двумя ферромагнитными слоями F и F', причем F слой предполагается намагниченным вдоль оси OZ, а F' слой намагниченным под углом θ в YOZ плоскости. Неколлинеарная намагниченность слабой связи создает условия, необходимые для существования триплетной сверхпроводящей корреляции [9-11], которая, будучи дальнодействующей, приводит к возникновению дальнодействующей компоненты наведенной намагниченности. Дальнодействующая триплетная компонента затухает в глубине ферроманетика на характерных расстояниях $\sim \xi_0 = \sqrt{D_f / 2\pi T_c}$, в то время как короткодействующие компоненты – на ферромагнитной длине когерентности $\xi_f = \sqrt{D_f / h}$, где D_f – коэффициент диффузии, h – обменная энергия в ферромагнетике. Наиболее благоприятное для наблюдения дальнодействующей корреляции соотношение толщин d и d_L слоев F и F' соответственно

$$d_L \le \xi_f \quad d \sim \xi_0 \qquad (2)$$

При этом F' слой служит источником дальнодействующей триплетной компоненты, δM_y в нашем случае, которая может проникать через толстый

ферромагнетик F и обнаруживаться в правом S электроде. Там ее можно оценить как

$$\delta M_y \sim -\mu_B N_0 T_c \frac{\xi_f}{d} \sin\theta \cos\varphi , \qquad (3)$$

где d – толщина F слоя, θ – угол между намагниченностью F и F’ слоев. δM_y зависит от разности фаз параметра сверхпроводящего порядка φ на рассматриваемом контакте Джозефсона. Изменяя φ (или джозефсоновский ток), можно управлять дальнодействующей наведенной намагниченностью.

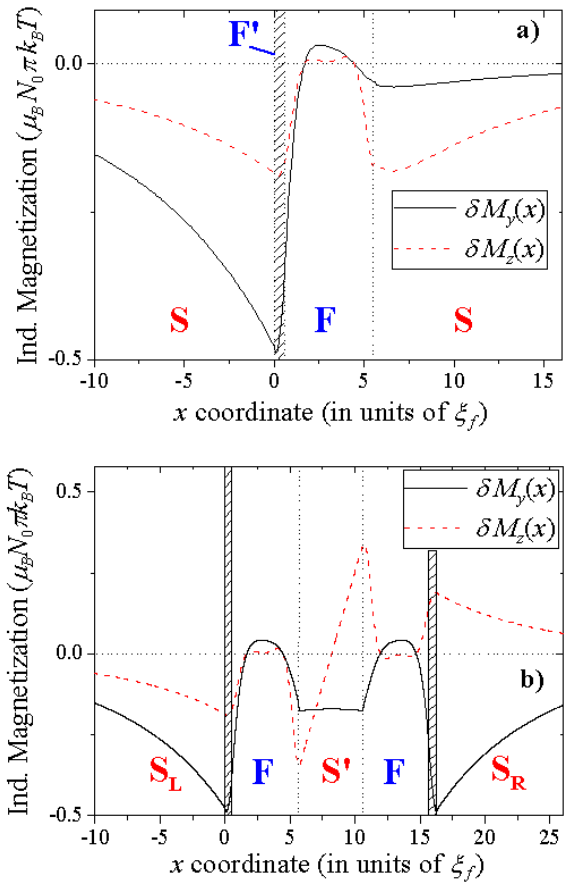


Рис. 2. Распределение дальнодействующей δM_y и короткодействующей δM_z компонент наведенной намагниченности для структур a) и c) (рис.1) при θ= θ_1= θ_2=π/2, φ=0

Были рассмотрены также более сложные структуры (рис. 1b,c), в которых короткодействующая триплетная z компонента в среднем сверхпроводящем S’ слое должна быть подавлена антипараллельной ориентацией намагниченности соседних F слоев. Было показано [12], что ток Джозефсона в SF’FS контакте (рис. 1a,b), при выполнении условия (2) должен быть мал, т.к. чтобы обеспечить триплетный ток необходимо наличие двух источников триплетной сверхпроводимости. В последней структуре (рис.1c) может протекать значительный триплетный ток Джозефсона, изменяя который, можно изменять δM_y в среднем S’ слое при фиксированной намагниченности ферромагнитных слоев. Или другим способом, прикладывая электрическое напряжение к контакту можно создавать осциллирующий во времени наведенный магнитный момент.

В заключение, в работе продемонстрировано, что спиновая намагниченность, чувствительная к сверхпроводящей фазе, может возникать в результате триплетной сверхпроводящей корреляции в контактах Джозефсона с композитной неколлинеарно намагниченной ферромагнитной слабой связью. Проникая в другой ферромагнетик, находящийся в контакте с детектирующим S’ электродом спиновая намагниченность может разворачивать его собственный магнитный момент. Этот механизм обеспечивает прямую связь между Джозефсоновским током и намагниченностью. Описанный механизм управления намагниченностью мог бы найти применение в спинтронике.

Экспериментальное обнаружение дальнодействующей наведенной намагниченности могло бы послужить независимым доказательством существования триплетной сверхпроводимости в SF гетероструктурах.

Последняя часть доклада включает теоретическое исследование SFN-FN-NFS контактов Джозефсона в планарной геометрии. Исследованы области параметров, где такой контакт имеет разность фаз параметра порядка φ (0<φ<π) в основном состоянии, т.е. реализуется т.н. фи-контакт.

1. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. // Phys. Rev. B **69**, 174504 (2004).
2. Krivoruchko V.N. and Koshina E.A. // Phys. Rev. B **66**, 014521 (2002).
3. Halterman K., Valls O.T. // Phys. Rev. B **69**, 014517 (2004).
4. Linder J., Yokoyama T. and Sudbo A. // Phys. Rev. B **79**, 054523 (2009).
5. Lofwander T., Champel T., Durst J., and Eschrig M. // Phys. Rev. Lett. **95**, 187003 (2005).
6. Salikhov L.R., Garifullin I.A., Garifyanov N.N., Tagirov L.R., Theis-Brohl K., Westerholt K., and Zabel H. // Phys. Rev. Lett. **102**, 087003 (2009), Phys. Rev. B **80**, 214523 (2009).
7. Khaydukov Yu.N., Aksenov V.L., Nikitenko Yu.V., Zhernenkov K.N., Nagy B., Teichert A., Steitz R., Ruhm A., Bottyan L. // J. Supercond. Nov. Magn. **24**, 961 (2011).
8. Pugach N.G., Buzdin A.I. // Appl. Phys. Lett. **101**, 242602 (2012).
9. Bergeret F.S., Volkov A.F., and Efetov K.B. // Phys. Rev. B **64**, 134506 (2001).
10. Kadigrobov A., Shekhter R.I., and Jonson M. // Europhys. Lett. **54**, 394 (2001).
11. Bergeret F.S., Volkov A.F., and Efetov K.B. // Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
12. Houzet M., Buzdin A.I. // Phys. Rev. B **76**, 060504 (2007).

Тепловой предел работы джозефсоновского контакта в качестве чувствительного датчика внешнего сигнала

Л.С. Ревин [1,2]***, Г. Ольснер*** [3]***, Е.В. Ильичев*** [3]***, А.Л. Панкратов*** [1,2]***, Л.С. Кузьмин*** [2,4]

[1] Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] Лаборатория криогенной наноэлектроники, Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород
[3] Институт фотонных технологий, Йена, Германия
[4] Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция

e-mail: rls@ipmras.ru

В настоящее время проблема создания сверхпроводящих детекторов, обладающих высокой точностью и надежностью является весьма актуальной. Одна из возможных реализаций такого устройства основана на переходе сверхпроводящего джозефсоновского контакта в резистивное состояние [1,2]. Вместо двухконтактного СКВИДа, регистрирующего значение магнитного поля, в данной работе использовался короткий джозефсоновский контакт с малым затуханием. Принцип действия устройства следующий: в начальный момент времени контакт находится в сверхпроводящем состоянии со смещением по току, близким к величине критического тока контакта. При этом падение напряжения на контакте отсутствует. Приходящий внешний сигнал (импульс тока) может изменить состояние системы, переключив его в резистивное с конечным значением сопротивления. Ток через контакт, при котором произошло переключение, будет меняться от измерения к измерению вследствие тепловых шумов. Таким образом, при повторе эксперимента необходимое для статистического анализа число раз, можно построить гистограмму переключения тока. Эта гистограмма будет иметь различные значения среднего и среднеквадратического отклонения в зависимости от условий эксперимента: температуры, начального значения смещения, скорости и амплитуды внешнего воздействия и пр. Именно эти зависимости, и, в частности, зависимость режимов от температуры, переход от теплового случая к квантовому, исследуется в данной работе.

Для анализа экспериментальных данных использовалась теория Крамерса [3], поскольку прямое численное моделирование системы в данной области параметров требует существенных вычислительных ресурсов, однако в дальнейшем будет проведено сравнение результатов теории и численного моделирования для больших интенсивностей шума. Обратное время выхода из потенциальной ямы определяется формулой:

$$\Gamma_t = a_t \frac{\omega_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right), \qquad (1)$$

где $\omega_0 = \omega_p(1-i^2)^{1/4}$ – частота колебаний на дне потенциальной ямы, ω_p – плазменная частота, U_0 (или ΔU) – глубина ямы. Префактор, зависящий от температуры и затухания, взят в виде широко используемом в литературе: $a_t = 4 / ((1+Qk_BT/1.8\Delta U)^{1/2} + 1)^2$. Однако, подстановка несколько иной формы префактора [4], не оказывает серьезного влияния на результат.

Используя сравнение теоретической оценки и экспериментальных данных тока переключения, получено значение критического тока (при нулевой температуре) I_c = 2.234 мкА, рисунок 1–2. На рисунке 2 для лучшей наглядности и сравнения показаны сглаженные экспериментальные кривые.

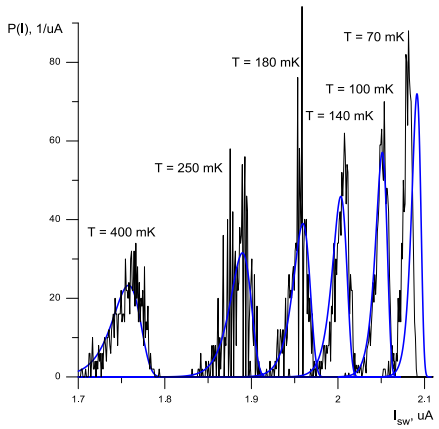


Рис. 1. Гистограмма токов переключения P от величины переключающего тока I_{sw}. Черная линия–эксперимент, синяя–теоретическое предсказание по формуле Крамерса

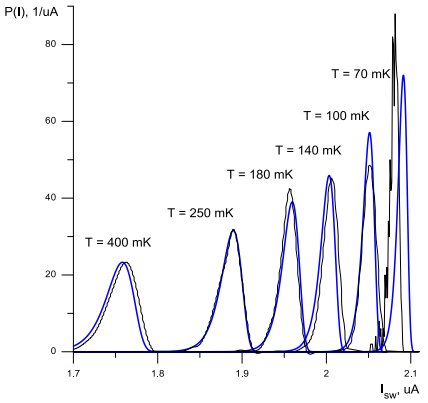


Рис. 2. Гистограмма токов переключения. Для наглядности экспериментальные данные представлены сглаженными кривыми

На рисунке 3 показаны зависимости среднего и среднеквадратичного отклонения тока переключения от температуры. Видно, что при значениях температуры криостата T > 200 мК теоретическая оценка среднеквадратичного отклонения превышает измеренное значение, что может свидетельствовать о неправильной модели/параметрах. Для тем-

пературы, меньших 60 мК, экспериментальная кривая среднеквадратического отклонения выходит на константу и измеренное среднее также существенно отличается от теории. Данная область (на рисунке выделена пунктирным прямоугольником) соответствует переходу из теплового режима в квантовый.

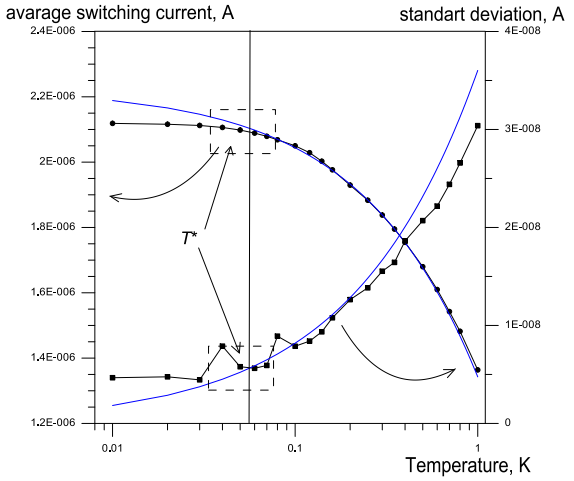


Рис. 2. Среднее и среднеквадратическое отклонение тока переключения в зависимости от температуры. Черная линия – эксперимент, синяя – теоретическое предсказание по формуле Крамерса. Выделенная область соответствует температуре кроссовера

Оценка температуры кроссовера проводилась по формуле [1,2]:

$$T^* = \frac{\hbar\omega_0}{2\pi k_B}\left\{\left[1+\left(\frac{1}{2Q}\right)^2\right]^{1/2} - \frac{1}{2Q}\right\}, \qquad (2)$$

где $Q = \omega_0 R_N C$ – добротность перехода. Полученное значение температуры $T^* \approx 65$ мК.

При этом в моделировании рассматривался случай как постоянной скорости развёртки тока (1 нА в течение 10 мс), так и алгоритм, реализованный в эксперименте (1 нА в течение 10 мс, далее ожидание 10 мс). Результаты показывают, что в первом случае среднее значение тока переключения будет больше, чем во втором случае. При этом для рассмотренных двух случаев (без ожидания и с ожиданием), кроссовер остается одинаковым.

Таким образом, измеренные характеристики вместе с теоретическими оценками демонстрируют очень низкое значение температуры перехода в квантовый режим $T^* \approx 65$ мК. Стоит заметить, что полученное значение соответствует случаю низкого значения критического тока джозефосновского контакта, и медленной скорости развертки тока, в сравнении с работами, выполненными ранее [1,2].

В заключение отметим, что использование данного прибора для сверхчувствительного детектирования имеет важные приложения. Например, определенные перспективы есть у амбициозной задачи по созданию однофотонного детектора в гигагерцовом диапазоне. Действительно, однофотонный сигнал, попадая на сверхпроводящий резонатор, связанный с детектором, переключает его. Грубые оценки показывают, что сигналы в несколько гигагерц вполне измеримы, так как шумовая температура 65 мК соответствует частоте в 1,3 ГГц. Безусловно, такие детекторы можно использовать и в более сложных сверхпроводящих схемах, где информация передается с помощью квантов магнитного потока, двигающихся вдоль джозефсоновской линии передачи. Любое внешнее воздействие, меняющее динамику квантов (будь то внешнее магнитное поле или состояние сверхпроводящего кубита) регистрируется считывающим прибором. Важно отметить, что в этом случае возможно реализовать квантовые неразрушающие измерения, которые играют важную роль в приложениях.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проекты № 2012-1.2.1-12-000-1011-036 и № 2012-1.3.2-12-000-1010-005), Фонда «Династия» и Постановления Правительства РФ № 220 (25 проект).

1. Yu H.F. Quantum and classical resonant escapes of a strongly driven Josephson junction / H.F. Yu, X.B. Zhu, Z.H. Peng, W.H. Cao, D.J. Cui, Ye Tian, G.H. Chen, D.N. Zheng, X.N. Jing, Li Lu, and S. P. Zhao // Physical Review B 81, 144518, 2010.

2. Wallraff A. Switching current measurements of large area Josephson tunnel junctions / A. Wallraff, A. Lukashenko, C. Coqui, A. Kemp, T. Duty, and A.V. Ustinov // Review of Scientific Instruments, 74, 8, 2003.

3. Buttiker M. Thermal activation in extremely underdamped Josephson-junction circuits / M. Buttiker, E.P. Harris, and R. Landauer // Physical Review B, 28, 3, 1983.

4. Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских контактов / К.К.Лихарев // Москва: Наука, 1985.

Гибридные джозефсоновские структуры сверхпроводник/ферромагнетик и проблемы сверхбыстрой сверхпроводящей электроники

В.В. Рязанов, В.В. Больгинов

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

e-mail: ryazanov@issp.ac.ru

Сверхпроводящая «одноквантовая» или *RSFQ* (Rapid Single Flux Quantum) цифровая электроника обеспечивает уникальные характеристики: наряду с высоким быстродействием (более 100 ГГц) и низким энергопотреблением (менее 1 мкВт на управляющий канал при 100 ГГц) она позволяет передавать по сверхпроводящим линиям пикосекундные *SFQ*-импульсы с пренебрежимыми потерями, дисперсией и помехами на сантиметровые расстояния со скоростью света. Помимо «криофобии» на пути развития этой сверхбыстрой джозефсоновской электроники стоят два основных препятствия: i) ограничения на минимальный размер базовой ячейки и ii) отсутствие компактной, быстрой, энергетически эффективной памяти, совместимой с *RSFQ*-цепями. Появилась, однако, надежда, что последние фундаментальные достижения в развитии тонкопленочных структур сверхпроводник/ ферромагнетик (*SF*-структур) помогут разрешить обе эти проблемы.

Сверхпроводимость и ферромагнетизм – два глубоко антагонистических электронных (спиновых) явления могут сосуществовать в виде джозефсоновского *SFS* перехода (*SFS JJ*). Уже в первой работе [1] по наблюдению сверхпроводящего тока через ферромагнетик было показано, что критический ток *SFS JJ* может сильно изменяться при перемагничивании ферромагнитного (*F*-) слоя. Для изготовления джозефсоновского магнитного переключателя, пригодного для разработки джозефсоновской магнитной памяти, недавно нами были использованы тонкие слои магнитомягкого слабого ферромагнетика $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ с температурой Кюри 15 К [2]. На рис.1 представлена зависимость критического тока I_c перехода *Nb-PdFe-Nb* от приложенного магнитного поля H. Наблюдаемый гистерезис связан с перемагничиванием слоя *PdFe* с размерами 10 х 10 мкм^2 и толщиной 30 нм. На левой вставке представлена извлеченная из экспериментальной джозефсоновской зависимости кривая намагничивания *M(H)*, демонстрирующая, что коэрцитивная сила F-слоя составляет всего несколько Э, а магнитный момент насыщения не превышает 10^{-15} А м^2. Скорость переключения *SFS JJ* не высока в связи с низким значением характерного напряжения $V_c = I_cR_n \sim 1$ нВ. (Частота переключения джозефсоновского перехода $f \sim V_c/\bar{u}_0$, где $\bar{u}_0 = 2{,}07*10^{-15}$ Вб – квант магнитного потока.) Для уменьшения времени переключения были приготовлены *SIFS JJ* с дополнительным туннельным слоем *I*. Более того, на основе стандартных туннельных *SIS JJ* компании HYPRES были изготовлены двухбарьерные *SIS'FS*

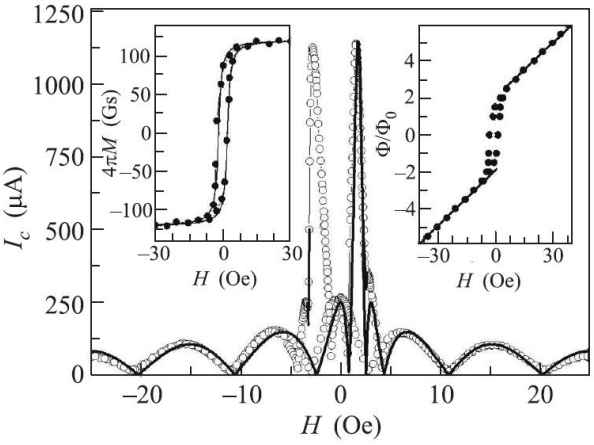


Рис. 1. Гистерезисная зависимость $I_c(H)$ критического тока перехода *Nb-PdFe-Nb* от магнитного поля, использованная для «джозефсоновской магнетометрии» слабого криоферромагнетика $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. На правой вставке: зависимость полного магнитного потока через переход, определенная по максимам и минимумам периодических «фраунгоферовских» кривых $I_c(H)$, а на левой – извлеченная кривая намагниченности. Из работы [2]

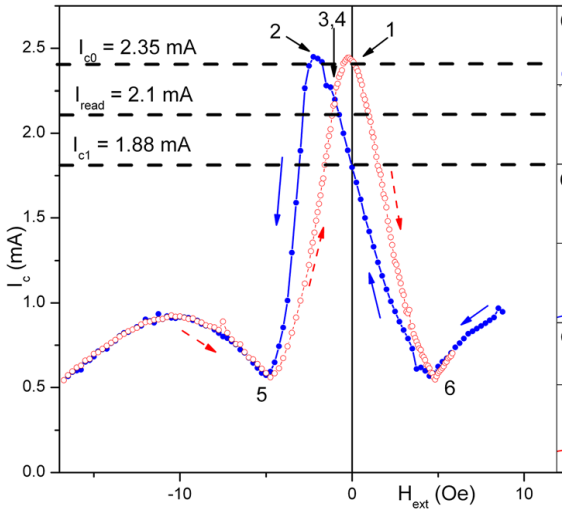


Рис. 2. Гистерезисная зависимость $I_c(H)$ для двухбарьерного *SIS'FS JJ*, демонстрирующая два значения критического тока при H=0. Показано также значение рабочего «тока считывания» I_{read}, использованного для реализации магнитных переключений, показанных на рис. 3. Цифрами показаны различные стадии перемагничивания *F*-слоя. Из работы [4]

JJ, результаты для которых представлены на рис. 2 [3, 4].

В связи с большим полем транспортного тока кривые асимметричны, что позволяет использовать

наличие двух значений критического тока при H=0 для реализации магнитных переключений. При промежуточной величине рабочего тока через переход (I_{read}) импульсы слабого магнитного поля переключают *SIS*ô*FS JJ* из сверхпроводящего в резистивное состояние и обратно, как показано на рис. 3. Скачки напряжения при переходе в резистивное состояние близки к величине характерного напряжения V_c изготовленного *SIS*ô*FS JJ* (V_c~2 мВ), которое соответствует джозефсоновской частоте переключений выше 100 ГГц. Нужно отметить, что толщина промежуточного *S*ô-слоя *SIS*ô*FS JJ* (15-20 нм) много меньше глубины проникновения магнитного поля в ниобий, поэтому перемагничивание соседнего ферромагнитного слоя переключает высокоомный *SIS*ô *JJ* с высоким значением V_c.

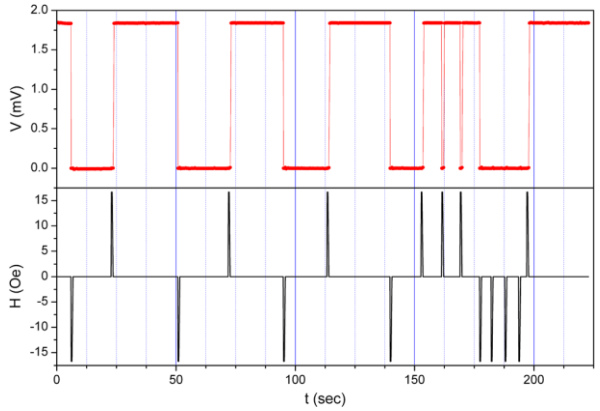


Рис. 3. Переключения *SIS*ô*FS JJ* между сверхпроводящим («0») и резистивным («1») цифровыми состояниями импульсами магнитного поля с амплитудой 15 Э. Из работы [4]

В настоящее время ведется работа по дальнейшему уменьшению размеров магнитных джозефсоновских переключателей, их встраиванию в высокочастотные схемы для исследования реальной частоты переключений импульсами магнитного поля.

Продолжаются также работы по применению *SFS* контактов в π–состоянии (инверторов сверхпроводящей фазы) [5]. Физической причиной возникновения π–состояния являются знакопеременные пространственные осцилляции наведенного сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике вблизи *SF*-границы, которые обусловлены воздействием обменного поля на куперовскую пару [6]. Включение джозефсоновского перехода в π–состоянии (π–контакта) в сверхпроводящую петлю криоустройства приводит к появлению спонтанного тока, и, таким образом, π–контакт является источником внутреннего смещения. В работе [7] было предложено заменить, необходимую в обычной *RSFQ*-ячейке (*dc-SQUID*'е), индуктивность внутренним фазовым сдвигом за счет использования π–контакта, и, таким образом, снять ограничения на уменьшение размера базовой ячейки. Дело в том, что два цифровых состояния в обычной *RSFQ*-логике связаны с присутствием или отсутствием в базовой ячейке захваченного кванта потока $\bar{u}_0$, для удержания которого необходима достаточная индуктивность L ячейки, так чтобы удовлетворялось соотношение $LI_c > \bar{u}_0$ (где I_c - критический ток джозефсоновских туннельных контактов базовой *RSFQ*-ячейки). Это условие не позволяло уменьшить размер ячейки ниже 100 мкм. Включение π–контакта дает возможность использовать два направления возникающего в ячейке спонтанного тока в качестве двух различимых цифровых состояний [7] и не заботиться об удержании кванта магнитного потока. Первые устройства новой «π-*RSFQ*-» логики были реализованы нами в работах [8,9]. Изготовленный и исследованный в этих работах π-*RSFQ*-триггер продемонстрировал большую устойчивость функционирования при использовании нового цифрового алгоритма работы, позволяющего существенно уменьшать размеры сверхпроводящего джозефсоновского триггера. В настоящее время планируется реализация других π-*RSFQ*-устройств, а также сверхпроводящих квантовых когерентных устройств (кубитов), использующих сверхпроводящие инверторы фазы для создания симметричных двухямных потенциалов [8].

1. Рязанов, В.В. Джозефсоновский pi-контакт сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник как элемент квантового бита / В.В. Рязанов // УФН. 1999. Т. 169, вып. 8. С. 920–922.

2. Больгинов, В.В. Магнитные переключатели на основе джозефсоновских переходов Nb-PdFe-Nb с магнитомягкой ферромагнитной прослойкой / В.В. Больгинов, В.С. Столяров, Д.С. Собанин, А.Л. Карпович, В.В. Рязанов // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т.95, вып. 7. С. 408–413.

3. Ryazanov, V.V. Magnetic Josephson junction technology for digital and memory applications / V.V. Ryazanov, V.V. Bol'ginov, D.S. Sobanin, I.V. Vernik, S.K. Tolpygo, A.M. Kadin, and O.A. Mukhanov // Physics Procedia. 2012. V.36. P. 35–41.

4. Larkin, T.I. Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage / T.I. Larkin, V.V. Bol'ginov, V.S. Stolyarov, V.V. Ryazanov, I.V. Vernik, S.K. Tolpygo, O.A. Mukhanov // Appl. Phys. Lett. 2012. V.100. P. 222601-1–222601-5.

5. Ryazanov, V. Physics and Applications of Superconducting Phase Inverters Based on Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Josephson Junctions / V. Ryazanov // In: Series on NanoScience and Technology. Vol. "Fundamentals of Superconducting Nanoelectronics", Chapter 8. Ed. A. Sidorenko. - Springer, 2011. P. 219–248.

6. Buzdin, A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A.I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 935–976.

7. Ustinov, A.V. Rapid single-flux quantum logic using π-shifters / A.V. Ustinov, V.K. Kaplunenko // J. Appl. Phys. 2003. V. 94, N 8. P. 5405–5407.

8. Feofanov, A.K. Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor pi-shifters in superconducting digital and quantum circuits / A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V.V. Ryazanov, A.N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A.B. Zorin, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets and A. V. Ustinov // Nature Physics. 2010. V. 6. P. 593–597.

9. Khabipov, M.I. A single flux quantum circuit with a ferromagnet-based Josephson π-junction / M.I. Khabipov, D.V. Balashov, F. Maibaum, A.B. Zorin, V.A. Oboznov, V.V. Bolginov, A.N. Rossolenko and V.V. Ryazanov. Superconductor Science and Technology. 2010. V. 23. P. 045032-1–045032-6.

Гибридизация и интерференционные эффекты локализованных сверхпроводящих состояний в сильных магнитных полях

А.Ю. Аладышкин, А.С. Мельников, И.М. Нефедов, Д.А. Савинов, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: savinovda@ipm.sci-nnov.ru

Недавние исследования систем сверхпроводник/ферромагнетик (*S/F*) показали большое разнообразие магнитных и транспортных свойств этих систем (см., например, обзоры [1,2]). Значительная часть этих исследований посвящена изучению влияния ферромагнитных доменных структур на сверхпроводящую критическую температуру T_c гибридных *S/F* структур с тонкой изолирующей прослойкой, когда эффект близости подавлен и единственным фактором, определяющим взаимодействие рассматриваемых подсистем является магнитное поле, создаваемое распределением намагниченности в ферромагнетике (см., например, [3,4]). В частности, в работах [3,4] показано, что в таких *S/F* гетеросистемах формируется конечный параметр порядка, локализованный вблизи доменных стенок при температурах, превышающих критическую температуру массивного сверхпроводника. Естественно ожидать, что в случае латерально ограниченного *S/F* бислоя локализованный сверхпроводящий параметр порядка должен появляться не только вблизи доменных стенок, но и границ сверхпроводник/вакуум. Как следствие, критическая температура локализованной сверхпроводимости может быть увеличена благодаря гибридизации сверхпроводящих мод параметра порядка, локализованных вблизи пересечения доменных стенок друг с другом или с границами образца.

Цель настоящей работы состояла в исследовании влияния такой гибридизации на критическую температуру T_c и структуру локализованного параметра порядка для двух пересекающихся плоских границ (доменных стенок и/или границ сверхпроводник/вакуум). В рамках линеаризованной теории Гинзбурга–Ландау аналитически показано, что пересечение сверхпроводящих каналов, формирующихся в гибридном S/F бислое вдоль плоских границ сверхпроводник/вакуум и доменных стенок, приводит к увеличению критической температуры локализованной сверхпроводимости T_c. К решению данной задачи развит вариационный подход, на основе которого получены зависимости T_c от внешнего магнитного поля H и угла φ_0 между пересекающимися границами. Данные зависимости находятся в хорошем согласии с результатами численных расчетов, основанных на решении нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау.

В настоящей работе выяснено, что разные направления импульсов сверхпроводящих мод параметра порядка, распространяющихся вдоль соответствующих плоских границ, приводят к формированию вихревых цепочек, выходящих из точки пересечения границ. Необходимость учета таких вихревых цепочек была продемонстрирована нами на простейшем примере клина, в котором локализованная сверхпроводимость зарождается вблизи его вершины. Наши вычисления позволили получить правильную асимптотику критического поля зарождения в клине к значению $H_{c3}=1.695H_{c2}$ при увеличении угла клина вплоть до развернутого, где H_{c2} – второе критическое поле массивного сверхпроводника.

Мы рассчитали критическую температуру T_c сверхпроводимости, локализованной вблизи пересечения двух доменных стенок (доменной стенки и границы сверхпроводник/вакуум). Рассмотрен случай ступенчатого профиля распределения магнитного поля рассеяния каждой доменной стенки в сверхпроводящей пленке. Выяснено, что изменение угла наклона φ_0 между соответствующими границами сопровождается изменением ориентации вихревых цепочек, а также межвихревого расстояния. Мы обнаружили, что учет вихревых цепочек особенно важен, когда $\varphi_0 \cong \pi/2$. Для достаточно малых углов $\varphi_0 << \pi/2$ выяснено, что сверхпроводящая волновая функция оказывается смещенной таким образом, чтобы ее максимум был локализован на конечном расстоянии между адиабатически сближающимися каналами. Данное смещение сопровождается необычным поведением зависимости критической температуры T_c от угла наклона φ_0, а именно T_c монотонно увеличивается при стремлении φ_0 к нулю. В результате зависимость $T_c(\varphi_0)$ оказывается неаналитической в точке $\varphi_0=0$, в которой критическая температура T_c ведет себя скачкообразно.

Прикладывая внешнее магнитное поле H, перпендикулярное плоскости рассматриваемой двухслойной гетеросистемы, можно наблюдать увеличение критической температуры T_c сверхпроводимости, локализованной вблизи доменных стенок, благодаря частичной компенсации полного магнитного поля в доменах. Подобное увеличение T_c было аналитически продемонстрировано в работе [3] для случая изолированной доменной стенки. В нашей работе выполнены аналитический и численный расчеты фазовой диаграммы гибридной *S/F* системы, содержащей одну доменную стенку, пересекающую границу сверхпроводник/вакуум под прямым углом ($\varphi_0=\pi/2$). Типичная фазовая диаграмма на плоскости температура T – внешнее магнитное поле H представлена на рис.1 для значения амплитуды магнитного поля рассеяния доменов $B_0=1.5H_{c2}^{(0)}$, где $H_{c2}^{(0)}= H_{c2}(T=0)$.

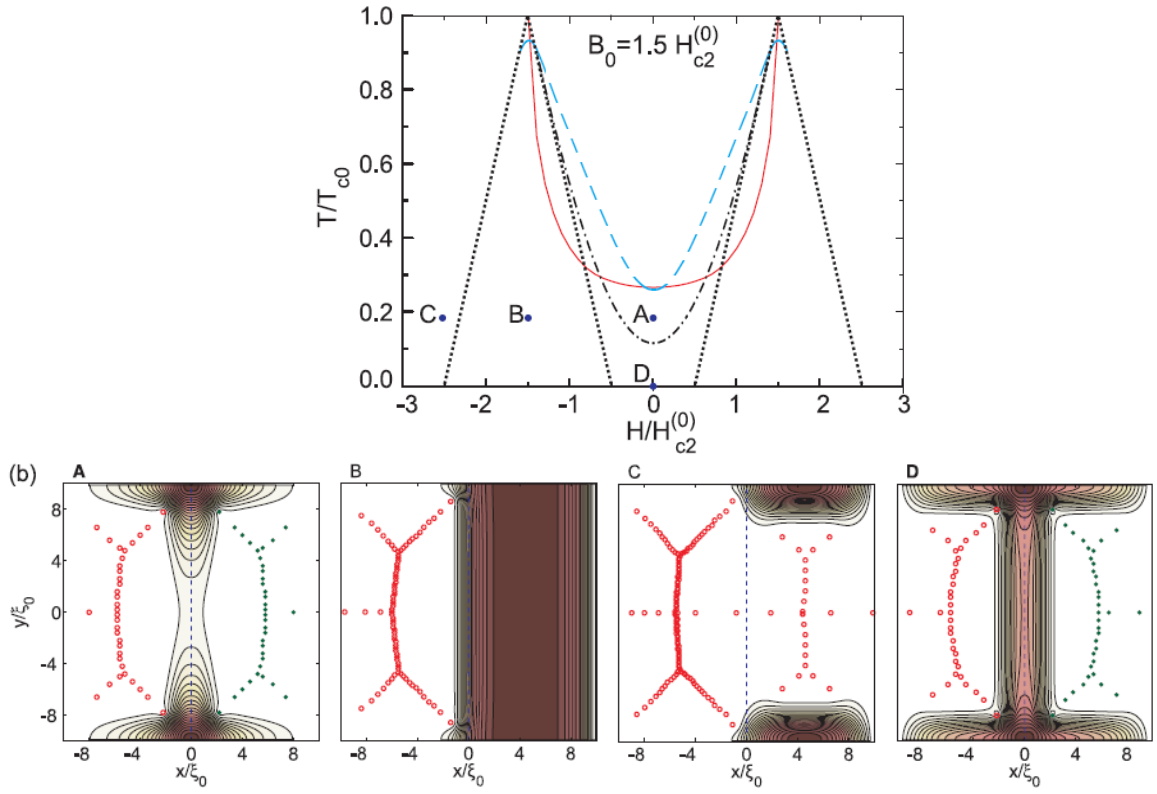


Рис. 1 (a) Фазовая диаграмма на плоскости $T - H$ тонкого S/F бислоя, содержащего одну доменную стенку, ориентированную перпендикулярно границе сверхпроводящей пленки ($\varphi_0=\pi/2$). Сплошная линия отражает результаты аналитического расчета, основанного на методе пробных функций; штриховая линия соответствует численным расчетам, проведенным для прямоугольной сверхпроводящей пленки с латеральными размерами $20\xi_0*20\xi_0$**,** где ξ_0 – длина когерентности при нулевой температуре*;* пунктирные линии показывают зависимость $T=T_{c0}[1 - ||H| - B_0|/H^{(0)}_{c2}]$*;* штрихпунктирная линия отражает линию фазового перехода локализованной сверхпроводимости, возникающей вблизи доменной стенки (см., например, [3]). Здесь мы выбрали $B_0=1.5H_{c2}^{(0)}$. (b) Типичные графики распределений параметра порядка для разных точек на фазовой диаграмме $T - H$*: A, B, C,* и *D*. Здесь пунктирная линия определяет положение доменной стенки. Вихри показаны заштрихованными кружками, антивихри – открытыми кружками.

Работа поддержана Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013» и Благотворительным фондом «Династия».

1. Buzdin, A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A.I. Buzdin // Rev. Mod. Phys.. 2005. V. 77, P. 935–976.

2. Aladyshkin, A.Yu.. Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor–ferromagnet hybrids / J. Pearl // Supercond. Sci. Technol. 2009. V. 22, P. 053001 (48).

3. Buzdin, A.I. Domain wall superconductivity in ferromagnetic superconductors / A.I. Buzdin and A.S. Mel'nikov // Phys. Rev. B, 2003. V. 67, P. 020503-1–020503-4 (R).

4. Aladyshkin, A.Yu. Domain wall superconductivity in hybrid superconductor-ferromagnet structures / A.Yu. Aladyshkin, A.I. Buzdin, A.A. Fraerman, A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov, and A.V. Sokolov // Phys. Rev. B, 2003. V. 68, P. 184508-1–184508-7.

Исследование магнитного состояния сверхпроводника $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_{8+y}$ в окрестности критической температуры с помощью парамагнитного зонда

Л.Ф. Салахутдинов [1], ***Ю.И. Таланов*** [1], ***Т. Адачи*** [2], ***T. Noji*** [2], ***Y. Koike*** [2]

[1] Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань
[2] Department of Applied Physics, Tohoku University, Sendai, Japan

e-mail: L_Salakhutdinov@kfti.knc.ru

Данная работа связана с решением одной из принципиальных проблемы физики высокотемпературной сверхпроводимости – установлением механизма возникновения сверхпроводящего состояния в металлооксидных сверхпроводниках. Несмотря на активное изучение ВТСП, до сих пор нет окончательной ясности в картине электронного состояния этих материалов выше температуры сверхпроводящего перехода. Общепринятым считается только то, что это состояние не является в полной мере Ферми- жидкостью (как в обычных сверхпроводниках). Кроме того, установлено, что оно в значительной степени определяется сильными электрон-электронными взаимодействиями и различного рода флуктуационными процессами, связанными с локальным упорядочением. В этом отношении состояние выше T_c может быть связано со сверхпроводящим состоянием, и в какой-то мере они определяют друг друга. Некоторые экспериментальные данные свидетельствуют в пользу сверхпроводящей природы псевдощели [1] и обнаруживают наличие некогерентных спаренных носителей тока выше T_c. Совсем недавно появились первые указания на то, что возможно существование вихревой структуры при температуре, выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Одним из немногих свидетельств в пользу этого является наблюдение эффекта Нернста большой величины [2], который обычно наблюдается в сверхпроводящем состоянии и обусловлен движением вихрей. Далеко не все разделяют такую точку зрения и предлагают другие способы объяснения этого явления (см., например, [3]). Наши усилия были направлены на получение информации о магнитном состоянии высокотемпературного сверхпроводника в окрестности критической температуры, а именно выше T_c.

В нашей работе был использован метод, обладающий высокой чувствительностью к мелкомасштабным магнитным образованиям в сверхпроводящих материалах. Метод заключается в наблюдении за локальным магнитным полем на поверхности сверхпроводника с помощью электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) от зондирующего слоя, нанесенного на поверхность. Одним из главных критериев к парамагнитному зонду – узкий сигнал ЭПР. Это необходимо для того, чтобы влияние на него слабых локальных неоднородностей магнитного поля были максимально заметны. В качестве парамагнетика был выбран α-дифенил-β-пикрилгидразил (ДФПГ). Сигнал ЭПР ДФПГ представляет собой лоренцевскую кривую, ширина сигнала от пика до пика составляет 1 - 2 эрстеда. Для точного определения положения сигнала ЭПР от слоя ДФПГ, был использован реперный сигнал парамагнитного резонанса электронов проводимости лития с шириной ~ 0.3 Э и g=2.00226.

На Рис.1 приведены спектры ЭПР, записанные при разных температурах. Видно, что при понижении температуры узкий сигнал от лития, имеющую форму линии Гаусса, сохраняет ширину и положение по полю неизменными. В отличие от Li, сигнал ДФПГ, наблюдаемый в более низких полях, испытывает кардинальные изменения с понижением температуры: он смещается и уширяется. Зная точное положение сигнала ЭПР от лития, мы можем достаточно точно определить положение сигнала ЭПР от ДФПГ.

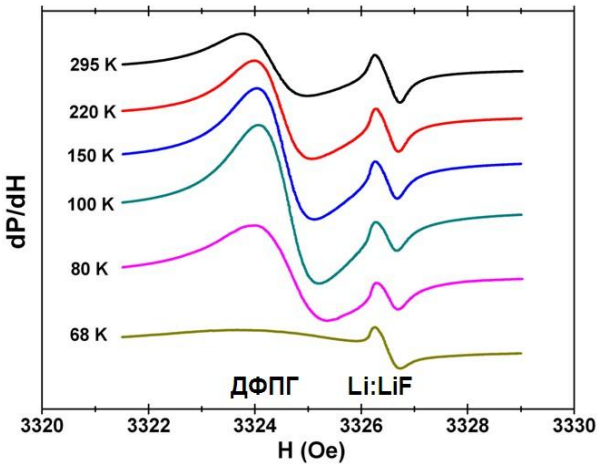


Рис. 1. Температурные изменения спектра ЭПР слоя ДФПГ, нанесенного на поверхность сверхпроводника

В результате анализа спектров были получены температурные зависимости параметров спектра ЭПР от слоя ДФПГ, нанесенного на поверхность сверхпроводника. Изменение ширины сигнала от парамагнитного слоя на двух образцах с разной критической температурой показано на Рис.2. При понижение температуры для образца с концентрации иттрия x=0.2 мы наблюдаем сигнал с постоянной шириной вплоть до T=105К. При дальнейшем понижении температуры наблюдается сначала слабое уширение, а при температуре ниже 90К быстрое уширение, вплоть до dH=4Oe при T=60К. Такое же поведение ширины резонансного сигнала наблюдается и для образца с концентрацией иттрия x=0.3. В отличии от предыдущего, в данном образ-

це температура, при которой начинается заметное уширение линии T=75К, что на 40 К выше T_c.

Наличие примесных фаз в образцах проверено экспериментами по измерению высокочастотной магнитной восприимчивости. Результаты показали, что образцы полностью однофазны. Также на рисунке показано, что парамагнитный зонд не вносит неоднородностей в магнитное поле, т.к. в температурной зависимости ДФПГ на кварце уширении линии не наблюдается. Следовательно, такое уширение говорит о том, что сам сверхпроводник при температуре выше критической вносит некие возмущения в магнитное поле у поверхности, делая его неоднородным.

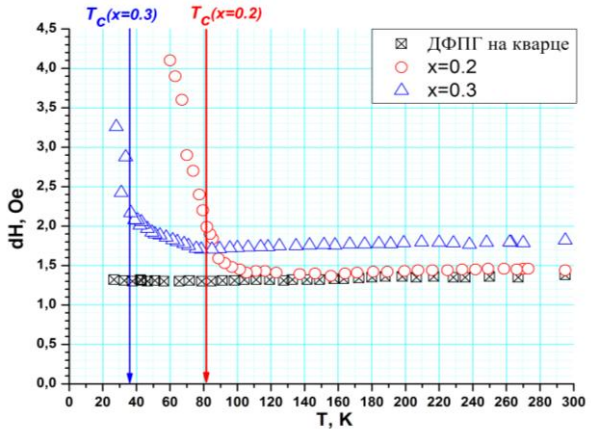


Рис. 2. Температурные зависимости ширины линии ЭПР слоя ДФПГ, нанесенного на поверхность образца

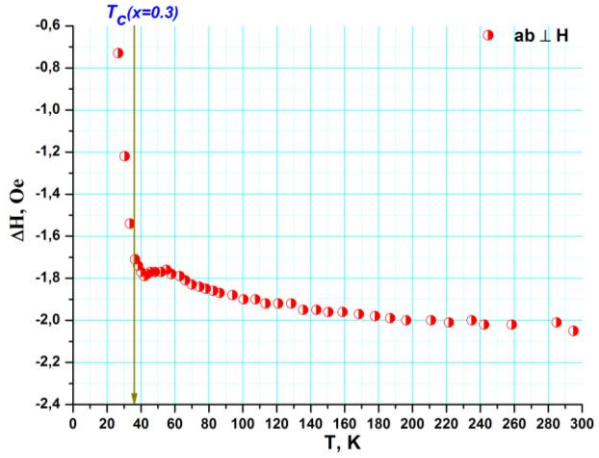


Рис. 3. Температурные зависимости сдвига резонансного поля ЭПР слоя ДФПГ, нанесенного на поверхность образца

Поведение сдвига резонансного сигнала ДФПГ относительно реперного сигнала лития (ΔH) с понижением температуры представлены на Рис.3. Известно, что ниже T_c сдвиг в сторону высоких полей связан с появлением абрикосовских вихрей. Интерес представляет собой область температур на несколько десятков градусов выше критической. Немонотонное смещение резонансного поля говорит о том, что в области температур ниже T=60К на поверхности сверхпроводника появляется дополнительное магнитное поле, которое складываются с внешним приложенным полем. При анализе температурных зависимостей необходимо учесть вклад размагничивающего поля парамагнетика. Теоретическая зависимость этого поля от температуры для перпендикулярной ориентации пленки относительно внешнего магнитного поля хорошо известна: $H_{рез}=H_0(1-4\chi)$, где $\chi \sim 1/T$ магнитная восприимчивость. Для учета дополнительного вклада была получена температурная зависимость сдвига резонансного поля слоя ДФПГ нанесенного на кварцевую пластинку. На Рис.4 показаны температурная зависимость сдвига резонансного поля от слоя ДФПГ относительно резонансного поля лития с учетом вклада от намагниченности ДФПГ (ΔH^*). Смещение резонансного поля в область низких полей при температуре намного выше T_c однозначно свидетельствует о том, что локальное магнитное поле у поверхности сверхпроводника в этой области температур сильнее внешнего магнитного поля, то есть присутствует собственная намагниченность сверхпроводника, усиливающая внешнее поле.

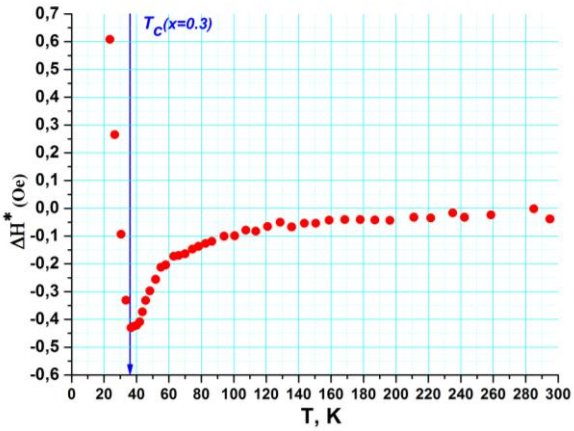


Рис. 4. Температурная зависимость сдвига резонансного поля с учетом вклада от намагниченности пленки ДФПГ

На основе полученных результатов были сделаны первые предположение о природе неоднородностей магнитного поля. Модель вихрей, предложенная исследователями эффекта Нернста [2], в данном случае не соотносится с экспериментальными данными, так как наблюдаемое смещение происходит в область низких полей, а ожидаемое смещение в случае вихрей должно быть в сторону высоких полей. В настоящее время нельзя исключить возможность того, что изменение локального магнитного поля на поверхности исследованных образцов связанны с возникновением включений с магнитными свойствами, отличными от таковых в основном объеме (флуктуационной сверхпроводимости или страйп-структуры). Для окончательно ответа на вопрос о природе магнитных возмущений выше критической температуры пока накоплено недостаточно экспериментальных данных, требуются дополнительные исследования.

1. Gomes, K.K. Visualizing Pair Formation on the Atomic Scale in the High-T_c Superconductor $Bi_2Sr_2Ca_2CuO_{8+x}$ / K.K. Gomes et al // Nature, 2007, 447, P. 569.

2. Wang Y. Nernst effect in high-T_c superconductors / Y. Wang, L. Li, N.P. Ong // Phys.Rev.B, 2006, 73, 024510

3. Iguchi, I. Observation of diamagnetic precursor to the Meissner stste above T_c in high-T_c $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ cuprates by scanning SQUID microscopy / I. Iguchi et al. // Physica C, 2002, 367, P. 9–14.

Дальнодействующий эффект Джозефсона в чистых гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик

А.В. Самохвалов [1], ***А.С. Мельников*** [1], ***А.И. Буздин*** [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
[2] Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France.

e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

Изучены особенности эффекта Джозефсона в чистых гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик, вызванные зависимостью обменного поля от квазиимпульса из-за спин-орбитального взаимодействия. Показано, что даже при слабой периодической модуляции обменного поля вдоль квазиклассической траектории, возникает компонента джозефсоновского тока, величина которой слабо зависит от толщины ферромагнетика. Появление дальнодействующей составляющей сверхтока объясняется брэгговской интерференцией волновых функций квазичастиц.

Обменное поле h, как известно, является причиной сильного подавления сверхпроводящих корреляций в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик с эффектом близости (см., например, обзор [1]). В структурах с баллистическим типом проводимости фазовый сдвиг между электронной и дырочной частями волновой функции $\gamma \sim L/\xi_h = 2Lh/\hbar V_F$ вдоль квазиклассической траектории длиной L приводит при усреднении быстро осциллирующих вкладов $\sim e^{i\gamma}$ от разных траекторий к сильному интерференционному затуханию сверхпроводящего параметра порядка вглубь ферромагнетика. Эффект деструктивной интерференции может быть уменьшен, если обеспечить компенсацию фазового набега ($\gamma = 0$) для некоторой группы траекторий. Подобная компенсация возможна, если обменное поле неоднородно в пространстве (например, в ферромагнитном бислое [2] или при наличии доменов [3]), и приводит к появлению дальнодействующей компоненты сверхтока. Изменение обменного поля h вдоль квазиклассической траектории может иметь место и в отсутствии пространственной неоднородности поля h, если квазичастицы испытывают многократное отражение от поверхности ферромагнетика, а обменное поле зависит от квазиимпульса частицы $\vec{k}$: $\vec{h} = \vec{h}(\vec{k})$ [4].

Рассмотрим в качестве примера джозефсоновский транспорт через тонкий ферромагнитный провод, учитывая зеркальное отражение электронов и дырок от поверхности провода. Для простоты мы ограничимся случаем короткого 2D перехода, полагая $L \ll \xi_s$, где ξ_s – длина когерентности в сверхпроводнике. Вид изучаемой структуры показан на рис.1. При отсутствии в системе анизотропии, описываемой полярным вектором, зависимость обменного поля от квазиимпульса можно записать с виде:

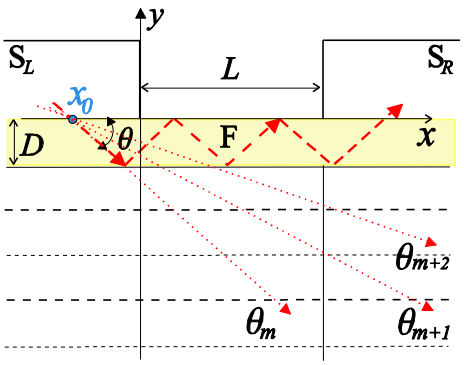


Рис. 1. Джозефсоновский транспорт через ферромагнитный провод. Пунктирной линией показана квазиклассическая траектория частицы. Точками показаны направления θ_m, соответствующие выполнению резонансного условия $q_m = 2h_0/\hbar V_F$

$$\vec{h} = \vec{h}_0 + \beta_{so} k_F^{-2} (\vec{h}_0, \vec{k}) \vec{k}, \qquad (1)$$

где псевдовектор $\vec{h}_0$ определяется магнитным моментом ферромагнетика, коэффициент β_{so} – величиной спин-орбитального взаимодействия, а $\hbar k_F$ – импульс на поверхности Ферми.

Фазовый сдвиг γ определяется синглетной частью f_s аномальной квазиклассической функции Грина $f = f_s + (\vec{f}_t \cdot \hat{\sigma})$, вычисленной на границе правого сверхпроводящего электрода

$$f_s(s_R) = \cos\gamma, \qquad (2)$$

где $\hat{\sigma}$ – вектор в спиновом пространстве, составленный из матриц Паули. Поведение функции f в ферромагнетике описывается уравнениями Эйленбергера

$$-i\hbar V_F \partial_s f_s + 2(\vec{h} \cdot \vec{f}_t) = \varepsilon f_s, \qquad (3)$$

$$-i\hbar V_F \partial_s \vec{f}_t + 2 f_t \vec{h} = \varepsilon \vec{f}_t \qquad (4)$$

с граничными условиями $f_s(s_L) = 1$, $\vec{f}_t(s_L) = 0$ на границе левого сверхпроводящего электрода. В соответствии с (1) обменное поле периодически изменяет свое направление вдоль квазиклассической траектории, испытывающей зеркальные отражения от поверхности провода. Таким образом, уравнения (3), (4) представляют собой задачу о зонном спектре $\varepsilon_\sigma(k)$ в периодическом потенциале $\vec{h}(s)$, и имеют блоховское решение вида:

$$f_s = e^{iks} f_{sk}, \qquad \vec{f}_t = e^{iks} \vec{f}_{tk},$$

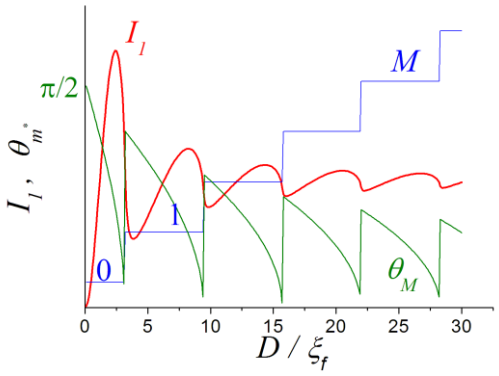


Рис. 2. Качественное поведение амплитуды первой гармоники I_1, минимального номера резонанса M ($m \geq M$) и максимального резонансного угла θ_M от толщины ферромагнитного провода

где $f_{sk}(s+s_0) = f_{sk}(s)$, $\vec{f}_{st}(s+s_0) = \vec{f}_{st}(s)$. Здесь D-толщина провода, θ – угол наклона траектории к поверхности провода, $s_0 = 2D/\sin\theta$, а индекс σ обозначает номер ветви в спектре. Из вида уравнений (3), (4) легко получить, что при нечетном числе ветвей, в спектре всегда существует ветвь, для которой $\varepsilon_0(-k) = -\varepsilon_0(k)$, т.е. пересекающая нулевой уровень энергии при $k = 0$: $\varepsilon_0(0) = 0$. Очевидно, что решению с $k = 0$ и $\varepsilon = 0$ соответствует фазовый сдвиг $\gamma = 0$, если полная длина траектории $s_R - s_L$ равна целому числу периодов s_0, как показано на рис.1. Полагая $\vec{h}_0 = h_0\vec{x}_0$, получим из (1) $\vec{h} \cong h_0\vec{x}_0 + h_y(s)\vec{y}_0$, где периодическая составляющая $h_y(s)$ при $|s| < s_0/2$ определяется выражением $h_y(s) = \tilde{h}\,\mathrm{sign}\,s$, $\tilde{h} = \beta_{so}h_0\sin\theta\cos\theta$. Используя разложения в ряд Фурье ($q = q_m = \pi(2m+1)\sin\theta/D$)

$$h_y = \sum_q H_q e^{iqs}, \quad H_q = -2i\tilde{h}\sin\theta/Dq$$

$$f_{s,tx,ty} = e^{iks}\sum_q F_{s,tx,ty}(k+q)e^{iqs}$$

в пределе $h_y \to 0$ можно выделить три типа решений уравнений (3), (4): (i) $(F_s, F_x, F_y) = (0,0,1)\delta_{q-p}$, для энергии $\varepsilon_0 = \hbar V_F(k+p)$; и (ii) $(F_s, F_x, F_y) = (0,\pm 1,0)\delta_{q-p_\pm}$ для энергий $\varepsilon_\pm = \hbar V_F(k+p) \pm 2h_0$, где $p, p_\pm$ – произвольные вектора обратной решетки. В условиях резонанса $\varepsilon_0 = \varepsilon_+ = \varepsilon_-$, при котором $2h_0/\hbar V_F = q_m$, доминирующими являются гармоники, для которых $p = 0$, $p_\pm = \mp q_m$. Записывая в окрестности каждого брэгговского угла θ_m решение в виде суперпозиции этих трех гармоник можно получить следующее выражение для амплитуды синглетной компоненты f_{sm}, соответствующей ветви энергии ε_0 и $k = 0$:

$$f_{sm} = \frac{8\left|H_{q_m}\right|^2\cos(q_m s)}{\left(\hbar V_F q_m - 2h_0\right)^2 + 8\left|H_{q_m}\right|^2}. \qquad (5)$$

Полагая резонансы (5) достаточно узкими и суммируя вклады всех резонансных лучей, можно получить следующее выражение для дальнодействующей компоненты первой гармоники джозефсоновского тока:

$$I_1 = a_1\sin\varphi\sum_m \frac{\sqrt{2}\pi\hbar V_F\tilde{h}(\theta_m)}{h_0^2 D}\sin^2\theta_m,$$

которое в пределе $D \gg \hbar V_F/2h_0$ имеет вид:

$$I_1 \approx a_1(\sqrt{2}/3)\beta_{so}\sin\varphi.$$

Здесь $\sin\theta_m = 2h_0D/\pi\hbar V_F(2m+1)$ определяет направления резонансных лучей, а a_1 - коэффициент Фурье-разложения ток-фазового соотношения $I_{SNS}(\varphi)$ соответствующего перехода в пределе нулевого обменного поля. На рис.2 показано качественное поведение амплитуды первой гармоники I_1, минимального номера резонанса M ($m \geq M$) и максимального резонансного угла θ_M от толщины ферромагнитного провода. Как легко видеть, осцилляции амплитуды I_1 при уменьшении толщины ферромагнитного провода связаны с появлением еще одной (новой) резонансной траектории.

Таким образом, показано, что в чистых гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик при слабой периодической модуляции обменного поля из-за спин-орбитального взаимодействия, возникает компонента джозефсоновского тока, амплитуда которой слабо зависит от длины ферромагнитного провода [5].

Работа частично поддержана РФФИ, программой РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах», и федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013», программой SIMTECH (#246937).

1. Buzdin A.I. // Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005).
2. Blanter Y.M. and Hekking F.W. J. // Phys. Rev. B 69, 024525 (2004); Z. Pajovic, M. Bozovic, Z. Radovic, J. Cayssol, and A. Buzdin, Phys. Rev. B 74, 184509 (2006).
3. Buzdin A.I., Melnikov A.S., and Pugach N.G. // Phys. Rev. B 83, 144515 (2011).
4. Kadigrobov A., Ivanov Z., Claeson T., Shekhter R.I., and Jonson M. // Europhys. Lett. 67, 948 (2004).
5. Wang J., Singh M., Tian M., Kumar N., Liu B., Shi C., Jain J.K., Samarth N., Mallouk T.E., and Chan M.H.W. // Nat. Phys. 6, 389 (2010).

Experimental Observation of the Spin-Valve Effect in a Superconductor-Ferromagnet Heterostructures

A.S. Sidorenko [1,2], ***V. Zdravkov*** [1,2], ***R. Morari*** [1,2], ***J. Kehrle*** [2], ***E.Antropov*** [1], ***G. Obermeier*** [2], ***D. Lenk*** [2], ***Z. Seidov*** [2], ***H.-A. Krug von Nidda*** [2], ***C. Müller*** [2], ***S. Horn*** [2], ***R. Tidecks*** [2], ***L.R. Tagirov*** [2,3]

[1] Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies ASM, Kishinev, Moldova
[2] Institut für Physik, Universität Augsburg, D-86159 Augsburg, Germany
[3] Solid State Physics Department, Kazan Federal University, Kazan, Russia

e-mail: anatoli.sidorenko@kit.edu

The theory of superconductor-ferromagnet (S-F) heterostructures with two and more ferromagnetic layers predicts the generation of a long-range, odd-in-frequency triplet pairing at non-collinear alignment of magnetizations of the F-layers ([1] and references therein). As a consequence of the unconventional triplet pairing the triplet spin-valve effect has been predicted in [2]. To observe this effect experimentally we realized $Nb/Cu_{41}Ni_{59}/Nb/Co/CoO_x$ spin-valve type proximity-effect heterostructure [3]. A weak ferromagnet – $Cu_{41}Ni_{59}$ alloy with an equilibrium magnetic moment perpendicular to the film plane was used as a propagator layer adjacent to the bottom niobium layer – a conventional S-wave superconductor. A second very thin Nb film between the $Cu_{41}Ni_{59}$ and metallic cobalt layers served as a normal conducting spacer. An antiferromagnetic cobalt oxide layer exchange biased the in-plane magnetization of the underlying cobalt layer, which plays a role of mixer of the triplet and singlet pairing channels.

Our FMR and SQUID measurements confirmed that the $Cu_{41}Ni_{59}$ layer has easy magnetization axis perpendicular to the film plane. The magnetoresistance measurements at temperatures close to the superconducting (SC) transition temperature T_c, and magnetic field applied in the in-plane direction, have shown a transition from the normal to the SC state when decreasing the magnetic field. Then, upon changing the field polarity and passing the coercive field of the $Cu_{41}Ni_{59}$ layer (*i.e.* near the crossed magnetization configuration of the $Cu_{41}Ni_{59}$ and Co layers) the system returned back to the resistive state followed with subsequent SC transition when the system is driven towards the antiparallel alignment of the $Cu_{41}Ni_{59}$ and Co layers magnetic moments. We refer this unusual magnetoresistance behavior to the indication of the triplet pairing generation at the non-collinear alignment of magnetizations in the $Nb/Cu_{41}Ni_{59}/Nb/Co/CoO_x$ heterostructure. The superconducting T_c also shows pronounced minimum close to the crossed magnetic configurations giving further support towards triplet spin-valve interpretation of the observed phenomena.

Authors are thankful to V. Ryazanov, M. Kupriyanov, A.Golubov and A. Buzdin for fruitful discussions. The support by DFG grant No. GZ: HO 955/6-2, A.v. Humbold foundation grant “Institutspartnerschaften”, Moldova PS grant 11.836.05.01A, RFBR, grants No. 11-02-00848-a, and 11-02-12065-ofi_m, is gratefully acknowledged.

1. Bergeret F.S., Volkov A.F., and Efetov K.B. // Rev. Mod. Phys. V.**77**, 1321 (2005).
2. Fominov Ya.V., et al. // JETP Lett. V.**91**, 308 (2010).
3. Zdravkov V.I. , et al. // (submitted to PRL).

Влияние черенковского излучения на тепловой джиттер в цепочках сосредоточенных джозефсоновских контактов со слабым демпфированием

***И.И. Соловьев*[1,2], *Н. В. Кленов*[1,3], *А.Л. Панкратов*[1,4], *Е.В. Ильичев*[1,5], *Л.С. Кузьмин*[1,6]**

[1]Лаборатрия криогенной наноэлектроники, НГТУ, Нижний Новгород
[2]МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
[3]НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[4]Институт физики микростурктур РАН, Нижний Новгород
[5]Institute of Photonic Technology, Jena, Germany
[6]Chalmers University of Technology, Sweden

e-mail: igor.soloviev@gmail.com

Введение

Проблема уменьшения энерговыделения в цифровых схемах (которое на сегодняшний день составляет порядка 10^6 kT на операцию, где k – постоянная Больцмана, T – температура) [1] является чрезвычайно важной для дальнейшего прогресса цифровых устройств. Одной из наиболее перспективных технологий, решающих эту проблему, является сверхпроводниковая электроника, в которой информация переносится посредством квантов магнитного потока (флаксонов, $\Phi_0 = h/2e$, h – постоянная Планка, e – заряд электрона). Для передачи флаксонов используются джозефсоновские передающие линии (ДПЛ), в простейшем случае представляющие собой параллельное соединение джозефсоновских переходов. На базе сверхпроводниковой электроники были разработаны и продемонстрированы системы обратимых вычислений [2], энерговыделение которых оказывается порядка или даже меньше предела Ландауэра (kT ln2 на одну логическую операцию), сверхчувствительные детекторы поля/тока [3, 4] и системы считывания сигналов сверхчувствительных детекторов, используемых в области квантовой криптографии [5] и радиоастрономии [6].

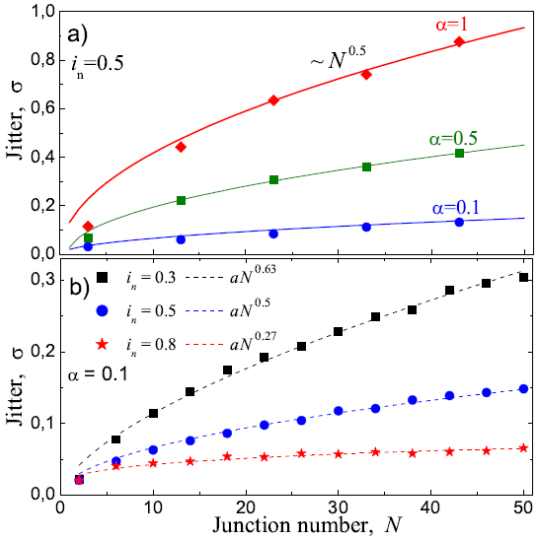


Рис. 1. Процесс накопления джиттера с ростом числа элементов в ДПЛ N для различных значений демпфирования α (a) и различных токов питания i_n (b). Соединительная индуктивность $l = 2.5$, интенсивность шумов $\gamma = 10^{-3}$

Важным параметром, ограничивающим эффективность этих устройств, является так называемый джиттер – отличное от нуля стандартное отклонение σ времени прохождения флаксона через ДПЛ. При этом с фундаментальной точки зрения проблема определения джиттера относится к исследованию весьма общей и важной задачи о распространении нелинейных (квазисолитонных) волн через систему связанных нелинейных осцилляторов в присутствии флуктуаций. Ранее аналитическое решение такой задачи было получено лишь в частном случае пренебрежимо малой величины индуктивности l, соединяющей соседние переходы ДПЛ, и в предположении о неизменной форме волнового пакета флаксона. Джиттер σ в рамках этой теории должен расти с ростом длины структуры пропорционально $\sim N^{\mu}$, $\mu \geq 1/2$ [7, 8], где N – количество переходов в ДПЛ. Однако недавно было показано [9], что в распределенных джозефсоновских структурах («непрерывных» ДПЛ в пределе $l = 0$) учет изменения формы флаксона в процессе его движения открывает возможность исследования интересных физических эффектов (в данном случае – релятивистского увеличения массы солитоноподобной квазичастицы), а также позволяет добиться практически важного уменьшения джиттера. В данной работе мы представляем результаты расчета динамики реальной (дискретной, $l \neq 0$) ДПЛ в присутствие тепловых флуктуаций, являющейся базовым элементом упомянутых высокоэффективных сверхпроводниковых систем.

Тепловой джиттер в ДПЛ

Для анализа динамики ДПЛ с малым затуханием в присутствии шумов использовалось уравнение резистивной модели для джозефсоновской фазы на n-ом переходе φ_n:

$$\ddot{\varphi}_n + \alpha\dot{\varphi}_n - (\varphi_{n-1} - 2\varphi_n + \varphi_{n+1})/l + \sin(\varphi_n) = i_n + i_{nF} \quad (1)$$

где $\alpha = \omega_p/\omega_C$ – затухание в системе, $\omega_p = (L_J C)^{-0.5}$ – плазменная частота, $L_J = \Phi_0/2\pi I_C$, I_C – критический ток джозефсоновского перехода, C – емкость, $\omega_C = 2\pi I_C R_N/\Phi_0$ – характерная джозефсоновская частота перехода, R_n – нормальное сопротивление джозефсоновского перехода; i_n – ток питания перехода, нормированный на критический ток I_C,

$l = L/L_J$ - безразмерная соединительная индуктивность. Характерная энергия тепловых флуктуаций kT в нашем случае задается безразмерным параметром шума γ, где $\gamma = 4\pi ekT/hI_C$.

Сравнение результатов численного расчета, с использованием выражения (1), с аналитической оценкой джиттера, представленное на рис. 1*a* (точками и сплошными линиями соответственно) показывает, что джозефсоновские переходы дискретной ДПЛ можно рассматривать как независимые источники флуктуаций, для которых дисперсия момента прохождения флаксона определяется выражением [10]:

$$\sigma_J^2 \approx \bar{\tau}\gamma\left(i'\right)^{-2} \text{ для } \alpha >> 1 \qquad (2а)$$

$$\sigma_J^2 \approx \bar{\tau}\gamma\left(i'\right)^{-8/5}\omega_p^{2/5} \text{ для } \alpha << 1. \qquad (2б)$$

Здесь i'– скорость изменения тока в момент переключения перехода (когда $\varphi = \pi/2$), $\bar{\tau}$ - среднее время переключения. Если вложение энергии от источника тока на переходе превышает диссипацию, то групповая скорость волнового пакета флаксона увеличивается, а сам пакет сжимается при движении, обеспечивая рост i' с номером перехода в цепочке. Данные, представленные на рис. 1*b*, показывают, что в этом случае в соответствии с выражениями (2) рост суммарного джиттера N^{μ} оказывается значительно снижен ($\mu < 1/2$), что полностью соответствует недавно продемонстрированному уменьшению джиттера в распределенных джозефсоновских структурах [9].

Уменьшение суммарного джиттера с ростом тока питания показано на рис. 2. Особенности представленных зависимостей (см. рис. 2*b*) – ненулевой пороговый ток резкого роста джиттера при $i_n \to 0$ и всплеск джиттера в области средних значений тока питания при $l > 1$ – обусловлены отличием дисперсионных соотношений непрерывной и дискретной ДПЛ (см. вставку рис. 2*b*). Особый фундаментальный интерес представляют обнаруженные всплески джиттера: при некотором токе питания, соответствующем достаточно большой скорости флаксона, энергии возбуждаемого флаксоном черенковского излучения оказывается достаточно для рождения флаксон-антифлаксонной пары. Объединение изначального флаксона с образовавшимся сопровождается резким ростом джиттера, что может объясняться влиянием большего количества источников флуктуаций на сильно связанную систему квазичастичных возбуждений. С увеличением тока питания процесс формирования устойчивого многоквантового возбуждения (см. рис. 2*c*) происходит быстрее, в то время как образующийся многоквантовый импульс оказывается заметно менее подверженным влиянию флуктуаций. Таким образом, режим при котором по ДПЛ распространяется один изначальный флаксон от многоквантового режима отделен резким всплеском джиттера, что может быть измерено экспериментально и использовано при выборе параметров разрабатываемых систем сверхпроводниковой электроники.

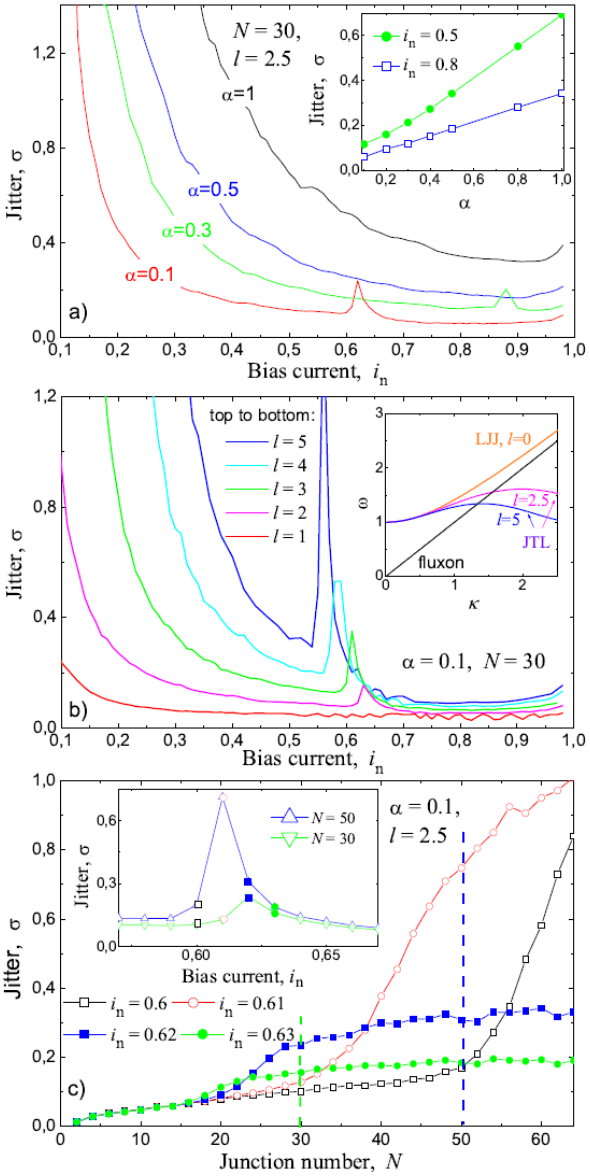


Рис. 2. (*a*), (*b*) Джиттер в ДПЛ как функция тока питания переходов. Параметры структур указаны на рисунках. На вставке к (*a*) представлен рост джиттера с увеличением α, на вставке к (*b*) – дисперсионные кривые для распределенного джозефсоновского перехода (LJJ) и дискретной ДПЛ. (*c*) Процесс накопления джиттера с ростом числа элементов в ДПЛ N для параметров, при которых наблюдается пиковое влияние флуктуаций (соответствующие графики для джиттера представлены на вставке). Интенсивность шумов $\gamma=10^{-3}$

Работы проводились при поддержке грантов Правительства РФ, постановления 220 Минобрнауки РФ (договор № 11.G34.31.0029), Фонда «Династия», РФФИ 11-02-12065-офи-м.

1. Landauer R., IBM Journ. of Res. and Dev., 3, 183, (1961).
2. Semenov V.K., Danilov G.V., and Averin D.V. IEEE Trans. Appl. Supercond., 17, 455, (2007).
3. Fedorov A., Shnirman A., Schon G. and Kidiyarova-Shevchenko A. Phys. Rev. B 75, 224504 (2007).
4. Semenov V.K. and Averin D.V. IEEE Trans. Appl. Supercond. 13, 960 (2003).
5. Terai H., Yamashita T., Miki S. et al. Opt. Expr., 20, no.18, 20115 (2012).

6. Tarasov M.A., Kuzmin L.S., Edelman V.S. et al. JETP Lett., 92, 416 (2009).

7. McLaughlin D.W., Scott A.C. Phys. Rev. A 18, 1652 (1978).

8. Fedorov A., Shnirman A., Schon G. and Kidiyarova-Shevchenko A. Phys. Rev. B 75, 224504 (2007).

9. Pankratov A.L., Gordeeva A.V. and Kuzmin L.S. Phys. Rev. Lett. 109, 087003 (2012)

10. Likharev K.K. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits. New York: Gordon and Breach (1986).

Теория эффекта близости для слоистых структур сверхпроводник - неоднородный ферромагнетик

В.А. Туманов, Ю.Н. Прошин

Казанский федеральный университет, Казань

e-mail: tumanvadim@yandex.ru

При контакте сверхпроводника (S) и ферромагнитного металла (F) очень важен учет магнитных неоднородностей. Эти неоднородности могут иметь различную природу: доменные стенки, геликоидальные магнитные структуры, искусственно созданные многослойные структуры с различными направлениями намагниченности и т.п. В частности, неоднородная направленность среднего обменного поля в условиях эффекта близости для слоистых SF структур допускает возникновение триплетных сверхпроводящих корреляций [1-3].

При выводе уравнений Узаделя с учетом спин-орбитального взаимодействия и неоднородного среднего обменного поля [4,5] пренебрегалось зависимостью среднего обменного поля от относительной координаты. Действительно, в природных системах характерный размер неоднородностей среднего обменного поля велик по сравнению с характерной длиной сверхпроводящих корреляций. Грубые оценки влияния доменного упорядочения на критическую температуру сверхпроводящего перехода бислоя SF [6] показывают, что $(T_c - T_{cw})/T_c \sim (\xi_s/w)^2$, где T_c – критическая температура для бислоя с однородной намагниченностью, T_{cw} – критическая температура области, локализованной вблизи доменной стенки, w – толщина доменной стенки, ξ_s – длина когерентности в сверхпроводнике. Заметим, что $w \sim 0.5$ мкм влияние доменной стенки не велико. Однако при невыполнении условия $\xi_s << w$ возникают интересные и практически значимые эффекты [7]. Поэтому необходимо вывести соответствующие квазиклассические уравнения сверхпроводимости, работающие в боле широком диапазоне, и это можно провести путем применения т.н. удлиненных производных [8]. Это возможно при наличии определенной калибровочной свободы, подобно градиентной инвариантности в случае электромагнитного поля.

Рассмотрим подсистему коллективизированных электронов с учетом электрон-электронного взаимодействия типа БКШ в присутствии ферромагнитного взаимодействия с локализованными спинами. В задачах теории сверхпроводимости, как правило, достаточно учесть влияние локализованных спинов в приближении среднего поля. Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид:

$$H = \int \sum_{\sigma\sigma'} \psi^{\dagger}_{\sigma}(\mathbf{r})\mathbf{H}_0\psi_{\sigma'}(\mathbf{r}) + \lambda\psi^{\dagger}_{\uparrow}(\mathbf{r})\psi^{\dagger}_{\downarrow}(\mathbf{r})\psi_{\downarrow}(\mathbf{r})\psi_{\uparrow}(\mathbf{r})d\mathbf{r},$$

$$\mathbf{H}_0 = (\frac{\mathbf{p}^2}{2m^*} - \mu)\hat{\mathbf{1}} - (\mathbf{I}, \boldsymbol{\sigma}), \qquad (1)$$

где $\psi^{\dagger}$ и ψ – операторы рождения и уничтожения электрона в точке $\mathbf{r}$ соответственно, m^* – эффективная масса электрона, μ – химический потенциал, λ – константа электрон-электронного взаимодействия. σ – проекция спина электрона, $\mathbf{p}$ – оператор импульса электрона. Матрица $(\mathbf{I},\boldsymbol{\sigma})$ отвечает за взаимодействие спина электрона со средним полем локализованных спинов и в сферической системе координат имеет вид

$$(\mathbf{I},\boldsymbol{\sigma}) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta)e^{-i(\varphi)} \\ \sin(\theta)e^{i(\varphi)} & -\cos(\theta) \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

где $\varphi = \varphi_0 + If_1(\mathbf{r})$ и $\theta = \theta_0 + If_2(\mathbf{r})$ соответствующие углы в сферической системе координат, задающие направление вектора напряженности среднего обменного поля $\mathbf{I}$.

Произведем над спинорами унитарное преобразование $\mathbf{U}$ из группы SU_2

$$\phi = \mathbf{U}\psi, \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi_{\uparrow} \\ \phi_{\downarrow} \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow} \\ \psi_{\downarrow} \end{pmatrix}. \qquad (3)$$

Отметим что слагаемое БКШ инвариантно относительно таких преобразований. Потребуем, чтобы оператор взаимодействия с локализованными моментами после преобразования был пропорционален третьей матрице Паули. После преобразования гамильтониан $\mathbf{H_0}$ может быть записан в виде

$$\mathbf{H}_0' = \left(\frac{\mathbf{D}_i\mathbf{D}_i}{2m^*} + \mu\right) - I(\boldsymbol{\sigma}_3), \qquad (4)$$

где $\mathbf{D}_i = \partial_i + \mathbf{A}_i(\varphi,\theta,\xi)$ – удлиненная производная [8], $\mathbf{A}_i(\varphi,\theta,\xi) = \mathbf{U}\partial_i\mathbf{U}^{-1}$ является компенсирующем полем Янга-Миллса [8], $\boldsymbol{\sigma}_i$ – матрицы Паули. Матрица $\mathbf{U}$ определяется из требования $\mathbf{U}(\mathbf{I},\boldsymbol{\sigma})\mathbf{U}^{-1} = (\mathbf{I},\boldsymbol{\sigma}_3)$ и имеет вид:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2)e^{i\xi} & \sin(\theta/2)e^{i(\xi-\varphi)} \\ -\sin(\theta/2)e^{-i(\xi-\varphi)} & \cos(\theta/2)e^{-i\xi} \end{pmatrix}. \qquad (5)$$

Поле $\mathbf{A}_i(\varphi,\theta,\xi)$ – неоднозначно: действительная функция $\xi(\mathbf{r})$ выбирается произвольно, наблюдаемые параметры не должны зависеть от нее. Подстановка (5) в выражение для поля дает следующий результат

$$\mathbf{A}_i = \frac{i}{2}(\sin(2\xi-\varphi)\boldsymbol{\sigma}_1 - \cos(2\xi-\varphi)\boldsymbol{\sigma}_2)\partial_i\theta + \\ + i\boldsymbol{\sigma}_3\left(\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)^2\partial_i\varphi - \partial_i\xi\right) + \\ + \frac{i\sin I\theta}{2}(\cos(2\xi-\varphi)\boldsymbol{\sigma}_1 - \sin(2\xi-\varphi)\boldsymbol{\sigma}_2)\partial_i\varphi \qquad (6)$$

Нетрудно убедиться, что смена калибровки осуществляется с помощью матрицы

$$\mathbf{U}=\begin{pmatrix} e^{i\xi'} & 0 \\ 0 & e^{-i\xi'} \end{pmatrix}, \qquad (7)$$

$$\mathbf{U}(\xi)\mathbf{H}_0'(\theta,\varphi,\xi)\mathbf{U}^{-1}(\xi')=\mathbf{H}_0'(\theta,\varphi,\xi+\xi')\,. \qquad (8)$$

После перехода к новому базису можно перейти к общепринятому приближению среднего поля в слагаемом БКШ, обоснованность этого приближения обсуждается, например, в книге [9]. Термодинамические характеристики системы, в частности, критическую температуру, можно найти в процессе решения уравнений Горькова для мацубаровской функции Грина. В рамках нашего подхода необходимо записать уравнения Горькова в матричной форме. Выберем матричную функцию Грина следующим образом

$$\mathbf{G}=\begin{pmatrix} G_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) & G_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) \\ G_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) & G_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) \end{pmatrix}, \qquad (9)$$

$$\mathbf{F}=\mathbf{g}\begin{pmatrix} F_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) & F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) \\ F_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) & F_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{g}=i\boldsymbol{\sigma}_2\,. \qquad (10)$$

Здесь $G_{\sigma\sigma'}(\omega,\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$ и $F_{\sigma\sigma'}(\omega,\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$ – фурье компоненты нормальной и аномальной маубаровской функции Грина, ω – мацубаровская частота [9]. В этих обозначениях уравнения на матричную функцию Грина имеют вид

$$\begin{aligned} &i\omega\mathbf{G}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)-\mathbf{H}_0'\mathbf{G}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)+ \\ &+\Delta^*(\mathbf{r}_1)\mathbf{F}^\dagger(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)=\delta(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2) \\ &i\omega\mathbf{F}^\dagger(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)+\mathbf{g}\mathbf{H}_0'^*\mathbf{g}^{-1}\mathbf{F}^\dagger(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)+ \\ &+\Delta^*(\mathbf{r}_1)\mathbf{G}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)=0. \end{aligned} \qquad (11)$$

Уравнения Горькова необходимо дополнить уравнением самосогласования

$$\Delta^*(\mathbf{r})=\frac{\lambda T}{2}\sum_\omega{}' Sp\mathbf{F}^\dagger(\omega,\mathbf{r},\mathbf{r})\,. \qquad (12)$$

Штрих над суммой означает обрезание на частоте Дебая, Δ – параметр порядка, T – температура. Учитывая (4) и свойства полей Янга-Миллса [8] можно записать соотношение:

$$(\mathbf{g}\mathbf{H}_0'(I)\mathbf{g}^{-1})^*=\mathbf{H}_0'(-I)\,. \qquad (13)$$

Полученные уравнения для матричных функций Грина – калибровочно-инвариантны. При смене калибровки матричные функции Грина преобразуются по присоединенному представлению группы, а параметр порядка, являющийся скалярной величиной, не меняется.

Для вычисления критической температуры достаточно решить уравнения Горькова в линейном по параметру порядка приближении [9]. Будем искать аномальную функцию Грина в виде

$$\mathbf{F}^\dagger(\omega,\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)=\int\mathbf{f}(\omega,\mathbf{r}_1,\mathbf{s})\Delta^*(\mathbf{s})\mathbf{G}(\omega,I,\mathbf{s},\mathbf{r}_2)d\mathbf{s}\,. \qquad (14)$$

После подстановки ее в (11) получаем, что функция $\mathbf{f}(\omega,\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$ должна удовлетворять уравнению

$$-i\omega\mathbf{f}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)-\mathbf{H}_0'(\theta,\varphi,\xi,-I)\mathbf{f}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)=\delta(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)\,. \qquad (15)$$

В первом приближении нормальная функция Грина удовлетворяет схожему уравнению

$$i\omega\mathbf{G}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)-\mathbf{H}_0'(\theta,\varphi,\xi,I)\mathbf{G}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)=\delta(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2). \qquad (16)$$

В том же приближении уравнение самосогласования может быть записано в виде

$$\begin{aligned} &\Delta^*(\mathbf{r})=\frac{\lambda T}{2}\sum_\omega Sp\int\mathbf{K}^*(\omega,\mathbf{r},\mathbf{s})\Delta^*(\mathbf{s})d\mathbf{s} \\ &\mathbf{K}^*(\omega,\mathbf{r},\mathbf{s})=\mathbf{G}(-\omega,-I,\mathbf{r},\mathbf{s})\mathbf{G}(\omega,I,\mathbf{s},\mathbf{r})= \\ &=\mathbf{G}(-\omega,-I,\mathbf{r},\mathbf{s})\mathbf{G}^*(-\omega,I,\mathbf{r},\mathbf{s}). \end{aligned} \qquad (17)$$

Отметим, что ядро $\mathbf{K}(\omega,\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$ при смене калибровки преобразуется по присоединенному представлению группы SU_2. Наличие немагнитных примесей может быть учтено известным методом [9], поскольку соответствующее слагаемое в гамильтониане инвариантно относительно преобразований (5).

Применим развитый подход и продемонстрируем возникновение триплетных корреляций на простом примере. Пусть в выражении (6) только θ зависит от координат, а $2\xi - I\varphi = 0$. Предположим также, что θ линейна по координатам. Эта ситуация соответствует однородному вращению намагниченности. Тогда функция Грина зависит только от разности $\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2$ и фурье-образ функции Грина $\mathbf{G}(\omega,\mathbf{p})$ имеет вид

$$\begin{aligned} &\mathbf{G}(\mathbf{p},\omega)=\frac{1}{\kappa}\begin{pmatrix} \zeta-I & -i(\mathbf{p},\nabla\theta) \\ i(\mathbf{p},\nabla\theta) & \zeta+I \end{pmatrix}, \\ &\kappa=\zeta^2-I^2+(\mathbf{p},\nabla\theta)^2, \\ &\zeta=i\omega-\frac{p^2}{2m^*}+\mu-\frac{(\nabla\theta)^2}{4}. \end{aligned} \qquad (18)$$

Таким образом, проведен вывод квазиклассических уравнений для матричных функций Эйленбергера и Узаделя с учетом неоднородностей направления намагниченности порядка корреляционной длины. Обобщение известных уравнений для однородного случая осуществляется заменой производных на удлиненные. В случае, когда поле Янга-Миллса нельзя устранить преобразованиями (7), (8), в системе возможно возникновение триплетных корреляций. Из простого примера (18) видно, что количественным параметром, характеризующим интенсивность триплетных корреляций, можно выбрать градиенты углов, задающих направление эффективного обменного поля.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ, РФФИ и стипендиальной программой фонда Династия.

1. Bergeret F.S., Volkov A.F. and Efetov K.B. // Phys. Rev. Lett. **86**, 4096 (2001)

2. Bergeret F.S., Volkov A.F. and Efetov K.B. // Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005)

3. Fominov Ya.V., Volkov A.F. and Efetov K.B. // Phys. Rev. B. **75**, 104509 (2007).

4. Alexander J.A.X., Orlando T.P. and Rainer D. // Phys. Rev. B. **31**, 5811 (1985).

5. Demler E.A., Arnold G.B. and Beasley M.R. // Phys. Rev. B. **55**, 15174 (1997).

6. Buzdin A.I. // Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).

7. Goryunov Yu.V. // arXiv cond-mat, 0305428 (2003).

8. Рубаков В.А. Классические калибровочные поля (М.: Эдиториал УРСС, 1999).

9. Свидзинский А.В. Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости (М.: Наука, 1982).

10. Avdeev M.V. et al. // Solid State Phenomena **190**, 387 (2012).

Коллективные моды двухзонных сверхпроводников

С.О. Лойко, Н.К. Федоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

e-mail: fedorov@lpi.ru

В рамках предложенного ранее калибровочно-инвариантного метода вычисления линейного отклика сверхпроводников на внешнее электромагнитное поле [1] рассчитаны коллективные моды двухзонного сверхпроводника. Данный подход отличается от использованных ранее [2, 3] тем, что позволяет вычислить экспериментально наблюдаемые величины, например туннельный ток через SIS контакты.

Получена формула для частоты моды Леггетта в двухзонных сверхпроводниках с фононным механизмом спаривания. Это позволяет количественно объяснить экспериментальные данные для сверхпроводников MgB2.

Рассмотрим гамильтониан двухзонного сверхпродника в приближении среднего поля.

$$\hat{H} = \hat{H}_a^0 + \hat{H}_{\mathrm{int},a}^{\Delta} + \hat{H}_c^0 + \hat{H}_{\mathrm{int},c}^{\Delta} + \hat{H}_{\mathrm{int}}^{coulomb}, \qquad (1)$$

где:

$$\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{a}}^0 + \hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{int,a}}^{\Delta} = \int \hat{\psi}_{\mathrm{a},\alpha}^{+}(\mathrm{x})\left(\frac{\hat{\mathrm{p}}^2}{2\mathrm{m}} - \mu\right)\hat{\psi}_{\mathrm{a},\alpha}(\mathrm{x})\mathrm{d}^3\mathrm{r} - \int(\Delta_1\,\hat{\psi}_{\mathrm{a},\downarrow}^{+}(\mathrm{x})\,\hat{\psi}_{\mathrm{a},\uparrow}^{+}(\mathrm{x}) + \mathrm{h.c.})\mathrm{d}^3\mathrm{r} \qquad (2)$$

$$\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{c}}^0 + \hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{int,c}}^{\Delta} = \int \hat{\psi}_{\mathrm{c},\alpha}^{+}(\mathrm{x})\left(\frac{\hat{\mathrm{p}}^2}{2\mathrm{m}} - \mu\right)\hat{\psi}_{\mathrm{c},\alpha}(\mathrm{x})\mathrm{d}^3\mathbf{r} - \int(\Delta_2\,\hat{\psi}_{\mathrm{c},\downarrow}^{+}(\mathrm{x})\,\hat{\psi}_{\mathrm{c},\uparrow}^{+}(\mathrm{x}) + \mathrm{h.c.})\mathrm{d}^3\mathrm{r} \qquad (3)$$

$$\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{int}}^{\mathrm{coulomb}} = \int(\delta\hat{\mathrm{n}}_{\mathrm{a}}(\mathrm{x}) + \delta\hat{\mathrm{n}}_{\mathrm{c}}(\mathrm{x}))\int \mathrm{V_c}(\mathrm{q}-\mathrm{q}')(<\delta\hat{\mathrm{n}}_{\mathrm{a}}(\mathrm{x}')> + <\delta\hat{\mathrm{n}}_{\mathrm{c}}(\mathrm{x}')>)\,\mathrm{d}^3\mathrm{r}'\,\mathrm{d}^3\mathrm{r} \qquad (4)$$

Параметрами порядка двухзонного сверхпроводника являются:

$$\Delta_1 = \Delta_{\mathrm{a}} + \frac{\mathrm{g_{ac}}}{\mathrm{g_{cc}}}\Delta_{\mathrm{c}} \quad , \quad \Delta_2 = \Delta_{\mathrm{c}} + \frac{\mathrm{g_{ca}}}{\mathrm{g_{aa}}}\Delta_{\mathrm{a}} \quad . \qquad (5)$$

Здесь $\mathrm{g_{aa}}$, $\mathrm{g_{cc}}$ – константы внутризонных взаимодействий. $\mathrm{g_{ac}}, \mathrm{g_{ca}}$ – межзонное взаимодействие. Аномальные средние определяются стандартным образом: $\Delta_{\mathrm{a}} = \mathrm{ig_{aa}F_a^{-+}} = -\mathrm{g_{aa}} < \hat{\psi}_{\mathrm{a},\alpha}(\mathrm{x})\,\hat{\psi}_{\mathrm{a},\alpha}(\mathrm{x}) >$, $< \delta\hat{\mathrm{n}}_{\mathrm{a}} >= \mathrm{G}_{\mathrm{a},\alpha}^{-+} - \mathrm{G}_{\mathrm{a},\alpha}^{(0)-+} \equiv < \hat{\psi}_{\mathrm{a},\alpha}^{+}(\mathrm{x})\,\hat{\psi}_{\mathrm{a},\alpha}(\mathrm{x}) > - n^{(0)}$ – флуктуации электронной плотности. Аналогично для другой зоны.

В линейном приближении по внешнему полю, выделяя модуль и фазу зонных аномальных средних:

$$\Delta_{\mathrm{a}} = (\Delta_{\mathrm{a}}{}^{(0)} + \Delta_{\mathrm{a}}{}^{(1)}(\mathrm{A},\varphi))\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{\mathrm{a}}(\mathrm{A},\varphi)},$$
$$\Delta_{\mathrm{c}} = (\Delta_{\mathrm{c}}{}^{(0)} + \Delta_{\mathrm{c}}{}^{(1)}(\mathrm{A},\varphi))\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{\mathrm{c}}(\mathrm{A},\varphi)}$$

и операторов

$$\hat{\psi}_{\mathrm{a},\alpha}(\mathrm{x}) = |\,\hat{\psi}_{\mathrm{a},\alpha}(\mathrm{x})|\mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{1}{2}\theta_{\mathrm{a}}(\mathrm{A},\varphi)},$$
$$\hat{\psi}_{\mathrm{c},\alpha}(\mathrm{x}) = |\,\hat{\psi}_{\mathrm{c},\alpha}(\mathrm{x})|\mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{1}{2}\theta_{\mathrm{c}}(\mathrm{A},\varphi)}$$

можно переписать гамильтониан взаимодействия в следующем виде:

$$\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{int}}^{\Delta} = \int\left[\Delta_1^{(1)} + \frac{\mathrm{g_{ac}}}{\mathrm{g_{cc}}}\Delta_{\mathrm{c}}^{(0)}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{\mathrm{c}}-\theta_{\mathrm{a}})} - 1)\right]\times \times\,\hat{\psi}_{\mathrm{a},\downarrow}^{+}(\mathrm{x})\hat{\psi}_{\mathrm{a},\uparrow}^{+}(\mathrm{x})\mathrm{d}^3\mathrm{r} + \mathrm{h.c} + \ldots \qquad (6)$$

где $\Delta_1^{(1)}(\mathbf{A},\varphi) = \Delta_{\mathrm{a}}^{(1)}(\mathbf{A},\varphi) + \frac{\mathrm{g_{ac}}}{\mathrm{g_{cc}}}\ \Delta_{\mathrm{c}}^{(1)}(\mathbf{A},\varphi)$.

Из уравнений самосогласования на сверхпроводящий параметр порядка можно выделить систему уравнений на фазы параметров порядка и дополнить уравнением на флуктуации электронной плотности [1]. В отсутствии внешнего электромагнитного поля она записывается в виде:

$$0 = \frac{1}{2}\left[\,\Pi_{a2,l}^{A} q_l - \Pi_{a2,0}^{A}\omega\,\right]\theta_a - \frac{g_{ac}}{g_{cc}}\ \Delta_c^{(0)}\left[\,\Pi_{a1}^{\Delta} - \Pi_{a1}^{\Delta^+}\right](\theta_a - \theta_c) - i\Pi_{a2,l}^{A}V_{\mathrm{c}}(q)(\delta n_a + \delta n_c) \qquad (7)$$

$$0 = \frac{1}{2}\left[\,\Pi_{c2,l}^{A} q_l - \Pi_{c2,0}^{A}\omega\,\right]\theta_c - \frac{g_{ca}}{g_{aa}}\ \Delta_a^{(0)}\left[\,\Pi_{c1}^{\Delta} - \Pi_{c1}^{\Delta^+}\right](\theta_c - \theta_a) - i\Pi_{a2,l}^{A}V_{\mathrm{c}}(q)(\delta n_a + \delta n_c) \qquad (8)$$

$$\delta n_a + \delta n_c = \frac{i}{2}\left[\,Q_{a,0l}^{A} q_l - Q_{a,00}^{A}\omega\,\right]\theta_a + \frac{i}{2}\left[\,Q_{c,0l}^{A} q_l - Q_{c,00}^{A}\omega\,\right]\theta_c$$
$$+2\left[\frac{g_{ac}}{g_{cc}}\ \Delta_c^{(0)}Q_{c,2}^{\Delta} - \frac{g_{ca}}{g_{aa}}\ \Delta_a^{(0)}Q_{a,2}^{\Delta}\right](\theta_a - \theta_c) + \left[Q_{a,00}^{A} + Q_{c,00}^{A}\right]V_{\mathrm{c}}(q)(\delta n_a + \delta n_c) \qquad (9)$$

Здесь П и Q – поляризационные опёераторы, выражающиеся через функции Грина неравновесной диаграммной техники [4].

Равенство нулю детерминанта этой системы уравнений дает частоты коллективных мод двухзонных сверхпроводников.

В простейшем случае, без учета экранирующего электрон-электронного взаимодействия ($V_c = 0$) в пределе $q \to 0$ существуют два следующих решения:

1) Мода Леггетта

$$\omega^2 = \omega_L^2 + v_L^2 q^2 \qquad (10)$$

с частотой

$$\omega_L^2 = 4\frac{N_a + N_c}{N_a N_a}\frac{g_{ac}}{g_{aa}g_{cc} - g_{ac}g_{ca}}\Delta_1\Delta_2 \qquad (11)$$

и скоростью

$$v_L^2 = \frac{N_a c_c^2 + N_c c_a^2}{N_a + N_c}, \qquad (12)$$

где $c_{a(c)} = \frac{v_{F,a(c)}}{\sqrt{3}}$ совпадает со скоростью моды Боголюбова-Андерсона в однозонном случае, $v_{F,a(c)}$ – скорость Ферми, $N_{a(c)}$ – плотность элекронных состояний на поверхности Ферми.

2) Двухзонный вариант моды Боголюбова-Андерсона [5–8]:

$$\omega^2 = \omega_B^2 = v_B^2 q^2, \quad v_B^2 = \frac{N_a c_a^2 + N_c c_c^2}{N_a + N_a}. \qquad (13)$$

С учетом экранирующего электрон – электронного взаимодействия $V_c = \frac{4\pi e^2}{q^2}$ в пределе $q \to 0$ мода Леггетта имеет ту же частоту (10), но другую скорость

$$v_L^2 = \frac{N_a + N_c}{N_a c_a^2 + N_c c_c^2} c_a^2 c_c^2. \qquad (14)$$

Мода Боголюбова-Андерсона экранируется на плазменной частоте [9]:

$$\omega^2 = \omega_{pl}^2 = 4\pi e^2 \left(\frac{n_a}{m_a} + \frac{n_c}{m_c}\right). \qquad (15)$$

$n_{a(c)}, m_{a(c)}$ – плотность и эффективная масса электронов в соответствующей зоне.

Аналогичные результаты были получены ранее решением уравнения Бете-Салпитера [2] и использованием эффективного действия на фазу [3].

Наилучшим на сегодняшний день образом моду Леггетта удалось экспериментально наблюдать в сверхпроводниках типа MgB_2[10, 11]. Механизм спаривания в диборидах магния является фононным. В таком случае необходимо дополнить уравнения (7)–(9) системой уравнений Элиашберга [12] для многозонных сверхпроводников [13]. Тогда можно показать, что:

$$\omega_L^2 = 4\frac{N_a + N_c}{N_a N_a}\frac{g_{ac}}{g_{aa}g_{cc} - g_{ac}g_{ca}}\Delta_1\Delta_2 \equiv$$
$$\equiv 4\frac{N_a + N_c}{N_a N_a}\frac{g_{ac}}{g_{aa}g_{cc} - g_{ac}g_{ca}}\bar{\Delta}_1\bar{\Delta}_2 Z_1 Z_2 \equiv$$
$$\equiv 4\frac{\lambda_{ac} + \lambda_{ca}}{\lambda_{aa}\lambda_{cc} - \lambda_{ac}\lambda_{ca}}\bar{\Delta}_1\bar{\Delta}_2 Z_1 Z_2. \qquad (16)$$

Выражение для частоты моды Леггетта попрежнему пропорционально произведению модулей параметров порядка, определяющихся формулами (5), нормировочный множитель $Z_i = 1 + \sum_j \lambda_{ij}^{el-ph}$, где $\lambda_{ij} = \lambda_{ij}^{el-ph} - \lambda_{ij}^{el-el}$ – разность электрон-фононного взаимодействия и псевдопотенциала [14]. Следует отметить, что физически измеряемыми величинами (например, в тунельных экспериментах [10,11] щелями в спектре) являются величины $\bar{\Delta}_1$, $\bar{\Delta}_2$. Важно отметить, что в выражении для частоты моды Леггетта константы взаимодействий g (или λ) не перенормируются. При достаточно больших λ_{ij}^{el-ph} вклад множителей Z_1, Z_2 может быть существенным.

Таким образом, методом решения уравнений самосогласования на сверхпроводящий параметр порядка получены частоты коллективных возбуждений для двухзонных сверхпроводников. Полученная формула для частоты моды Леггетта в сверхпроводниках с фононным механизмом спаривания позволяет количественно и качественно объяснить экспериментальные данные в многозонных сверхповодниках, например в диборидах магния.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-00924, ведущей научной школы НШ-4375.2012.2.

1. Арсеев П.И., Лойко С.О., Федоров Н.К. // УФН, 176, 3 (2006)
2. Leggett A.J. // Progr. Theor. Phys. 36, 901 (1966)
3. Sharapov S.G. et al. // Eur. Phys. J. B 30, 45 (2002)
4. Келдыш Л.В. // ЖЭТФ, 47, 1515 (1964)
5. Bogoliubov N.N. // Nuovo Cimento 7, 794 (1958)
6. Anderson P.W. // Phys. Rev., 110, 827 (1958)
7. Ambegaokar V., Kadanoff L.P. // Nuovo Cimento 22, 914 (1961)
8. Schon G. Collective modes in superconductors. (in Nonequillibrium superconductivity / Ed. D.N. Lanberger, A.I. Larkin, Amsterdam: North-Holland, 1985, p. 589-641)
9. Anderson P.W. // Phys. Rev., {\bf 112}, 1900 (1958)
10. Ponomarev Ya.G. et al. // Sol. St. Comm. 129, 85 (2004)
11. Ponomarev Ya.G. et al. // Pis'ma v ZhETF, vol. 85, iss. 1, pp. 52–56 (2007)
12. Eliashberg G.M. // ZhETF, 38, 966, (1960)
13. Nicol E.J., Carbotte J.P. // Phys. Rev. B 71, 054501 (2005).
14. Scalapino D.J., Schrieffer J.R., and Wilkins J.W. // Phys. Rev., 148, 263 (1966)

Гибридизация волновых функций в одномерной локализации

Д.А. Иванов [1]***, М.А. Скворцов*** [2,3]***, П.М. Островский*** [4,2]***, Я.В. Фоминов*** [2,3]

[1] Institute of Theoretical Physics, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Lausanne, Switzerland.
[2] Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка
[3] Московский физико-технический институт, Долгопрудный
[4] Institut für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe.

e-mail: fominov@landau.ac.ru

Квантовая частица может быть локализована неупорядоченным потенциалом – этот эффект известен как андерсоновская локализация. В таких системах корреляции волновых функций на близких энергиях могут быть описаны на языке гибридизации локализованных состояний – такой подход был предложен Моттом. Хотя этот подход позволяет воспроизвести некоторые качественные особенности системы, его количественные предсказания обычно неточны. Мы показываем, что описание в рамках моттовского гибридизационного подхода можно улучшить, предположив лог-нормальную статистику «хвостов» волновых функций и гибридизационных матричных элементов (лог-нормальное распределение типично для локализационных эффектов). В этом случае оказывается возможным количественно воспроизвести точные результаты для различных асимптотик корреляционных функций.

Рассмотрены три типа одномерных систем: строго одномерный провод, а также квазиодномерные провода с унитарной и ортогональной симметрией. В каждой из этих моделей рассмотрены два типа корреляционных функций: коррелятор плотностей состояний на близких энергиях и динамическая функция отклика на низких частотах. Для каждой из этих корреляционных функций, используя предложенный метод, мы вычисляем три асимптотики: поведение на логарифмически большой «моттовской длине», низкочастотный предел на длинах в промежутке между длиной локализации и моттовским масштабом и, наконец, ведущую поправку по частоте в этом пределе. В тех случаях, когда известны точные результаты, оказывается, что наш метод воспроизводит их (в пределах рассмотренной точности по частоте).

Таким образом, предложена вариация довольно простого и наглядного моттовского подхода, пригодная для получения точных результатов в задачах одномерной локализации.

Доклад основан на работе [1].

1. Ivanov D.A. , Skvortsov M.A. , Ostrovsky P.M. , Fominov Ya.V. // Hybridization of wave functions in one-dimensional localization, Phys. Rev. B **85**, 035109 (2012).

Эффект близости в сверхпроводниках с нетривиальным спариванием и особенности локальной плотности состояний около вихрей

И.М. Хаймович [1], ***Н.Б. Копнин*** [2,3], ***А.С. Мельников*** [1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] O.V. Lounasmaa Laboratory, Aalto University, Finland
[3] Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка

e-mail: hai@ipm.sci-nnov.ru

Для экспериментального измерения локальной плотности состояний и спектральных свойств вихревых структур в сверхпроводниках часто применяют метод сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (СТМ/СТС) 1. Преимуществом этого метода является возможность “прямых” измерений плотности состояний образца. Но в этом преимуществе кроются и трудности. Дифференциальная проводимость туннельного контакта “игла микроскопа - образец”, измеряемая в СТМ в зависимости от положения над поверхностью и приложенного напряжения, включает в себя не только плотность состояний образца и иглы, но также и рельеф, и качество поверхности образца.

Влияние рельефа поверхности образца и плотности состояний иглы контролируемы и могут быть сведены к минимуму: иглы делают из материалов с практически постоянной плотностью состояний, а влияние рельефа подавляется с помощью метода обратной связи и техники измерений. В то же время поверхностный слой, несмотря на специальные меры по очистке, остается выделенным. Поэтому вопросу его влияния на СТМ - измерения необходимо уделить особое внимание.

Например, в работе 2 показано, что наличие на поверхности сверхпроводника в однородном состоянии нормального слоя может оказать существенное влияние на плотность состояний, измеряемую экспериментально СТМ. Примером этого влияния является двойная щелевая особенность в плотности состояний как в сверхпроводнике, так и в нормальном металле, появление которой в однородном сверхпроводнике часто связывают с многокомпонентным параметром порядка в нём 3.

При СТМ - измерении спектральных характеристик сверхпроводников в вихревом состоянии довольно часто возникают нетривиальные особенности, которые не описываются стандартной моделью Кароли – де Жена – Матрикона (КдЖМ) 4. Примерами таких особенностей можно назвать сдвиг пика плотности состояний над центром вихря в область конечных энергий 5, её анизотропию около вихрей в решётке 1, аномально большой размер кора вихря 6, 7 и его резкое сжатие в растущих магнитных полях 8.

Для объяснения этих особенностей зачастую привлекаются дополнительные предположения об анизотропной 9 или многокомпонентной 3 структуре параметра порядка в таких сверхпроводниках. Поскольку локальная плотность состояний около вихрей в сверхпроводниках чувствительна к типу сверхпроводящего спаривания и особенностям зонной структуры, то на базе СТМ - измерений можно определить эти параметры.

В связи с важностью подобных измерений в нашей работе было предложено альтернативное объяснение большинства экспериментально наблюдаемых особенностей локальной плотности состояний, описанных выше. Это объяснение исходит из естественного предположения о наличии на поверхности сверхпроводника тонкого дефектного (несверхпроводящего) слоя, где за счёт эффекта близости наводится сверхпроводимость.

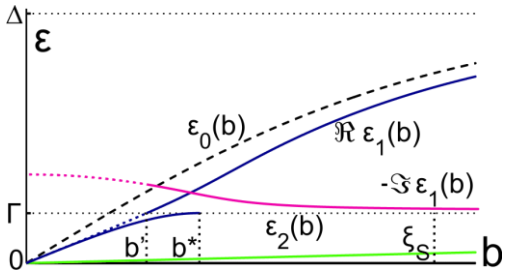


Рис. 1. Спектр подщелевых состояний состоит из двух аномальных ветвей $\varepsilon_1(b)$ и $\varepsilon_2(b)$ для $E < \Gamma$. Одна ветвь $\varepsilon_2(b)$ достигает максимального значения Γ на масштабе $b \sim \xi_{2D}$. В то же время состояния, которым отвечает другая ветвь $\varepsilon_1(b)$ с масштабом ξ_S, при $\mathrm{Re}\,E > \Gamma$ становятся резонансными. Величины b^* и b' определяются соотношениями $\varepsilon_1(b^*)=\Gamma-0$ и $\mathrm{Re}\,\varepsilon_1(b')=\Gamma+0$

Качественное объяснение влияния нормальной поверхностной плёнки следующее: из-за малой амплитуды наведённой щели $\Gamma < \Delta$ по сравнению со щелью в сверхпроводнике Δ, эффективная длина когерентности ξ_{2D} в нормальном слое превосходит соответствующую величину в сверхпроводнике ξ_S, что, в конечном итоге, соответствует увеличению измеряемого с помощью СТМ размера кора вихря. Однако из-за туннелирования эффективный сверхпроводящий параметр порядка в нормальном слое обладает также и масштабом ξ_S, что приводит к расщеплению пика плотности состояний точно над центром вихря в область конечных энергий или, что более интересно, к формированию дополнительной аномальной ветви в спектре подщелевых возбуждений одноквантового вихря в зависимости от характера туннелирования квазичастиц между подсистемами.

Количественное изучение спектра и локальной плотности состояний в рассматриваемой системе проводилось в рамках модели двумерного электронного газа (ДЭГ), туннельно-связанного со сверхпроводником. Вся структура рассматривалась в перпендикулярном магнитном поле, формирующем в объёмном сверхпроводнике вихрь.

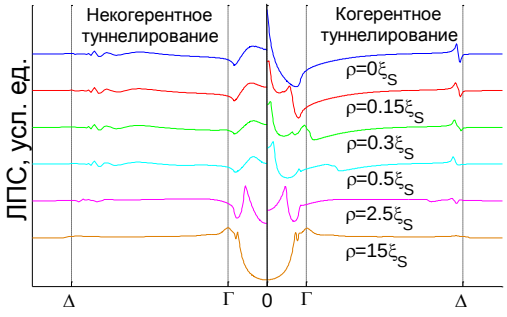


Рис. 2. Локальная плотность состояний (ЛПС) в логарифмическом масштабе без примесей в туннельном барьере (справа) или с их учётом (слева) в чистом пределе обеих подсистем при различных значениях расстояний ρ от центра вихря. Пики ЛПС сохраняются вплоть до расстояний $\sim\xi_{2D}$. Здесь выбраны параметры $\Delta/\Gamma = 5$, $\xi_{2D}/\xi_S = 5$

Этот вихрь, в свою очередь, индуцировал благодаря эффекту близости в ДЭГ структуру, похожую на вихрь в обычном сверхпроводнике. В работе рассмотрены электронные состояния, локализованные в коре этого индуцированного вихря, и основное внимание сосредоточено на особенностях спектра и локальной плотности состояний, последняя из которых может наблюдаться экспериментально методикой сканирующей туннельной микроскопии. Продемонстрировано, что в пренебрежении беспорядком спектр квазичастиц в рассматриваемой системе как функция прицельного параметра состоит из ***двух*** аномальных ветвей (см. Рис. 1). Одна из ветвей спектра качественно похожа на обычный спектр Кароли – де Жена – Матрикона (КдЖМ) 4 в объёмном сверхпроводнике и продолжается выше индуцированной сверхпроводящей щели в ДЭГ, где уровни энергии становятся уширенными, что соответствует скорее резонансным состояниям, чем локализованным. Эта ветвь спектра насыщается на уровне сверхпроводящей щели объёмного сверхпроводника, когда прицельный параметр достигает величин порядка длины когерентности ξ_S в сверхпроводнике. Другая ветвь лежит ниже сверхпроводящей щели, индуцированной в ДЭГ, и совпадает со спектром КдЖМ для вихря с гораздо большим размером кора $\xi_{2D} >> \xi_S$. Соответственно она имеет гораздо более медленную зависимость от прицельного параметра и достигает энергий порядка наведённой щели, когда классическая траектория проходит вне кора индуцированного вихря. Локальная плотность состояний как функция энергии для малых расстояний от центра вихрей $\rho<\xi_S^2/\xi_{2D}$ имеет два характерных пика (см. Рис. 2, правая часть), соответствующих обеим рассмотренным аномальным ветвям.

При учёте рассеяния в барьере между подсистемами нарушается сохранение проекции импульса квазичастиц на плоскость границы раздела при туннелировании. Это приводит к "замытию" энергетической ветви с масштабом ξ_S. Однако особенности низколежащей ветви в этом случае ещё остаются. В области сверхпроводящего кора $\rho < \xi_S$ энергетический спектр, кроме перенормировки длины когерентности на величину ξ_{2D}, имеет также уширение и сдвиг. Это приводит к сдвигу пика плотности состояний точно над центром вихря ($\rho = 0$) в область конечных энергий (см. Рис. 2, левая часть), наблюдаемому в экспериментах 5.

Наличие примесей в объёмном сверхпроводнике приводит к дальнейшему сглаживанию особенностей плотности состояний: в этом случае сохраняется лишь уширение пика, соответствующего спектру типа КдЖМ, без смещения, описанного в предыдущем случае. В грязном пределе нормальной плёнки плотность состояний ведёт себя подобно случаю грязного сверхпроводника с амплитудой сверхпроводящей щели Γ и длиной когерентности ξ_{2D}.

Координатная зависимость локальной плотности состояний демонстрирует монотонное спадание на двух масштабах: поведение на больших расстояниях определяется размером кора индуцированного вихря в ДЭГ ξ_{2D} , в то время как на малых расстояниях имеется более резкий характер спадания на масштабе ξ_S. Рассмотренные особенности радиальной зависимости плотности состояний дают основания полагать, что наличие нормального металлического слоя на поверхности сверхпроводника может дать простое объяснение больших значений длин когерентности 3, измеренных в некоторых СТМ экспериментах в сверхпроводнике MgB_2.

Авторы выражают признательность А.И. Буздину и Г.Е. Воловику за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013» и стипендии Президента РФ СП-1491.2012.5.

1. Hess H.F. et al. // Phys.Rev.Lett. **62**, 214 (1989); ibid **64**, 2711 (1990); I. Guillamon et al, Phys.Rev.Lett. **101**, 166407 (2008).
2. McMillan W.L. // Phys. Rev. 175, 537 (1968).
3. Giubileo F. et al. // Phys. Rev. Lett. **87**, 177008 (2001).
4. Caroli C., de Gennes P.G., Matricon J. // Phys. Lett. **9**, 307 (1964).
5. Maggio-Aprile et al. // Phys. Rev. Lett. **75**, 2754 (1995); B.W. Hoogenboom et al, Physica (Amsterdam) 332C, 440 (2000); S. H. Pan et al, Phys. Rev. Lett. **85**, 1536 (2000).
6. Sonier J.E. et al. // Phys. Rev. Lett. **79**, 1742 (1997).
7. Eskildsen M.R. et al. // Phys. Rev. Lett. **89**, 187003 (2002).
8. Salman Z. et al. // Phys. Rev. Lett. **98**, 167001 (2007); A.D. Beyer et al, Europhys. Lett. **89**, 37005 (2009).
9. Gygi F., Schluter M. // Phys. Rev. B **43**, 7609 (1991).

Стабилизация PT-симметрией флуктуационных куперовских пар вдали от равновесия

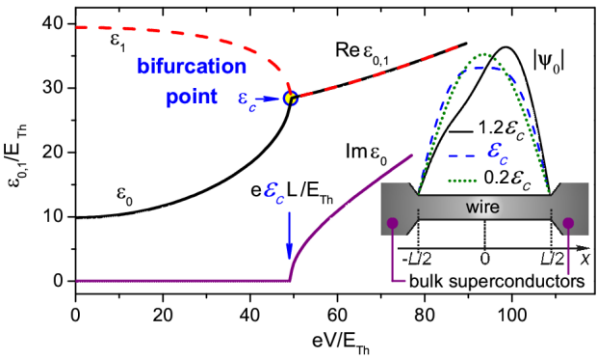
Н.М. Щелкачев

Институт Физики Высоких Давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Троицк

e-mail: nms@itp.ac.ru

Требование эрмитовости гамильтониана составляет основу квантовой механики. Благодаря этому свойству уровни энергии стационарных состояний вещественны. Тем не менее, недавно было найдено [1], что более слабое требование -- сочетание преобразований обращения времени и четности (*PT*), вводит новые классы комплексных гамильтонианов, спектры которых все еще действительны и положительны. Это обобщение понятия эрмитовости послужило толчком к развитию нового быстроразвивающегося направления в квантовой механике [1]. В работе исследуются сверхпроводящие флуктуации выше сверхпроводящего перехода в одномерном сверхпроводящем проводе конечной длины L. Предполагается, что система выведена из состояния равновесия электрическим полем $\mathcal{E}$, см. рис. 1. Показано, что наличие или отсутствие *PT*-симметрии во флуктуационном пропагаторе определяется амплитудой электрического поля $\mathcal{E}$. Показано, что структура флуктуаций очень чувствительна к нарушению *PT*-симметрии.

PT -симметричному состоянию соответствуют относительно малые напряжения, $|\mathcal{E}|.< \mathcal{E}_c.$, где $\mathcal{E}_c$. порядка энергии Таулеса, $E_{Th}=D/L^2$ (характерный энергетический масштаб грязного проводника, где D -- коэффициент диффузии и L длина провода). Это состояние является неравновесным, но стационарным. В этом состоянии куперовские пары не разрушаются электрическим полем. Нарушение *PT*-симметрии при $|\mathcal{E}|.= \mathcal{E}_c$ – динамический (неравновесный) фазовый переход с стационарного в нестационарное состояние, в котором куперовские пары быстро коллапсируют под влиянием электрического поля, и волновая функция куперовской пары качественно представлена линейной суперпозицией двух «кинков» Ивлева-Копнина, локализованных вблизи концов квантовой проволоки [2], с фазами, вращающимися в противоположные стороны. Нами вычислен флуктуационный вклад в дифференциальное сопротивление сверхпроводящей слабой связи. Показано, что флуктуационный вклад в дифференциальное сопротивление подавляется электрическим полем в области параметров, соответствующих нарушенной *PT* –симметрии [3].



а *б*

Рис. 1. Зависимость низших уровней энергии, ε_0 и ε_1, от приложенного напряжения V=$\mathcal{E}$L. В точке $\mathcal{E}=\mathcal{E}_c$ уровни сливаются и образуют комплексно-сопряженную пару при $|\mathcal{E}|.> \mathcal{E}_c$. На вставке показано изменение собственной функции $|\psi_0(x)|$, нормированной на единицу, при изменении $\mathcal{E}$: $\psi_0(x)$симметрична при $|\mathcal{E}|.< \mathcal{E}_c$ и антисимметрична при$|\mathcal{E}|.> \mathcal{E}_c$. Асимметрия $\psi_0(x)$ сигнализирует об отсутствии *PT* -инвариантности.

1. Bender C.M. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry// C. M. Bender, and S. Boettcher / Phys. Rev. Lett. 1998 V. **80**, P. 5243 (1998).

2. Ivlev, B.V. / B. I. Ivlev, N. B. Kopnin, and L. A. Maslova/ Sov. Phys. JETP 1982 Vol. **56** P.884.

3. Chtchelkatchev, N.M. Stabilization of the fluctuation superconductivity by the PT symmetry// N.M. Chtchelkatchev, A. Golubov, V. Vinokur and T. Baturina// Phys. Rev. Lett. 2012 V. 109 P. 150405.

Секция 2

Магнитные наноструктуры

Влияние неупругого рассеяния на туннельный ток через структуры атомного масштаба при конечных температурах

В.В. Вальков [1,2]***, С.В. Аксенов*** [1]***, Е.А. Уланов*** [2]

[1] Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
[2] Сибирский аэрокосмический университет, Красноярск

e-mail: vvv@iph.krasn.ru

Использование сканирующего туннельного микроскопа позволяет исследовать транспортные характеристики отдельных магнитных атомов и молекул, адсорбированных на поверхность. Существенно, что наблюдаемые в эксперименте особенности проводимости обусловлены наличием у таких магнитных примесей большого набора энергетических уровней [1]. Это приводит к тому, что в процессе электронного транспорта инициируются переходы между состояниями магнитной примеси. В результате вычисление туннельного тока связано с учетом неупругого многократного рассеяния на атомной структуре, имеющего существенное значение для самосогласованного вычисления туннельного тока [2,3].

Нами на основе неравновесной диаграммной техники Келдыша для фермиевских и хаббардовских операторов исследованы транспортные свойства магнитной примесной системы при общих предположениях о структуре ее энергетического спектра. Для последовательного учета атомной статистики локализованных уровней в теории использовались операторы Хаббарда $X^{nm}=|n><m|$, где $n, m = 1,...,N$ – номера состояний структуры. N-мерное гильбертово пространство рассматриваемой изолированной системы включает в себя сектора с разным числом фермионов. Учитывая экспериментальные сведения [1], принимается во внимание s-d(f)-обменное взаимодействие между спиновым моментом транспортируемого электрона и спиновым моментом примесной системы. Интенсивность этого взаимодействия определяется параметром A.

Операторы Хаббарда строились на собственных векторах гамильтониана устройства H_D. Следовательно, в атомном представлении H_D имеет диагональный вид $H_D=\Sigma_n E_n X^{nn}$. В этом выражении E_n - энергия n-го уровня системы. Кроме H_D в затравочный гамильтониан H_0 входят также гамильтонианы металлических контактов, $H_L=\Sigma_{k\sigma}\xi_k c^+_{k\sigma}c_{k\sigma}$, $H_R=\Sigma_{k\sigma}\xi_k d^+_{k\sigma}d_{k\sigma}$, где $c^+_{k\sigma}$ ($d_{k\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) электрона с импульсом k и спином σ в левом (правом) контакте. В качестве возмущающего гамильтониана, вызывающего переход системы в неравновесное состояние, выбирается туннельный гамильтониан, учитывающий внешнее электрическое поле, определяемое разностью потенциалов V.

Применение неравновесной диаграммной техники позволило определить явные частотные зависимости для функций Грина структуры. С помощью этих зависимостей было получено выражение для туннельного тока, учитывающее статистику электронов в контактах, а также флуктуационные ренормировки, индуцированные током. При этом выражение для тока, найденное в результате суммирования всех порядков теории возмущений по туннельному гамильтониану, удовлетворяет, как и в [3], необходимым симметрийным требованиям.

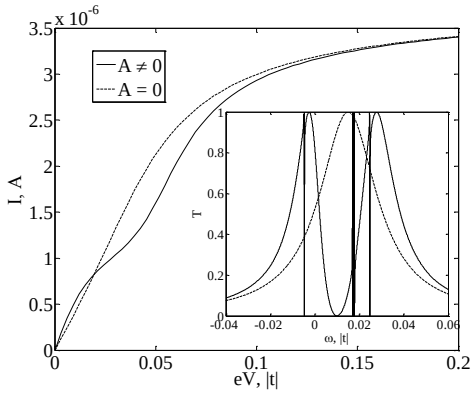


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика магнитной примеси. На вставке: зависимость коэффициента прохождения от энергии электронов проводимости.

На рисунке 1 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) и коэффициент прохождения T адсорбированного атома, обладающего магнитной анизотропией за счет влияния подложки. В отсутствие неупругого рассеяния электронов на структуре ($A = 0$) ВАХ имеет типичный вид ступеньки за счет наличия резонансного электронного уровня (см. пик T=1 на вставке). При $A \neq 0$ поведение ВАХ носит существенно нелинейный характер при $V < 0.1\ |t|$. Это связано с появлением связанных состояний в системе электроны+адатом и возникновением эффекта Фано (см. антирезонансы $T = 0$ на вставке).

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы», РФФИ (гранты № 12-02-31130, № 13-02-00523) и ФЦП (ГК № 16.740.11.0644). Один из авторов (С.В.А.) выражает благодарность гранту Президента РФ МК-526.2013.2 за оказанную поддержку.

1. Loth S., von Bergmann K., Ternes M., et al. // Nature Phys. **6**, 360 (2010).
2. Ueba H., Mii T., and Tikhodeev S.G. // Surf. Science **601**, 5220 (2007).
3. Арсеев П.И., Маслова Н.С. // УФН **180**, 1197 (2010).

Магнитооптические интенсивностные эффекты в плазмонных кристаллах

В.И. Белотелов [1,2]***, Л.Е. Крейлкамп*** [3]***, И.А. Акимов*** [3,4]***, А.Н. Калиш*** [1,2]***, Д.А. Быков*** [5]***, Ачанта Вену Гопал*** [6]***, А.М. Гришин*** [7]***, Д.Р. Яковлев*** [3,4]***, А.К. Звездин*** [2]***, М. Байер*** [3]

[1] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва
[3] Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Germany
[4] Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[5] Институт систем обработки изображений РАН, Самара
[6] Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India
[7] Royal Institute of Technology, Stockholm-Kista, Sweden

e-mail: belotelov@physics.msu.ru

В настоящее время большой интерес вызывают исследования в области плазмоники - раздела современной оптики, изучающего материалы, в которых возможно возбуждение поверхностных электромагнитных волн – плазмон-поляритонов. Большая практическая значимость плазмоники обусловлена возможностью локализовать оптическое излучение на пространственных масштабах, меньших длины волны света. Это крайне важно для создания новой элементной базы интегральной оптики, в которой необходимо сочленять оптические линии передачи информации с наноразмерными электронными устройствами генерации и управления оптическим излучением. Наряду с этим, идеи и подходы плазмоники находят применения в ряде других важных направлений прикладной физики: в оптических телекоммуникационных системах, в нанолитографии, в солнечных батареях и т.д. Однако потенциал плазмоники до сих пор полностью не раскрыт. В частности, большой интерес представляет использование в плазмонике функциональных материалов, изменяющих свои оптические свойства при внешнем воздействии.

В данной работе предложен и разработан новый подход для создания функциональных плазмонных материалов. Суть этого подхода заключается в создании гибридной наноструктуры, в которой роль функционального материала играет диэлектрический ферромагнетик. Наличие ферромагнетика приводит к возможности управлять оптическими свойствами плазмонной структуры посредством внешнего магнитного поля. Плазмонные материалы, содержащие магнитные среды, изучались ранее лишь несколькими научными группами в мире. При этом в качестве магнитной компоненты выступал ферромагнитный металл. Однако для ферромагнитных металлов характерны большие оптические потери в видимом и ближнем ИК диапазонах частот, что существенно ухудшает оптические свойства плазмонных структур.

Управление светом посредством магнитного поля является одним из наиболее эффективных методов модуляции интенсивности или изменения поляризации света на субнаносекундных временных масштабах. Наноструктурированные гибридные материалы, содержащие магнитные компоненты, характеризуются значительным усилением магнитооптических эффектов.

В работе разработан, создан и исследован новый плазмонный материал – магнитоплазмонный кристалл, состоящий из однородной диэлектрической ферромагнитной пленки, покрытой слоем золота, перфорированным периодической системой субволновых щелей или отверстий (рис. 1а). Результаты проведенных экспериментов и электромагнитного моделирования показали, что в таких структурах, благодаря возбуждению поверхностных плаз-

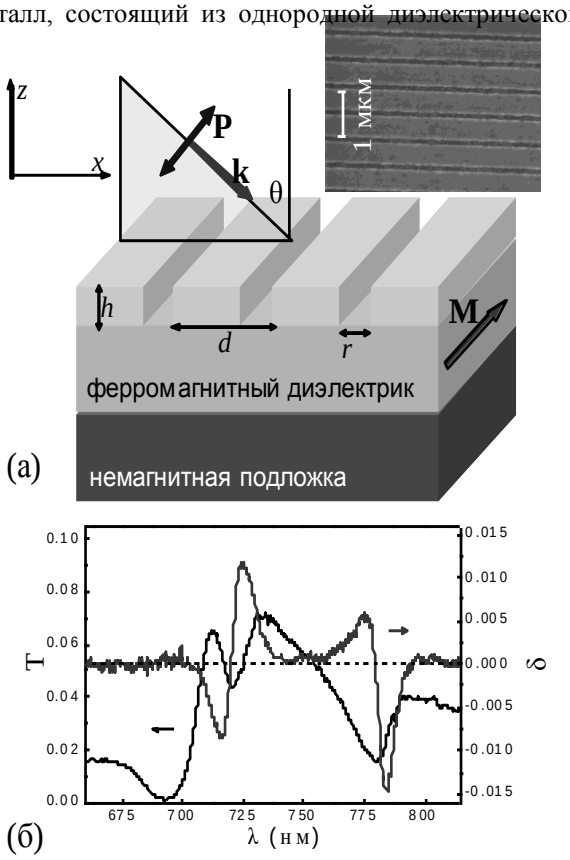


Рис. 1. (*а*) Магнитоплазмонный кристалл d=598 нм, r=110 нм, h=120 нм, толщина магнитной пленки 2,5 мкм. (*б*) Зависимость коэффициента пропускания (T) и интенсивностного магнитооптического эффекта Керра δ от длины волны падающего света. Для однородной неплазмонной пленки $\delta=2\cdot10^{-5}$

мон-поляритонов и квазиволноводных мод в магнитной пленке, эффекты Фарадея и Керра резонансно возрастают и превосходят в $10^2 - 10^3$ раз аналогичные эффекты в однородных пленках (рис. 1б).

Однако до сих пор в таких материалах исследовалось лишь усиление известных эффектов. Здесь мы демонстрируем появление нового магнитооптического эффекта, возникающего исключительно благодаря наличию наноструктурирования металло-диэлектрического материала.

В частности, магнитное поле, приложенное в меридиональной конфигурации (перпендикулярно щелям решетки) изменяет распределение электромагнитного поля оптических мод структуры и таким образом изменяет условия возбуждения мод. В оптическом дальнем поле это выражается в резонансном изменении коэффициентов оптического отражения и пропускания при намагничивании структуры (рис. 2). Данный магнитооптический эффект представляет новый класс эффектов, свя-

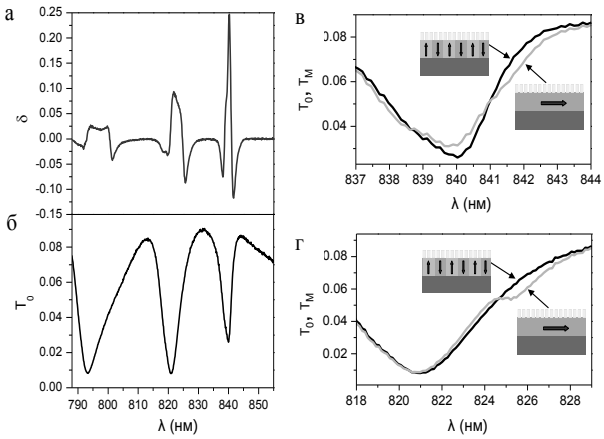


Рис. 2. *(а)* Спектр меридионального магнитофотонного интенсивностного эффекта при приложении насыщающего магнитного поля B = 320 мТл. *(б–г)* Спектры коэффициентов оптического пропускания для размагниченной (T0, черные линии) и полностью намагниченных (TM, светлые линии) структур. На рис. *(г)* разница в спектрах T0 and TM увеличена в 2 раза для наглядности. Свет TM-поляризован и падает на образец нормально. Магнитоплазмонный кристалл содержит магнитную пленку состава $Bi_{2.97}Er_{0.03}Fe_4Al_{0.5}Ga_{0.5}O_{12}$ и толщиной 1270 нм. Золотая решетка имеет период d=658 нм, высоту h_{gr}=65 нм и ширину щелей r=150 нм.

занных с модификацией мод Блоха периодических гибридных структур при приложении магнитного поля. Поэтому этот эффект предлагается назвать меридиональным магнитофотонным интенсивностным эффектом. Эффект описывается относительной разностью коэффициентов пропускания T_M и T_0 намагниченной и размагниченной структуры: $\delta = (T_M - T_0) / T_0$.

Две основные моды магнитного слоя: TM- и TE-моды – приобретают в меридиональном магнитном поле дополнительные компоненты поля и становятся квази-TM- и квази-TE-модами соответственно. При этом благодаря появлению TM-компонент в квази-TE-моде эта мода может быть возбуждена светом TM-поляризации. Это означает, что сочетание внешнего магнитного поля TM-поляризованного излучения позволяет включать квази-TE-моду и выключать ее. Возбуждаемая квази-TE-мода забирает часть падающей оптической энергии и уносит ее, пока эта энергия полностью не поглотится.

Наибольшая величина эффекта наблюдается при возбуждении антисимметричной квази-TE-моды (на длинах волн 842 нм и 825 нм, рис. 2) TM-поляризованным светом. В этом случае измеренная величина эффекта составила 24%.

Меридиональный магнитофотонный интенсивностный эффект может быть усилен путем подбора оптимальной толщины и состава магнитной пленки. В магнитной пленке из полностью висмут-замещенного железного граната, как показывают расчеты, эффект может превосходить 100%. Таким образом, описанный наноструктурированный материал может рассматриваться как новый сверхбыстрый магнитофотонный световой переключатель.

Созданные магнитоплазмонные структуры могут быть использованы в новом поколении устройств интегральной оптики, для обработки и передачи информации, а также для оптической записи и считывания информации в устройствах магнитной памяти.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 12-02-33100, 12-02-31298, 11-02-00681), Министерством образования и науки РФ (Федеральная целевая программа «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.), Немецким научно-исследовательским обществом (Deutsche Forschungsgemeinschaft) и стипендией Президента РФ (проект № СП-124.2012.5).

1. Belotelov, V.I. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals / V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, Achanta Venu Gopal, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer // Nature Nanotechn. 2011. V. 6, № 6. P. 370–376.

2. Belotelov, V.I. Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems / V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98, № 7. P. 077401(1–4).

Активационные переходы и квантовое туннелирование магнитных состояний

П.Ф. Бессараб [1,2]***, В.М. Уздин*** [1]***, Х. Йонссон*** [2]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
[2] Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия

e-mail: van_der_paul@yahoo.co.uk

Изучение устойчивости магнитных состояний относительно температурных флуктуаций и квантового туннелирования является важной задачей теории магнетизма и имеет большое значение при создании новых наноразмерных устройств памяти. Благодаря развитию спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) стало возможным не только исследовать магнитные структуры на наномасштабе, но также создавать и управлять магнитными моментами отдельных атомов. СТМ-технологии позволяют изучать временную эволюцию локальной намагниченности, анализируя которую можно определять время жизни магнитных состояний и ее зависимость от температуры.

Так, в работе [1] средствами СТМ исследовалось температурное перемагничивание малых бистабильных островков железа на поверхности W(110). Было установлено, что зависимость среднего времени между последовательными переключениями намагниченности от температуры следует закону Аррениуса, что говорит об активационной природе перемагничивания. Анализируя данные измерений для разных образцов, авторы установили, что величина активационного барьера и предэкспоненциальный множитель сильно зависят от формы и размеров островков.

В другой экспериментальной работе [2] исследовались магнитные переходы в бистабильных антиферромагнитных цепочках, состоящих из нескольких атомов железа, на поверхности Cu_2N. Показано, что при низких температурах перемагничивание происходит не только за счет температурных флуктуаций, но и вследствие квантового туннелирования. При этом среднее время жизни магнитного состояния оказалось на уровне нескольких часов, что свидетельствует о принципиальной возможности создания устройств хранения информации с чрезвычайно высокой плотностью записи.

Теоретическое предсказание температурной устойчивости магнитных состояний связано с трудностями. Большое время жизни состояний означает, что переходы между ними являются редкими событиями на временном масштабе осцилляций магнитных моментов около положения равновесия, и прямое моделирование динамики магнитной системы становится практически не возможным.

Однако разделение временных масштабов позволяет использовать статистический подход. Теория переходного состояния (ТПС), впервые сформулированная для описания химических реакций, позволяет найти время жизни устойчивых состояний, а также выявить механизмы перехода между ними.

Многомерная ТПС для магнитных степеней свободы была развита в работе [3]. На энергетической поверхности в пространстве параметров, определяющих конфигурацию магнитной системы (в качестве которых удобно выбрать углы, задающие направление магнитных моментов), необходимо найти минимумы, соответствующие устойчивым состояниям, а также седловые точки, вносящие наибольший вклад в поток вероятности ухода из устойчивого состояния. Выражение для времени жизни состояния в рамках гармонического приближения ТПС демонстрирует закон Аррениуса [3]:

$$\tau = \nu^{-1} \cdot \exp(-E_a/k_B T),$$

где T и k_B – температура и постоянная Больцмана, соответственно. Активационный барьер $E_a = E_s - E_m$ определяется разностью энергий в седловой точке и минимуме, а не зависящий от температуры предэкспоненциальный множитель ν задается кривизной энергетической поверхности в минимуме и седловой точке.

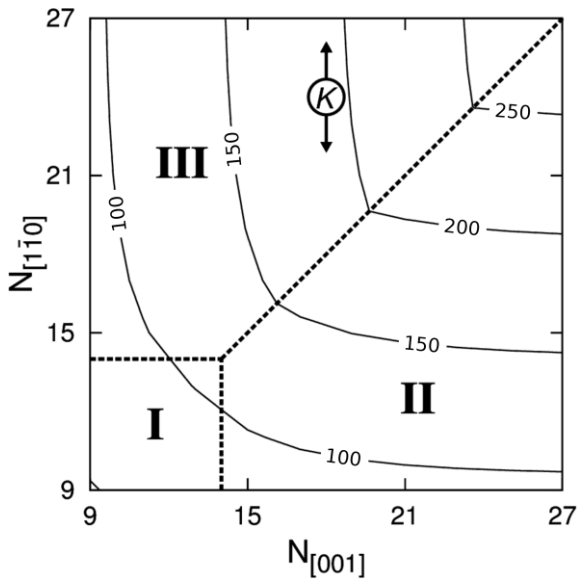


Рис. 1. Величина активационного барьера в мэВ в зависимости от длин сторон кластера. Направление анизотропии K помечено стрелкой.

Таким образом, поиск седловых точек на многомерной энергетической поверхности является важной задачей. Кроме того, каждая седловая точка дает информацию о превалирующем механизме перехода. Рассмотрение магнитных островков на масштабе индивидуальных магнитных моментов позволяет получить подробное описание магнитных переходов в рассматриваемой системе, а также дать интерпретацию экспериментальным данным [1].

Параметры гамильтониана типа Гейзенберга, описывающего магнитную структуру островков, были выбраны таким образом, чтобы соответствовать кластерам железа на поверхности W(110) [1]. Учитывались анизотропия типа «легкая ось» вдоль направления $[1\bar{1}0]$, обеспечивающая формирование двух вырожденных устойчивых состояний, обмен между ближайшими соседями, а также диполь-дипольное взаимодействие между каждой парой магнитных моментов.

Рассматривались монослойные островки железа прямоугольной формы. Длина островков вдоль осей $[001]$ и $[1\bar{1}0]$, $N_{[001]}$ и $N_{[1\bar{1}0]}$, лежит в пределах 9-27 атомных рядов. Для каждого островка производился поиск пути перемагничивания с минимальным перепадом энергии, вычислялся активационный барьер и предэкспоненциальный множитель [4].

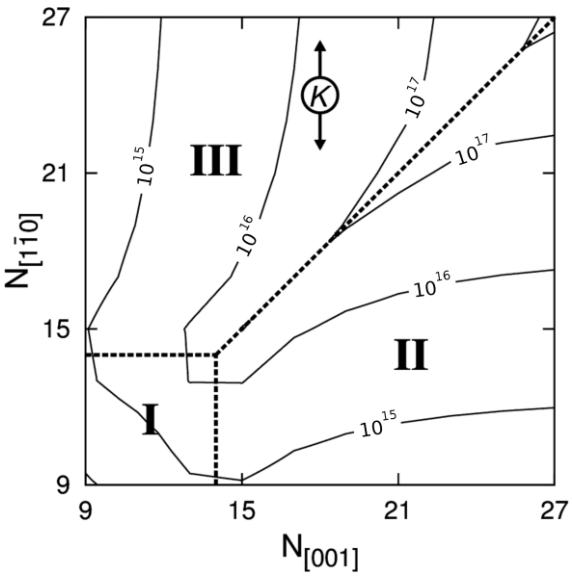


Рис. 2. Величина предэкспоненциального множителя в c^{-1} в зависимости от длин сторон кластера. Направление анизотропии *K* помечено стрелкой.

На Рис. 1 изображена зависимость величины активационного барьера от размера и формы кластера. Помечены три области, соответствующие разным механизмам перемагничивания. Область I, в которой расположены относительно небольшие кластеры, соответствует когерентному вращению всех магнитных моментов в кластере. В более крупных островках, которым соответствуют области II и III, намагниченность переключается за счет нуклеации и перемещения доменных границ, ориентированных параллельно (область II) или перпендикулярно оси анизотропии (область III).

Рассмотрим область II: все кластеры в экспериментальной работе [1] принадлежат именно ей. Величина активационного барьера определяется длиной доменной границы, и поэтому пропорциональна $N_{[1\bar{1}0]}$ и практически не зависит от $N_{[001]}$. Такое же поведение наблюдалось экспериментально [1].

Предэкспоненциальный множитель также сильно зависит от формы и размеров островков. На Рис. 2 видно, что его величина принимает наибольшее значение для квадратных кластеров. Кроме того, имеется максимум в точке $N_{[001]} = = N_{[1\bar{1}0]} \approx 15$. Обе этих особенности наблюдались в эксперименте [1].

Появление максимума предэкспоненциального множителя для квадратных островков имеет простую интерпретацию. Квадратные кластеры соответствуют кроссоверу между двумя механизмами с разной ориентацией доменных границ. Это увеличивает энтропию переходного состояния, что в свою очередь ведет к увеличению предэкспоненциального множителя. Максимум для кластеров с $N_{[001]} = N_{[1\bar{1}0]} \approx 15$ соответствует точке, где все три механизма перемагничивания имеют сравнимые вероятности, что еще больше увеличивает энтропию переходного состояния.

При низких температурах активационные переходы подавляются, и возрастает значение квантового туннелирования. Для количественных оценок константы скорости туннельного перехода можно использовать теоретический подход, связывающий среднее время распада состояния с мнимой частью статистической суммы системы. Статистическая сумма записывается в виде континуального интеграла от exp(-*S*), где *S* – действие для магнитной системы. При высоких температурах главный вклад в интегралы вносят классические траектории. При понижении температуры появляются новые экстремали действия, соответствующие неклассическим решениям (инстантонам). Будет представлено приложение этого подхода для расчета реальных экспериментов [2].

Работа выполнена при поддержке фонда стипендий Университета Исландии и гранта РФФИ № 12-02-31716.

1. Krause S. et al. // Phys. Rev. Lett. **103**, 127202 (2009).
2. Loth S., Baumann S., Lutz C.P., Eigler D.M., Heinrich A.J. // Science **335**, 196 (2012).
3. Bessarab P.F., Uzdin V.M. and Jónsson H. // Phys. Rev. B **85**, 184409 (2012).
4. Bessarab P.F., Uzdin V.M. and Jónsson H. // Phys. Rev. Lett. **110**, 020604 (2013).

Температурная зависимость обменного взаимодействия в сверхрешетках Fe/Cr/Gd

Д.В. Благодатков [1], ***Е.А. Кравцов*** [1], ***М.В. Рябухина*** [1], ***Т.А. Рябова*** [1], ***Л.И. Наумова*** [1], ***В.В. Проглядо*** [1], ***В.В. Устинов*** [1], ***А.Б. Мухаметдинова*** [2]

[1] Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург
[2] Уральский федеральный университет, Екатеринбург

e-mail: dblagodatkov@gmail.com

Многослойные пленки на основе ферромагнитных редкоземельных 4f и переходных 3d металлов являются очень популярными модельными системами, в которых наблюдается большое разнообразие магнитных состояний. В частности, сложное магнитное состояние в пленках Fe/Gd определяется несколькими конкурирующими механизмами: увеличением магнитного момента Gd и его независимостью от температуры в межфазной области вблизи Fe, сильным антиферромагнитным взаимодействием Fe-Gd в интерфейсной области, и зеемановским взаимодействием во внешних полях. 3d-4f многослойные системы имеют антиферромагнитное упорядочение в случае тяжелых (Gd и более) и ферромагнитное в случае легких редкоземельных элементов.

Недавно было показано, что гетероструктуры Fe/Cr/Gd, в которых обменное взаимодействие Fe и Gd осуществляется через прослойку Cr, проявляют новые магнитные состояния, включая возможность перехода из антиферромагнитного упорядочения Fe-Gd в ферромагнитное. В работах [1, 2] сообщается о том, что наличие тонкого слоя Cr изменяет характер обменного взаимодействия между слоями Fe и Gd, а именно, приводит к неколлинеарному упорядочению магнитных моментов в этих слоях.

В настоящей работе были исследованы структурные и магнитные свойства сверхрешеток Fe/Cr/Gd. Была исследована серия сверхрешеток Si//Cr(50Å)/[Fe(35Å)/Cr(t,Å)/Gd(50Å)/Cr(t,Å)]$_{12}$/Cr(30 Å), где толщина слоя хрома варьировалась в интервале от 0÷60 Å. Образцы были приготовлены методом высоковакуумного магнетронного напыления на постоянном токе с помощью установки MPS-4000-C6 (Ulvac). Рост пленок осуществлялся при комнатной температуре на монокристаллических подложках Si с ориентацией (001), фиксированном давлении аргона 0.1 Па и мощности магнетронов 100 Вт. Давление остаточных газов в камере составляло 10^{-7} Па.

Структурная аттестация, исследуемых пленок, осуществлялась методами рентгеновской дифракции на установке ДРОН-3М. На рис. 1 представлен малоугловой спектр для сверхрешетки Si//Cr(50 Å)/[Fe(35Å)/Cr(4.4Å)/Gd(50Å)/Cr(4.4Å)]$_{12}$/Cr(30Å). На спектре малоугловой рентгеновской дифракции отчетливо наблюдаются брегговские пики от сверхрешетки, что свидетельствует о высококачественной слоистой структуре образца и резких границах раздела слоев.

На рис. 2 представлен большеугловой спектр образца Si//Cr(50 Å)/[Fe(35 Å)/Cr(4.4 Å)/Gd(50 Å)/Cr(4.4 Å)]$_{12}$/Cr(30 Å), на нем изображен пик от Gd(0001). Из большеуглового спектра было установлено, что внутри слоев Gd формируется ГПУ текстура с ориентацией (0001) направленной перпендикулярно поверхности пленки.

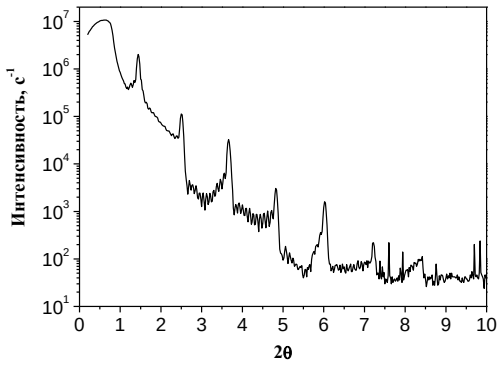


Рис. 1. Малоугловой спектр для сверхрешетки Si//Cr(50 Å)/[Fe(35 Å)/Cr(t, Å)/Gd(50 Å)/Cr(t, Å)]$_{12}$/Cr(30 Å)

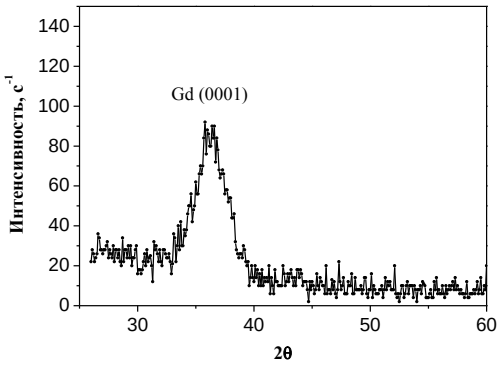


Рис. 2. Большеугловой спектр для сверхрешетки Si//Cr(50 Å)/[Fe(35 Å)/Cr(t, Å)/Gd(50 Å)/Cr(t, Å)]$_{12}$/Cr(30 Å)

Магнитные свойства образцов измерялись на магнетометре SQUID в интервале температур от 4К до 300К во внешнем поле 500Э, приложенным в плоскости пленки. На рис. 3 показана зависимость намагниченности от температуры для образцов с различными толщинами прослойки Cr. По характеру температурной зависимости намагниченности можно выделить две группы образцов, с толщинами: 4.4Å, 5.8 Å, 7.2 Å, а также: 11.7Å, 15Å, 20Å. Для образцов первой группы характерно наличие температуры компенсации, при которой магнитные моменты слоев Fe и Gd срав-

ниваются по величине. Ниже точки компенсации намагниченность увеличивается, что связано с переориентацией магнитных моментов слоев Gd в направлении приложения магнитного поля. В области высоких температур на кривых для образцов с толщинами Cr 5.8 Å и 7.2Å наблюдается максимум, который возможно связан с неколлинеарным упорядочением моментов в слоях Fe и Gd. По мере увеличения толщины прослойки Cr, растет величина намагниченности при низких температурах, что позволяет предположить увеличение неколлинеарности магнитных моментов слоев Fe и Gd.

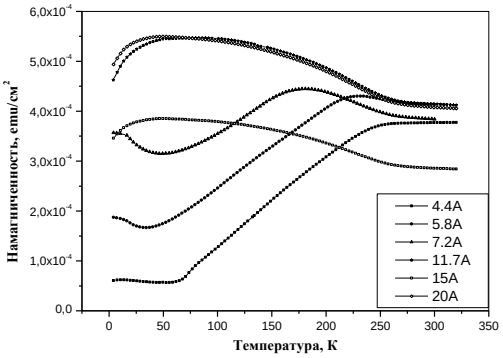


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности для образцов с различной толщиной прослоек Cr в поле 500Э

У образцов второй группы не наблюдается минимум (точка компенсации). Для образцов с толщинами Cr 11.7 Å и 20 Å очень похожее поведение. При низких температурах величина намагниченности больше, чем у образцов первой группы, что связано с реализацией магнитного состояния с большей степенью неколлинеарности.

В настоящей работе была исследована серия тонкопленочных образцов Fe/Cr/Gd. Структурная аттестация показала, что образцы имеют высокосовершенную слоистую структуру. Магнитные измерения показали, что введение прослойки Cr формирует в слоях Fe и Gd магнитное состояние с высокой степенью неколлинеарности магнитных моментов Fe и Gd, которая увеличивается с ростом толщины прослойки Cr.

Работа выполнена при частичной поддержке УрО РАН (программа ОФН РАН «Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника», проект № 12-Т-2-1011), Минобрнауки РФ (проект № 8682), РФФИ (гранты № 12-02-12054_офи_м и 12-02-31563_мол_а) и программы поддержки ведущих научных школ НШ-6172.2012.2.

1. Sanyal, B. Forcing ferromagnetic coupling between rare-earth-metal and 3d ferromagnetic films / B. Sanyal, C. Antoniak, T. Burkert, B. Krumme, A. Warland, F. Stromberg, C. Praetorius, K. Fauth, H. Wende, O. Eriksson // Phys. Rev. Lett. №104 (2010), 156402.

2. Stromberg, F. Textured growth of the high moment material Gd(0001)/Cr(001)/Fe(001) / F. Stromberg, C. Antoniak, U. Horsten, W. Keune, B. Sanyal, O. Eriksson, H. Wende // J. Phys. D: Appl. Phys. №44 (2011), 265004.

Влияние кристаллической симметрии в эпитаксиальных плёнках $LaMnO_3$ на переход металл-изолятор

И.В. Борисенко [1], ***М.А. Карпов*** [1], ***В.В. Демидов*** [1], ***Г.А. Овсянников*** [1,2]

[1] ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва
[2] Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden

e-mail: iwert@mail.ru

Обнаружено, что тонкие пленки манганита $LaMnO_3$, выращенные на подложках с кубической симметрией кристаллической структуры, испытывают переход металл-изолятор, в то время как для орторомбических подложек, $LaMnO_3$ остается в диэлектрическом состоянии. Исследованы зависимости параметров этого перехода от величины и симметрии механических напряжений, возникающих при эпитаксиальном росте пленки $LaMnO_3$ на различных подложках. Исследована зависимость резистивных свойств пленок $LaMnO_3$ на подложке $SrTiO_3$ от их толщины. Показано, что возникающая металлическая проводимость распространяется на весь объем пленки вплоть до толщин 40 нм.

Активное изучение манганитов ведется в связи с их возможным применением при создании функциональных элементов электроники и спинтроники, что обусловлено их необычными свойствами – большим отрицательным магнитосопротивлением, тесной связью между ферромагнетизмом и проводимостью [1], а также спиновой поляризацией электронов проводимости и эффектом колоссального магнитосопротивления [2]. Отличительной чертой манганитов вида $La_{0.66}Sr_{0.33}MnO_3$ является существование перехода металл-изолятор, температура которого с точностью в несколько градусов соответствует температуре перехода в ферромагнитное состояние. Формирование магнитной анизотропии в ферромагнитных манганитах существенно зависит от величины и симметрии механических искажений, которые могут быть созданы либо внешним воздействием, либо внесены при эпитаксиальном росте пленок [3]. Манганиты состава $LaMnO_3$ являются моттовскими изоляторами и антиферромагнетиками с температурой Нееля 150К. При этом слабые отклонения состава $LaMnO_3$ от стехиометрического, например при дефиците La, может приводить к появлению ферромагнитного состояния и перехода металл-изолятор [4]. Целью данной работы было исследование влияния механических напряжений, возникающих при эпитаксиальном росте пленок $LaMnO_3$, на их электрофизические и магнитные свойства.

В ходе работы были изготовлены эпитаксиальные пленки $LaMnO_3$ толщиной от 4 нм до 40 нм на подложках с двумя типами кристаллической симметрией – кубической (001)$LaAlO_3$ (LAO), (001)$SrTiO_3$ (STO) и (001)LSAT и орторомбической (110)$NdGaO_3$ (NGO). Все образцы изготавливались при одинаковых условиях методом магнетронного ВЧ распыления мишени при температуре подложки 760°C с последующим охлаждением в атмосфере кислорода. На пленках формировались платиновые контакты, и четырехточечным методом измерялось их сопротивление в интервале температур от 4,2 до 300 К. Магнитные свойства пленок были исследованы при помощи метода магнитного резонанса на спектрометре Bruker ER-200 на частоте 10 ГГц в полях до 4 кЭ. Кристаллическая структура пленок изучалась методом рентгеновской дифрактометрии.

При измерении температурных зависимостей сопротивления в пленках $LaMnO_3$ на кубических подложках LAO, STO и LSAT был обнаружен переход металл-изолятор при температурах в диапазоне 150 – 300К (Рис.1). Положение пика сопротивления варьировалось в зависимости от выбора подложки и толщины пленки. При этом переход в металлическую фазу сопровождается переходом в ферромагнитное состояние, который наблюдался как смещение резонансного поля в спектре магнитного резонанса от положения 3 кЭ, соответствующего парамагнитной фазе, в область низких полей при понижении температуры. Постоянное магнитное поле было приложено параллельно плоскости подложки.

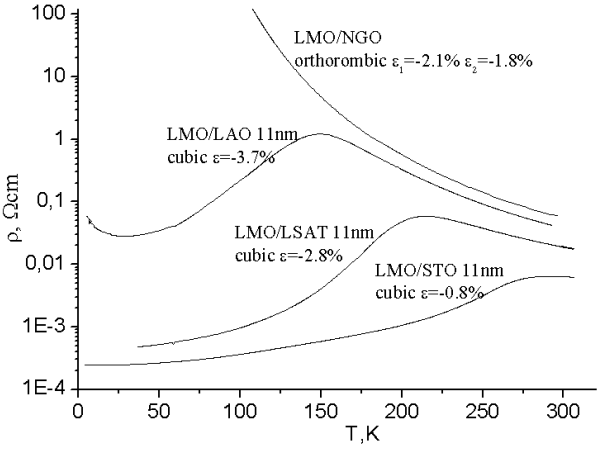


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры пленок $LaMnO_3$ толщиной 11 нм, выращенных на подложках с различной симметрией кристаллической структуры – кубической (001)$LaAlO_3$, (001)$SrTiO_3$ и (001)LSAT и орторомбической (110)$NdGaO_3$. Также указаны величины рассогласования постоянных решетки автономной пленки $LaMnO_3$ и подложек.

Для пленок на орторомбической подложке NGO наблюдался диэлектрический ход сопротивления от температуры во всем диапазоне доступных для измерения сопротивления температур (100 – 300К) и для толщин пленки от 5 до 100нм.

Для определения распределения проводимости по толщине полученных пленок была изготовлена

серия образцов на подложке STO с толщинами от 4 до 40 нм. Полученная зависимость проводимости G=1/R от толщины имеет ход близкий к линейной с отсечкой при толщине 4 нм (Рис.2). Наличие так называемого «мертвого» слоя на границе пленка – подложка характерно для манганитов различного состава и варьируется по разным данным от 2 до 5 нм [4]. Таким образом, за исключением «мертвого» слоя проводимость однородна по толщине пленки и, соответственно, механизм возникновения металлической проводимости не объясняется легированием пленки $LaMnO_3$ за счет диффузии атомов (в данном случае Sr) из материала подложки, поскольку глубина диффузии при эпитаксиальном росте манганитов на подложке STO не превышает величины единиц нанометров [5].

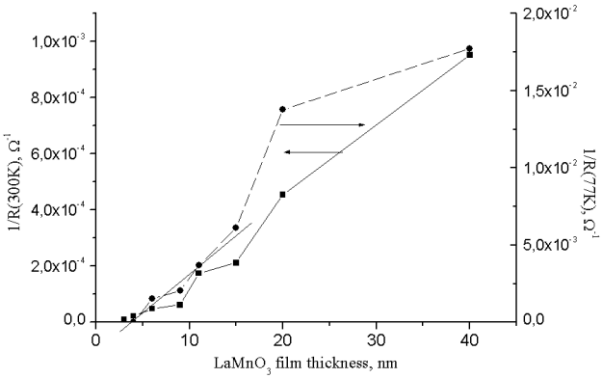


Рис. 2. Зависимость проводимости G=1/R пленок $LaMnO_3$ от толщины при температурах 300К (сплошная линия, квадраты) и 77К (штрих, кружки). Линии соединяют экспериментальные точки.

Кристаллическая структура пленок $LaMnO_3$ исследовалась методом рентгеновской дифрактометрии. В режиме сканирования θ/2θ была определена постоянная решетки $LaMnO_3$ в направлении [001]. Предполагая, что при эпитаксиальном росте для пленок толщиной меньше 40 нм постоянные решетки в *ab* плоскости соответствуют постоянным решетки подложки, был вычислен объем элементарной ячейки в псевдокубическом представлении (Таб. 1).

Таблица 1

Постоянные решетки и объем ячейки пленок $LaMnO_3$

Образец	[001] LMO ,Å	Объем, Å^3
LMO/STO(001)	3,864	58,92
LMO/NGO(110)	3,909	58,19
LMO/LAO(001)	3,862	55,42
LMO/LSAT(001)	3,905	58,64

Объем ячейки $LaMnO_3$ для всех образцов, за исключением LMO/LAO(001), находится на одном уровне в пределах ошибки измерения, однако существенно меньше объема ячейки объемных стехиометрических образцов $LaMnO_3$, для которых v≈61 Å^3. Такое уменьшение объема ячейки может быть объяснено избыточным содержанием кислорода в пленке $LaMnO_{3+\delta}$ на величину δ=0.14, которого, однако, не достаточно для стимуляции перехода в металлическую фазу [6].

В работе [7] на основе модели, учитывающей ферромагнитный двойной обмен, антиферромагнитный косвенный обмен и ян-теллеровское электрон-решеточное взаимодействие, в случае приложения симметричных механических напряжений было предсказано существование металлической ферромагнитной фазы в стехиометрическом $LaMnO_3$, возникающей благодаря появлению дополнительного вырождения e_g электронных уровней ионов марганца. Однако, случай орторомбических искажений, соответствующих случаю LMO/NGO в работе рассмотрен не был. Можно предположить, что в данном случае действует обратный механизм, при котором в следствие подобных искажений происходит снятие такого вырождения и основному состоянию $LaMnO_3$ соответствует диэлектрическая антиферромагнитная фаза.

Работа была выполнена при поддержке программ ОФН РАН, Министерством образования и науки РФ, грантом Президента России: Ведущая научная школа НШ-2456.2012.2, проектами РФФИ-11-02-01234а и РФФИ-12-07-31207мол_а.

1. Jonker G.H. Van Santen J.H., “Ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure”, Physica, XVI(3), p. 337–349 (1950).

2. Chahara K., Ohno T., Kasai M., and Kozono Y. Magnetoresistance in magnetic manganese oxide with intrinsic antiferromagnetic spin structure // Appl. Phys. Lett., **63**, 1990-1992 (1993).

3. Овсянников Г.А., Петржик А.М., Борисенко И.В., Климов А.А., Демидов В.В., Никитов С.А. Магнитно-транспортные характеристики напряженных эпитаксиальных магнитных пленок // ЖЭТФ **135**, Вып. 1, стр. 56 (2009).

3. Orgiani P., Aruta C., Ciancio R., Galdi A., and Maritato L. // Appl. Phys. Lett. **95**, 013510 (2009).

4. Sidorenko A.A. et al. // Phys. Rev. B **73**, 054406 (2006).

5. Kalabukhov A. et al. Electrical and structural properties of ABO3/SrTiO3 interfaces” MRS Proceedings, 1454, pp. 167–172 (2012).

6. Van Roosmalen, J.A.M. and Cordfunke, E.H.P. The Defect Chemistry of $LaMnO_{3\pm\delta}$: 3. The Density of $(La,A)MnO_{3+\delta}$ (A = Ca, Sr, Ba) // J. Solid State Chem., **110**, no. 1, pp. 106–108 (1994).

7. Nanda B.R.K. and Satpathy S. // Phys. Rev. B **81**, 174423 (2010).

Определение температуры Кюри нанопроволоки Ni путем регистрации фазового перехода, индуцированного током высокой плотности

Н.И. Нургазизов, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, В.Н. Лисин, А.П. Чукланов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань

e-mail: niazn@mail.ru

Ток высокой плотности (10^9 А/м^2) может влиять на магнитную структуру нанообъектов [1, 2]. В частности, такой ток может изменить магнитную структуру нанопроволок (НП) за счет передачи спинового момента от протекающих спин-поляризованных электронов атомам решетки [1] или за счет нагрева проволоки выше температуры Кюри протекающим током [2]. Нагрев выше температуры Кюри может стать основным механизмом изменения магнитной структуры, т.к. температура Кюри для НП может быть существенно меньше температуры Кюри массивного тела. В частности, для Ni НП круглого и квадратного сечения температура Кюри начинает снижаться при диаметре менее 200 нм [3,4]. Для Ni НП диаметром 20 нм наблюдается снижение температуры Кюри на 90 К по сравнению с объемным металлом [3]. В то же время для пленок Ni снижение температуры Кюри наблюдается только при толщине меньше 20 нм [5]. Поэтому вопрос, как изменится температура Кюри отдельной НП прямоугольного сечения в зависимости от ее размеров пока остается открытым.

Настоящая работа посвящена разработке нового метода измерения температуры Кюри отдельной НП, сформированной на поверхности диэлектрика. Сформировать импульс тока высокой плотности в НП можно подачей пилообразного импульса напряжения и одновременно получить вольтамперную характеристику (ВАХ) этой проволоки. Отличительной особенностью наших экспериментов является измерение ВАХ НП при различных начальных температурах образца. Как будет показано ниже, анализ полученных ВАХ позволяет определить температуру Кюри исследуемой НП. Кроме того, используя АСМ данные, можно найти критическую плотность тока в НП, при которой происходит нагрев до температуры Кюри, что важно для оценки влияния спин-поляризованного тока на магнитную структуру и которую нельзя оценить методами классического измерения сопротивления [3] и магнитометрии [4].

Никелевые НП были приготовлены методами сканирующей зондовой литографии [6]. В качестве подложки использовалась пластина Si, покрытая SiO_2 толщиной 260 нм. Для работы использовались кантилеверы NSG20 (NT MDT) и NSC15 (MikroMasch). Размеры и форма НП контролировались с помощью СЗМ Solver P47 (NT MDT). Были получены НП высотой 23 нм, шириной 230 ÷ 610 нм и длинной 4 ÷ 20 мкм. Наиболее стабильными при экспериментах по пропусканию тока высокой плотности были проволоки шириной 400 ÷ 610 нм и длинной 4 ÷ 10 мкм.

ВАХ полученных Ni НП измерялись классическим методом амперметра-вольтметра в камере СЗМ Solver HV (NT MDT) (вакуум 10^{-3} Па) для предотвращения окисления. На образец с генератора подавался одиночный импульс пилообразного напряжения частотой 10 Гц. С помощью двух мультиметров Agilent 34410A одновременно считывались значения напряжения, падающего на НП и тока текущего через нее. Частота регистрации сигналов 5 кГц. В промежутках между измерениями ВАХ на образец подавалось напряжение -40 мВ, для контроля сопротивления образца. Для измерения ВАХ на образец подавался положительный пилообразный импульс. Для каждой температуры подложки снималось не менее 10 ВАХ, с перерывом между измерениями 5 сек.

На зарегистрированных ВАХ четко наблюдается перегиб, связанный с переходом НП из ферромагнитного в парамагнитное состояние (рис. 1а). Исходя из геометрических размеров НП, полученных при АСМ измерениях, и критического тока, полученного из анализа ВАХ, можно найти критическую плотность тока. ВАХ легко пересчитать в зависимость сопротивления от мощности тока, на которой также наблюдается перегиб, обусловленный фазовым переходом Ni (рис. 1б). Анализ таких зависимостей, полученных последовательно, позволяет идентифицировать изменения в НП, обусловленные выделяемой током мощностью, такие как фазовый переход, отжиг НП, разрушение НП. На рис. 1б представлены зависимости, полученные последовательно на 1, 5 и 10-ом импульсе тока, и, судя по уменьшению сопротивления проволоки, происходит отжиг НП.

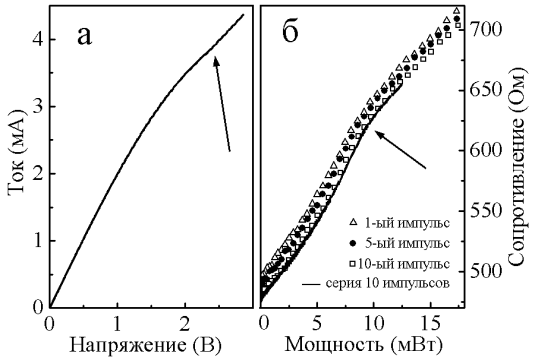


Рис. 1. ВАХ Ni НП (сечение 23x430 нм длина 6.8 мкм), полученная при температуре 305 К (а). Зависимость сопротивления от рассеиваемой мощности для этой НП при 305 К (б) для импульса отжигающего НП (символы) и для импульса нагревающего НП выше температуры Кюри без отжига (сплошная линия). Стрелкой указан перегиб, обусловленный фазовым переходом.

Изменение сопротивления Ni НП (высота 23 нм, ширина 430 нм, длина 6.8 мкм), зарегистрированное при минимальном токе через проволоку, составило примерно 3% при измерении на первом (495 Ом) и десятом импульсе (479 Ом). Поданные затем последовательно десять импульсов тока мощностью, при которой наблюдается только фазовый переход, не изменили сопротивления НП (479 Ом) (рис. 1б). Соответственно, совпадение полученных последовательно ВАХ позволяет гарантировать отсутствие необратимых изменений в структуре НП.

Точно определить значение критической мощности (P_{cr}), при которой происходит нагрев до температуры Кюри, можно по зависимости производной сопротивления от мощности [dR(P)/dP] (рис. 2а). Если предварительно подогреть подложку, то значение критической мощности уменьшается (рис. 2а). Соответственно, если знать форму зависимости температуры НП от мощности рассеиваемой током, то можно аппроксимировать экспериментальные данные о критической мощности для разных начальных температур подложки и графически найти температуру Кюри.

Зависимость температуры НП, сформированной на поверхности полупроводника, покрытого диэлектриком, от протекающего тока была теоретически исследована в [7]. При этом время установления стационарного состояния определяется временем диффузии тепла через диэлектрик плюс время диффузии тепла в полупроводнике на расстояние порядка длины НП. В условиях эксперимента значения этих времен, по нашим оценкам, сравнимы друг с другом и для системы Ni НП на поверхности SiO_2/Si время установления стационарного состояния составляет порядка 200 нс.

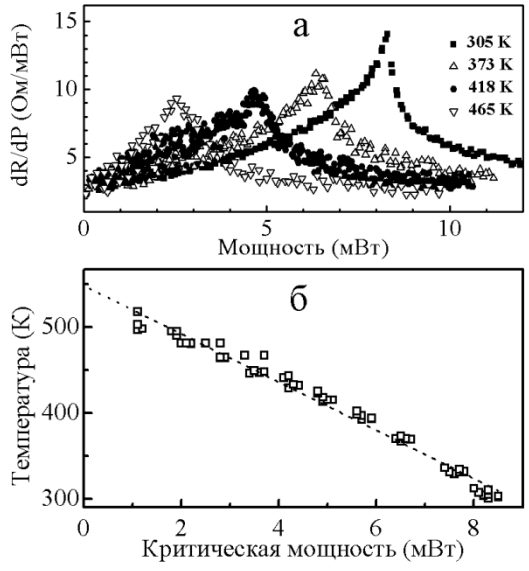


Рис. 2. Зависимость производной сопротивления от мощности, рассеиваемой в Ni НП (высота 23 нм, ширина 610 нм, длина 4.5 мкм), для различных начальных температур образца (а). Экспериментальная зависимость критической мощности от начальной температуры образца и ее аппроксимация прямой (б). Точка пересечения этой прямой с осью температуры – это температура Кюри (548 К).

В виду того, что теплопроводность полупроводника существенно выше теплопроводности диэлектрика можно пренебречь увеличением температуры в диэлектрике и считать температуру границы раздела диэлектрик/полупроводник равной начальному значению. В этом приближении согласно [7] температура НП в зависимости от мощности тока определяется как:

$$T\text{-}T_0=[P\cdot\xi(w/2d)]/[L\cdot\chi]\,, \qquad (1)$$

где T_0 – начальная температура НП, P – мощность, выделяемая протекающим током, L и w – длинна и ширина НП, d и χ – толщина и коэффициент теплопроводности диэлектрика. При этом функция $\xi(\alpha)$ определяется как:

$$\xi(\alpha)=\{\tan^{-1}\alpha+0.25\cdot\alpha\cdot\ln(1+\alpha^{-2})-[\ln(1+\alpha^{2})]\}/[4\cdot\alpha]\}/\{\pi\cdot\alpha\},$$

В наших экспериментах частота подаваемого пилообразного импульса напряжения 10 Гц, каждая точка на ВАХ усредняется по времени 20 мс, при этом время установления стационарного значения составляет примерно 200 нс, соответственно можно считать температуру НП при каждом измерении постоянной и использовать формулу (1). Если построить экспериментальную зависимость P_{cr} (критической мощности) от T_0 (начальной температуры образца) и аппроксимировать ее прямой, то точка пересечения этой прямой с осью температуры будет температурой Кюри НП. На рис. 2б приведена такая зависимость для Ni НП сечением 23x610 нм и длиной 4.5 мкм. Температура Кюри при этом составила 548 К, что существенно меньше температуры Кюри массивного Ni (630 К). Данная температура близка по значению к температуре Кюри круглых Ni НП диаметром 20 нм [3].

Таким образом, разработанная оригинальная методика позволяет измерить температуру Кюри отдельной НП и сопоставить ее с критической мощностью и с критической плотностью тока. Полученная по предложенному методу температура Кюри Ni НП (высота 23 нм, ширина 610 нм, длина 4.5 мкм), составила 548 К, что существенно ниже температуры Кюри массивного Ni (630 К). При этом критическая плотность тока, необходимая для нагрева этой проволоки до температуры Кюри составила $5.6\cdot10^{11}$ А/м^2.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 12-02-00820) и программ Российской академии наук.

1. Ralph D.C. and Stiles M.D. // J. Magn. Magn. Mater., **320**, 1190–1216 (2008).

2. Yamaguchi A., Hirohata A., Onoand T. and Miyajima H. // J. Phys.: Condens. Matter., **24**, 024201 (2012).

3. Kamalakar M.V. and Raychaudhuri A.K. // Phys. Rev. B, **82**, 195425 (2010).

4. Sun L., Searson P.C. and Chien C.L. // Phys. Rev. B, **61**, R6463 (2000).

5. Zhangand R. and Willis R.F. // Phys. Rev. Lett., **86**, 2665 (2001).

6. Bizyaev D.A., Bukharaev A.A., Lebedev D.V., Nurgazizov N.I. and Khanipov T.F. // Technical Physics Letters, **38**, 645–648 (2012).

7. Kim K.J., Lee J.C., Choe S.B. and Shin K.H. // Appl. Phys. Lett., **92**, 192509 (2008).

Перспективы сверхплотной записи информации на магнитных носителях

А.А. Бухараев

Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань

e-mail: a_bukharaev@kfti.knc.ru

Обзорный доклад посвящен перспективным материалам и методам, которые позволят в ближайшем будущем записывать информацию на магнитных носителях с плотностью более 10 Тбит/дюйм^2.

Среди современных устройств для сверхплотной записи и хранения информации одно из лидирующих мест занимают магнитные запоминающие устройства (МЗУ) в виде вращающихся жестких магнитных дисков. Принципиальными характеристиками МЗУ являются скорость записи, считывания информации и плотность записанной информации. В последние годы в связи с развитием нанотехнологий эти характеристики постоянно улучшаются. В широкой продаже постоянно появляются все более совершенные МЗУ, однако для работы с возрастающими объемами информации остаются актуальными требования по улучшению выше перечисленных параметров МЗУ.

Физической основой хранения информации в магнитных устройствах такого типа является ориентация локального магнитного момента однородно намагниченной области в магнитном материале. При записи информации в двоичном коде локальный магнитный момент может иметь две противоположные ориентации, соответствующие «0» и «1». Скорость записи информации зависит от способа перемагничивания (поворота) локального магнитного момента, плотность записанной информации – от минимального размера однородно намагниченной области. Скорость считывания зависит от физического процесса и технического решения, при котором ориентация локальной намагниченности преобразуется в электрический сигнал.

Анализ современных научных результатов и технологических разработок позволяет сделать вывод, что одним из самых перспективных методов является перпендикулярная термоассистируемая магнитная запись на паттернированных (структурированных) магнитных средах [1, 2].

Термоассистируемая магнитная запись (HARM - Heat Assisted Magnetic Recording) – запись с дополнительным нагревом импульсным лазером локальной области, которая перемагничивается магнитным полем записывающей головки МЗУ [3]. Максимально сфокусировать лазерное излучение позволяет использование оптического эффекта ближнего поля. Для этого в записывающей головке размещают планарную диэлектрическую структуру, которая является аналогом зонда сканирующего ближнеполевого оптического микроскопа и максимально фокусирует лазерное излучение [4]. При нагреве коэрцитивная сила ферромагнитного материала существенно понижается. Это позволяет уже при помощи сравнительно небольшого внешнего магнитного поля перемагничивать только ту наночастицу (НЧ), которая кратковременно нагревается лазерным изучением. Например, с помощью магнитно-силового микроскопа нами было показано, что поля в 50 Э недостаточно, чтобы перемагнитить однодоменную НЧ пермаллоя при комнатной температуре, но при 260^0 С она легко перемагничивается таким полем [5].

Паттернированная магнитная среда (ПМС) представляет собой диск, на поверхности которого упорядоченно расположены однодоменные НЧ [2-4]. Максимальная плотность записи возможна, когда их намагниченность направлена перпендикулярно поверхности. То есть суммарный магнитный момент НЧ может быть направлен относительно поверхности либо вниз, либо вверх.

Долгое время считалась, что минимальное время записи 1 бита информации не может превышать минимального времени поворота локального магнитного момента внешним магнитным полем, которое составляет пикосекунды [6]. Однако недавно было показано, что циркулярно-поляризованное импульсное лазерное излучение кроме нагрева создает локальное магнитное поле, которое может изменить намагниченность среды всего за 40 фемтосекунд [7]. Таким образом, с помощью сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения можно принципе в перемагнитить только одну НЧ, не меняя ориентацию намагниченности в расположенных рядом магнитных НЧ [8, 9]. Этот метод позволит записывать терабайты информации в секунду – в сотни раз быстрее, чем это делают современные жесткие диски.

На данный момент одной из принципиальных задач является создание ПМС с упорядоченными однодоменными ферромагнитными НЧ в виде столбиков с расстоянием между ними порядка 10 – 30 нм [10]. Одним из способов создания ПМС является нанолитография. В последнее время наряду с электронной и ионной литографией большое внимание привлекает сканирующая зондовая нанолитография (СЗНЛ). В основе этого метода лежит формирование литографических масок с помощью иглы кантилевера сканирующего зондового микроскопа (СЗМ). Выполненные нами исследования показали, что СЗНЛ позволяет создавать структуры с размерами всего в десятки нанометров, то есть такого же порядка, как и

структуры, создаваемые, например, методами электронно-лучевой литографии [11]. С помощью того же СЗМ, что использовался для нанолитографии, можно получать информацию о морфологии, электрических и магнитных свойствах сформированной структуры. Важным преимуществом СЗНЛ является возможность реализовать мультимодовый режим, когда формирование литографической маски (наноиндентирование) происходит одновременно несколькими тысячами зондов. Это существенно ускоряет литографический процесс. Многозондовый СЗМ в режиме наноинденирования можно рассматривать как аналог мастер-штампов, которые в настоящее время широко используются при создании ПМС [10].

Большой интерес вызывает использование процессов самоорганизации для формирования литографических масок или собственно ПМС. Например, процессы самосборки, которые происходят в блоксополимерах, позволяют формировать литографические маски, с помощью которых могут быть получены двухмерные магнитные структуры с периодом 20 нм [12]. При электрохимическом окислении алюминия (анодировании) также формируются упорядоченные пористые структуры, нанесение на которые пленок CoPt позволяет создать ПМС [13]. Уже получены упорядоченные структуры с порами размером менее 10 нм и расстоянием между порами 20 нм [14].

Упорядоченные двумерные структуры с рекордными значениями размеров магнитных НЧ (3 нм в диаметре) и зазором между частицами всего 1 нм формируется при самосборке коллоидных наночастиц с ядром из сплава FePt [15]. Благодаря своей перспективности такие структуры выделены в отдельную группу самоорганизующихся магнитных структур (SOMA - Self-Ordered Magnetic Array). Считается [3,15], что сочетание технологий HARM+SOMA позволит в ближайшем будущем создать МЗУ, в которых можно будет записывать информацию с плотностью до 50 Тбит/ дюйм^2.

Гипотетически максимальной плотности записи информации (до 500 Тбит/ дюйм^2) можно достигнуть, если каждый отдельный атом или молекула на поверхности смогут хранить по 1 биту информации. В этом случае запись магнитной информации возможна, например, за счет переворота магнитного момента атома под действием спин-поляризованного тока иглы сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). С помощью СТМ можно и считывать информацию. Перемагничивание таким способом отдельных атомов и молекул уже реализовано при низких температурах [16]. Однако, практическая реализация МЗУ такого типа пока маловероятна, так как ей препятствуют серьезные ограничения: невысокая термостабильность, очень низкая скорость записи и считывания больших объемов информации.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 12-02-00820) и программ Российской академии наук.

1. Соколовский, А.А. Перспективы развития устройств хранения информации на магнитных носителях / А.А. Соколовский, А.Ю. Митягин, Б.В. Хлопов, А.С. Кузьминых // «Информационно-аналитический бюллетень» МГГУ. 2008. № 1. С. 1–6.

2. Inaba, Y. New High Density Recording Technology: Energy Assisted Recording Media / Y. Inaba H. Nakata, D. Inoue // Fuji Electric Review. 2011. V. 57. P. 42–45.

3. Kryder, M.H. Heat Assisted Magnetic Recording / M.H. Kryder, E.C. Gage, T.W. McDaniel, W.A. Challener, R.E. Rottmayer, G. Ju, Y.T. Hsia, M.F. Erden // Proceedings of the IEEE. 2008. V. 96. P. 1810–1835.

4. Şendur, K. Patterned medium for heat assisted magnetic recording / K. Şendur and W. Challener // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P.032503 (1-3).

5. Бухараев, А. А. Получение и исследование планарных магнитных наноструктур методами сканирующей зондовой микроскопии / А.А. Бухараев, Д.А. Бизяев, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов // Сборник докладов X Международной конференции «Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии-2012» (БелСЗМ-2012) Минск, 2012. С. 13–17.

6. Tudosa, I. The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media / I. Tudosa, C. Stamm, A.B Kashuba, F. King, H.C. Siegmann, J. Stöhr, G. Ju, B, Lu, D. Weller // Nature. 2004. V. 428. P. 831–833.

7. Stanciu, C. D. Magnetic Recording with circularly polarized Light / C. D. Stanciu, F. Hansteen, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing // All-Optical. Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 047601 (1-4).

8. Kirilyuk, A. Ultrafast optical manipulation of magnetic order / Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing // Rev. of Modern Physics. 2010. V. 82. P. 2732–2784.

9. Ostler, T.A. Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet / T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans et al. // Nature Communications. 2012. V. 3. P. 666–669.

10. Dobisz, E.A. Nanofabrication challenges of future disk drives / E.A. Dobisz, Z.Z. Bandic, Tsai-wei Wu; T Albrecht // Proceedings of the IEEE. 2008. V. 96. P. 1836–1846.

11. Бизяев, Д.А. Наночастицы и нанопроволоки никеля, полученные с помощью сканирующей зондовой литографии методом точечного индентирования / Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, Д.В. Лебедев, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. С. 8–14.

12. Ross, C. A. Templated self-assembly of Si-containing block copolymers for nanoscale device fabrication / C.A. Ross, Y.S. Jung, V.P. Chuang et al. // Proceeding of SPIE 2010. V. 7637. P. 76370H (1-7).

13. Piraux, L. Periodic arrays of magnetic nanostructures by depositing Co/Pt multilayers on the barrier layer of ordered anodic alumina templates / L. Piraux, V. A. Antohe, F. Abreu Araujo, S. K. Srivastava, M. Hehn, D. Lacour, S. Mangin, T. Hauet // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 013110 (1-4).

14. Ding, G. Q. Fabrication of Porous Anodic Alumina with Ultrasmall Nanopores / G. Q. Ding, R.Yang, J. N. Ding, N. Yi. Yuan. Y. Y. Zhu // Nanoscale Res. Lett. 2010. V. 5. P. 1257–1263.

15. Weller D., McDaniel T. Media for extremely high density recording / In Advanced Magnetic Nanostructures. Edited by D. Sellmyer and R. Skomski. Springer, Inc. 2006. P. 295–323.

16. Loth, S. Bistability in Atomic-Scale Antiferromagnets / S. Loth, S. Baumann, C.P. Lutz, D.M. Eigler, A.J. Heinrich // Science. 2012. V. 335. P. 196–199.

Туннельное магнитосопротивление и особенности перемагничивания многослойных магнитных наночастиц

С.Н. Вдовичев*, Н.К. Вдовичева, Б.А. Грибков, И.Р. Каретникова, А.Ю. Климов, И.М. Нефедов, В.В. Рогов, Е.В. Скороходов, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, Россия

e-mail: vdovichev@ipm.sci-nnov.ru

В работе экспериментально и теоретически исследовано распределение магнитных моментов в многослойных частицах, состоящих из двух или трех ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрическими прослойками. Экспериментальные данные о магнитном состоянии частиц получены путем измерения их магнитосопротивления.

Многослойные структуры CoFe/AlO_x/CoFe и CoFe/AlO_x/CoFe/AlO_x/CoFe изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере Ar при остаточным давлении в камере ~ $5*10^{-8}$ Торр. Туннельный барьер формировался с помощью плазменного окисления тонкого слоя Al. Перед напылением многослойной структуры на кремниевую подложку наносилась металлическая пленка (Ta/Pt) толщиной ~ 50 нм, выполняющая функции «нижнего» электрода. Сверху структуры наносился слой Pt, к которому присоединялся верхний электрод системы. Ране развитая технология изготовления магнитных туннельных структур [1] была перенесена на высоковакуумную многокамерную напылительную установку "Аврора"(США). Это позволило повысить повторяемость параметров изготавливаемых структур - сопротивление элементов, уменьшить разброс сопротивления при различных вакуумных циклах и разброс величины магнитосопротивления. Серия экспериментов с изготовлением структур с барьером MgO, показала что в тех же условиях изготовления что и AlO, величина магнитосопротивления контактов составила порядка 3–4%, что говорит о необходимости полной перестройки технологии изготовления. Также будут представлены результаты работы по формированию пиннингующего подслоя, что позволило увеличить коэрцитивность магнитных слоев до 700Э.

Проведено численное моделирование процессов перемагничивания многослойных магнитных частицах в том числе и с неоднородным распределением намагниченности. Показано, что при характерных размерах частиц порядка 200 нм, материальные параметры могут существенно изменить характер перемагничивания. При меньших размерах процесс перемагничивания близок к когерентному, при больших размерах – через неоднородные состояния. Найдены и определены основные состояния, характерные параметры магнитной системы когда перемагничивание идет по квази однородному сценарию или через принципиально неоднородные состояния.

Работа поддержана РФФИ (№ 12-02-33039 мол_а_вед и № 12-02-31660 мол_а) и др.

1. Вдовичев С.Н.и др. //Письма в ЖЭТФ, 94(5-6), 418 (2011).

Spontaneous Hall effect in magnetic tunnel junctions

A. Vedyayev [1,2], ***N. Ryzhanova*** [1,2], ***N. Strelkov*** [1,2], ***B. Dieny*** [2]

[1] Department of Physics, Moscow Lomonosov State University, Moscow, Russia
[2] SPINTEC, UMR 8191 CEA-INAC/CNRS/UJF-Grenoble 1/Grenoble-INP, Grenoble, France

email: vedy@magn.ru

The Anomalous Hall Effect (AHE) in ferromagnetic metals and Spin Hall Effect (SHE) in nonmagnetic materials have attracted a renewed interest in recent years. AHE and SHE have the same origin, namely spin-orbit interaction in the presence of magnetic ordering for AHE and without magnetic ordering for SHE. Detailed analyses of the mechanisms responsible for these two effects can be found in reviews [1-3]. These mechanisms are divided into two groups: intrinsic and extrinsic ones. The former appear in pure metals and have topological nature, closely connected with Berry curvature. Extrinsic mechanisms are due to asymmetric electron scattering on defects in presence of spin-orbit interaction. Two main types of scattering are considered: skew scattering [4, 5] and side-jump scattering [6]. Most of theoretical papers on AHE and SHE considered the case of infinite homogeneous samples. References [7, 8] also investigated AHE for multilayers and for highly inhomogeneous media.

Let's consider a magnetic tunnel junctions (i.e. a sandwich of two ferromagnetic layers separated by a dielectric spacer, MTJ – Magnetic Tunnel Junction) submitted to a bias voltage applied between the two F-electrodes supposed to be made of the same ferromagnetic material. In this study, we are primarily interested by the Hall voltage which may appear between the opposite sides of the tunnel barrier due to the Hall current inside the spacer in presence of spin-orbit scattering on impurities. We will show that these Hall and spin Hall current do exist and that moreover, for the antiparallel orientation of the magnetizations in the two ferromagnetic layers, a spontaneous transverse Hall voltage exists, even in the absence of any applied bias voltage.

The Hall currents were calculated using Keldysh formalism [9]. The electrons were described as forming a free electron gas submitted to s-d exchange interaction.

It is evident, that a finite density of states exists in the energy gap within the barrier due to proximity effect, which decreases exponentially with the distance from F/O interfaces. In other words, a quasi-two-dimensional electron gas exists inside the barrier near the interfaces. Similarly to three dimensional topological insulator, this electron gas can give birth to charge and spin currents [10].

Let's suppose now that the tunneling electrons experience scattering on impurities within the barrier with spin-orbit interaction. This asymmetric scattering deviates the electrons in the direction perpendicular to the tunnel current and to the projection of their spin. So if the current is spin-polarized, a Hall voltage appears transversally to the tunnel barrier. Quite interestingly, in antiparallel magnetic configuration of the MTJ, this AHE appears spontaneously even in the absence of bias voltage applied across the tunnel barrier.

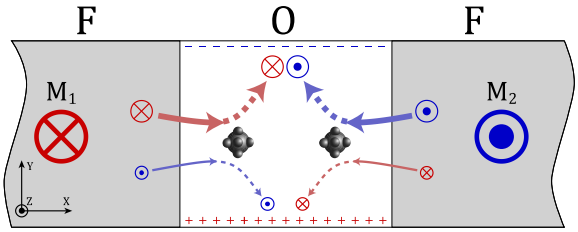


Fig. 1. Schematic illustration of AHE and SHE in MTJ due to spin-orbit scattering on impurities. ⊗ and ⊙ denote the direction of magnetizations and electrons spins. The thickness of lines are proportional to Hall currents for the given projection of spin

To investigate this effect we added into the free electron Hamiltonian, the impurity potential including spin-orbit interaction and calculated the induced perturbation to the wave functions:

$$\psi = \psi_0(r) + \int G(r,r')V_{so}(r')\,d^3r' = \psi_0(r) + \int \delta(r'-r_i)(a_0^5\lambda_0)\,d^3r' \times \left[G(r,r')i\sigma_z\left(\frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial x'}\frac{\vec{\partial}}{\partial y'} - \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial y'}\frac{\vec{\partial}}{\partial x'}\right)\psi_0(r')\right]. \quad (1)$$

In (1) λ_0 represents the intensity of spin-orbit interaction, a_0 – lattice parameter, r_i – position of the impurity, σ_z – z-component of Pauli matrix. Zero order wave function for the left-to-right and right-to-left tunneling electrons are correspondently:

$$\psi^{\uparrow}_{AP,l} = \frac{2\sqrt{k_1}}{\mathfrak{D}} \times \left(e^{q(x-x_2)}(q+ik_2) + e^{-q(x-x_2)}(q-ik_2)\right), \quad (2)$$

$$\psi^{\uparrow}_{AP,r} = \frac{2\sqrt{k_2}}{\mathfrak{D}} \times \left(e^{q(x-x_1)}(q-ik_1) + e^{-q(x-x_1)}(q+ik_1)\right), \quad (3)$$

Now it is easy to calculate the Hall current in ballistic regime in the first order on spin-orbit interaction:

$$j_H^\sigma = \frac{e}{2\pi\hbar}\int \frac{f(E)}{(2\pi)^2}\, dE \times \int i\sigma_z \left(\psi_l^\sigma \frac{\partial}{\partial y}\psi_l^{\sigma *} - \psi_l^{\sigma *}\frac{\partial}{\partial y}\psi_l^\sigma\right)^{(1)} d\varkappa_y d\varkappa_z + \frac{e}{2\pi\hbar}\int \frac{f(E+eV)}{(2\pi)^2}\, dE \times \int i\sigma_z \left(\psi_r^\sigma \frac{\partial}{\partial y}\psi_r^{\sigma *} - \psi_r^{\sigma *}\frac{\partial}{\partial y}\psi_r^\sigma\right)^{(1)} d\varkappa_y d\varkappa_z, \quad (4)$$

where $f(E)$ – Fermi distribution for the left electrode, $f(E + eV)$ – the same for the right one, V – applied voltage. Subscript "$(\cdots)^{(1)}$" denotes the first order terms on spin-orbit interaction in the expression in brackets.

Substituting (1), (2) and (3) into (4), and averaging on the position of impurities r_i yields the following expressions for Hall and SpinHall currents for parallel P configuration:

$$\langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{AHE}^{P,skew} = \frac{4}{15\pi}\frac{e^2}{2\pi\hbar}\frac{\tilde{\lambda}c}{U^2 b}\left(E_F^{\uparrow 2}k_F^\uparrow - E_F^{\downarrow 2}k_F^\downarrow\right)V,$$
$$\langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{SHE}^{P,skew} = \frac{4}{15\pi}\frac{e^2}{2\pi\hbar}\frac{\tilde{\lambda}c}{U^2 b}\left(E_F^{\uparrow 2}k_F^\uparrow + E_F^{\downarrow 2}k_F^\downarrow\right)V,$$

and in antiparallel configuration:

$$\langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{AHE}^{AP,skew} = \frac{8}{105\pi}\frac{e}{2\pi\hbar}\frac{\tilde{\lambda}c}{U^2 b}\left(E_F^{\uparrow 3}k_F^\uparrow - E_F^{\downarrow 3}k_F^\downarrow + \left(E_F^\uparrow + eV\right)^3\sqrt{k_F^{\uparrow 2} + eV} - \left(E_F^\uparrow + eV\right)^3\sqrt{k_F^{\downarrow 2} + eV}\right),$$
$$\langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{SHE}^{AP,skew} = \langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{SHE}^{P,skew},$$

where $\tilde{\lambda} = 2ma_0^2\lambda_0/\hbar^2$ – dimensionless constant of spin-orbit interaction, c – atomic concentration of impurities, U and b – height and thickness of the barrier.

One may notice that in contrast to the tunneling current through the tunnel barrier, the expressions of the Hall and spin Hall currents do not contain the small parameter e^{-2qb}. Instead, the averaged Hall voltage decreases inversely proportional to the barrier thickness. Its amplitude is proportional to the small parameter λ_0 related to the intensity of the spin-orbit interaction. The absence of e^{-2qb} in the expression for j_H further indicates that this predicted Hall and spin Hall effects have a surface nature in contrast to the tunneling current.

Up to now, the case of "skew" scattering was considered. In addition to this scattering mechanism, another contribution to Hall and spin Hall currents originates from another term in the operator of quantum mechanical velocity, proportional to spin-orbit interaction:

$$\hat{v} = \frac{d}{dt}\vec{r} = -i\left[\vec{r}\times\vec{H}\right] = \frac{\hbar\vec{k}}{m} + \lambda\left[\vec{\sigma}\times\vec{\nabla}V(\vec{r})\right], \quad (5)$$

where $V(\vec{r})$ – potential of impurity, λ – spin-orbit constant. This additional contribution to the Hall current is equivalent to a "side jump" mechanism [1]. In the present case it is written in final form as:

$$\langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{AHE}^{P,sj} = \frac{2}{3\pi}\frac{e^2}{2\pi\hbar}\frac{\tilde{\lambda}c}{Ub}\left(E_F^\uparrow k_F^\uparrow - E_F^\downarrow k_F^\downarrow\right)V,$$
$$\langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{SHE}^{P,sj} = \frac{2}{3\pi}\frac{e^2}{2\pi\hbar}\frac{\tilde{\lambda}c}{Ub}\left(E_F^\uparrow k_F^\uparrow + E_F^\downarrow k_F^\downarrow\right)V,$$
$$\langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{AHE}^{AP,sj} = \frac{4}{15\pi}\frac{e}{2\pi\hbar}\frac{\tilde{\lambda}c}{Ub}\left(E_F^{\uparrow 2}k_F^\uparrow - E_F^{\downarrow 2}k_F^\downarrow + \left(E_F^{\uparrow 2} + eV\right)^2\sqrt{k_F^{\uparrow 2} + eV} - \left(E_F^{\uparrow 2} + eV\right)^2\sqrt{k_F^{\downarrow 2} + eV}\right),$$
$$\langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{SHE}^{AP,sj} = \langle j_{l+r}^{\uparrow+\downarrow}\rangle_{SHE}^{P,sj}.$$

First of all, we note that both contributions into the Hall and spin Hall currents are proportional to the concentration of impurities. This contrasts to the usual Hall conductivity in ferromagnetic metals which is inversely proportional to this concentration for the skew scattering and does not depend on concentration for the side jump mechanism. However in the present case, Hall current in metallic ferromagnetic electrodes is proportional to the current in this electrode, itself proportional to the small parameter e^{-2qb}. Therefore, for thick enough insulating spacer, Hall and spin Hall effects inside the spacer may become much larger than the corresponding effects within the ferromagnetic electrodes.

The most interesting conclusion is the existence of a Hall current and Hall voltage for AP-configuration even in absence of any applied voltage. It means that an insulating spacer sandwiched between two ferromagnetic electrodes in AP-configuration exhibits a spontaneous Hall voltage due to proximity effect. The latter results from the asymmetric scattering on spin-orbit impurities of tunneling electrons penetrating into the insulating barrier from the ferromagnetic electrodes.

Acknowledgements: This work was partly funded by the European Commission through the ERC HYMAGINE grant n° ERC 246942.

1. Wolfle P. and Muttalib K. // Annalen der Physik. 2006. Vol. 15. P. 508,
2. Nagaosa N. // Journal of the Physical Society of Japan. 2006. Vol. 75. P. 042001.
3. Nagaosa N., Sinova J., Onoda S., MacDonald A. and Ong N. // Rev. Mod. Phys. 2010. Vol. 82. P. 1539.
4. Smit J. // Physica, 1955. Vol. 21. P. 877.
5. Smit J. // Phys. Rev. B. 1973. Vol. 8. P. 2349.
6. Berger L. // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. P. 4559.
7. Ryzhanova N., Vedyayev A., Crepieux A. and Lacroix C. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 2943.
8. Granovsky A., Vedyayev A. and Brouers F. // JMMM. 1994. Vol. 136. P. 229,
9. Keldysh L. // JETP. 1965. Vol. 20. P. 1018.
10. Hasan M. and Kane C. // Rev. Mod. Phys. 2010. Vol. 82. P. 3045.

Спин-зависимый электронный транспорт в гибридных структурах с участием локализованных поверхностных состояний

Н.В. Волков [1,2], ***А.С. Тарасов*** [1], ***А.В. Еремин*** [1], ***С.Н. Варнаков*** [1,2], ***С.Г. Овчинников*** [1,3], ***А.О. Густайцев*** [1,3], ***И.А. Бондарев*** [1,3]

[1] Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
[2] Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, Красноярск
[3] Сибирский федеральный университет, Красноярск

e-mail: volk@iph.krasn.ru

Конструирование гибридных структур из чередующихся магнитных и немагнитных слоев, обладающих необходимой топологией, позволяет наряду с зарядом использовать спиновые степени свободы электронов для хранения, обработки и передачи информации [1]. Понятно, что такие системы являются весьма интересными объектами в плане возможных практических применений, но, вместе с тем, они содержат в себе немало фундаментальных проблем. В настоящем докладе мы остановимся на результатах исследований, которые, по сути, открывают новое направление в полупроводниковой спинтронике. Речь идет об использование явлений спин-зависимого туннелирования и спинового транспорта в целом в гибридных структурах с участием «магнитных» поверхностных центров.

Исследования проводились для гибридной структуры Fe/SiO_2/p-Si с определенной топологией ферромагнитного слоя. Фактически исследовалось простейшее устройство, представляющее собой два МДП (металл-диэлектрик-полупроводник) диода с барьером Шоттки, включенных последовательно навстречу друг другу. Для любого знака напряжения смещения ВАХ устройства всегда будет определяться обратной ветвью вольтамперной характеристики МДП диода. К особенностям устройства следует отнести наличие ферромагнитного электрода (Fe) и тонкий, туннельно прозрачный слой SiO_2 (1.2 nm). Детали технологии и магниторезистивные свойства структуры на постоянном токе обсуждались ранее [2]. Напомним, что величина магнитосопротивления не превышала 20 % в поле 90 kOe, но в зависимости от условий (температура, ток смещения) наблюдалось либо положительное, либо отрицательное магнитосопротивление (МС). Положительное МС связано с процессами, имеющими место при протекании тока в объеме полупроводника (механизм слабой локализации). Отрицательное МС, по всей видимости, связано с областями вблизи границ раздела слоев МДП структуры, в частности оно может быть обусловлено локализованными состояниями, формирующимися вблизи границы SiO_2/p-Si.

Наличие локализованных состояний было подтверждено исследованиями действительной R и мнимой X частей импеданса $Z = R + iX$, которые были выполнены в частотном диапазоне 20 Гц – 2 ГГц [3]. Именно процессами перезарядки таких состояний обусловлены особенности транспортных свойств на переменном токе. При этом имеет место два различных процесса перезарядки, которые характеризуются двумя разными временами релаксации. Один из них – захват-эмиссия носителей заряда с участием поверхностных состояний и валентной зоны, другой – процесс туннелирования электронов между Fe электродом и поверхностными состояниями через потенциальный барьер SiO_2, Рис. 1. Наиболее вероятным кандидатом центра

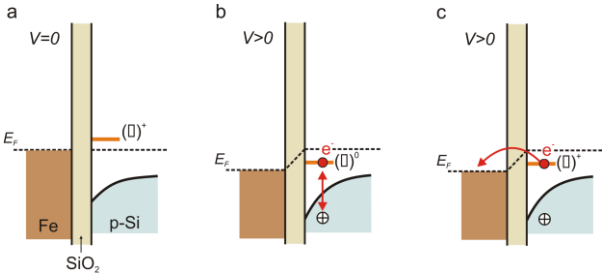


Рис. 1. (a) Энергетическая структура диода Шоттки, содержащая поверхностные донорные центры. (b) Перезарядка центров при изменении напряжения за счет термической генерации дырок в валентную зону. (c) Перезарядка за счет туннелирования электронов с поверхностных уровней в Fe электрод

является донорный центр, содержащий ион Fe and B, $(FeB)^{0/+}$. Ион B присутствует в p-Si в качестве допирующего элемента, а ион Fe диффундирует через тонкий слой SiO_2 на технологической стадии в процессе формирования структуры.

Неожиданным для нас оказалось наличие у структуры гигантского магнитоимпеданса ($MR = \Delta R/R_0$ $MX = \Delta X/X_0$), достигающего 60 % в поле, не превышающем 10 kOe. Сильное влияние магнитного поля на R и X устройства наблюдается в области температур 25-100 K, для двух узких частотных диапазонов вблизи 1 kHz и 60 MHz, Рис. 2. Чувствительность импеданса структуры к магнитному полю, также надо связывать с локализованными центрами, но теперь необходимо предполагать наличие «магнитного» состояния у этих центров. Тогда действие магнитного поля может определяться двумя механизмами: 1) в поле происходит сдвиг энергетических уровней поверхностных состояний относительно валентной зоны, что приводит к изменению характерного времени процесса перезарядки; 2) магнитное поле управляет явлением спин-зависимого туннелирования носителей заряда через потенциальный барьер. По всей видимости «работают» оба механизма, для одного

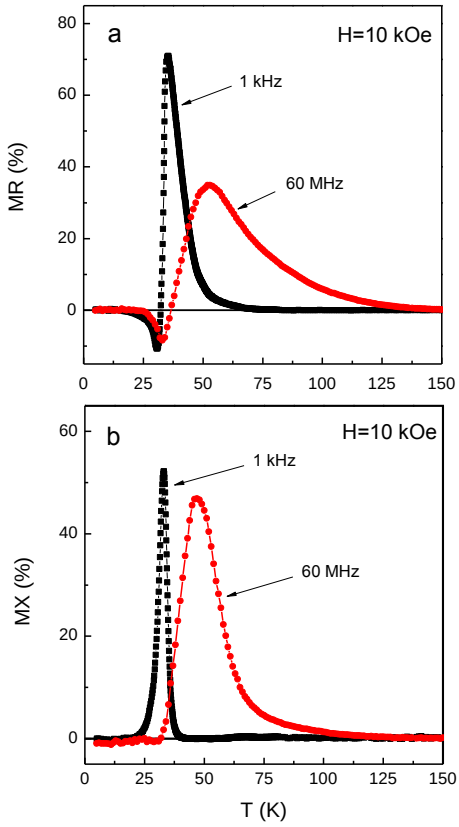


Рис. 2. Температурная зависимость магнитосопротивления *MR* и магнитореактанса *MX* на частотах 1 kHz и 60 MHz в магнитном поле 10 kOe

типа центра. Наличие же двух ярко выраженных частотных диапазонов, где влияние магнитного поля на импеданс максимально, связано с различием характерных времен перезарядки «магнитных» центров, идущих по разным механизмам.

Заметим, что полученные нами результаты – это первое наблюдение гигантского магнитоимпеданса в гибридных структурах. Более того, он имеет принципиально иную природу, по сравнению с тем, что наблюдается для наноструктур из магнитомягких материалов (где ключевую роль играет зависимость скин-эффекта от магнитной проницаемости и геометрия образцов).

Интересные результаты дало исследование фотоэлектрического эффекта устройства (два МДП диода с барьером Шоттки на основе $Fe/SiO_2/p$-Si структуры). Напомним, что ранее, исследуя влияние оптического излучения на магнитотранспортные свойства структуры $Fe/SiO_2/p$-Si со сплошным ферромагнитным слоем, мы установили наличие особенностей при тех же температурах, где наблюдаются особенности магнитоимпеданса [4]. Магниторезистивный эффект, наблюдаемый при оптическом воздействии (мощность оптического излучения – P_{opt}=60 mW/cm^2, длина волны – λ=0.98 μm), менял знак при изменении температуры и имел величину не более 60 %. В случае устройства, при выборе геометрии эксперимента и смещения на нем, магниторезистивный эффект, индуцированный оптическим излучением, достигает гигантской величины (до 10^4 %). Величиной и знаком эффекта можно эффективно управлять, изменяя температуру, геометрию эксперимента, направление магнитного поля и ток смещения через структуру, Рис. 3.

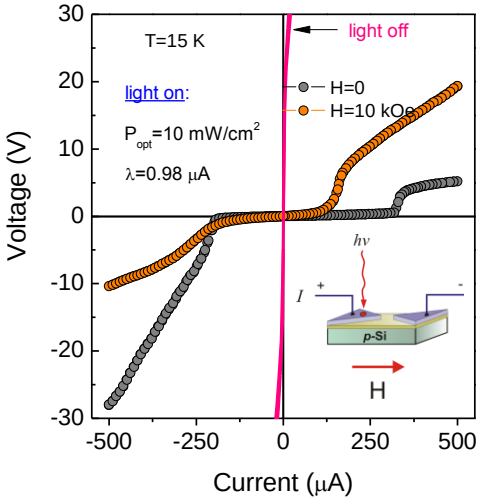


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика устройства при облучении H=0 и H=10 kOe. Вставка: геометрия эксперимента

Механизм наблюдаемого эффекта, как и в случае магнитоимпеданса, мы связываем с наличием «магнитных» локализованных поверхностных состояний. Но теперь, помимо процессов перезарядки за счет переходов между центром и валентной зоной и за счет туннелирования через потенциальный барьер между центром и Fe электродом, центры одновременно участвуют еще и в оптических переходах типа центр – зона проводимости.

Приведенные результаты показывают, что локализованные поверхностные состояния могут играть принципиальную роль в магнитозависимом транспорте через гибридные структуры и через устройства на их основе. Принимая во внимание, высокий уровень развития полупроводниковой технологии, можно задуматься о целенаправленном создании «магнитных» поверхностных центров с заданными свойствами в гибридных структурах с барьером Шоттки. Это позволит реализовать магнитозависимые эффекты перспективные для применения в устройствах спинтроники при комнатных температурах и в заданных частотных диапазонах.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 8365), РФФИ (№ 11-02-00367-а), программы ОФН РАН № II.4.3, Президиума РАН № 20.8.

1. Fert A. // Thin Solid Films, **2-5**, 517 (2008).
2. Volkov N.V., Tarasov A.S., Eremin E.V. et al. // J. Appl. Phys. **109**, 123924 (2011).
3. Volkov N.V., Tarasov A.S., Eremin E.V. et al. // J. Appl. Phys. **112**, 123906 (2012).
4. Волков Н.В., Еремин Е.В., Тарасов А.С.и др. // Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», с. 173 (2012).

Наномагнетизм и обменное взаимодействие в $Mn_{1-x}Fe_xSi$

В.В. Глушков [1,2], ***И.И. Лобанова*** [2], ***А.В. Семено*** [1], ***В.Ю. Иванов*** [1], ***Н.Е. Случанко*** [1], ***С.В. Демишев*** [1]

[1] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
[2] Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный

e-mail: glushkov@lt.gpi.ru

Идентификация факторов, определяющих локальное распределение магнитных моментов и их взаимодействие с зонными носителями заряда, крайне важна как для понимания природы магнитных явлений, реализующихся на нанометровой шкале, так и для успешного развития спинтронных приложений. Перспективным модельным объектом для исследования взаимосвязи между зарядовым транспортом и наномагнетизмом являются твердые растворы замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Изменение концентрации железа в этих магнетиках без центра симметрии позволяет проследить переход от экзотической магнитной фазы с вихревыми спиновыми образованиями нанометрового (~10-30 нм) размера (скирмионами), обнаруженными в MnSi [1], к основному состоянию FeSi с ферронными комплексами «носитель заряда + поляризованные спины» с малыми значениями радиуса локализации ($a \leq 1$ нм) [2,3]. При этом универсальное соотношение между амплитудой отрицательного магнитосопротивления и квадратом намагниченности $-\Delta\rho/\rho \sim M^2$, обнаруженное в парамагнитной фазе MnSi [4], указывает на доминирующий вклад магнитного рассеяния и позволяет получить важную информацию об амплитуде обмена между зонными электронами и локализованными магнитными моментами [5].

В рамках подхода, предложенного в [4], выполнен анализ гальваномагнитных и магнитных свойств твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$, ($x \leq 0.3$). Установлено, что, как и в случае нелегированного MnSi, соотношение $-\Delta\rho/\rho \sim M^2$ определяет магнитосопротивление в парамагнитной фазе всех исследованных составов. Оценки отношения амплитуды эффективного обмена J_0 и электростатического потенциала рассеяния V_0, полученные в рамках модели Иосиды [5], показывают, что при малых концентрациях железа J_0/V_0 линейно убывает с ростом x от 0,71 (x=0) до 0,17 (x=0,09). Корреляция между зависимостями $J_0/V_0 = f(x)$ и $T_c(x)$ (рис.1) позволяет сделать вывод о значительном уменьшении обменной энергии при постоянной амплитуде потенциала рассеяния с приближением к квантовой критической точке $x_c \sim 0.12$ [6]. Напротив, незначительное изменение отношения J_0/V_0 в пределах от 0,2 до 0,12 при росте концентрации железа от 0,12 до 0,29 свидетельствует о переходе к режиму рассеяния носителей заряда с независящей от концентрации железа обменной энергии. В работе показано, что поведение параметра J_0/V_0 в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$ необходимо учитывать при анализе транспортных и магнитных свойств наномагнитной фазы Гриффитса (рис. 1), отвечающей области между спиральной магнитной (S) и парамагнитной (PM) фазами.

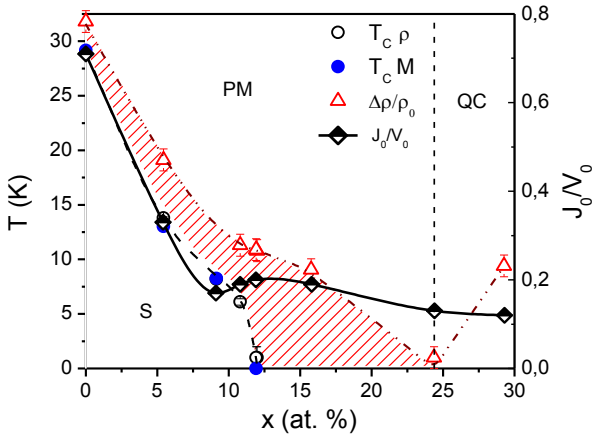


Рис. 1. Магнитная фазовая *x–T* диаграмма, восстановленная по результатам магнитных и транспортных измерений, и отношение $J_0/V_0(x)$ (см. текст) в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$. S – область геликоидального упорядочения, P – парамагнитная фаза, QC – область квантовой критичности. Штриховкой выделена область, отвечающая наномагнитной фазе Гриффитса

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Tonomura, A. Real-Space Observation of Skyrmion Lattice in Helimagnet MnSi Thin Samples / A.Tonomura, X.Yu, K.Yanagisawa, T.Matsuda, Y.Onose, N.Kanazawa, H.S.Park Y.Tokura, // Nano Lett. 2012. V. 12, P. 1673.

2. Глушков, В.В.Спин-поляронный режим транспорта и магнитная фазовая диаграмма моносилицида железа / В.В.Глушков, И.Б.Воскобойников, С.В.Демишев, И.В.Кривицкий, А.А.Меновски, В.В.Мощалков, Н.А.Самарин, Н.Е.Случанко // ЖЭТФ. 2004. Т. 126, С. 444.

3. Glushkov, V.V. Spin excitations of the correlated semiconductor FeSi probed by THz radiation / V.V.Glushkov, B.P.Gorshunov, E.S.Zhukova, S.V.Demishev, A.A.Pronin, N.E.Sluchanko, S.Kaiser, M.Dressel // Phys. Rev. B. 2011. V. 84, P. 073108.

4. Demishev, S.V. Magnetic phase diagram of MnSi in the high field region / S.V.Demishev, V.V.Glushkov, I.I.Lobanova, M.A.Anisimov, V.Yu.Ivanov, T.V.Ishchenko, M.S.Karasev, N.A.Samarin, N.E.Sluchanko, V.M.Zimin, A.V.Semeno // Phys. Rev. B. 2012. V. 85, P. 045131.

5. Yosida K. Anomalous Electrical Resistivity and Magnetoresistance Due to an s-d Interaction in Cu-Mn Alloys // Phys. Rev. 1957. V. 107, P. 396.

6. Grigoriev, S.V. Helical spin structure of $Mn_{1-y}Fe_ySi$ under a magnetic field: Small angle neutron diffraction study / S.V. Grigoriev, V.A. Dyadkin, E.V. Moskvin, D. Lamago, Th. Wolf, H. Eckerlebe, S.V. Maleev // Phys. Rev. B. 2009. V. 79, P. 144417.

Особенности магнитостатического взаимодействия в несимметричных массивах ферромагнитных наночастиц на прямоугольной решетке

В.Л. Миронов, Р.В. Горев, Е.В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

e-mail: lexw@rambler.ru

В последние несколько лет внимание ученых обращено на исследования закономерностей магнитостатического взаимодействия в массивах анизотропных ферромагнитных наночастиц, упорядоченных в двумерные решетки [1, 2]. Эти исследования дают хорошие перспективы для создания пассивных перестраиваемых фильтров СВЧ диапазона [3], а развитая электронно-лучевая литография позволяет создавать достаточно плотные массивы с различной пространственной симметрией для дальнейших экспериментальных исследований и практического применения.

Основным структурным элементом рассматриваемых массивов является группа из четырех частиц, расположенных вблизи узла решетки (рис. 1), где частицы с различным магнитным моментом обозначены различным цветом. Для данных систем в представленной работе были рассчитаны зависимости энергий взаимодействия частиц на узле от параметра асимметрии (отношение магнитных моментов различных частиц); промоделировано перемагничивание массива во внешнем магнитном поле при различных параметрах асимметрии, которое показало, какие устойчивые состояния можно получить, прикладывая внешнее однородное магнитное поле, и для этих состояний получены спектры ферромагнитного резонанса.

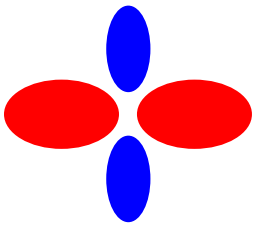


Рис. 1. Схема расположения частиц на узле прямоугольной решетки, частицы с различным магнитным моментом выделены разными цветами.

В моделируемом массиве реализуются 5 устойчивых конфигураций магнитных моментов, характеризующиеся различной энергией взаимодействия частиц (рис. 2), для ее расчета которой принимается модель точечных диполей, то есть:

$$W = \frac{(\vec{\mu}_1,\vec{\mu}_2)}{r^3} - 3\frac{(\vec{\mu}_1,\vec{r}_{12})(\vec{\mu}_2,\vec{r}_{12})}{r^5}$$

Была построена зависимость энергии от параметра асимметрии (рис. 2).

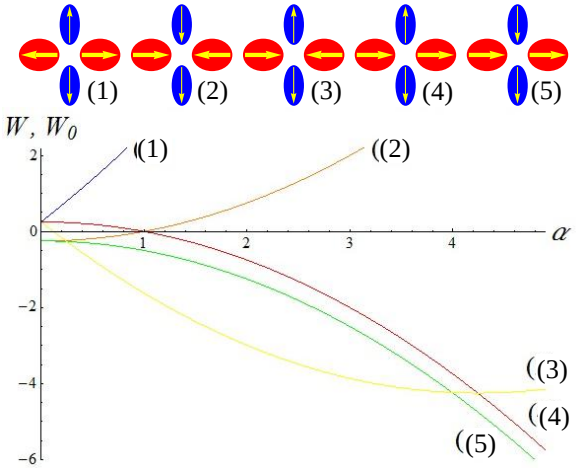


Рис. 2. Возможные конфигурации магнитных моментов на узле несимметричного массива с различными магнитными моментами частиц и зависимость энергий взаимодействия частиц от параметра асимметрии, энергия отложена в единицах $W_0 = \frac{\mu^2}{r^3}$.

В зависимости от параметра асимметрии, минимальной энергии взаимодействия частиц соответствуют различные конфигурации магнитных моментов. В программе OOMMF было проведено моделирование перемагничивания массивов эллиптических кобальтовых наночастиц толщиной 10 нм, полуоси меньшей из которых равны 50 и 100 нм. Магнитное поле прикладывалось под углом 45° к оси анизотропии частиц (рис. 3).

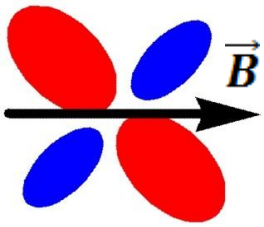


Рис. 3. Схема расположения исследуемого массива во внешнем магнитном поле.

Были рассмотрены случаи сильного, среднего и слабого взаимодействия (характеризуется параметром r – расстоянием от центра частицы до центра узла) между частицами при параметрах асимметрии, равных 2.5 и 5.

В работе были рассчитаны спектры ферромагнитного резонанса для реализуемых приложением внешнего магнитного поля конфигураций в дипольном приближении.

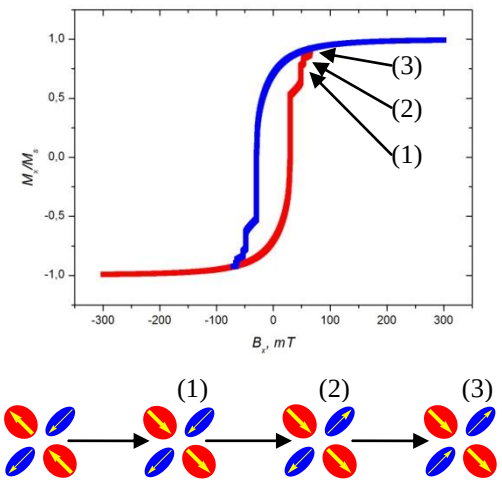


Рис. 5. Кривая перемагничивания для массива частиц с параметрами α=5, r=350 нм.

Колебания магнитного момента *j*-ой частицы в массиве описываются уравнением Ландау-Лифшица:

$$\frac{\partial}{\partial t}\vec{M}_j = -\gamma[\vec{M}_j, \vec{H}],$$

где $\vec{M}_j$ – вектор намагниченности частицы; γ – магнитомеханическое отношение. Вектор $\vec{H}$ представляет собой действующее на частицу эффективное магнитное поле. В результате линеаризации уравнения получено:

$$\frac{\partial}{\partial t}\vec{m}_j = -\gamma\left[\vec{M}_{0j}, \sum_i \vec{h}_i\right] - \gamma\left[\vec{m}_j, \sum_i \vec{H}_i^{st} + \vec{H}_{an}\right]$$

где $\vec{H}_i^{st}$ – статическое поле *i*-ой частицы в точке расположения *j*-ой частицы, связанное со статической намагниченностью $\vec{M}_0$; $\vec{h}_i$ – высокочастотное магнитное поле, связанное с высокочастотной намагниченностью $\vec{m}(t)_i$, при этом также $\vec{h}_i \ll \vec{H}_i^{st}$.

Таким образом, в работе приведены спектры ферромагнитного резонанса для тех конфигураций магнитных моментов, которые реализуемы путем воздействия внешнего магнитного поля. Также было показано, что при переходе системы из одной конфигурации в другую, изменяются резонансные частоты поглощения электромагнитного поля, что позволяет создавать на основе таких структур перестраиваемые фильтры СВЧ диапазона.

1. Wang R.F., et al., Artificial “spin ice” in a geometrically frustrated lattice of nanoscale ferromagnetic islands // Nature. 2006. Vol. 439. P. 303–306.

2. G. Möller and R. Moessner, Artificial square ice and related dipolar nanoarrays // PRL. 2006. Vol. 96. **1–4**. P. 237202.

3. Kuanr B. et al., Tunable high-frequency band-stop magnetic filters // Applied Physics Letters. 2003. Vol. 83. P. 3969.

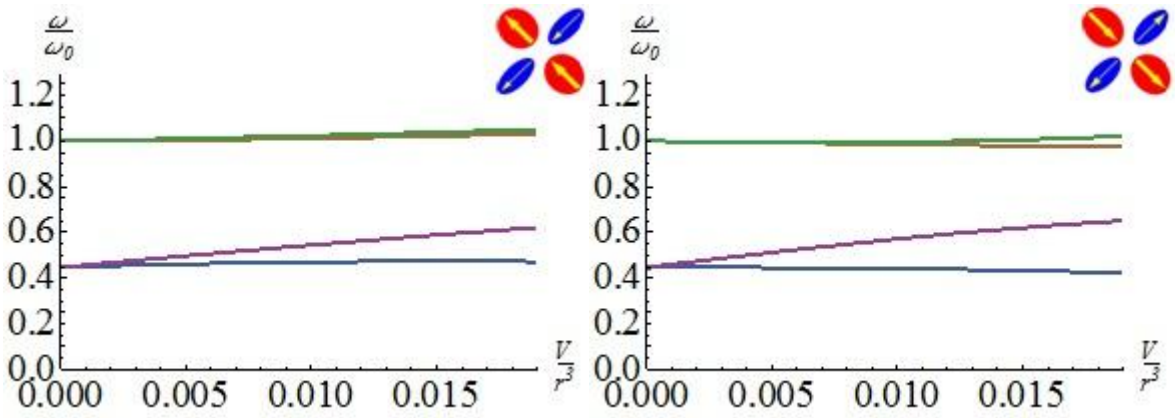


Рис. 7. Спектры ФМР массива из 4 частиц с параметром асимметрии α = 5, V – объем меньшей из частиц, r – расстояние между центрами противоположных частиц.

Магнитные, магнитотранспортные и магнитооптические свойства сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-In

А.Б. Грановский [1], ***В.Н. Прудников*** [1], ***А.П. Казаков*** [1], ***Е.А. Ганьшина*** [1], ***А.И. Новиков*** [1], ***Д.Е. Меттус*** [1], ***И.Д. Родионов*** [1], ***А.П. Жуков*** [2], ***И.С. Дубенко*** [3]

[1]

[2] Ikerbasque, Basque Foundation for Science, Bilbao, Spain
[3] Department of Physics, Southern Illinois University, Carbondale, USA

e-mail: granov@magn.ru

-

Lake Shore) *Oe* *kOe* $^{-6}$ *emu*

kOe.

-

,

Gd

Ni-Mn-In

-

Ni-

Mn-In

Z =Si, B, Co, Al. Ge

.

Ni-Mn-In-Z

Mn, Si, Co:

99.9%; In: 99.9995%).

($\approx 10^{-4}$ 850 ^{o}

M

$L2_1$ B_2

Рис. 1. (a $Ni_{48}Co_2Mn_{35}In_{15}$ FC ZFC H=0.01 T T=5 K H=5 T FC; (b ZFC H=5 T $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$, $Ni_{48}Co_2Mn_{35}In_{15}$, $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Ge$ $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Al$.

B

b $Ni_{48}Co_2Mn_{35}In_{15}$.

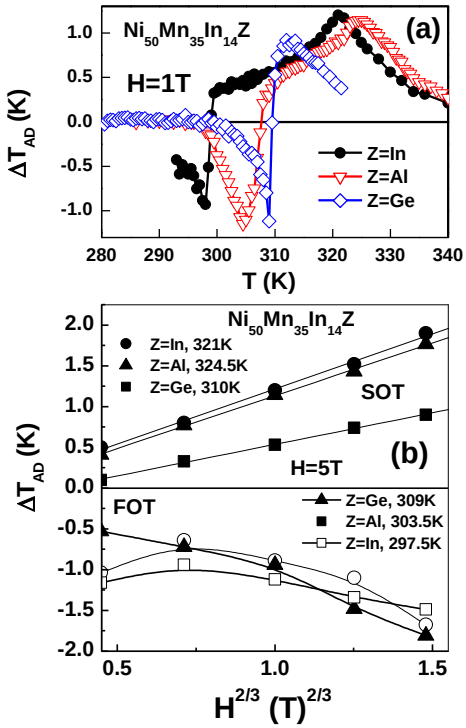


Рис. 2. (a) T_{AD} $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$, $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Ge$ $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Al$ 1 T; (b) T_{AD}

(SOT) (FOT)

MagEq MMS 801.

T_{AD}

T_{AD}

.

[4].

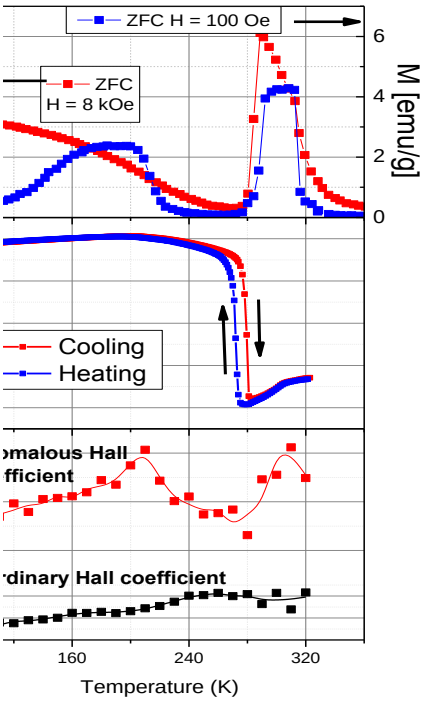


Рис. 3.

$Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Si_1$

-

12-02-

000 12-02-31297

1. Kazakov, A.P. Direct measurements of field-induced adiabatic temperature changes near compound phase transitions in Ni-Mn-In based Heusler alloys / A.P. Kazakov, V.N. Prudnikov, A.B. Granovsky, A.P. Zhukov, J. Gonzalez, I. Dubenko // Appl. Phys. Lett. 2011.V. 98. P. 131911.

2. Liu, J. Giant magnetocaloric effect driven by structural transitions/ Jian Liu, Tino Gottschall, Konstantin P. Skokov, James D. Moore and Oliver Gutfleisch // Nature Materials 2012.V. 11. 620 626.

3. Dubenko, I.S. Giant Hall Effect in Ni-Mn-In Heusler Alloys / I. Dubenko, A. Pathak, S. Stadler, N. Ali, Ya. Kovarskii, V.N. Prudnikov, N.S. Perov, A.B. Granovsky // Phys.Rev. B 2009. V. 80. P. 092408.

4.

$_{50}Mn_{35}In_{15-x}Si_x$

. 2012.

142 . C. 916 927.

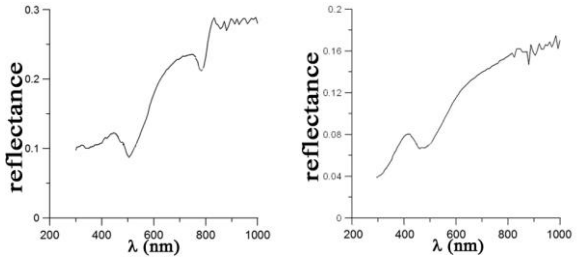
Оптические и магнитооптические свойства двумерных периодических ферромагнитных наноструктур

Н.С. Гусев [1], ***М.В. Сапожников*** [1], ***А.А. Уткин*** [1], ***Б.Б. Троицкий*** [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.
[2] Институт металлоорганической химии им. Разуваева РАН, Нижний Новгород.

e-mail: gusevns@bk.ru

Ранее при исследовании оптических и магнитооптических свойств наногофрированных металлических плёнок в магнитооптических спектрах и спектрах зеркального отражения были обнаружены две резонансные особенности – локальные минимумы в области длинных и коротких волн (рис. 1а). Нами была выдвинута гипотеза, что коротковолновый минимум связан с возбуждением поверхностных распространяющихся плазмонов на границе сред «металл-воздух», а длинноволновая особенность обусловлена взаимодействием брэгговского отражения от пространственной 3D структуры коллоидного кристалла с отражением от поверхности плёнки [1].



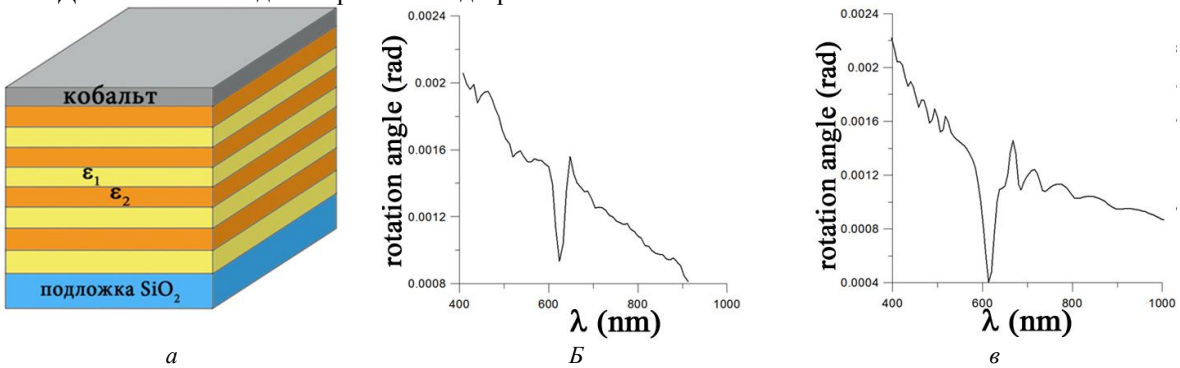
а *б*

Рис. 1. Спектр зеркального отражения наногофрированной плёнки кобальта: а – до заполнения иммерсионной жидкостью, б – после заполнения иммерсионной жидкостью. Толщина плёнки 30 нм, угол падения света 40°, s-поляризация. Период структуры 370 нм

Для проверки утверждений о природе появления особенностей в спектрах отражения и магнитооптического вращения, был изготовлен коллоидный кристалл покрытый плёнкой кобальта толщиной 30 нм, в котором наблюдались оба минимума. Чтобы избавиться от брэгговского пика, необходимо избавиться от пространственной 3D структуры коллоидного кристалла. Для этого коллоидный кристалл подвергался отжигу при температуре 130°C в течение одного часа. В процессе нагрева частички ПММА спекались и при остывании образовывали однородную структуру, при этом двумерная структура металлической плёнки на его поверхности сохранялась. Тем не менее, термический нагрев приводил к увеличению поверхностных дефектов (качество структуры контролировалось при помощи электронно-лучевой микроскопии). Более качественные образцы получились при заполнении пор коллоидного кристалла иммерсионной жидкостью, которая обладает близким к ПММА коэффициентом преломления. В качестве иммерсионной жидкости использовался клей (Bohle VERIFIX B 665-0), который затвердевал под воздействием ультрафиолетового излучения. Заполнение пор коллоидного кристалла, равно как и его спекание приводит тому, что обнаруженные нами ранее длинноволновые особенности оптических и магнитооптических спектров (рис. 1а), исчезают, в то время как коротковолновые особенности спектров сохраняются (рис. 1б).

В итоге мы подтвердили наше предположение о природе происхождения длинноволновой особенности – она связано с явлением брэгговского отражения от 3D структуры коллоидного кристалла, а также получили образец, в спектральных характеристиках которого проявляется только коротковолновый минимум, связанный с поверхностными распространяющимися плазмонами.

Для подтверждения гипотезы о причине появления длинноволновой особенности были проведены исследования спектров зеркального отражения и магнитооптических спектров интерференционного зеркала, покрытого сверху плёнкой кобальта (рис. 2а). Данный образец представляет собой чередующиеся слои материалов с разной диэлектрической проницаемостью. Толщина и количество слоёв



а *Б* *в*

Рис. 2. Схематическое изображение интерференционного зеркала с напылённой плёнкой кобальта (*а*). Параметры структуры: n_{ZrO2}=2, n_{SiO2}=1,46, толщина диэлектрических слоев – 158 нм, количество диэлектрических слоёв – 50, толщина плёнки кобальта составляла от 5 до 60 нм. Магнитооптические спектры: экспериментальный график (*б*), численная модель (*в*). Толщина плёнки 30 нм, угол падения света 40°, s-поляризация

подобрано таким образом, что спектральная зависимость коэффициента отражения имеет характерный резонансный пик в области длинных волн за счет брэгговского отражения. Измерения спектров зеркального отражения и магнитооптических спектров структуры изображённой на рис. 2а показали, что появление особенностей в зеркальных спектрах сопровождается появлением особенностей и в магнитооптических спектрах (рис. 2б).

Используя метод пересчёта импедансов, были проведены численные расчёты магнитооптических спектров и спектров зеркального отражения для плёнок кобальта, нанесённых на интерференционное зеркало. Результаты данных расчетов (рис.2в) показали наличие резонансных особенностей, и их положение совпало с положением особенностей, наблюдаемых в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Федерально-целевой программой «Научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

1. Sapozhnikov M.V., Gusev S.A., Troitskii B.B., Khokhlova L.V. // Optics Letters **36**, 4197 (2011).

GaAs

А.И. Бобров [1]***, О.В. Вихрова*** [2]***, Ю.А. Данилов*** [1,2]***, М.В. Дорохин*** [1,2]***, Ю.Н. Дроздов*** [3]***, М.Н. Дроздов*** [3]***, Б.Н. Звонков*** [2]***, Н.В. Малехонова*** [1]***, Е.Д. Павлова*** [1]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород
[3] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: danilov@nifti.unn.ru

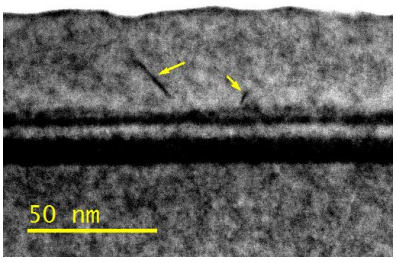
Арсенидгаллиевые структуры, легированные марганцем, перспективны для создания на их основе приборов спинтроники. Особый интерес представляют структуры, объединяющие в одной системе квантово-размерные объекты и области, обладающие ферромагнитными свойствами. Однако непосредственное встраивание ферромагнитных (ФМ) слоев может приводить к образованию дефектов в квантово-размерных (активных) областях в результате возникновения упругих напряжений и химического взаимодействия компонентов ФМ слоя с полупроводником. Поэтому в связи с попытками реализовать приборы спинтроники (например, спиновые светоизлучающие диоды [1]) очень важен анализ как состава, так и структурного совершенства активных областей приборов. В работе исследованы структуры, выращенные на подложке (001) GaAs и содержащие две квантовых ямы (КЯ) $In_xGa_{1-x}As$, дельта<Mn>-легированный слой и покровный слой низкотемпературного GaAs. Роль дельта<Mn>-легированного слоя в таких структурах заключается в спиновой ориентации носителей в близкорасположенной КЯ, что приводит к циркулярной поляризации возникающего в ней рекомбинационного излучения.

Для формирования структур использована комбинированная методика МОС-гидридной эпитаксии и лазерного нанесения [2]. Исследованные в данной работе структуры выращены на подложках GaAs (001). На первом этапе процесса (МОС-гидридная эпитаксия) в качестве источников использовали арсин и триметилгаллия. При температуре 600°C выращивался буферный GaAs слой. Затем при этой же температуре с помощью дополнительной подачи в реактор триметилиндия выращивалась квантовая яма (КЯ-1) толщиной d_{QW1}. Далее выращивался спейсерный GaAs слой толщиной d_s, отделяющий КЯ-1 от второй квантовой ямы (КЯ-2), имеющей меньшую толщину d_{QW2}. К числу контролируемых параметров относятся также значения содержания индия в квантовых ямах $In_xGa_{1-x}As$ (x_1 и x_2 соответственно для КЯ-1 и КЯ-2).

Для проведения второго этапа процесса (лазерное нанесение) подложка охлаждалась до температуры 400ºC. Непосредственно на КЯ-2 был выращен дельта<Mn>-легированный слой (распылением мишени металлического марганца) и затем покровный GaAs слой (лазерным распылением мишени нелегированного арсенида галлия). Количество легирующей примеси в дельта-слое характеризуется долей монослоя (МС) атомов Mn (Q_{Mn}). Толщина GaAs покровного слоя обозначена как d_t.

Исследования кристаллической структуры выполнены методами рентгеновской дифракции с применением многофункционального рентгеновского дифрактометра D8 Discover (Brucker, Германия) и просвечивающей электронной микроскопии на приборе JEM-2100F (JEOL, Япония). В последнем случае образец в геометрии поперечного сечения подготавливался по стандартной методике, разработанной фирмой Gatan. Распределение компонентов и примесей анализировалось на поперечном сечении структур с использованием системы энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии INCAEnergyTEM 250 X-Max, встроенной в электронный микроскоп, а также с помощью установки вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) TOF SIMS-5 (IONTOF, Германия). Для дополнительного экспресс-контроля содержания индия в квантовых ямах использована спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ).

На рис.1 показано светлопольное изображение в режиме сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) поперечного среза структуры 6043 с двумя КЯ InGaAs/GaAs и дельта<Mn>-слоем в матрице GaAs.



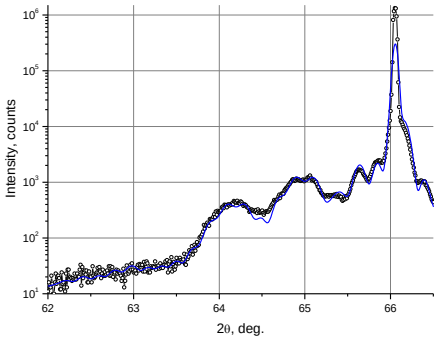
1. Светлопольное изображение поперечного сечения структуры 6043, полученное в режиме сканирующей ПЭМ

Отчетливо виден контраст от двух квантовых ям (более широкой КЯ-1 и узкой КЯ-2), содержащих индий. В покровном слое (низкотемпературный GaAs) отмечается появление двойников (показаны стрелками), зарождающихся вблизи верхней границы КЯ-2. Можно также отметить следующие особенности: нижняя граница КЯ-1 представляет собой достаточно ровный интерфейс, а верхняя

граница КЯ-2 обнаруживает существенные неровности, по-видимому, связанные с легированием марганцем. Толщины слоев, определяемые из электронно-микроскопического изображения ($d_{QW1} \approx 10$ нм, $d_s \approx 5$ нм, $d_{QW2} \approx 5$ нм, $d_t \approx 40$ нм), неплохо совпадают с «ростовыми» (т.е., задаваемыми по скорости и времени роста) параметрами структуры. Правда, следует отметить, что точность определения толщины КЯ-2 невысока из-за отмеченной выше шероховатости ее верхней границы.

На электронно-микроскопических изображениях высокого разрешения (не показаны) видна совершенная периодическая атомная структура буферного слоя, двух квантовых ям и спейсерного слоя между ними. Покровный GaAs слой, полученный лазерным нанесением при температуре 400°C, также растет эпитаксиально на нижележащей структуре, но содержит дефекты (двойники).

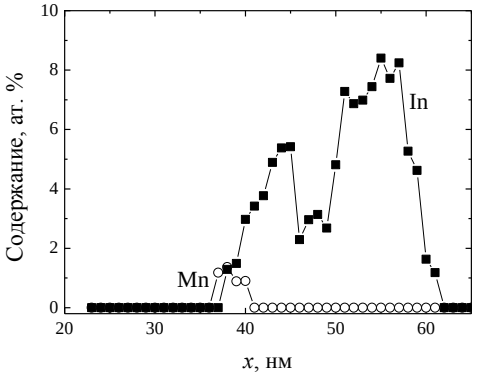
Спектры рентгеновской дифракции подтверждают достаточно высокое структурное качество выращенных образцов. На рис.2 приведен экспериментальный спектр (точки) рентгеновской дифракции структуры 6043 (Ω/2Θ сканирование).



Экспериментальный (точки) и расчетный (сплошная линия) спектры рентгеновской дифракции структуры 6043

Основной пик при 2Θ = 66.06º соответствует отражению (004) от подложки (GaAs). Осцилляции при меньших углах обусловлены присутствием квантовых ям, а также спейсерного и покровного слоев GaAs, когерентных (в кристаллографическом смысле) с подложкой. Подгонка с помощью служебной (поставляемой с дифрактометром) программы Leptos позволила определить параметры структуры: $d_{QW1} \approx 9$ нм, $d_s \approx 3$ нм, $d_{QW2} \approx 5.5$ нм, $d_t \approx 35$ нм. Соответствие экспериментальной и расчетной (модельной) зависимостей видно из рис.2. Параметры также хорошо совпадают с электронно-микроскопическими данными.

Значительный интерес представляет распределение компонентов и примесей в структурах. На рис. 3 приведены распределения Mn и In, полученные методом энергодисперсионного анализа (ЭДА) на поперечном сечении структуры 6043. Квантовые ямы довольно хорошо разрешаются, хотя и наблюдается сегрегация индия к поверхности. Следует обратить внимание, что метод ЭДА дает заниженные по сравнению с рентгеновским методом значения содержания индия в квантовых ямах: 8.5 % в КЯ-1 и 5.5 % в КЯ-2 (метод ЭДА) против 18 и 13 %, соответственно, для КЯ-1 и КЯ-2 (метод рентгеновской дифракции). Полная ширина профиля Mn, по данным ЭДА, составила 2 - 3 нм, а концентрация достигает 1.5 ат.%.



. Распределение атомов Mn и In по глубине структуры 6043. Отсчет координаты x – от поверхности

Указанные особенности распределений In и Mn (сегрегация In к поверхности и ограничение проникновения Mn в структуру пределами КЯ-2) подтверждены методом ВИМС.

Вид спектров фотолюминесценции зависит от содержания Mn в дельта-слое. Обнаружено, что при $Q_{Mn} \geq 0.4$ МС в спектре фотолюминесценции наблюдается пик только от нижней КЯ-1, удаленной от дельта-слоя. Исследование распределения Mn показало, что в таких структурах (например, 7139) атомы примеси проникают в КЯ-2, вследствие чего она теряет эмиссионную способность из-за наличия значительного количества центров безызлучательной рекомбинации. В структурах с $Q_{Mn} \approx 0.2$ МС излучают обе КЯ. Энергетическое положение пиков показывает, что содержание индия в ямах ближе к значениям, определенным рентгеновским методом (например, в структуре 6043 $x_1 \approx 21$ ат.% по ФЛ и 18 ат.% по рентгеновской дифракции).

Результаты исследования должны быть учтены при дизайне GaAs приборов спинтроники с дельта<Mn>-легированным слоем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (грант 14.B37.21.0346), гранта Президента РФ для молодых ученых (МК-5198.2012.2) и РФФИ (грант 11-02-00645а).

1. Golub, M. Spin-polarized light-emitting diodes and lasers / M. Golub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. R179–R203.

2. Применение лазерного распыления для получения полупроводниковых наногетероструктур / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, В.В. Подольский, М.В. Сапожников // Оптический журнал. 2008. Т. 75, в. 6. С. 56–61.

3. Ферромагнитное воздействие дельта<Mn>-слоя в GaAs барьере на спиновую поляризацию носителей в InGaAs/GaAs квантовой яме / С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, в. 10. С. 730–735.

Магниторезонансные и магнитно-транспортные свойства металлических структур спинового клапана

Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.В. Здоровейщев, А.В. Кудрин, В.В. Карзанов, Н.Е. Демидова, Л.И. Бударин, Е.В. Скопин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: demidov@phys.unn.ru

Известна высокая эффективность использования в качестве инжектора спин-поляризованных электронов сплавов кобальта или никеля с железом в структурах сформированных магнетронным осаждением [1-3]. В настоящей работе был синтезирован ряд наноразмерных металлических структур спинового клапана с магнитными слоями сплава $Co_{90}Fe_{10}$ и немагнитной медной прослойкой, аналогичные гетероструктурам работ [2,3], но с применением другой технологии – электроннолучевого испарения (ЭЛИ). Приводятся данные состава структур, продольного магнетотранспорта тока, данные ФМР исследования однородности слоёв и обменного взаимодействия между слоями. Кроме того, приводятся данные осаждения структуры спинового клапана с магнитными обкладками из пермаллоя на пористый кремний.

Наноразмерные слоистые структуры $(Co_{90}Fe_{10}/Cu)n$ с медной немагнитной прослойкой и n=(1-8) были выращены методом ЭЛИ в вакууме на комбинированной вакуумной установке Torr International 1G1-eb4-th1. Рост производился в условиях высокого вакуума $5\cdot10^{-6}$ Торр. На подложку Si/SiO_2 или АГП GaAs наносился буферный слой хрома толщиной 2 нм при температуре T_P = = 160ºС, затем при T_P = 60ºС последовательно наносились слои ферромагнитного материала $Co_{90}Fe_{10}$, разделенные слоями диамагнитного металла Cu. Структуры из 3 и 5 нм слоёв пермаллоя $Ni_{79}Fe_{21}$ с 3 нм прослойкой меди, получены термическим осаждением металлов на пластины окисленного монокристаллического кремния и слой пористого кремния на монокристаллическом кремнии (PS). Для измерения ФМР, как и ранее, применялся спектрометр ЭПР ЕМХ фирмы Брукер с развёрткой магнитного поля до 1.5 Тл. Исследование продольных транспортных свойств структур типа «спиновый клапан» проводились с помощью системы измерения дельта-методом Keithley 6221/2182A в гелиевом криостате замкнутого цикла Janis.

Были синтезированы около двух десятков структур $(Co_{90}Fe_{10}/Cu)n$ с различными n, толщиной и количество слоев от 1,5 до 6,0 нм. Наилучшие по величине ОМС и чувствительности к магнитному полю были получены для случая n=1, например для образца Z10 $Co_{90}Fe_{10}$(15A)/Cu(40A)/ $Co_{90}Fe_{10}$(15A)/ Cr(20A) с ОМС около 2% при 300К в поле до 100Э (рис.1) и 5% при 77К. Изучалось влияние последующих термических отжигов при 300°С в магнитном поле 3000Э в плоскости образца на продольное отрицательное магнетосопротивление (ОМС) и ФМР таких структур спиновых клапанов. Для одних вариантов, например, Z10 такой отжиг привел к трёхкратному уменьшению ОМС. Для других вариантов наблюдалось пятикратное возрастание ОМС и сужение зависимости магнетосопротивления от магнитного поля. Например, для структуры Z13 $Co_{90}Fe_{10}$(30A)/Cu(40A)/$Co_{90}Fe_{10}$(15A)/Cr(20A) величина ОМС при комнатной температуре возросла от 0.55% в поле до 1000Э до 2.8% в поле до 100Э. Таким образом установлено, что технология электронно-лучевого испарения в вакууме является перспективной для создания спиновых клапанов, по величине ОМС и малому гистерезису магниторезистивного эффекта позволила приблизиться к рекордным параметрам таких структур в литературе.

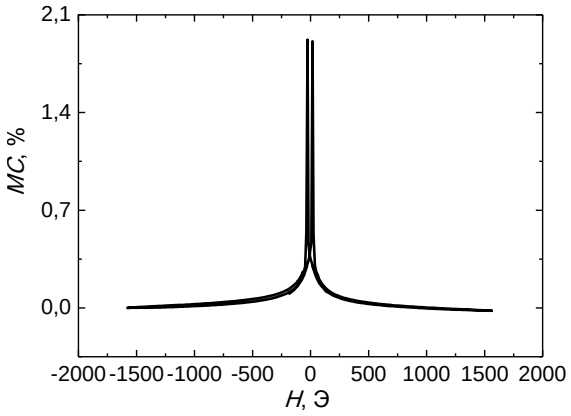


Рис. 1. Зависимость ОМС структуры Z10 $Co_{90}Fe_{10}$(15A)/Cu(40A)/ $Co_{90}Fe_{10}$(15A)/ Cr(20A) от продольного магнитного поля при комнатной температуре

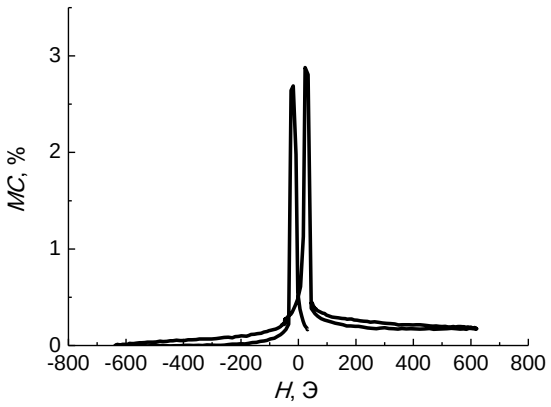


Рис.2. Зависимость ОМС отожжённой в магнитном поле структуры Z13 $Co_{90}Fe_{10}$(30A)/Cu(40A)/ $Co_{90}Fe_{10}$(15A)/ Cr(20A) от продольного магнитного поля при комнатной температуре

Эксперименты показали, что техника ФМР является ценным инструментом в получении информации о величине, знаке и однородности обменного взаимодействия между магнитными слоями, о намагниченности и однородности таких слоёв в наноразмерных многослойных структурах ФМ/немагнитный металл. Например, на рис.3 сверху показан спектр ФМР образца Z13, который, как и положено для асимметричной структуры, содержит акустическую и оптическую моды прецессии спина, положение которых свидетельствует о ферромагнитном обменном взаимодействии между магнитными слоями. Вместе с тем спектр на рис.3 снизу показывает, что в результате отжига в магнитном поле знак обменного взаимодействия сменился на противоположный, с чем видимо, и связано пятикратное возрастание ОМС этой структуры.

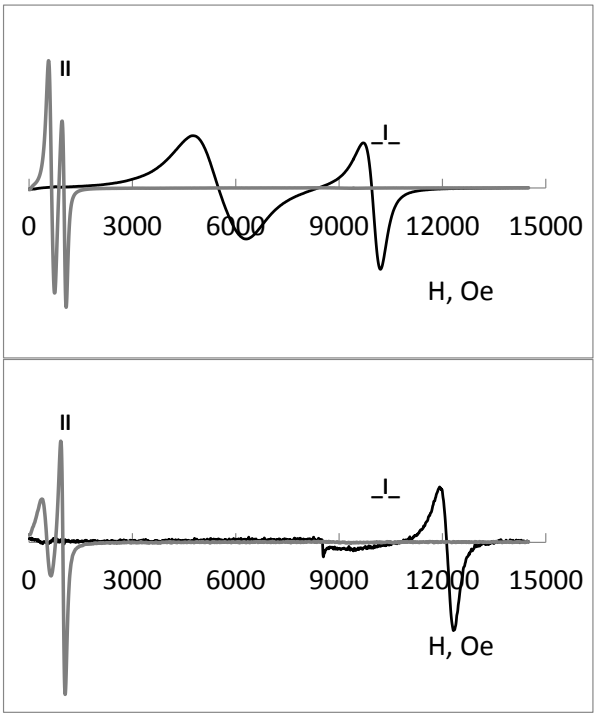


Рис. 3. ФМР при 293К структуры Z13 $Co_{90}Fe_{10}$(30A)/Cu(40A)/ $Co_{90}Fe_{10}$(15A)/Cr(20A) при комнатной температуре для перпендикулярной и параллельной ориентациях магнитного поля до отжига сверху и после отжига в продольном магнитном поле 3000Э при 300°С снизу.

Другой интересный результат иллюстрируют данные ФМР на рис.4 для структур из 3 и 5 нм слоёв пермаллоя $Ni_{79}Fe_{21}$ с 3 нм прослойкой меди, полученных термическим осаждением металлов на пластины окисленного монокристаллического кремния и слой пористого кремния на монокристаллическом кремнии (PS). Как видно, в случае структуры $Ni_{79}Fe_{21}$/Cu/$Ni_{79}Fe_{21}$/SiO_2/Si наблюдаются характерная для плоского ферромагнетика угловая анизотропия спектра ФМР, акустическая и оптическая моды прецессии спинов с ферромагнитным характером обменного взаимодействия между слоями пермаллоя. В случае структуры $Ni_{79}Fe_{21}$/Cu/$Ni_{79}Fe_{21}$/PS/Si также наблюдаются обе моды прецессии, но с антиферромагнитным обменным взаимодействием. Кроме того, появился дополнительный спектр (показан стрелками на рис.4), угловая анизотропия которого свидетельствует о наличии игольчатых ферромагнитных областей, ориентированных перпендикулярно плоскости плёнки. Очевидно, что эти игольчатые фрагменты образовались в результате проникновения около 40% (согласно соотношениям интенсивностей ФМР) атомов Ni и Fe в поры PS при напылении слоёв. И это привело к смене знака обменного взаимодействия между слоями пермаллоя. Возможность такого использования PS представляется перспективной для создания новых структур спинтроники, совместимых с наиболее распространённой кремниевой технологией.

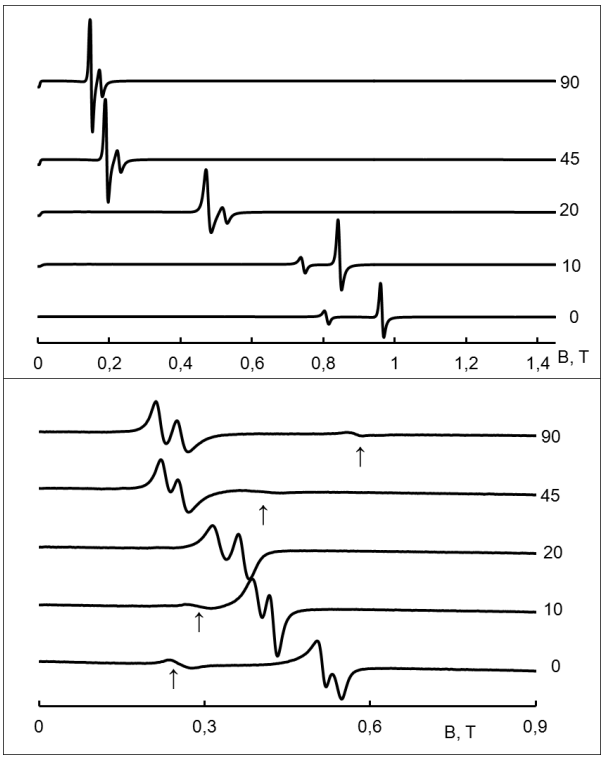


Рис. 4. ФМР при 293К структур $Ni_{79}Fe_{21}$ 3nm/Cu3nm/ $Ni_{79}Fe_{21}$5nm/SiO_2/Si сверху и $Ni_{79}Fe_{21}$3nm/Cu3nm/ $Ni_{79}Fe_{21}$ 5nm/PS/Si снизу. Цифры у кривых – угол между полем и плоскостью образца.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00855а, АВЦП РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/12029, контрактом № 02.740.11.0672 по проекту кадры с Министерством образования и науки.

1. Yamane H. et al. JMMM, 1999, V.198, P. 128.

2. Milyaev M., Naumova L., Proglyado V., Krinitsina T., Ustinov V. Abstr. MISM-2011, Moscow, August 21-25, P. 703.

3. Milyaev M.A., Naumova L.I., Proglyado V.V., Krinitsina T.P., Ustinov V.V. / Abstr. MISM-2011, Moscow, August 21-25, P. 689.

Ферромагнитный резонанс и гистерезис в переносе тока частично окисленных слоёв кремниевого сплава Гейслера Co_2MnSi

Е.С. Демидов, А.А. Тронов, Л.И. Бударин, Н.Е. Демидова, В.В. Сдобняков, В.П. Лесников, Д.Е. Николичев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: demidov@phys.unn.ru

Ранее были исследованы нелинейность, гистерезис и возможность применения ферромагнитного резонанса (ФМР) для определения топологии и обменного взаимодействия наноразмерных феррмагнитных областей в плёночных образцах Ge:(Mn,Al) и кремниевого сплава Гейслера (КСГ) Co_2MnSi [1–3]. В настоящей работе представлены новые результаты исследования ФМР и гистерезис в переносе тока наноразмерных плёночных структур спинтроники на основе частично окисленных слоёв КСГ Co_2MnSi.

Как и в [1–3] Для формирования магнитных и немагнитных слоёв применялось импульсное осаждение из лазерной плазмы на второй и третьей гармониках излучения твердотельного импульсного лазера на АИГ:Nd Solar LS LQ 529A и магнетронное осаждение (МО) на установке Mag Sput-2G-3PC (Torr International Inc.). Магнитно-резонансные измерения проводились на ЭПР-спектрометре Bruker EMX в X-диапазоне (9,8 ГГц) в интервале значений индукции магнитного поля до 1,5 Тл. ВАХ, нелинейность и гистерезис структур исследовались с применением автоматизированного прецизионного анализатора Agilent Technologies B1500A Semiconductor Device Analyzer.

Таблица 1

Сводка параметров слоёв СГ Co_2MnSi/SiO_2, полученных МО с различной степенью окисления: R – сопротивление плёнки, ρ – её удельное сопротивление, ОМС – отрицательное магнетосопротивление, j – плотность тока, НЛ относительная нелинейность, ГС – относительная величина гистерезиса

№	ФМР	ρ, Ом·см	ОМС, %	j, А/ см^2	НЛ, %	ГС, %
1	+	0,032	0.25	$2.0\cdot10^4$	5	1.3
2	+	0,076	0.2	$1.0\cdot10^4$	5	0.8
3	+	0,3	0.5	$3.7\cdot10^3$	7	1.7
4	+	2	0.6	$2.5\cdot10^3$	10	2.3
5	ЭПР	200	-	$1.7\cdot10^3$	3	1.0
6	-	$2\cdot10^5$	-	-	-	-
7	-	$5.8\cdot10^5$	-	-	-	-
8	-	$1.6\cdot10^6$	-	-	-	-

Наиболее интересные результаты получены для слоёв полученных МО. Сводка данных ФМР и магнитотранспортных измерений приведена в таблице 1. Представлены данные магниторезонансной спектроскопии, нелинейности и гистерезиса ВАХ образцов 8 слоёв СГ Co_2MnSi/SiO_2 с различным содержанием кислорода и изменением удельного сопротивления на 8 порядков.

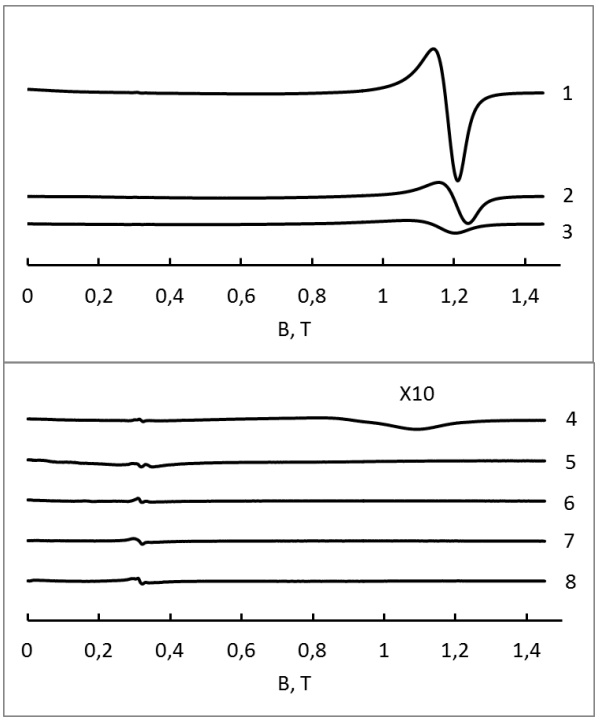


Рис. 1. Спектры ФМР при комнатной температуре слоёв СГ Co_2MnSi/SiO_2, полученных МО при перпендикулярной плоскости образца ориентации магнитного поля

На рис. 1, 2 представлены данные спектроскопии ФМР при комнатной температуре образцов 1-8 слоёв СГ Co_2MnSi/SiO_2, полученных МО с различным содержанием кислорода. Как видно в случаях образцов 1-4, у которых согласно таблице 2.1 удельное сопротивление меняется на два порядка, имеет место ярко выраженный ФМР с сильной анизотропи, характерной для плоского образца. Намагниченность ферромагнитной фазы согласно сдвигу линии ФМР при повороте образца на 90 градусов велика и составляет 600-705 Гс. Для этих образцов 1-4 интервал между линиями ФМР при перпендикулярной и параллельной ориентациях образца слабо меняется, хотя амплитуда спектра уменьшается по мере увеличения удельного сопротивления плёнок с ростом содержания кислорода. Это означает, что в этих образцах по мере роста доли немагнитной оксидной фазы ферромагнитная фаза сохраняется, но её доля падает. Сильная анизотропия во всех 4-х случаях свидетельствует о том, что

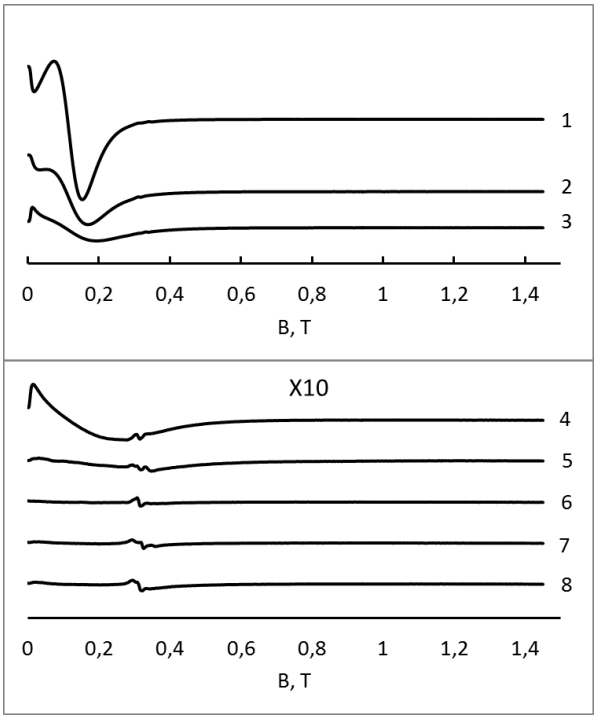


Рис. 2. То же, что и на рис.1 при параллельной плоскости образца ориентации магнитного поля

ферромагнитные включения при уменьшении их размеров сохраняют плоскую форму с толщиной много меньшей латеральных размеров. В случае образца 5 анизотропия спектра пропадает, наблюдается спектр ЭПР. Т.е. на этом этапе окисления плоские ферромагнитные включения распадаются на мелкие наноразмерные не плоские частицы, получается структура суперпарамгнетика. В образцах 6-8 нет никаких проявлений магниторезонансного поглощения, ферромагнитная фаза пропадает. Таким образом, описанные закономерности ФМР образцов Co_2MnSi/SiO_2 показывают возможность контролируемого непрерывного регулирования состава гетерофазной системы из диэлектрической оксидной фазы, в которую вкраплены наноразмерные включения ферромагнитной фазы. Такая гетерофазная система представляет интерес для изучения возможности дискретного туннелирования сквозь наноразмерные проводящие ферромагнитные гранулы.

В случаях образцов 1-4, у которых удельное сопротивление меняется на два порядка и проявляется отрицательное магнетосопротивление ≈0.5% в поле до 300Э (таблица 1). Закономерности в ФМР подтверждаются измерениями продольного электропереноса плёнок Co_2MnSi/SiO_2. Данные электропереноса показывают характерную для дискретного туннелирования нелинейность ВАХ, показанную для образца 4 на рис.3. Интересным, как видно на этом же рис.3, является наличие существенного гистерезиса ВАХ около 2.5% при малой плотности тока до $2.5 \cdot 10^3$ А/ см^2, которая на три порядка меньше по сравнению со структурами спинового клапана или магнитного туннельного перехода в литературе [4,5]. Такого рода структуры представляют практический интерес для создания управляемых собственным током элементов памяти.

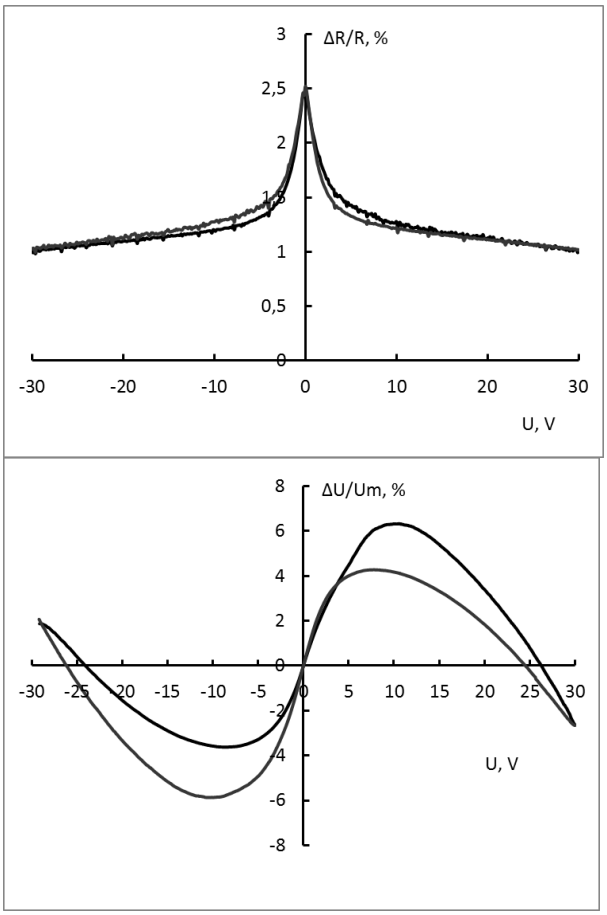


Рис. 3. Нелинейность вверху и гистерезис снизу для образца 4 плёнки Co_2MnSi/SiO_2 с 30 мкм зазором между контактами.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00855а, АВЦП РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/12029, контрактом № 02.740.11.0672 по проекту кадры с Министерством образования и науки.

1. Демидов Е.С. , Подольский В.В. , Лесников В.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, вып. 12. С. 852-855.

2. Демидов Е.С., Подольский В.В., Лесников В.П. и др. // Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 15–19 марта 2011 г.). Нижний Новгород: ИФМ РАН. 2011. Т. 1. С. 79–80.

3. Demidov E.S., Podolskii V.V., Lesnikov V.P. et al. // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) (Moscow, August 21-25, 2011) Book of Abstracts. 2011. P. 286.

4. Yao X. Meng H., Zhang et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103, P. 07A717(1-3).

5. Sukegawa H. Kasai S., Furubayashi T. et al. // Appl. Phys. Letters. 2010. V. 96. P. 042508(1-3).

Температурная зависимость циркулярной поляризации люминесценции спиновых светоизлучающих диодов

М.В. Дорохин [1,2]***, Е.И. Малышева*** [1]***, Ю.А. Данилов*** [1,2]***, А.В. Кудрин*** [1,2]***, А.В. Здоровейщев*** [1]***, А.В. Рыков*** [2]***, Б.Н. Звонков*** [1]

[1] НИФТИ ННГУ, Нижний Новгород
[2] Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

Светоизлучающие диоды, испускающие циркулярно-поляризованное излучение, знак и степень которого управляются внешним магнитным полем, являются базовым элементом спинтроники [1]. Перспективным вариантом можно назвать прибор, в котором непосредственно в активной области (квантовой яме InGaAs/GaAs) возникает поляризация по спину носителей заряда – за счёт обменного взаимодействия между носителями активной области и близкорасположенным встроенным ферромагнитным слоем (дельта-слоем Mn). Рекомбинация с участием спин-поляризованных носителей приводит к испусканию циркулярно-поляризо-ванного электролюминесцентного излучения [1]. В [2] были изучены поляризационные характеристики электролюминесценции (ЭЛ) в зависимости от технологических параметров изготовления структур (содержания Mn, температуры выращивания, толщины спейсерного слоя GaAs). Полученные результаты могут быть интерпретированы с точки зрения модели обменного взаимодействия между ионами Mn в ферромагнитном дельта-слое и дырками в квантовой яме (КЯ) [2]. Для точного количественного описания спин-зависимых эффектов в рамках названной модели необходимо исследование циркулярной поляризации ЭЛ в широком диапазоне температур.

В настоящей работе представлены результаты исследований температурных зависимостей люминесцентных свойств спиновых светоизлучающих диодов. Основной задачей работы является получение экспериментальных данных для количественного описания эффектов обменного взаимодействия в гетероструктурах квантовая яма/ферромагнитный дельта-слой, а также изучение технологических факторов, определяющих температуру Кюри (T_C) ферромагнитного слоя. Структуры выращивались на подложках n^+-GaAs комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и лазерного распыления. Буферный n-GaAs слой, $In_xGa_{1-x}As$ квантовая яма (x = 0.16–0.18, толщина – 10 нм) и спейсерный GaAs с варьируемой толщиной (1-10 нм) выращивались из металлорганических соединений и арсина при температуре 600º С. На следующей стадии дельта<Mn>-легированный слой и 40 нм покровный GaAs были выращены в том же реакторе при температуре 400ºС посредством лазерного распыления Mn и GaAs мишеней, соответственно. Снижение температуры выращивания позволило уменьшить диффузию Mn из дельта-слоя при формировании образцов [2]. Базовый омический контакт был изготовлен искровым вжиганием Sn фольги.

В работе проведены исследования электролюминесценции и циркулярной поляризации ЭЛ изготовленных диодов в диапазоне температур 10–90 К и в магнитных полях величиной до 0.3 Тл. При исследованиях ЭЛ на образцы подавалось прямое смещение (положительный по отношению к базе потенциал). Излучение регистрировалось со стороны подложки. Значение степени циркулярной поляризации ЭЛ оценивалась из соотношения:

$$P_{ЭЛ} = (I^+ - I)/(I^+ + I), \qquad (1)$$

где $I^+(I)$ – интенсивности компонент с левой (правой) поляризацией, полученные путём интегрирования полосы соответствующей части спектра излучения. Схема образцов для исследования, а также спектры электролюминесценции показаны на рис.1.

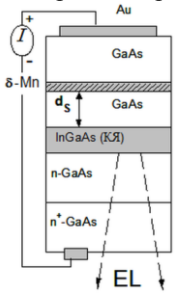


Рис. 1. Схема диода для исследований и спектры ЭЛ, записанные при 10 К и магнитном поле 0.3 Тл в правой (кривая 1) и левой (кривая 2) поляризациях

Ранее было показано, что при введении диодов в магнитное поле линия ЭЛ, связанная с излучательными переходами в квантовой яме становится частично циркулярно-поляризованной, т.е. интенсивность излучения, поляризованного по левому кругу, превышает интенсивность излучения, поляризованного по правому кругу (рис.1). Рассмотрим подробнее магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ, рассчитанной по формуле (1). Вид зависимостей отличается для различных температур измерений (рис.2). В диапазоне температур 10–35 К наблюдаются два участка: участок быстрого роста $P_{ЭЛ}$ при изменении магнитного поля в пределах 0–0.1 Тл, и участок медленного изменения $P_{ЭЛ}$ при увеличении B от 0.1 до 0.3 Тл. Второй участок может быть аппроксимирован линейной функцией. Показанные на рис.2 кривые подобны магнитополевой зависимости намагниченности слоёв GaMnAs при направлении магнитного поля, перпендикулярном оси лёгкого намагничивания [3]. При увеличении температуры измерений выше 35 К вид $P_{ЭЛ}(B)$ меняется: зависимость стано-

вится линейной во всём диапазоне магнитных полей. По мере увеличения температуры уменьшается наклон линейной зависимости и, соответственно, снижается значение степени циркулярной поляризации. Полученный вид зависимости характерен для всех исследованных структур. Температура, при которой зависимость $P_{ЭЛ}(B)$ преобразуется в линейную, также незначительно отличается для разных структур (значения лежат в диапазоне 30 - 35 К). Технологические параметры формирования оказывают влияние только на значения степени циркулярной поляризации (лежащие в диапазоне 0.003 – 0.1 в максимальном поле).

Рис. 2. Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля диода с КЯ и дельта<Mn>-слоем

Полученный результат может быть дополнен построенной на рис.3 зависимостью степени поляризации (в поле 0.3 Тл) от температуры для диода с дельта<Mn>-легированным слоем. При температурах 10 – 20 К степень циркулярной поляризации сохраняет сравнительно высокое значение и медленно спадает с ростом T. При температуре ~ 30 К происходит резкое снижение $P_{ЭЛ}$, а при дальнейшем повышении температуры имеет место медленное уменьшение степени поляризации.

В области низких температур (2 - 30 К) зависимость на рис. 3 хорошо аппроксимируется функцией Бриллюэна для намагниченности насыщения ферромагнетиков, как показано в [4]:

$$M_s/M_{s0} = B_J\left(\gamma\mu_0\mu_1 M_s/k_B T\right), \qquad (2)$$

Рис. 3. Зависимость степени поляризации от температуры (B = 0.3 Тл) диода с КЯ и δ<Mn>-слоем (точки) и функция Бриллюэна (линия), рассчитанная по формуле (2)

где M_s/M_{s0} – относительная намагниченность; B_J – функция Бриллюэна; γ – коэффициент Вейсса; μ_0 – магнитная проницаемость в вакууме; μ_1 – магнитная проницаемость вещества, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

Согласно (2) намагниченность ферромагнетика уменьшается с ростом температуры и при температуре Кюри становится равной нулю (рис. 3). Путём выбора параметров аппроксимации кривая $P_{ЭЛ}(T)$ может быть описана формулой (2), а точка пересечения аппроксимирующей кривой с осью абсцисс соответствует значению T_C ферромагнитного дельта-слоя [4]. Найденное из рис. 3 значение (37 К) хорошо согласуется со значением температуры, при которой кривая $P_{ЭЛ}(B)$ преобразуется в линейную функцию магнитного поля. Полученные результаты согласуются с предложенной ранее [2] моделью обменного взаимодействия дырок в КЯ с ионами Mn в дельта-слое. Согласно этой модели циркулярно-поляризованное излучение обусловлено спиновой поляризацией дырок в квантовой яме вследствие их обменного взаимодействия с ферромагнитным дельта-слоем. Обменное взаимодействие приводит к расщеплению энергетических уровней тяжёлых дырок. Спиновая поляризация дырок возникает в результате преимущественного заполнения уровня, лежащего ниже по энергии (с основным спином). Зависимость степени поляризации от магнитного поля подобна зависимости относительной намагниченности дельта<Mn>-слоя, как было показано в [4]. При увеличении температуры выше точки Кюри дельта<Mn>-слой становится парамагнитным, а наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация обусловлена Зеемановским расщеплением энергетических уровней. Величина расщепления и степень поляризации (рис. 2), в этом случае линейно зависят от магнитного поля.

Таким образом, исследование зависимостей $P_{ЭЛ}(B)$ при разных температурах в диодах на основе структур с квантовой ямой и дельта<Mn>-слоем продемонстрировало взаимосвязь наблюдаемой в эксперименте циркулярной поляризации ЭЛ с магнитными свойствами ферромагнитного дельта-слоя. Наблюдаемое в эксперименте высокое значение степени циркулярной поляризации сохраняется до достижения точки Кюри дельта<Mn>-слоя. Повышение диапазона рабочих температур диода может быть достигнуто за счёт повышения T_C встроенного ферромагнетика.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (грант 14.B37.21.0346), гранта Президента РФ (МК-5198.2012.2).

1. Myers, R.C. Tunable spin polarization in III-V quantum wells with a ferromagnetic barrier / R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys.Rev. B. 2004. V.69. P.161305(R).

2. Ферромагнитное воздействие δ-<Mn>-слоя в GaAs барьере на спиновую поляризацию носителей в InGaAs/GaAs квантовой яме / С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, и др. // ПЖЭТФ. 2009. Т. 90, в. 10. С. 730–735.

3. Hot-Electron Photoluminescence of Para- and Ferromagnetic (Ga,Mn)As Layers / V.F. Sapega, M. Ramsteiner, O. Brandt, et.al. // AIP Conf. Proc. 2007. V. 893. P.1209.

4. Формирование спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих ферромагнитные включения / М.М. Прокофьева, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2012. Т. 76, в. 2. С. 255–258.

Магнитные свойства многослойных структур $[Fe/Cr/Gd/Cr]_n$

А.Б. Дровосеков [1], ***Н.М. Крейнес*** [1], ***А.О. Савицкий*** [1],
Е.А. Кравцов [2], ***Д.В. Благодатков*** [2], ***М.В. Рябухина*** [2]

[1] Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва.
[2] Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург.

e-mail: drovosekov@kapitza.ras.ru

Известно, что в слоистых системах Fe/Gd имеется сильный антиферромагнитный обмен между ферромагнитными слоями железа и гадолиния [1-3]. Существенно разная температура Кюри для этих двух веществ (~1000К для железа и ~300К для гадолиния) приводит к ферримагнитным свойствам указанных систем (наличие точки компенсации). Представляет интерес перспектива управления межслойным взаимодействием между слоями Fe и Gd и возможность реализации новых фаз в системе Fe/Gd. Для исследования такой возможности в данной работе изучаются многослойные структуры $[Fe/Cr/Gd/Cr]_n$, в которых между слоями железа и гадолиния вводятся прослойки хрома различной толщины.

В работе представлены результаты исследования магнитных свойств трех образцов $[Fe(35Å)/Cr(t)/Gd(50Å)/Cr(t)]_{12}$ с различной толщиной прослоек Cr: 4.4Å, 5.8Å и 7.2Å. Образцы получены методом магнетронного напыления на кремниевых подложках и имеют поликристаллическую структуру. Наличие слоистой структуры подтверждается данными рентгеновской рефлектометрии.

Исследования проводились методами СКВИД магнитометрии и ферромагнитного резонанса в температурном диапазоне 4-300К.

На рисунке 1 показаны зависимости магнитного момента M исследуемых образцов от температуры T в поле 500Э (поле направлено в плоскости пленки). Значения магнитного момента приведены в пересчете на единицу площади и на один структурный элемент сверхрешетки. Для сравнения показана аналогичная зависимость для структуры без прослоек хрома $[Fe(35Å)/Gd(50Å)]_5$ из работы [4]. Как показано в этой работе, уменьшение намагниченности при охлаждении ниже комнатной температуры в сверхрешетке $[Fe/Gd]_5$ обусловлено АФМ упорядочением слоев Fe и Gd. Увеличение намагниченности в области низких температур связано с появлением скошенной структуры.

Как видно из рисунка 1, добавление хромовой прослойки приводит к увеличению намагниченности во всем диапазоне температур, а также к появлению дополнительного максимума на кривой M(T) в области высоких температур.

Таким образом, для рассматриваемых образцов можно выделить три характерные области по температуре с различным поведением M(T):

1. Высокотемпературная область, где намагниченность растет с понижением T.

2. Область промежуточных температур, где M падает с охлаждением.

3. Низкотемпературная область, где вновь наблюдается рост намагниченности.

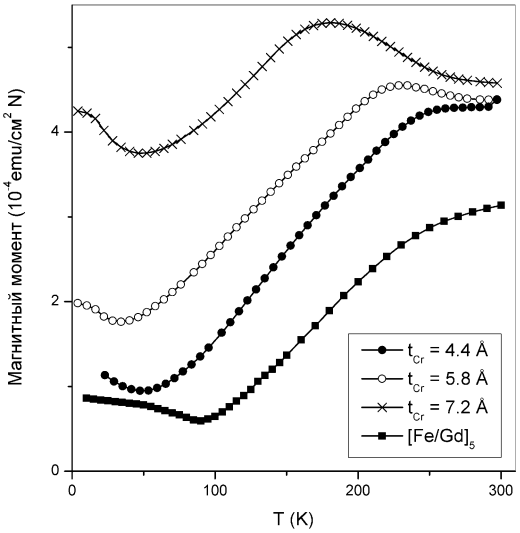


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности M(T) для образцов с различной толщиной прослоек хрома в поле 500Э.

Существование трех характерных областей поведения M(T) по температуре подтверждается данными полученными при измерении ФМР.

Для наблюдения ФМР нами использовалась схема с измерением мощности СВЧ сигнала, прошедшего через резонатор с помещенным в него образцом. Сигнал резонанса детектировался при развертке поля от 0 до 10кЭ на фиксированной частоте из диапазона 17-33ГГц. Поле направлено в плоскости пленки.

На рисунке 2 показаны температурные зависимости резонансного поля на частоте 20ГГц для изучаемой серии образцов.

При комнатной температуре положение линии резонанса H_{res} достаточно хорошо соответствует ФМР для чистой железной пленки. При понижении температуры для всех трех образцов сначала наблюдается слабое увеличение H_{res} (показано в увеличенном масштабе на вставке рис.2), затем ниже определенной температуры T^+ начинается резкое падение H_{res}. С увеличением t_{Cr} величина T^+ падает. Для образца с t_{Cr}=7.2Å наблюдаемое уменьшение H_{res} продолжается вплоть до самых низких температур. Для двух образцов с более тонким хромом линия исчезает ниже некоторой

температуры (постепенно уширяясь), однако при температурах ниже ~50K вновь появляется, но в более высоких полях. Заметим, что при низких температурах уменьшение толщины прослойки Cr приводит к сдвигу линии в сторону бóльших полей. Кроме того, в области низких температур при продольном возбуждении резонанса наблюдается дополнительная линия поглощения (см. рисунок 3). Дополнительная линия расположена в меньших полях по сравнению с основной, причем с увеличением t_{Cr} расстояние между линиями уменьшается.

Таким образом, как и в случае с данными для статической намагниченности, можно выделить три области с существенно различным поведением $H_{res}(T)$, которые, по-видимому, можно сопоставить с характерными областями на кривых M(T).

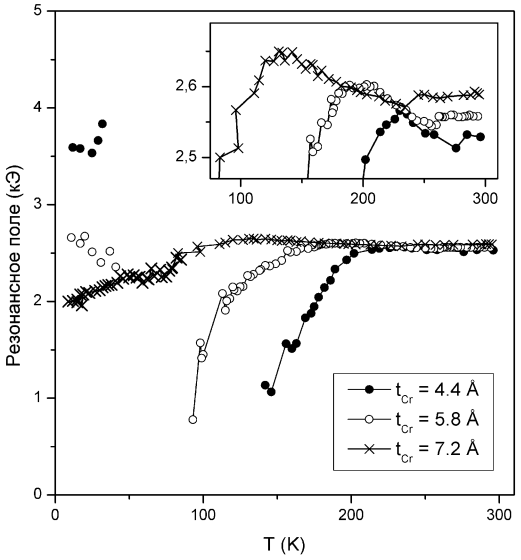


Рис. 2. Температурные зависимости резонансного поля $H_{res}(T)$ для образцов с различной толщиной прослоек хрома. Частота – 20ГГц

Границы этих областей по температуре несколько отличаются для данных статических и динамических измерений. Это, по-видимому, связано с различной величиной магнитных полей, в которых производятся соответствующие измерения (H=500Э для статических кривых M(T) и H~2.5кЭ в экспериментах по ФМР).

Вид наблюдаемых зависимостей $H_{res}(T)$ качественно повторяется при измерениях на различных частотах в диапазоне 17-33ГГц. Наблюдается лишь сдвиг всей кривой $H_{res}(T)$ в большие или меньшие поля при увеличении либо уменьшении используемой частоты соответственно.

Характер магнитного упорядочения в изучаемой сверхрешетке $[Fe/Cr/Gd/Cr]_n$ в указанных выше температурных областях нам пока не ясен. Однако, очевидно, что природа наблюдаемых явлений связана с уменьшением антиферромагнитного обмена между слоями Fe и Gd за счет введение хромовой прослойки между ними.

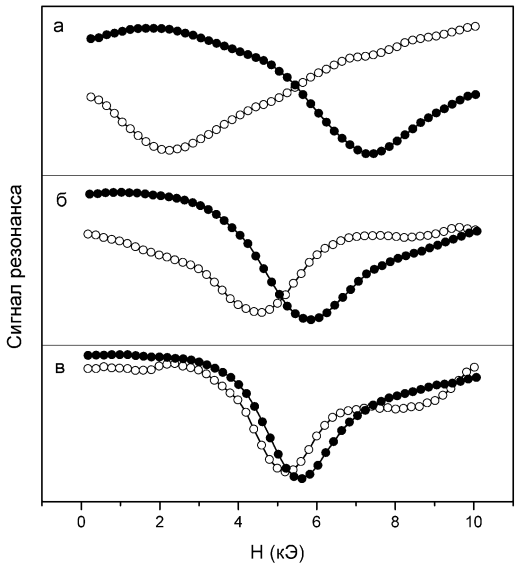


Рис. 3. Линии ФМР, полученные при поперечном (сплошные точки) и продольном (пустые точки) возбуждении резонанса для образцов с толщиной прослойки хрома 4.4Å (а), 5.8Å (б) и 7.2Å (в). Частота – 32.5ГГц, температура – 20К

Предварительно можно сделать следующие предположения о типе магнитного упорядочения в различных температурных областях.

При высоких температурах наблюдаемые увеличение намагниченности и рост H_{res} свидетельствуют в пользу ФМ упорядочения слоев Fe и Gd. В промежуточной области температур, вероятно, устанавливается скошенное состояние, переход в которое с увеличением толщины прослойки и уменьшением АФМ обмена происходит при более низких температурах. Низкотемпературная область, возможно, соответствует АФМ состоянию с намагниченностью Gd вдоль поля.

Дополнительная линия резонанса, наблюдаемая при продольном возбуждении резонанса в низких температурах, очевидно, связана с какой-то неоднородной модой колебаний в сверхрешетке. То, что расстояние между основной и дополнительной линиями уменьшается с увеличением толщины Cr, также свидетельствует об уменьшении межслойных взаимодействий в структуре.

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки РФ № 8682, НШ-6172.2012.2, грантами РФФИ № 12-02-12054-офи-м, № 10-02-01110-а.

1. Camley R.E. and Stamps R.L. // J. Phys: Condens. Matter **5**, 3727 (1993).

2. Sajieddine M., Bauer Ph., Cherifi K., Dufour C., Marchal G. and Camley R.E. // Phys. Rev. B **49**, 8815 (1994).

3. Haskel D., Srajer G., Lang J.C., Pollmann J., Nelson C.S., Jiang J.S., and Bader S.D. // Phys. Rev. Lett. **87**, 207201 (2001).

4. Kravtsov E., Haskel D., te Velthuis S.G.E., Jiang J.S. and Kirby B.J. // Phys. Rev. B **79**, 134438 (2009).

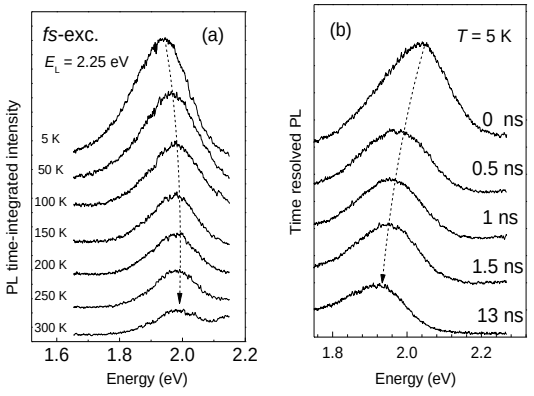
Магнитный полярон в нанокристаллах CdSe:Mn

С.В. Зайцев [1], ***G. Bacher*** [2]

[1] " Д ! " !
[2] Werkstoffe der Elektrotechnik, Universitat Duisburg-Essen, Germany

e-mail: szaitsev@issp.ac.ru

" Д ! !
Б s,p-D" ! Д "
! ! " "! !
" ! "! Д " Б ! ! !
" Д Б ! "! !
! " Д
Д ! "
Д' ! %MP, !" " ! !
! %MP "
Б ! "! Д "
" " "
Д ! ! " Д !
! " " !
!
" Д " " "! "
! " Д "
! Б - !
! " Д ! ! !
Б " ! Д "
Д " " "
E_{MP} Д ~ 100 " Б
B_{MP} ~ 10 [%ROS] Б ! ! " [1].
! ! Б Д ! Д "! ! Д
! ! " !
DBE- N Д ! - Nx_{Mn} = 0.5 - 5 !
Д ! 2.2 - 5 ," !
Д ! ! [1].



а *б*

Рис. 1. (*а*) - "! CdSe:Mn($x_{Mn=}$ " Б Д " !" ! (*б*) - ! " Д' " !

! Б " DBE- N " ! !" E_{PL}(T) - " ! Б Д ! ! " Д' ! T (!). ! Д' " ! ! ! ! Б Д " ! ! [2] Д !"

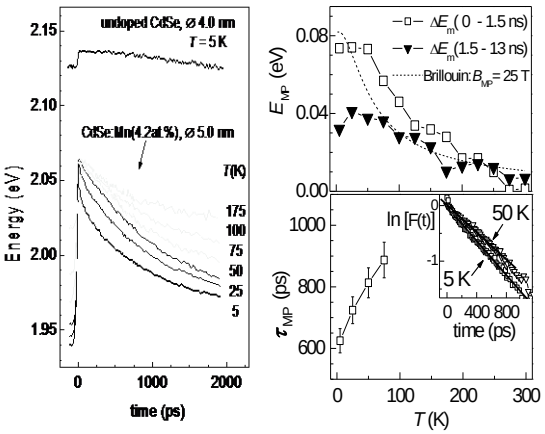
4 ! " " ! σ^+ (σ^- "!

$$E_{PL}^{\pm} = E_0 \pm E_Z(B',T), \quad B' = B_{MP} + B. \qquad (1)$$

! " " Д
" " τ >> τ_{MP} "
" ! Д E_Z - ! "
! " "
Б SP-D " ! Д " !
! " Д !
" ! [2]:

$$E_Z(B,T)=(\alpha-\beta)x_{Mn}S_O B r_{5/2}\{ 5\mu_B g_{Mn} B/2k_B(T+T_O) \}, \qquad (2)$$

Д α β= - - ! Б
" ! Д " " Д "
" ! ! S_O 3 ! T_O "!
! ! ! "! Д
" - N S_O≈1.5, T_O≈2 K.
Д " Д " ! B_{MP} ≠0
" Б Д Д " Д'
T.



а *б*

Рис. 2. (*а*) !" ! ! ! " - ! " " Б Д " Д DBE- N (*б*) !" $E_{MP,1}$ $E_{MP,2}$! "! - ! ! -2). - !" $\tau_{MP,1}$(T), ! " !" ! ! ! ΔE_{PL}(t)

Д !" ! Б" - ! Д - NД ! Д' ! ! E_{PL} - Б 4 + Д ! "! ! " ! Б Д ! "! !" " ! Б ! Б - N ! Д' (!). !" %PL T ! Д ! ! ! ! ! Б "

! ! ! ~20
! Б Д Д' ΔE_S ~ 50 Д !
$E_{PL}(t=0)$, ! ! !
! ! " Б ! !
" ! !
Д ! Д " Д
] ! ! ! " ! <1
" Б " - " τ_{SS}
- ! ! τ_{SL} " ! Б "
! " [2].
! ! " !
! ! " ! ! - Д'
~80 " " ! Д Д
Б Д ! Д' ~ 40 Д
Δt~13 . !" %$_{PL}$ T
Б Д ! ! Д' " !
$\tau_{MP,1}$ $\tau_{MP,2}$! Д "
$\tau_{MP,2}$ " Д ! ! Б Д
Б " ! $\tau << \tau_{MP,2}$.
" $\tau_{MP,1}$! ! ! " ! "! !
" " - N Б
! ! ! [3] "
! Д τ_{SS} Д " !
! ! ! Б !
"! Д " "
! Б " $\tau_{MP,1}$= 600
! Б ! ! ! " "
! Д "! Б Б ! ! !
! ! "
[2,3] ! ! " Д ! ! Д " !
! Б " " ! !
" ! ! ! ! Д "
$\tau_{MP,2}$ " ! ! "!
" ! Д ! " Д
!
" ! Д " ! " !
! ! !
" ! ! ,
Д %$_{MP}$ ~ 10- " " ! !
Б ! T = 3-25 K ! Д' %$_{PL}$ T "
" 2 ~80-90 !
$E_{MP,1}$! ! Б "! ! Б !
$E_{PL}(t)$ Д ,! ! $E_{MP,2}$
! " ! - Д Б Б
" " ! ,
! ! ! "! Б
B_{MP}
! $E_{MP,1}$ " ! !
Д " !
! ! ! !
! " ! Б ! ! !
V_{loc} " Д " " Б
B_{MP} [2]:

$$B_{MP} = \beta J/(3\mu_B g_{Mn} V_{loc}), \quad (3)$$

Д J=3/2 Д ! " " ! Д" B_{MP}
" Д ! ! ! Б "
Д β " ! Б ! " -
" α ! " D
! B_{MP} ≈25 ! " ! "
! " Д ! Д
! ! "! " [2] Д
"! "
! ! ! " Д !
! ! " "
" - NN_{Mn} "
B_{MP} ! S=
$E_{MP,1} \approx \mu_B g_{Mn} S B_{MP} N_{Mn} \approx 75$
" " ! ! !
" ! $E_{MP,1}$ B_{MP} Б Д ! !
" ! Б [3].
! " Б Д
Д " " !"
" ! %$_{MP,1}$ ~ 1/d^3 Д ! !,
Д ! "! " ! !
"! "! E_Q ~ 1/d^2 [3]
! Б Д Б ! !" $E_{MP,1}$
! ! E_Q, ! " ! $\tau_{MP,1}$≈ "
! Д " Д ! " " Д
" =
! Д ! Д
"! ! Б ! " Д
! ! ! ! DЭE- N " Д
" Б Б ! "!
" Б Д ! ! Б Д "
! ! "! -
" Д' "
! " Д ! ! ! !
! Д' ! !
" " - ! !
! ! " Д
" Д " Б
" ! Д " ! !
! " " "
E_{MP} Б " ! ! !" ! !
! " ! ! !
! " "! Д' !
Д - Б Д " Д
! ! ! Д ! !
Д " !
! Б " ! ! " !
! ! ! Д !
Д " ! \ Д
! Б Д " ! ! ! "
"! ! "!
" ! ! ! ! !

! Б ! ! ДД ! ! 13-02-00903).

1. Beaulac R., Schneider L., Archer P.I. et al. // Science **325**, 973 (2009).
2. Maksimov A.A., Bacher G., McDonald A. et al. // Phys. Rev. B **62**, R7767 (2000).
3. Hoffman D.M., Meyera B.K., Ekimov A.I. et al. // Sol. St. Comm. 114, 547 (2000).

Влияние особенностей дизайна гетеронаноструктур InGaAs/GaAs с магнитной примесью на их гальваномагнитные и излучательные свойства

И.Л. Калентьева [1], ***О.В. Вихрова*** [1], ***Ю.А.Данилов*** [1], ***М.В. Дорохин*** [1], ***Ю.Н. Дроздов*** [2], ***Б.Н. Звонков*** [1], ***А.В.Кудрин*** [1]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород
[2] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: istery@rambler.ru

Структуры с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и дельта-легированным марганцем покровным слоем GaAs являются перспективными для создания спиновых светоизлучающих диодов и приборов с каналом проводимости спин-поляризованных носителей с высокой подвижностью. Для реализации подобных приборов необходимо исследование их характеристик в зависимости от технологических параметров. В данной работе исследовалось влияние содержания индия в слое InGaAs и толщины спейсерного расстояния между КЯ и дельта-слоем Mn на гальваномагнитные и оптические свойства гетеронаноструктур. Основной целью было выяснить механизм воздействия ферромагнитной и квантово-размерной областей на перенос и поляризацию носителей в структурах.

Гетеронаноструктуры изготавливались комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и лазерного осаждения на пластинах полуизолирующего GaAs (001). Метод МОСГЭ использовался для получения буферного слоя GaAs, КЯ InGaAs/GaAs шириной ~10 нм, содержание In (x_{In}) в которой варьировалось от 0.09 до 0.3, и спейсерного слоя GaAs толщиной d_s (1.5, 2.5, 4 и 8 нм) между КЯ и дельта-слоем Mn. Затем температура подложки понижалась от 600°C до 400°C, и методом лазерного осаждения формировались дельта-слой Mn и покровный слой GaAs толщиной ~ 20 нм. Содержание марганца в дельта-слое составляло ~ 0.2 монослоя, что соответствует слоевой концентрации примеси $1.3 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ Аналогично были получены контрольные структуры с одиночным дельта-слоем Mn без квантовой ямы.

Контроль толщины покровного слоя, содержания индия в квантовой яме и кристаллического качества структур осуществлялся методами рентгеновской дифракции и спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при 77 К. Зависимости сопротивления Холла, магнетосопротивления и степени циркулярной поляризации фотолюминесценции КЯ от величины магнитного поля (до ± 3500 Э) исследовались в температурном диапазоне от 10 до 300 К с помощью гелиевого криостата замкнутого цикла.

Исследуемые структуры демонстрируют наличие ферромагнитных свойств: нелинейную зависимость сопротивления Холла от магнитного поля ($R_H(H)$) и отрицательное магнетосопротивление (MR) при температурах до 30-40 К. Структуры обладают двумя конкурирующими каналами проводимости – по квантовой яме и дельта-слою Mn.

Установлено, что увеличение содержания In в квантовой яме приводит к уменьшению величины отрицательного MR. При значении $x_{In} = 0.3$ зависимость $R_H(H)$ становится линейной, а MR положительным, что указывает на преобладание канала проводимости по КЯ, причем носители в нем, по-видимому, не являются спин-поляризованными.

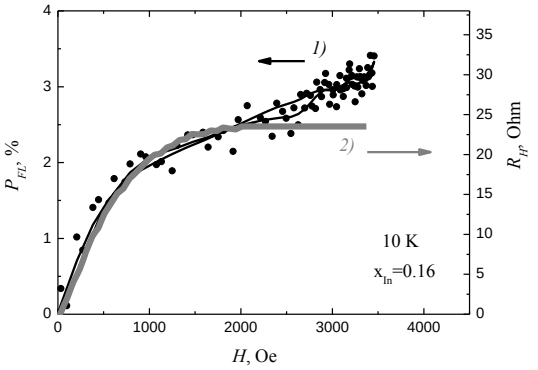


Рис. 1. Магнитополевые зависимости: 1) степени циркулярной поляризации фотолюминесценции КЯ; 2) сопротивления Холла структуры с содержанием $x_{In} = 0.16$

Магнитотранспортные измерения можно сопоставить с исследованиями циркулярной поляризации фотолюминесценции структур. Обнаружено, что ФЛ излучение структур с дельта-слоем Mn в магнитном поле становится частично циркулярно-поляризованным. Как показано на рис. 1, наблюдаемая зависимость степени поляризации от магнитного поля ($P_{FL}(H)$) в целом подобна зависимости $R_H(H)$. Линейный участок $P_{FL}(H)$ в области $H >$ > 2000 Э, обусловлен сильным зеемановским расщеплением из-за увеличения значения g-фактора дырок вследствие их сильной локализации в области квантовой ямы [1]. Аналогично исследованиям эффекта Холла увеличение содержания In в КЯ до 0.3 приводит к изменению характера зависимости $P_{FL}(H)$ (она становится практически линейной), и снижению степени циркулярной поляризации на порядок величины. Это подтверждает предположение о присутствии преимущественно неполяризованных по спину носителей в глубоких квантовых ямах.

С использованием результатов гальваномагнитных исследований был проведен расчет эффективной холловской подвижности (μ_{eff}) и слоевой

концентрации (p_s) дырок в диапазоне температур от 10 до 300 К (рис.2). Видно, что зависимости $p_s(T)$ и $\mu_{eff}(T)$ для образца с x_{In} = 0.3 имеют вид, характерный для случая проводимости по квантовой яме [2]. Значения p_s и μ_{eff} вначале монотонно изменяются с понижением температуры, а затем остаются практически постоянными (в интервале температур 10-80 К). При этом величина подвижности достигает приблизительно 2500 см^2/В·с.

В случае структуры с одиночным дельта-легированным марганцем GaAs слоем эффективная подвижность дырок примерно на порядок величины меньше. Кроме того, с понижением температуры от 300 до 100 К μ_{eff} вначале увеличивается, а затем уменьшается в диапазоне от 100 до 10 К. Слоевая концентрация носителей демонстрирует противоположную тенденцию поведения. Такие температурные зависимости μ_{eff} и p_s предположительно обусловлены сменой механизма проводимости носителей при низких температурах: проводимость по валентной зоне сменяется двумерной прыжковой проводимостью по примесной зоне [3].

Для структур со значениями x_{In} от 0.09 до 0.16 зависимости $\mu_{eff}(T)$ и $p_s(T)$ имеют вид, который можно считать «промежуточным» между описанными выше характерными случаями.

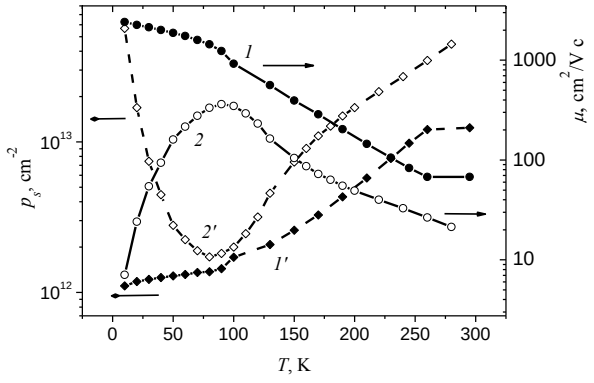


Рис. 2. Температурные зависимости слоевой концентрации и эффективной подвижности дырок для структур с x_{In} = 0.3 (кривые 1, 1') и с одиночным дельта-слоем марганца (2, 2')

К подобным результатам приводит изменение расстояния между КЯ и дельта-слоем Mn. Анализ магнитополевых зависимостей $R_H(H)$ и MR в области температур от 10–40 К показал, что при увеличении спейсерного слоя величина отрицательного MR уменьшается, а зависимость $R_H(H)$ становится линейной при d_s = 8 нм. Таким образом, можно говорить об ослаблении роли спин-поляризованных носителей в процессе проводимости при увеличении спейсерного расстояния между КЯ и дельта-слоем Mn. Степень циркулярной поляризации ФЛ квантовой ямы при этом уменьшается. Для структуры с толщиной спейсера 2.5 нм $P_{FL}(H)$ составляет 6% в поле 3500 Э и снижается до 0.3% при толщине спейсерного слоя 8 нм.

При увеличении спейсерного расстояния до 8 нм также можно говорить о шунтировании канала проводимости по дельта-слою проводимостью по КЯ, подвижность носителей в которой значительно увеличивается вследствие меньшего нарушения ее гетерограниц при формировании вблизи КЯ низкотемпературного слоя.

Моделирование зонной структуры с использованием программы 1D Poisson/Schrödinger [4], позволяющей решать уравнения Шредингера и Пуассона в одномерном приближении, показало наличие перекрытия волновых функций заполненных состояний дырок, локализованных в квантовой яме и дельта-слое Mn структуры с толщиной спейсера d_s = 1.5 нм и x_{In} = 0.16-0.17 (рис. 3). Это может свидетельствовать о присутствии спин-поляризованных носителей и в КЯ InGaAs/GaAs. При увеличении спейсерного расстояния перекрытие волновых функций снижается, чем объясняется уменьшение степени циркулярной поляризации фотолюминесценции и проявления ферромагнетизма в гальваномагнитных свойствах. К подобным результатам моделирования приводит и увеличение содержания индия в квантовой яме.

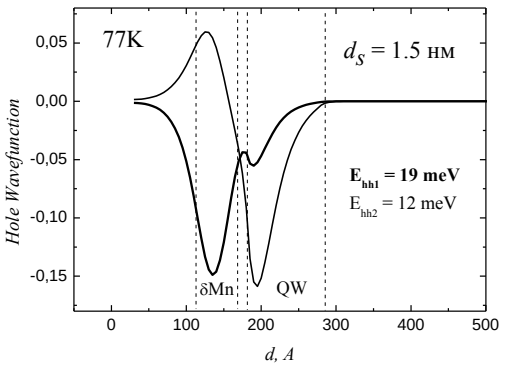


Рис. 3. Волновые функции заполненных состояний структуры с толщиной спейсера d_s =1.5 нм и x_{In} = 0.16-0.17

Таким образом, увеличение содержания In в квантовой яме InGaAs/GaAs и спейсерного расстояния между КЯ и дельта-слоем Mn приводит к ослаблению роли спин-поляризованных носителей в процессе проводимости и сильному снижению степени циркулярной поляризации фотолюминесценции.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-00645а) и гранта Президента РФ (МК-5198.2012.2).

1. Зайцев С.В. Ферромагнитное взаимодействие δ-<Mn>-слоя в GaAs барьере на спиновую поляризацию носителей в InGaAs/GaAs квантовой яме / С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский // Письма в ЖЭТФ.- 2009. Т. 90. В. 10. С. 730–735.

2. Fritz I.J. Hall-effect measurements in p-type InGaAs/GaAs strained-layer superlattices / I.J.Fritz, L.R. Dawson, T.J. Drummond, J.E. Schirber, and R.M.Biefeld // Appl.Phys. Lett. 1986. V. 48, N. 2. P. 139–141.

3. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников / Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. М.: Наука, 1979.

4. Интернет ресурс URL http://www.nextnano.de

Ферромагнитные наноструктуры с тороидным моментом: невзаимные оптические эффекты

Е.А. Караштин, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: eugenk@ipmras.ru

Влияние тороидного момента на оптические свойства магнитных систем хорошо известно (см. например [1]). В настоящей работе приведены два примера искусственных магнитных структур, в которых возникают невзаимные эффекты при рассеянии неполяриованного электромагнитного излучения. Изучены поляризационные свойства этих эффектов.

Не конкретизируя систему, можно, однако, указать некоторые общие свойства существующих в ней невзаимных интенсивностных эффектов. Действительно, симметрийные соображения, такие, как симметрия по отношению к операциям инверсии и обращения времени, позволяют выписать возможные зависимости интенсивности рассеянного излучения от магнитного момента системы. Поскольку вклад магнитного момента в рассеяние мал, можно ограничиться линейными по намагниченности слагаемыми; также, поскольку намагниченность в типичных системах меняется быстро по сравнению с длиной волны излучения, можно ограничиться низшими моментами, характеризующими ее распределение. В системах, имеющих центр инверсии, интенсивность рассеяния неполяризованного излучения может содержать лишь слагаемое вида $a([\mathbf{k},\mathbf{k'}],\mathbf{M})$, где $\mathbf{k}$ — волновой вектор падающей волны, $\mathbf{k'}$ — волновой вектор рассеянной волны, a — константа, зависящая от $(\mathbf{k},\mathbf{k'})$, $\mathbf{M}$ — средняя по системе намагниченность. Эффект, описываемый приведенной формулой, описывает меридиональный эффект Керра, также называемый оптическим эффектом Холла [2]. В случае, когда центр инверсии в системе отсутствует, возможен также невзаимный вклад вида $(\mathbf{k}+\mathbf{k'},B\mathbf{M})$ и $c(\mathbf{k}+\mathbf{k'},\mathbf{A})$, где $\mathbf{M}$ — средняя по системе намагниченность, $\mathbf{A} = \int[\mathbf{r}\times\mathbf{M}(\mathbf{r})]dV$ —тороидный момент, c — константа, зависящая от $(\mathbf{k},\mathbf{k'})$, B — тензор второго ранга, который, кроме $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k'}$, содержит величину, характеризующую асимметрию среды относительно операции инверсии. Заметим, что такие эффекты могут возникать, в частности, в том случае, когда среда, за исключением распределения магнитного момента, обладает симметрией по отношению к операции инверсии, нарушается же она лишь за счет наличия пространственно неоднородной намагниченности. Первая из этих формул описывает магнитокиральный эффект [2], вторая может описывать гиротропное двулучепреломление [3]. Приведенные формулы имеют разные свойства по отношению к геометрии эксперимента.

Первая из рассмотренных магнитных наноструктур — магнитная частица с вихревым распределением намагниченности. Невзаимное рассеяние электромагнитного излучения двумерной дифракционной решеткой таких частиц наблюдалось экспериментально в работе [4]. Поскольку средняя намагниченность такой частицы равна нулю, из трех записанных выше феноменологических выражений отлично от нуля только $c(\mathbf{k}+\mathbf{k'},\mathbf{A})$.

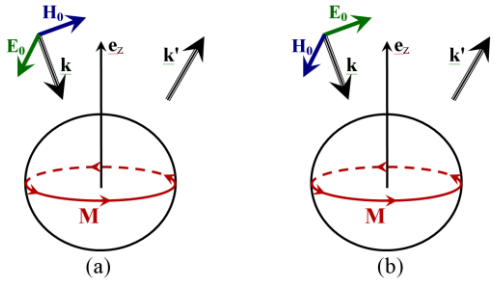
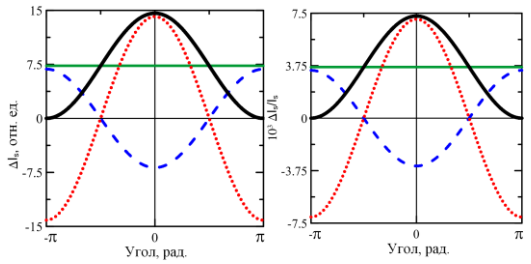


Рис. 1. Геометрия, в которой рассчитывается дифракция света вихревой магнитной частицей. (a) Падающая волна имеет s-поляризацию. (b) Волна p-поляризована.

Микроскопическое описание эффекта строится для сферической частицы в приближении локально однородной намагниченности (тензор диэлектрической проницаемости ε имеет недиагональную гиромагнитную компоненту, которая линейна по намагниченности и, соответственно, зависит от координат). Кроме того, предполагается, что размер рассеивающей частицы мал по сравнению с длиной рассеиваемой волны (учитываются электрический дипольный и квадрупольный вклады, а также магнитный дипольный вклад). В этих приближениях найдена интенсивность рассеянной в плоскости, образованной волновым вектором падающей волны и осью вихря, волны для двух взаимно ортогональных линейных поляризаций падающей волны, а также в случае, когда падающая волна является неполяризованной. Полученное выражение соответствует приведенным выше симметрийным соображениям.

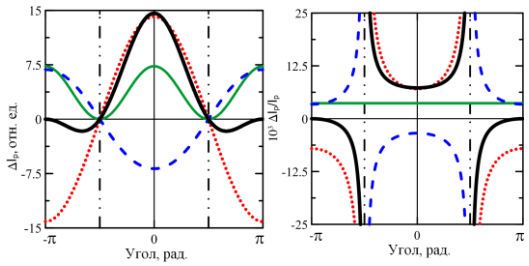
Будем называть s-поляризацией линейную поляризацию, в которой вектор электрического поля $\mathbf{E}$ волны перпендикулярен плоскостью, образованной вектором $\mathbf{k}$ и осью вихря $\mathbf{e}_z$. Соответственно, p-поляризацией назовем ту, в которой вектор $\mathbf{E}$ лежит в этой плоскости (рис. 1).

На рис. 2 и рис. 3 приведены зависимости абсолютной и относительной величины невзаимности (определяемых как $\Delta I = I(-\mathbf{M}) - I(\mathbf{M})$ и $\Delta I/I = 2(I(-\mathbf{M}) - I(\mathbf{M}))/(I(-\mathbf{M}) + I(\mathbf{M}))$) для s- и p-поляризованного падающего излучения, соответственно, от угла между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k'}$. Параметры выбраны соответствующими экспериментальной



а б

Рис. 2. Зависимость (а) абсолютной и (б) относительной величины невзаимности от угла между **k** и **k'**. Падающая волна s-поляризована. Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрупольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад



а б

Рис. 3. Зависимость (а) абсолютной и (б) относительной величины невзаимности от угла между **k** и **k'**. Падающая волна p-поляризована. Жирная сплошная линия показывает общую величину эффекта, тонкая сплошная линия соответствует электродипольному вкладу, штриховая линия обозначает электроквадрупольный вклад, пунктирная линия — магнитодипольный вклад. Штрихпунктирная линия обозначает асимптоты в $\pm\pi/2$

работе [4]. Длина волны λ равна 632.8 нм, взяты диэлектрические константы кобальта (диагональная и недиагональная компоненты ε равны, соответственно, -12.6+18.6i и 0.749-0.602i). Волновой вектор падающей волны направлен вдоль оси вихря $\mathbf{k}=-k_0\mathbf{e}_z$. Диаметр частицы 2a=30 нм.

Из рис. 2 видно, что для s-поляризации все три перечисленных вклада в невзаимность существенны. Особенность p-поляризации (рис. 3) заключается в том, что для нее наблюдается расходимость относительной величины $\Delta I/I$ при углах $\pi/2$ и $-\pi/2$. Это объясняется тем, что данные углы являются углами Брюстера, поэтому и I, и ΔI в них обращаются в 0. Такая расходимость связана, как видно из рис. 3(б), с электроквадрупольным и магнитодипольным вкладами. Таким образом, для p-поляризации вблизи угла Брюстера именно эти вклады играют главную роль. При нулевом угле электродипольный вклад дает вклад того же порядка, что и два других. Сравнивая рис. 2(б) и 3(б), нетрудно заметить, что величина эффекта при нулевом угле одинакова для обеих поляризаций, а при отклонении угла от нулевого величина эффекта больше для p-поляризации, чем для s-поляризации.

Несмотря на отличие формы частицы от экспериментальной, оценки для параметров [4] (радиус сферической частицы берется порядка толщины частицы из [4]) дают величину невзаимности $\Delta I/I$ для s- и p-поляризованного излучения $6.8\text{x}10^{-3}$ и $7.7\text{x}10^{-3}$, соответственно, что совпадает с измеренной экспериментально ($2\text{x}10^{-3}$) по порядку величины.

Вторая из рассмотренных магнитных систем — два плоских слоя ферромагнетика, разделенных диэлектрической или проводящей прослойкой. Такая система может находиться либо в ферромагнитном, либо в антиферромагнитном состоянии. Симметрия по отношению к операции инверсии в ней нарушается за счет неоднородной намагниченности (антиферромагнитное состояние) и за счет наличия подложки. Указанные невзаимные эффекты здесь хорошо описываются в оптическом диапазоне частот в рамках простого теоретического подхода, основанного на формулах Френеля для отражения и прохождения волн.

Используются следующие параметры структур. Длина волны равна 632.8 нм. Ферромагнитные слои сделаны из кобальта, их диэлектрические константы указаны выше, толщины составляют 10 нм каждая. Немагнитная прослойка имеет толщину 2 нм и выполнена из оксида алюминия (диэлектрик) или алюминия (металл). Диэлектрическая проницаемость ее равна, соответственно, 2.75 и -18+49i. Структура лежит на силиконовой подложке, имеющей толщину 400 нм и ε=3. Угол скольжения равен 20 градусам.

Для перечисленных параметров рассчитаны разности интенсивностей отраженного и прошедшего излучения в ферромагнитных и антиферромагнитных состояниях с намагниченностью верхнего слоя, направленной вдоль и против векторного произведения $[\mathbf{k},\mathbf{k'}]$. Изменение $\Delta I/I$ интенсивности для отражения составляет $11\text{x}10^{-3}$, $9.2\text{x}10^{-3}$ в ферро- и $1.5\text{x}10^{-3}$, $2.0\text{x}10^{-3}$ в антиферромагнитном состоянии для Al и Al_20_3, соответственно. Для прохождения оно равно $-1.2\text{x}10^{-3}$, $-1.3\text{x}10^{-3}$ в ферро- и $-3.7\text{x}10^{-3}$, $-3.1\text{x}10^{-3}$ в антиферромагнитном состоянии для Al и Al_20_3, соответственно. Из этих результатов видно, что, в соответствии с феноменологическими соображениями, слагаемое вида $([\mathbf{k},\mathbf{k'}],\mathbf{M})$, дающее основной вклад в ферромагнитном состоянии в отражении, пропадает в прохождении, остается лишь $(\mathbf{k}+\mathbf{k'},a\mathbf{M}_1+b\mathbf{M}_2)$. При этом величина невзаимности в антиферромагнитном состоянии заметно больше, чем в ферромагнитном. Результаты приведенных расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00294-а, 12-02-31393, 12-02-33039) и фонда «Династия».

1. Zvezdin A.K. // Bull. of Lebedev's Physical Institute **6**, 35-42 (2000).
2. Pinheiro F.A., van Tiggelen B.A. // Phys. Rev. E **66**, 016607 (2002).
3. Brown W.F., Shtrikman S., Treves D. // J. Appl. Phys. **34**, 1233 (1963).
4. Udalov O.G., Sapozhnikov M.V., Karashtin E.A. et al. // Phys. Rev. B **86**, 094416 (2012).

Невзаимные эффекты в рассеянии неполяризованного рентгеновского излучения многослойной магнитной структурой вблизи края линии поглощения ферромагнетика

Е.А. Караштин, Д.А. Татарский

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: eugenk@ipmras.ru

В последние двадцать лет одним из эффективных методов спектроскопии магнитных материалов является изучение рассеяния рентгеновского излучения на материале вблизи края линии его поглощения. Активно развивается использование этого метода, вместе с методом, основанным на эффекте Фарадея, для определения оптических констант [1, 2] в соответствующем частотном диапазоне (например, для Fe вблизи 2p-резонанса, в диапазоне 700-730eV [2]); он также может, наряду с нейтронной спектроскопией, использоваться для изучения магнитной структуры материала [3, 4]. Существенным преимуществом этого метода перед другими является возможность определять оптические параметры и структуру селективно для отдельных материалов, входящих в состав исследуемого образца. Метод основан на многократном усилении магнитооптических эффектов вблизи края линии поглощения. Его применяют для многослойных структур, одним или несколькими компонентами которых является магнитный материал, как в нерезонансной конфигурации, так и вблизи брэгговских пиков. Измерения проводятся с помощью линейно [1], циркулярно [1, 3], эллиптически [2] поляризованного излучения; отмечается чувствительность изучаемых магнитооптических эффектов по отношению к поляризации волны.

Интересным применением рентгеноскопических исследований к изучению магнитных материалов является измерение кривых намагничивания многослойных магнитных структур методами, аналогичным применяемым в оптике [4]. Если структура состоит из магнитных материалов нескольких типов, то, работая поочередно вблизи края линии поглощения каждого из них, можно селективно получать кривую намагничивания только для этого материала и таким образом определять магнитное состояние всех элементов структуры. Для данного эксперимента необходимо также обладать источником поляризованного излучения рентгеновского диапазона. Такими источниками достаточной интенсивности являются синхротроны [5] и лазерплазменные ускорители [6].

В данной работе исследуется возможность селективного поэлементного исследования кривых намагничивания и оптических параметров структуры с помощью неполяризованного рентгеновского излучения. Для решения поставленной задачи изучаются особенности рассеяния неполяризованного рентгеновского излучения многослойной (периодической и непериодической) магнитной структурой. Одной из наиболее важных особенностей можно назвать невзаимность такого рассеяния. Действительно, при обращении направления распространения излучения вдоль луча или при инвертировании намагниченностей слоев интенсивность рассеянного излучения изменяется. Наличие данного эффекта для неполяризованного излучения ранее отмечалось [1], однако он не изучался детально.

Многослойные магнитные структуры, в которых возможно возникновение невзаимности, были детально рассмотрены в работе [7]. Для оценки магнитооптических эффектов при меридиональной геометрии намагничивания периодической многослойной структуры использовалась система укороченных уравнений. При этом авторы [7] в укороченных уравнениях пренебрегали членами, которые дают линейный по намагниченности вклад. Поэтому в работе [7] интенсивность экваториальных эффектов зависит только от квадрата модуля намагниченности структуры, и в ней отсутствуют невзаимные эффекты.

В данной работе показано, что невзаимность при рассеянии рентгеновского излучения на многослойных магнитных структурах может быть вызвана двумя механизмами. Первый из них связан с поглощением электромагнитного излучения, он описывается формулой $a([\mathbf{k},\mathbf{k'}],\mathbf{L_1})$, где $\mathbf{k}$ – волновой вектор падающей волны, $\mathbf{k'}$ – волновой вектор рассеянной волны. Второй связан с возможным отсутствием симметрии системы по отношению к операции инверсии, его можно описать формулой $b(\mathbf{k+k'},[\mathbf{n},\mathbf{L_2}])$. Здесь $\mathbf{n}$ – вектор, характеризующий остутствие центра инверсии (в случае латерально однородной многослойной структуры это может быть вектор нормали к слоям), $\mathbf{L_{1,2}}$ – векторы, характеризующие намагниченность, изменяющие знак при обращении времени и не изменяющие при операции инверсии (в зависимости от магнитной структуры, это может быть, например, усредненная намагниченность или вектор антиферромагнетизма), a и b – константы, которые, однако, могут зависеть от $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k'}$. Поскольку указанные два эффекта обладают разной симметрией по отношению к геометрии измерения, их можно отделить друг от друга.

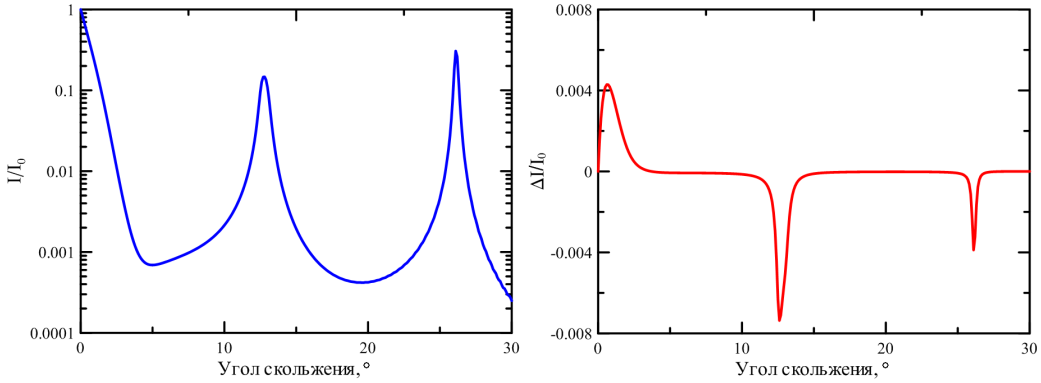
Подобные эффекты уже наблюдались в кристаллах хрома, допированного оксидом ванадия V_2O_3. Такие кристаллы при низких температурах обладают антиферромагнитным порядком, если они выращивались методом магнитоэлектрического отжига вдоль оси $\mathbf{c}$ [8]. Подробное обсуждение симметрийных свойств антиферромагнитных материалов приводится в работах [9, 10].

Проведены расчеты интенсивности излучения, рассеянного структурами $[Fe(1nm)/W(1nm)/C(2nm)]_{100}$ и $[Fe(1nm)/Fe_{0.8}Cr_{0.2}(1nm)/B_4C(2nm)]_{100}$ вблизи 2p-резонанса железа. Результаты расчетов приведены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. В этих структурах магнитными являются лишь слои железа, поэтому приведенные феноменологические формулы можно записать в виде a([**k,k'**],**M**) и b(**k+k',**[**n,M**]), где **M** — намагниченность железа. Величина невзаимности $\Delta I = (I_+ - I_-)$ в первом и втором брэгговских пиках составляет -0.0074, -0.0039 от интенсивности падающего излучения I_0, соответственно, для первой структуры и 0.018, -0.0027 для второй (рис. 1,2*(б)*); сама же интенсивность рассеянного излучения составляет 0.15, 0.31 и 0.53, 0.05 от интенсивности падающего излучения (см. рис. 1,2*(а)*) соответственно. Это дает возможность ее наблюдения в рассеянии на таких структурах с использованием в качестве источника излучения рентгеновской трубки и, следовательно, проведения относительно простых экспериментов, по результатам которых можно восстановить кривую намагничивания железа и некоторые его оптические параметры.

Таким образом, в данной работе описан метод получения поэлементных петель намагничивания многослойных магнитных структур с помощью неполяризованного излучения, который не требует громоздкого и дорогостоящего оборудования, такого, как синхротрон или лазер-плазменный ускоритель. Проведение дальнейшего экспериментального исследования представляет интерес с точки зрения диагностики магнитных наноструктур.

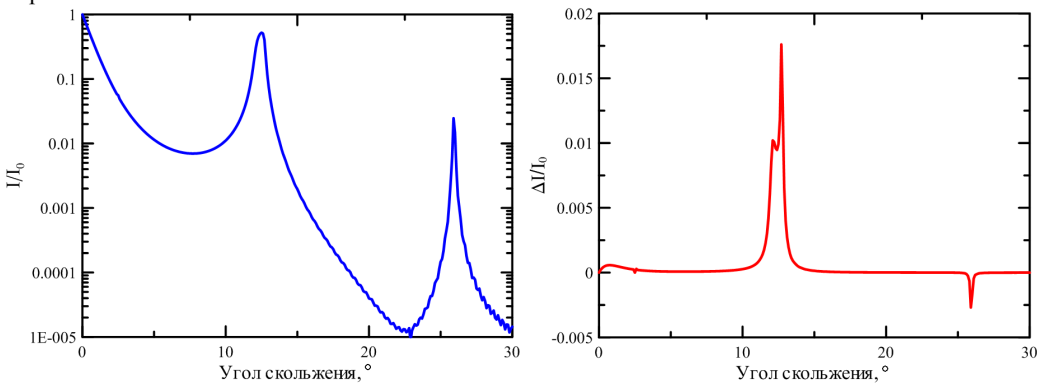
Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00294-а, 12-02-33039), министерства образования и науки РФ и фонда «Династия».

1. Mertins H.-Ch., Abramsohn D., Gaupp A., et al. // Phys. Rev. B **66**, 184404 (2002).
2. Sacchi M., Hague C.F., Pasquali L., et al. // Phys. Rev. Lett. **81**, 1521 (1998).
3. Ishimatsu N., Hashizume H., Hamada S., et al. // Phys. Rev. B **60**, 9596 (1999).
4. Idzerda Y., Chakarian V., Freeland J. // Synch. Rad. News. **10,** 6 (1997).
5. Bilderback D.H., Elleaume P., Weckert E. // J. Phys. B **38**, 773 (2005).
6. Fuchs M., Weingartner R., Popp A. et al. // Nat. Phys. Lett. **5**, 826 (2009).
7. Татарский Д.А., Фраерман А.А. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. № 7. 10 (2012).
8. Goulon J., Rogalev A., Goulon-ginet C. et al. // Phys. Rev. Lett. **85**, 4385 (2000).
9. van der Laan G. // J. Synch. Rad. **8**, 1059 (2001).
10. Marri I., Carra P. // Phys. Rev. B **69**, 113101 (2004).



а *б*

Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения, отраженного многослойной структурой $[Fe(1nm)/W(1nm)/C(2nm)]_{100}$ (*а*), и величины невзаимности (*б*) от угла скольжения, выраженная в единицах интенсивности падающего излучения I_0. Показаны два брэгговских пика



а *б*

Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения, отраженного многослойной структурой $[Fe(1nm)/Fe_{0.8}Cr_{0.2}(1nm)/B_4C(2nm)]_{100}$ (*а*), и величины невзаимности (*б*) от угла скольжения, выраженная в единицах интенсивности падающего излучения I_0. Показаны два брэгговских пика

Квантование волн спиновой плотности в тонких пленках хрома

Е.А. Кравцов [1,2]***, Д.В. Благодатков*** [1]***, М.А. Миляев*** [1]***, Л. Паолазини*** [3]***,***
В.В. Устинов [1]***, Х. Цабель*** [4]

[1] Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург
[2] Уральский федеральный университет, Екатеринбург
[3] Европейский центр синхротронного излучения, Гренобль, Франция
[4] Рур-университет, Бохум, Германия

e-mail: kravtsov@imp.uran.ru

Магнитная структура хрома, характеризующаяся наличием несоизмеримой волны спиновой плотности при низких температурах, привлекает к себе внимание исследователей уже более 40 лет [1]. Волна спиновой плотности представляет собой периодическую модуляцию величины магнитного момента атомов хрома в направлении распространения волны. Период волны спиновой плотности в объёмном хроме составляет от 5 до 7 нм и несоизмерим с периодом кристаллической решётки хрома. Волна спиновой плотности в хроме сосуществует с двумя другими типами волн: волной зарядовой плотности и волной упругих напряжений. Эти волны представляют собой модуляцию электронной плотности и межатомного расстояния, соответственно.

В последнее время наблюдается новый всплеск интереса к системам на основе хрома, которые рассматриваются как модельные системы для исследования квантовых фазовых переходов. До настоящего времени исследовались в основном объемные системы, в которых квантовые фазовые переходы реализовывались при допировании ванадием [2] либо при изменении поверхности Ферми под давлением [3]. Несколько лет назад было отмечено, что размерные эффекты, возникающие в тонких пленках хрома, приводят к изменению транспортных свойств [4], что может быть также связано с квантовым фазовым переходом.

В настоящей работе мы представляем результаты исследования волн спиновой плотности в тонких пленках хрома. Серия пленок Cr в интервале толщин от 1000 до 150 ангстрем была выращена на монокристаллических подложках (001)MgO методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Рентгеноструктурные исследования подтвердили высокое качество слоистой и кристаллической структуры образцов. На рисунке 1 представлен рефлектометрический спектр от пленки толщиной 500 Å, из анализа которого можно сделать вывод о высоком качестве слоистой структуры и незначительной шероховатости на границах пленки с подложкой и вакуумом.

Для определения направления распространения и поляризации волны спиновой плотности в тонких пленках хрома измерены спектры нейтронной дифракции. Было обнаружено, что в пленках толщиной 1000 и 500 Å при температурах ниже 270 K в спектрах наблюдаются нейтронные сателлиты в окрестности запрещенных брегговских пиков (001) и (010). На Рисунке 2 представлены спектры

Рис 1. Рентгеновский спектр отражения от тонкоплёночной наногетероструктуры (001)MgO/Cr(500 Å), измерения проведены при длине волны синхротронного излучения 1 Å.

нейтронной дифракции, измеренные при температуре 10 K для образца с толщиной хрома 500 Å. Из анализа нейтронных данных установлено, что в обоих образцах наблюдается поперечная волна спиновой плотности. Низкотемпературная продольная волна спиновой плотности, характерная для объемного хрома, в исследованных пленках не обнаружена.

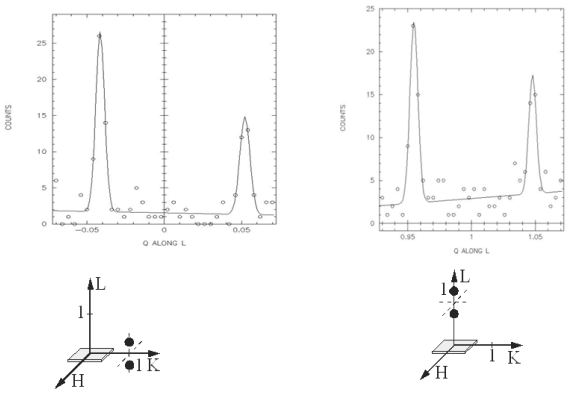


Рис. 2. Спектры нейтронной дифракции от тонкой плёнки Cr(500 Å), снятые при температуре 10 K вблизи запрещённых брегговских рефлексов (001) и (010).

Образцы толщиной менее 500 Å не удалось исследовать с помощью нейтронной дифракции из-за низкой интенсивности отраженного сигнала, вызванной малым количеством рассеивающего материала. Для прецизионного определения температуры Нейля и температурной зависимости периода волны спиновой плотности были измерены спектры рентгеновской дифракции. Измерения проводились на станции магнитного рассеяния Европейского Центра Синхротронного Излучения (Гренобль, Франция).

На Рисунке 3 представлены спектры рентгеновской дифракции от пленки толщиной 1000 Å, измеренные вблизи Брегговского пика (002) в температурном интервале от 10 К до 290 К с шагом 10 К. Наблюдаемый рентгеновский сателлит характерен для волны упругих напряжений, распространяющейся перпендикулярно поверхности образца. Положение сателлита содержит полную информацию о периоде волны спиновой плотности в пленке.

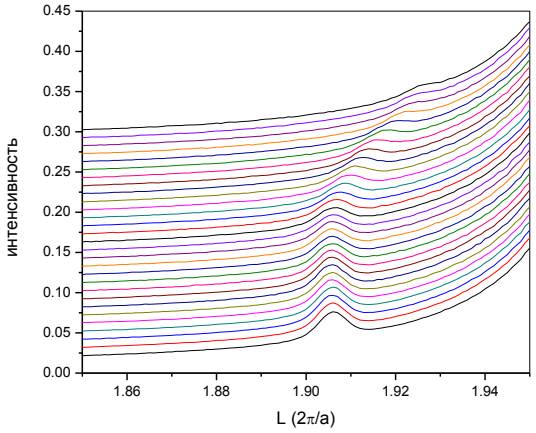


Рис. 3. Температурная зависимость интенсивности рассеяния синхротронного рентгеновского излучения на волне упругих напряжений в пленке хрома толщиной 1000 Å.

Изменение положения и интенсивности сателлита на Рисунке 2 отражает температурный фазовый переход от несоизмеримой волны спиновой плотности к парамагнитной фазе. По мере роста температуры положение сателлитного пика сдвигается по направлению к фундаментальному Брегговскому рефлексу (002)Cr, что вызвано увеличением периода волны спиновой плотности с температурой. Уменьшение интенсивности сателлита говорит об уменьшении магнитного момента Cr при повышении температуры.

Следует отметить, что температурная зависимость положения сателлита в точности соответствует свойствам объемного хрома [1]. По мере уменьшения толщины пленки хрома, характер температурной зависимости сателлитов меняется и при толщине пленки 200 Å происходит резкая трансформация вида температурной зависимости (см. рисунок 4).

Мы отмечаем, во-первых, что несоизмеримая волна спиновой плотности существует только в узком интервале температур от 230 до 270 К. При

Рис. 4. Температурная зависимость интенсивности рассеяния синхротронного рентгеновского излучения на волне упругих напряжений в пленке хрома толщиной 200 Å, измеренная при приложении магнитного поля 9 Тесла перпендикулярно поверхности образца.

температурах ниже 230 К волна спиновой плотности переходит в соизмеримую фазу, выше 270 К – в парамагнитное состояние. Во-вторых, при повышении температуры в интервале 230 – 270 К положение сателлита сдвигается в сторону от фундаментального рефлекса (002)Cr, что говорит об уменьшении периода волны спиновой плотности с температурой. Насколько нам известно, такой аномальной температурной зависимости периода волны спиновой плотности никогда не наблюдалось в объемных образцах хрома, сплавов на его основе, а также в многослойных наноструктурах на основе хрома. В-третьих, положение сателлита соответствует такому периоду волны спиновой плотности, когда в толщине пленки в точности укладывается целое число полупериодов (7) волны спиновой плотности, т.е., целое число периодов волны упругих напряжений. Таким образом, в тонких пленках хрома волна спиновой плотности квантуется, что изменяет температурную зависимость ее периода.

Ранее отмечалось, что изменение характера температурной зависимости периода волны спиновой плотности возможно при квантовом фазовом переходе, например, под давлением [3]. Мы предполагаем, что в тонких пленках хрома реализуется квантовый фазовый переход когда толщина пленки становится сравнимой с периодом волны спиновой плотности.

Работа выполнена при частичной поддержке УрО РАН (программа ОФН РАН «Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника», проект № 12-Т-2-1011), Минобрнауки РФ (проект № 8682), РФФИ (грант № 12-02-12054_офи_м), и НШ-6172.2012.2.

1. Fawcett E. // Rev. Mod. Phys. **60**, 209 (1988).
2. Yeh A., Soh Yeong-Ah, Brooke J., Aeppli G., Rosenbaum T.F. & Hayden S.M. // Nature **419**, 459 (2002).
3. Jaramillo R., Feng Y., Wang J., Rosenbaum T.F. // Proceedings of the National Academy of Sciences **107** (31), 13631 (2010).
4. Kummamuru Ravi K., Soh Yeong-Ah. // Nature **452** (7189), 859 (2008).

Вариационный метод расчета электронного транспорта через изолированные молекулы

Ю.Б. Кудасов [1,2]

[1] Российский федеральный ядерный центр-ВНИИЭФ, Саров
[2] Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров

e-mail: yu_kudasov@yahoo.com

Электронный транспорт через одиночные молекулы и кластеры привлекает к себе значительное внимание в связи с возможностью создания чрезвычайно компактных элементов молекулярной электроники [1]. В частности, в ряде случаев наблюдался ярко выраженный эффект отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), сохраняющийся вплоть до комнатных температур [2]. В настоящее время рассматривается несколько возможных механизмов возникновения ОДС: деформация молекул в сильном электрическом поле [3], перезаряд молекулы [4], кулоновские корреляции [5,6] и взаимодействие подвижных носителей заряда с фононами [7].

В настоящем докладе рассматривается новый вариационный подход к проблеме кулоновских корреляций при молекулярном транспорте. Традиционный путь решения задачи о протекании туннельного тока через молекулярные уровни состоит в использовании формализма функций Грина через диаграммную технику [8] или уравнения движения [9]. Как показано в работе [10], они соответствуют решению неоднородного уравнения Шредингера. С другой стороны, хорошо известно, что неоднородную задачу в большинстве случаев можно сформулировать через неоднородные граничные условия.

Предположим мы задали неоднородные граничные условия для стационарного уравнения Шредингера

$$\hat{H}\psi = E\psi\,. \qquad (1)$$

Тогда оно определяет стационарные неравновесные состояния системы [11,12]. В случае задачи о протекании тока через молекулу, граничные условия накладываются, как правило, на число частиц на каждом уровне в контактах. Заметим, что невозможно задать чисто фермиевское распределение в контактах, поскольку оно модифицируется за счет взаимодействия с молекулой [10]. К вопросу о граничных условиях мы вернемся ниже.

Стационарное уравнение (1) эквивалентно

$$\delta\langle\psi|\hat{H}|\psi\rangle = 0 \qquad (2)$$

при выполнении двух дополнительных условий: варьирование выполняется при неизменном числе частиц в системе и не нарушает граничные условия. Таким образом, мы можем использовать вариационную технику [13] для исследования проблемы стационарного неравновесного электронного транспорта через молекулярные системы.

Рассмотрим гамильтониан, соответствующий одиночному молекулярному уровню, взаимодействующему с двумя контактами, причем кулоновское взаимодействие на молекуле предполагается сильным $\hat{H} = \hat{H}_M + \hat{H}_\alpha + \hat{H}_{\rm int}$:

$$\hat{H}_M = \varepsilon_d \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \hat{n}_{d\sigma} + U\hat{n}_{d\uparrow}\hat{n}_{d\downarrow} \qquad (3)$$

$$\hat{H}_\alpha = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \varepsilon_{\alpha\mathbf{k}} \hat{c}^+_{\alpha\mathbf{k}\sigma}\hat{c}_{\alpha\mathbf{k}\sigma} \qquad (4)$$

$$\hat{H}_{\rm int} = \sum_{\alpha\mathbf{k}\sigma} \left[V_{\alpha\mathbf{k}\sigma}\hat{c}^+_{\alpha\mathbf{k}\sigma}\hat{d}_\sigma + \text{H.c.} \right] \qquad (5)$$

где ε_d – энергия молекулярного уровня, $\hat{n}_{i\sigma} = \hat{d}^+_{i\sigma}\hat{d}_{i\sigma}$ - оператор числа частиц на молекулярном уровне, U – параметр кулоновского взаимодействия на молекулярном уровне, $\alpha = L,R$ - индекс, обозначающий левый и правый контакты, $\hat{c}^+_{\alpha\mathbf{k}\sigma}(\hat{c}_{\alpha\mathbf{k}\sigma})$ - оператор рождения (уничтожения) электрона проводимости с волновым вектором $\mathbf{k}$ и спином σ в контактах. Везде ниже мы считаем связь с контактами симметричной.

Часто для исследования проблемы сильных корреляций используют пробную вариационную функцию Гуцвиллера [14]

$$|\psi_G\rangle = \hat{A}^{-1/2} g^{\hat{n}_\uparrow\hat{n}_\downarrow} |\varphi\rangle \qquad (6)$$

где $|\varphi\rangle$ - исходная многочастичная волновая функция для невзаимодействующих электронов, которая включает как контакты, так и молекулу и предполагается известной: $|\varphi\rangle = |\varphi_L\rangle|\varphi_M\rangle|\varphi_R\rangle$, g – неотрицательный параметр, $\hat{A}$ – нормировочный оператор. К сожалению, нетрудно убедиться, что число частиц на молекуле $\langle\psi_G|\hat{n}_\sigma|\psi_G\rangle$ зависит от вариационного параметра g. Полное число частиц сохраняется благодаря оператору $\hat{A}$. Таким образом, изменение вариационного параметра неизбежно изменяет число частиц в контактах, и нарушает граничные условия.

Для устранения этого недостатка вариационной волновой функции (6) дополним ее вспомогательным вариационным параметром

$$|\psi\rangle = \hat{A}^{-1/2} g_1^{\hat{n}_\uparrow\hat{n}_\downarrow} g_0^{(1-\hat{n}_\uparrow)(1-\hat{n}_\downarrow)} |\varphi\rangle\,, \qquad (7)$$

который изменяет вес двукратно незанятых состояний ($g_0 \geq 0$). Этот параметр не является независимым, а выбирается таким образом, чтобы число частиц на молекулярном уровне сохранялось при варьировании ($\langle\psi|\hat{n}_\sigma|\psi\rangle = \langle\psi|\hat{n}_{-\sigma}|\psi\rangle = \text{const}$, здесь предполагается немагнитный случай). Тогда при варьировании сохраняется полное число частиц в системе, число частиц на молекуле и в контактах. Таким образом, пробная функция (7) удовлетворяет всем необходимым требованиям.

Вычислим величину $\langle\psi|\hat{H}|\psi\rangle \equiv \langle\hat{H}\rangle_\psi$ для пробной функции (7):

$$\langle\hat{H}_\alpha\rangle_\psi = const(g_1), \qquad (8)$$

поскольку она определяется граничными условиями. Здесь и далее $\langle...\rangle_\psi$ обозначает усреднение по функции (7), а $\langle...\rangle_0$ по волновой функции $|\varphi\rangle$.

$$\langle\hat{H}_M\rangle_\psi = \varepsilon_d \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow}\langle\hat{n}_{i\sigma}\rangle_\psi + U\sum\langle\hat{n}_{d\uparrow}\hat{n}_{d\downarrow}\rangle_\psi . \qquad (8)$$

Заметим, что $\langle\hat{n}_{i\sigma}\rangle_\psi = \langle\hat{n}_{i\sigma}\rangle_0$ и остается только вычислить корреляционную функцию во втором слагаемом:

$$\langle\hat{n}_{d\uparrow}\hat{n}_{d\downarrow}\rangle_\psi = U\hat{A}^{-1}g_1^2\langle\hat{n}_{d\uparrow}\rangle_0\langle\hat{n}_{d\downarrow}\rangle_0 . \qquad (10)$$

Мы видим, что корреляционная функция просто распалась на произведение средних от волновой функции невзаимодействующих электронов. Это позволяет представить исходный гамильтониан молекулы (3) в виде эффективного одночастичного гамильтониана

$$\hat{H}_M^{eff} = \tilde{\varepsilon}_d \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow}\hat{n}_{i\sigma} \ , \qquad (11)$$

где $\tilde{\varepsilon}_d = \varepsilon_d + UA^{-1}g_1^2\langle\hat{n}_d\rangle_0$. Здесь мы предполагаем немагнитный случай.

Теперь вернемся к вопросу о граничных условиях. Нетрудно видеть, что

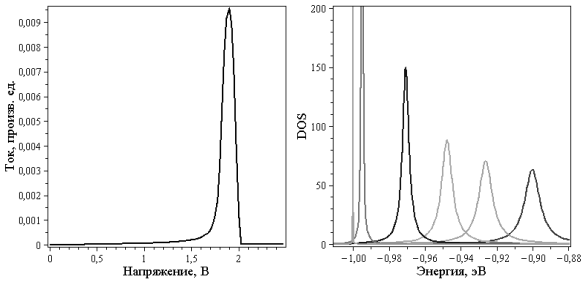
$$\langle\hat{n}_{k\sigma}\rangle_\psi = \langle\hat{n}_{k\sigma}\rangle_0 \qquad (12)$$

$$\frac{d}{dt}\langle\hat{n}_{k\sigma}\rangle_\psi = i\langle[\hat{H}\hat{n}_{k\sigma}]\rangle_\psi = i\langle[\hat{H}^{eff}\hat{n}_{k\sigma}]\rangle_0 = \frac{d}{dt}\langle\hat{n}_{k\sigma}\rangle_0 . \qquad (13)$$

Из выражений (12) и (13) видно, что числа заполнения в контактах и токи для каждого уровня контакта исходного и эффективного гамильтонианов совпадают, т.е. граничные условия для них строго совпадают.

Расчет производится итерационным образом, поскольку параметры эффективного гамильтониана зависят от параметра g_1, который в свою очередь определяется условием (2) и зависел от числа электронов на молекуле.

На рис.1 изображены расчетный ток через молекулярный контакт и эволюция плотности состояния при изменении разности потенциалов на контактах. Хорошо виден резкий обрыв тока. Именно такая форма вольтамперной характеристики наблюдалась в экспериментах с молекулами OPE-NO_2 в работе [2], в которой наблюдался эффект ОДС. Еще одной характерной особенностью полученной в расчетах является постепенное сужение плотности состояний молекулярного уровня и увеличение плотности состояний.



а *б*

Рис. 1. Ток через молекулярный контакт (*а*) эволюция эффективной плотности состояний молекулы при изменении напряжения (*б*) при ε_d= -1 эВ, U=0.1 эВ и параметре связи молекулы с контактом Г=0.01 эВ

Полученные результаты обобщаются на случай магнитной молекулы, т.е. выражение (3) мы заменяем на

$$H_M = \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow}\varepsilon_{d\sigma}n_{d\sigma} + Un_{d\uparrow}n_{d\downarrow} . \qquad (14)$$

Теперь пробная волновая функция должна содержать дополнительные вариационные параметры для выполнения условия $\langle\psi|n_\sigma|\psi\rangle = const$ для каждого спина

$$|\psi\rangle = \hat{A}^{-1/2}g_1^{\hat{n}_\uparrow\hat{n}_\downarrow}g_0^{(1-\hat{n}_\uparrow)(1-\hat{n}_\downarrow)}g_+^{\hat{n}_\uparrow(1-\hat{n}_\downarrow)}g_-^{(1-\hat{n}_\uparrow)\hat{n}_\downarrow}|\varphi\rangle . \qquad (15)$$

где $g_\pm$ - неотрицательные параметры, которые, так же как и g_0, являются зависимыми.

Предлагаемая методика расчета может быть распространена на системы с несколькими молекулярными уровнями.

Работа частично поддержана проектами РФФИ № 13-02-01194 и №13-02-97041, а также проектом Минобрнауки №2.5771.2011.

1. Datta S. // Nanotechnology 2004. V.15, S433
2. Cheng J., et al. // Appl. Phys. Lett. 2000. V.77, P.1224
3. Kim H., et al. // J. Phys. Chem. C 2011. V.115, P.3722
4. Galperin M. et al. // Nanoletters 2005. V.5. P.125
5. Кудасов Ю.Б. // Известия РАН. Серия физ. 2008. Т. 72. С. 189.
6. Song B. // Phys. Rev. B 2007. V.76. P. 045408.
7. Joachim C., Ratner M.A. // PNAS 2005. V. 102. P. 8801.
8. Jauho A.-P., et al. // Phys. Rev. B **50**, 5528 (1994)
9. Meir Y., Wingreen N.S. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2512.
10. Datta S. Quantum Transport: Atom to Transistor. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 404p.
11. Segal D., Nitzan A. // Chem. Phys. 2001. V. 268. P. 315–335.
12. Subotnik J.E. et al. // Jour. Chem. Phys. 2009. V. 130. P. 144105.
13. Кудасов Ю.Б. // УФН. 2003. Т. 173. С. 121.
14. Gutzwiller M.C. // Phys. Rev. 1964. V. 134. A923; Phys. Rev. 1965. V. 137. A1726.

Аномальный эффект Холла в двухфазных полупроводниковых структурах: определяющая роль ферромагнитных включений

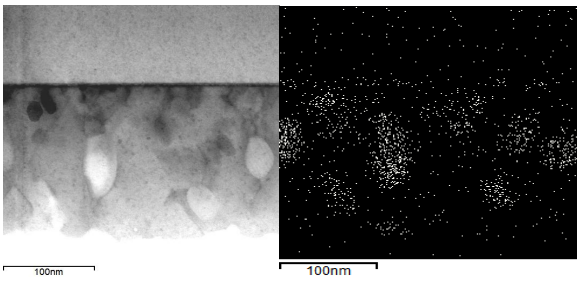
А.В. Швецов [1], ***А.В. Кудрин*** [1,2], ***А.И. Бобров*** [2], ***Н.В. Малехонова*** [2]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородский государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

[2] Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: kudrin@nifti.unn.ru

В настоящее время активно исследуется аномальный эффект Холла (АЭХ) в магнитных полупроводниковых структурах, в частности в полупроводниках A^3B^5, легированных Mn. В ряде случаев зависимость сопротивления Холла R_H от магнитного поля H_{ext} для таких материалов имеет гистерезисный вид, т.е. проявляется аномальный эффект Холла. Проявление АЭХ связывают с возможной спиновой поляризацией носителей в полупроводнике, которая вызвана косвенным обменом между ионами переходных металлов посредством носителей заряда. В области высоких температур данный механизм должен ослабевать. Тем не менее, в последнее время появились экспериментальные работы, в которых сообщается о наблюдении АЭХ в магниторазбавленных полупроводниках в области высоких температур. Так, в слоях InMnAs, полученных методом лазерного нанесения, наблюдался гистерезис в зависимости $R_H(H_{ext})$ при температурах вплоть до комнатной [1]. В слоях $A^3(Mn)B^5$ возможно возникновение включений второй фазы, в частности MnAs, в виде частиц нанометрового размера. Соединение MnAs является ферромагнетиком, следовательно, частицы обладают магнитным моментом и создают локальные магнитные поля даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Исследования ферромагнитного резонанса показали, что слои InMnAs, полученные методом лазерного нанесения, проявляют ферромагнитные свойства до температуры ~ 330°C [1], что примерно соответствует температуре Кюри для MnAs.

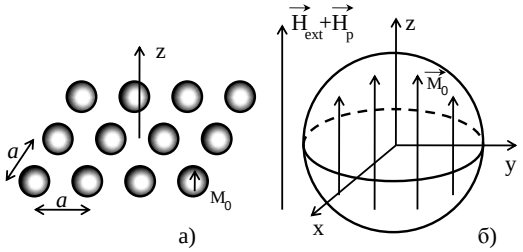


а) б)

Рис. 1. Обзорный снимок структуры InMnAs/GaAs с включениями MnAs (а) и карта распределения Mn (б)

На рис. 1(а) показан обзорный снимок структуры InMnAs/GaAs, полученный в режиме сканирующего просвечивающего электронного микроскопа. На рис. 1(б) представлена карта распределения Mn, полученная методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Светлые участки являются областями преимущественной локализации марганца, при этом в этих участках практически отсутствуют атомы In. С учетом того, что распределение As носит равномерный характер по всему слою, можно заключить, что светлые области на карте распределения Mn соответствуют включениям фазы MnAs. Таким образом, слои InMnAs, полученные методом лазерного нанесения, содержат кластеры MnAs размером порядка 20 – 50 нм.

На границе кластера MnAs с полупроводниковой средой может возникать как барьер, который затрудняет транспорт носителей через кластер, так и область повышенной проводимости, усиливающая его. В обоих случаях возникает эффект, рассмотренный в данной работе. Дальнейшее рассмотрение проведено для барьера, исключающего транспорт носителей через кластер. Из рис.1 видно, что слой InMnAs настолько тонкий, что в направлении z содержится всего лишь одна или несколько ферромагнитных частиц MnAs, поэтому необходимо решать задачу точно, чтобы определить, какое влияние могут оказывать частицы на транспорт носителей.



а) б)

Рис. 2. а) решетка сферических ферромагнитных частиц, расположенных на расстоянии a друг от друга, радиус частиц равен R; б) Сферическая ферромагнитная частица во внешнем однородном поле $\mathbf{H}_{ext}$ и в поле остальных частиц $\mathbf{H}_p$

В качестве простейшей модели слоя рассмотрим решетку сферических ферромагнитных частиц радиуса R, находящихся на расстоянии a друг от друга (рис.2а). Пусть ось z перпендикулярна плоскости слоя. Частицы имеют спонтанный магнитный момент и однородно намагничены вдоль оси z ($\mathbf{M}_0$ - средний магнитный момент единицы объема частицы). Каждая из частиц создает на расстоянии r_i магнитное поле:

$$\mathbf{H}_i = \frac{3(\mathbf{m}\mathbf{r}_i)\mathbf{r}_i}{r_i^5} - \frac{\mathbf{m}}{r_i^3}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{m}$ - магнитный момент частицы:

$$\mathbf{m} = \frac{4}{3}\pi R^3 \mathbf{M}_0 . \qquad (2)$$

Чтобы найти поле, создаваемое в точке расположения *j*-ой частицы всеми остальными частицами, необходимо просуммировать поля (1) по всем частицам $i \neq j$. Если предполагать, что R значительно превосходит a, то результирующее поле в области расположения *j*-ой частицы можно считать локально однородным. Поле будет определяться выражением:

$$\mathbf{H}_p = -m\mathbf{e}_z \int_a^\infty n \frac{2\pi r dr}{r^3} = -\frac{2\pi m}{a^3}\mathbf{e}_z , \qquad (3)$$

где $n=1/a^2$ - поверхностная плотность частиц. Поскольку все частицы и их положения эквивалентны, то поле $\mathbf{H}_p$ одинаково для всех частиц.

Определим теперь поле в пространстве между частицами. Для этого найдем поле, создаваемое одной сферической частицей, находящейся во внешнем однородном магнитном поле $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ (направленном вдоль оси *z*) и поле остальных частиц (3), которое в области расположения частицы рассматривается как локально однородное (рис.2б). Полное поле в окрестности *j*-ой частицы имеет вид:

$$\mathbf{H}(r > R) = \frac{3(\mathbf{mr})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3} + \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}'_p(r,\theta), \qquad (4)$$

$$\mathbf{H}(r < R) = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_p - \frac{4}{3}\pi \mathbf{M}_0 . \qquad (5)$$

В формуле (4) учитывается, что поле $\mathbf{H}_p$, создаваемое всеми остальными частицами в пространстве между частицами, не является однородным. В то время как в формуле (5) $\mathbf{H}_p$ определяется согласно (3) и с учетом (2) может быть представлено в виде:

$$\mathbf{H}_p = -2\pi \mathbf{M}_0(\vartheta h/a), \qquad (6)$$

где $\vartheta = 4\pi R^3/3ha^2$ - объемная доля частиц, h - толщина слоя. Поскольку частица ферромагнитная, то в зависимости $M_0(H)$ наблюдается гистерезис. Таким образом (5) представляет собой уравнение для нахождения намагниченности частицы во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_{\text{ext}}$:

$$H = H_{ext} - 2\pi(\vartheta h/a)M_0(H) - (4\pi/3)M_0(H). \qquad (7)$$

В (7) учтено, что все вектора направлены вдоль оси *z*. Определим среднее значение проекции поля на ось *z* в пространстве между частицами, поскольку оно оказывает воздействие на транспорт носителей тока и отклоняет носители в направлении поперечном направлению тока. Объем, пространства, в котором движутся носители, приходящийся на одну частицу, равен ha^2. Поэтому среднее значение H_z определяется формулой

$$\overline{H}_z = H_{ext} + \frac{1}{ha^2}\int_V H_{j,z} dV =$$

$$= H_{ext} + \frac{4\pi}{ha^2}\int_0^{\pi/2}\int_R^{h/2\cos(\theta)} \left(\frac{m(3\cos^2(\theta)-1)}{r^3}\right) r^2 \sin(\theta) dr d\theta , \qquad (8)$$

$H_{j,z}$ - проекция на ось *z* поля, создаваемого одной частицей (1), интегрирование идет по объему всего слоя *V*. Вычисление интеграла (8) позволяет найти искомое поле:

$$\overline{H}_z = H_{ext} + (8\pi/3)M_0\vartheta . \qquad (9)$$

В силу симметрии задачи компоненты $\overline{H}_x$ и $\overline{H}_y$ равны нулю.

Сила Лоренца $\mathbf{F}=(e/c)[\mathbf{u}, \overline{H}_z \mathbf{e}_z]$, действующая на носители заряда, вызывает их отклонение в направлении перпендикулярном току, что приводит к возникновению поля Холла $E=(1/c)u\overline{H}_z$. Удельное сопротивление Холла равно отношению напряженности поля E к плотности тока $j=neu$:

$$\rho_H = \overline{H}_z / nec . \qquad (10)$$

Здесь n - концентрация носителей, u - скорость носителей, c - скорость света. Из (10) следует, что зависимость $\rho_H(H_{\text{ext}})$ будет иметь гистерезис, поскольку согласно (9) $\overline{H}_z$ определяется намагниченностью частиц M_0, которая будучи решением уравнения (7) сама является неоднозначной функцией внешнего магнитного поля H_{ext}.

Оценим ширину петли гистерезиса $\rho_H(H_{\text{ext}})$. Согласно (9) разница в значениях магнитных полей, действующих на носители, при $\mathbf{M}_0$, направленном по оси *z* и против оси *z*, составляет

$$\Delta\overline{H}_z = (16\pi/3)M_0\vartheta , \qquad (11)$$

тогда ширина петли гистерезиса $R_H(H_{\text{ext}})$:

$$\Delta R_H = \Delta\rho_H / h = \Delta\overline{H}_z / hnec . \qquad (12)$$

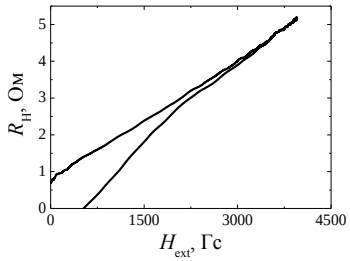


Рис. 3. Зависимость $R_H(H_{\text{ext}})$ для слоя InMnAs при 270 K

В качестве оценки M_0 может быть взято значение спонтанной намагниченности для слоя MnAs, составляющее порядка 900 Гс [2]. Типичные значения концентрации носителей $3\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, толщина слоя h~190 нм. При объемной доле MnAs в InAs ϑ порядка 0.05 (рис.1), величина ΔR_H составляет ~ 1 Ом, что хорошо согласуется с результатами измерения эффекта Холла в пленке InMnAs (рис.3).

Исходя из вышесказанного можно заключить, что в тонких полупроводниковых слоях с нановключениями второй ферромагнитной фазы, гистерезисная зависимость сопротивления Холла от магнитного поля может быть связана с влиянием на транспорт носителей ферромагнитных частиц, создающих локальные магнитные поля. Таким образом, возможно возникновение аномального эффекта Холла при отсутствии спиновой поляризации у носителей заряда.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-07-00433-а и государственным контрактом № 07.514.11.4147.

1. Danilov Yu.A., Kudrin A.V., Vikhrova O.V., Zvonkov B.N., Drozdov Yu.N., Sapozhnikov M.V., Nicolodi S., Zhiteytsev E.R., Santos N.M., Carmo M.C. and Sobolev N.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 035006 (2009).

2. Xu P., Lu J., Chen L., Yan S., Meng H., Pan G., Zhao J. // Nano. Res. Lett. **6**, 125 (2011).

Обменное взаимодействие ионов Mn^{2+} с двумерным дырочным газом в квантовых ямах (Cd, Mn)Te

Ю.Г. Кусраев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

e-mail: kusrayev@orient.ioffe.ru

Сильно возросший в последнее время интерес к разбавленным магнитным полупроводникам (РМП) и наноструктурам вызван возможностью создания на их основе ферромагнитных материалов [1]. Хотя существование ферромагнитного состояния в РМП в настоящее время хорошо установлено, природа его до сих пор недостаточно понята. В РМП на основе соединений III-V (GaMnAs) сильная неоднородность, возникающая вследствие низкотемпературного неравновесного роста кристаллов, затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов. С другой стороны, РМП на основе соединений II-VI (CdMnTe), будучи превосходными модельными объектами для исследований, демонстрируют температуру Кюри (T_C) всего несколько градусов Кельвина. Однако строгого теоретического ограничения на температуру Кюри в РМП на основе соединений II-VI нет и дальнейшие исследования динамики фазового перехода, а также поиск путей увеличения T_C являются актуальными. Недавние предсказания ферромагнетизма при комнатной температуре дали дополнительный стимул для дальнейших исследований [2].

В настоящей работе исследуются спиновые возбуждения в модельной РМП-структуре CdMnTe/CdMgTe, содержащей как магнитные ионы Mn^{2+}, так и двумерный дырочный газ (2DHG). Магнитные ионы Mn^{2+} посредством обменного взаимодействия связаны с 2DHG и при определенных условиях могут испытывать фазовый переход в ферромагнитное состояние. Коллективный характер спиновой прецессии в такой связанной системе приводит, как было предсказано в [3], к смягчению магнитной моды вблизи ферромагнитного перехода. Для исследования спиновых возбуждений мы использовали два метода: резонансное рамановское рассеяние с переворотом спина (РПС) и оптическое детектирование электронного парамагнитного резонанса (ОДМР). Концентрация дырок изменялась в процессе эксперимента по РПС путем изменения интенсивности дополнительной подсветки. Поверхностное поле барьера CdMgTe тянет фотовозбужденные дырки в сторону квантовой ямы, а электроны – в сторону поверхности. По сдвигу линии фотолюминесценции трионов, свидетельствующему об изменении энергии Ферми, определялась концентрация двумерного газа.

На рисунке 1 представлены спектры резонансного РПС в магнитном поле. Наблюдаемые линии соответствуют процессам рассеяния с переворотом *n* спинов марганца, *n*=1, 2, …7. Рамановские сдвиги линейно растут с ростом магнитного поля, что соответствует g-фактору g=2. На рисунке 2 показаны такие же спектры, но при дополнительной подсветке межзонным излучением.

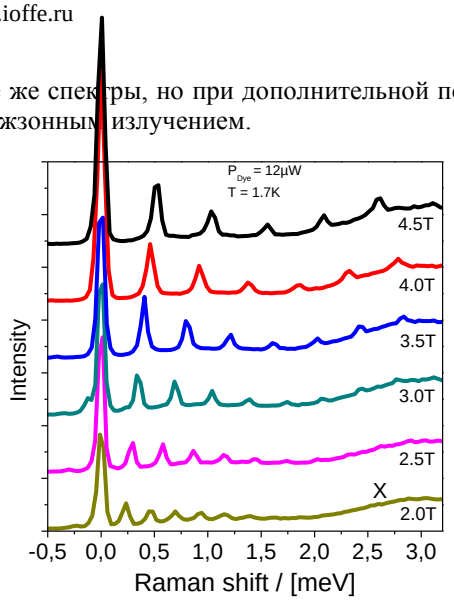


Рис. 1. Спектры рамановского рассеяния с переворотом спина, магнитное поле приложено в геометрии Фойгта, величина поля указана справа возле кривой, буквой X обозначена экситонная линия.

На рисунке 2a показаны такие же спектры, но при дополнительной подсветке межзонным излучением. Как видно спектры перетерпевают существенные изменения: линии заметно уширяются и становятся менее интенсивными. Более внимательный анализ показывает, что с ростом интенсивности дополнительной подсветки стоксов сдвиг уменьшается. На рисунке 2b показана зависимость величины эффективного g-фактора $g^* = \Delta E/\mu B$ от интенсивности дополнительной подсветки (концентрации дырок). Видно, что с ростом концентрации двумерных дырок частота спинового резонанса уменьшается.

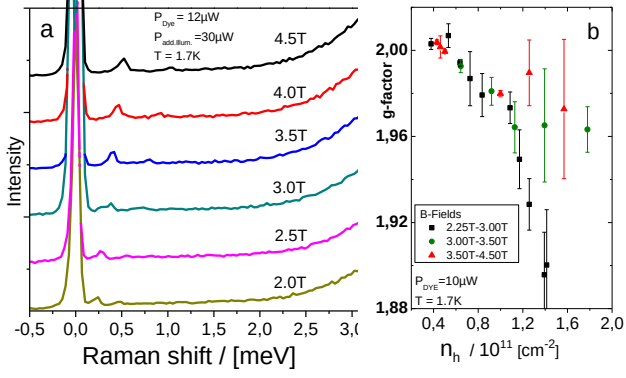


Рис. 2. a) то же что на рис. 1 но при дополнительной межзонной подсветке мощностью 30 μW; b) зависимость эффективного g-фактора от концентрации дырок

В соответствии с [3] полученный результат – смягчение магнитной моды – можно интерпретировать в рамках индуцированного дырками косвенного обмена между ионами Mn (аналог РККИ-взаимодействия). Для дальнейшего прояснения вопроса о влиянии двумерных дырок на спиновые возбуждения марганца мы исследовали оптически детектируемый электронный парамагнитный резонанс. На рисунке 3 показаны спектры оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) в КЯ CdMnTe/CdMgTe с дырочным газом для двух частот СВЧ излучения (частота фиксирована, сканируется магнитное поле): a) 94 ГГц и b) 94 ГГц. Видно, что линии ОДМР (черные кривые) имеют сложный вид и заметно зависят от ориентации магнитного поля. Экспериментальные спектры можно аппроксимировать двумя лоренцевскими кривыми (зеленые линии). На этом же рисунке для сравнения показаны спектры ОДМР КЯ CdMnTe/CdMgTe (L=12 nm, x=0.02), не содержащей 2DHG (черные линии, построенные в узком диапазоне полей 3.26 – 3.42 mT). Эта линия (g=2) со слабой ориентационной зависимостью обусловлена магнитным резонансом изолированных ионов марганца. Сравнение спектров ОДМР с 2DHG и без показывает, что в первом случае присутствует как узкая линия изолированного марганца, так и широкая линия с сильной угловой зависимостью. Эту линию можно приписать ионам марганца обменно взаимодействующим с двумерными дырками. Действительно, учитывая спиновую анизотропию дырок в КЯ (компоненты g-фактора вдоль оси [001] $g_{\|}$ и перпендикулярно ему сильно различаются: $g_{\perp}<<g_{\|}$) [4] можно качественно объяснить ориентационную зависимость этой линии. Энергетические уровни системы марганец+дырка описывается гамильтонианом:

$$\hat{H} = \hat{H}_{Mn} + H_h + \vec{J}_h \hat{c} \vec{S}_{Mn}, \qquad (1)$$

где первые два члена справа описывают зеемановское взаимодействие Mn^{2+} (S=5/2) и дырки J_h=3/2, а третий член – обменное взаимодействие спинов марганца и дырки. Взаимодействия тяжелой дырки с магнитным полем и с марганцем может быть описано в терминах эффективного спина S^*=1/2:

$$\hat{H}_h = \mu_B [g_{h\|} B_z S_z^* + g_{h\perp}(B_x S_x^* + B_y S_y^*)] \qquad (2)$$

$$\hat{H}_{h-Mn} = c \vec{S}^* \vec{S}_{Mn} \qquad (3)$$

Результаты такого модельного расчета энергий переходов и аппроксимации линии ОДМР лоренцевской кривой показаны на рис.3 пунктирной кривой. Эта простая модель с одной дыркой дает качественное согласие с экспериментом, хотя реально марганец взаимодействует не с одной дыркой, а с ансамблем.

Наличие в спектре ОДМР легированных КЯ CdMnTe/CdMgT узкой линии, характерной для нелегированных образцов, однозначно свидетельствует о неоднородности образца: из-за неоднородности электрического потенциала дырки могут скапливаться в минимумах, обедняя соседние области. Таким образом, разные области образца дают различные вклады в спектры ОДМР. По-видимому, это типичная ситуация для разбавленных магнитных полупроводников и наноструктур.

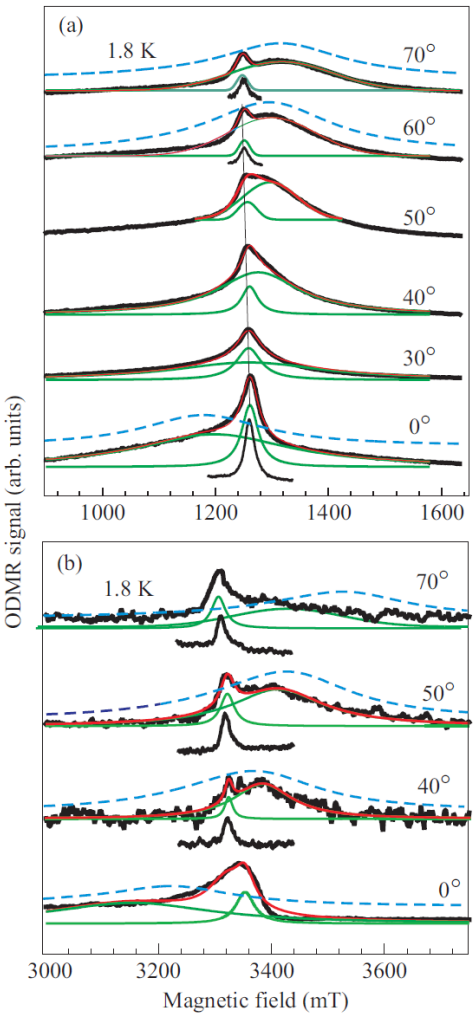


Рис. 3. Спектры ОДМР (зависимость изменения интенсивности ФЛ при подаче СВЧ от магнитного поля) в КЯ CdMnTe/CdMgTe в присутствии 2DHG при температуре 1.8 К (черные линии) для двух частот СВЧ накачки: a) 35.1 ГГц, b) 94 ГГц при различных ориентациях магнитного поля относительно оси роста структуры [001], температура T=1.8 К. Зеленые линии – результат подгонки экспериментального спектра двумя лоренцевскими контурами. Красные линии – сумма двух лоренцевских кривых. Пунктирные кривые – модельный расчета с использованием гамильтониана (2). Спектры ОДМР в КЯ CdMnTe (L=12 nm, x=0.02), не содержащей 2DHG, показаны в узком диапазоне полей под расчетными кривыми.

В докладе обсуждаются различия описанных выше подходов к проблеме: а) коллективная динамика спинов марганца и двумерных дырок и б) рассмотрение на основе спинового гамильтониана.

1. Dietl T. Ferromagnetic semiconductors, 2002, Semicond. Sci. Technol. 17, 377.

2. Dietl T. Semiconductor spintronics, 2007, in Modern Aspects of Spin Physics, edited by W. Potz, J. Fabian, and U. Hohenester (Springer, Berlin), pp. 1–46.

3. Kavokin K.V. Coherent dynamics of localized spins coupled with a two-dimensional hole gas in diluted-magnetic quantum wells, Phys.Rev. B **59**, 9822 (1999).

4. Kusrayev Yu.G., Koudinov A.V., Aksyanov I.G., Zakharchenya B.P., Karczewski G., Wojtowicz T., Kossut J. Extreme in-plane anisotropy of the heavy-hole g-factor in (001)-CdTe/CdMnTe quantum wells. Phys. Rev. Lett. **82**, 3176–3179 (1999).

Особенности зарядового упорядочения электронного мультиферроика $LuFe_2O_4$

Д.А. Маслов [1,2]***, Ю.Б. Кудасов*** [1,2]

[1] ФГУП-«РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров
[2] СарФТИ НИЯУ МИФИ, Саров

e-mail: maslov_dem@mail.ru

В настоящее время высок интерес к особому классу веществ – мультиферроикам [1]. Соединение $LuFe_2O_4$ является мультиферроиком [2] с особыми сегнетоэлектрическими свойствами [3]. Сегнетоэлектричество в данном соединении связывают не со смещением ионов, как у обычных сегнетоэлектриков, например $BaTiO_3$, а с установлением особого зарядового упорядочения ионов железа. Дело в том, что ион железа в $LuFe_2O_4$ имеет две степени окисления в равных количествах [3]: $Lu^{3+}Fe_2^{2+/3+}O_4^{2}$. Средняя валентность иона железа равна +2,5. Более того, по величине спонтанной поляризации и диэлектрической проницаемости при комнатной температуре данное соединение не уступает широко использующемуся сегнетоэлектрику титанату бария, что делает его перспективным для некоторых технических приложений, с учётом его природы как мультиферроика. С фундаментальной точки зрения $LuFe_2O_4$ интересен также тем, что здесь проявляется эффект фрустрации, который, как известно, является причиной особых статических и динамических свойств различных соединений [4, 5].

При понижении температуры $LuFe_2O_4$ претерпевает несколько фазовых переходов [6]. Ниже 500 K наблюдаются 2D зарядовые корреляции. 3D зарядовое упорядочение устанавливается при температуре ниже 320 K, что приблизительно совпадает с температурой возникновения спонтанной поляризации.

Структурно соединение образовано чередующимися гексагональными бислоями из ионов железа, в пространстве между которыми располагаются ионы лютеция (Рис. 1). Элементарная ячейка кристалла содержит 3 бислоя железа, параметры кристаллической решётки a = 3,44 Å, c = 25,28 Å [7].

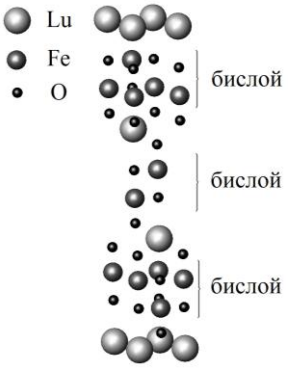


Рис. 1. Структура кристаллической решётки $LuFe_2O_4$

Предметом нашего исследования [8] является зарядовое упорядочение высокотемпературной фазы в диапазоне 320 K< T < 500 K и её переходы в другие фазы. Теоретическое рассмотрение зарядового упорядочения $LuFe_2O_4$ ограничивается моделью Изинга в рамках приближения среднего поля.

Средний заряд иона равен +2,5 e, а установление того или иного упорядочения связано недостатком/избытком заряда, величиной q = 0,5 e, на отдельно взятом ионе. Если ограничиться рассмотрением взаимодействий только внутри системы ионов железа, то для последней можно записать изинговский гамильтониан

$$H = E_0 \sum J_{ij} \sigma_i \sigma_j, \qquad (1)$$

где E_0 – масштабный параметр, σ_i – избыточный заряд i-ого иона, измеренный в единицах q (далее просто заряд иона), J_{ij} – параметр взаимодействия между ионами i и j, суммирование проводится по всем ионам железа. Заряд иона σ_i принимает значения +1 для Fe^{3+} и –1 для Fe^{2+}.

В основном мы будем рассматривать кулоновское взаимодействие между ионами железа, поэтому в качестве масштабного параметра была выбрана величина $E_0 = q^2/4\pi\varepsilon_0\varepsilon a$, где ε_0 = 8,85 Ф/м, ε – относительная диэлектрическая проницаемость пространства между ионами. В этом случае параметры взаимодействия между узлами имеют вид $J_{ij} = 1/r_{ij}$, где r_{ij} – расстояние между узлами i и j, измеренное в расстояниях a.

Расстояние между двумя ближайшими бислоями (5,98 Å) превосходит расстояние между слоями в бислое (2,46 Å) более чем в 2,4 раза. Таким образом, будет уместным рассмотреть вначале зарядовое упорядочение внутри бислоя, абстрагируясь от воздействия на него остальных бислоёв.

Согласно методу среднего поля воздействие системы узлов на некоторый узел может быть представлено как воздействие на данный узел нескольких выделенных подрешёток. Потенциал узла n-ой подрешётки при этом может быть представлен в виде

$$\varphi_n = \varphi_0 \sum_{n'=1..Ns} A_{nn'} \langle \sigma_{n'} \rangle, \qquad (2)$$

где $\varphi_0 = q/4\pi\varepsilon_0\varepsilon a$, $A_{nn'}$ – константа взаимодействия узла подрешётки n с подрешёткой n', $\langle \sigma_n \rangle$ – средний заряд n -ой подрешётки, N_s – количество подрешёток. В случае чисто кулоновского взаимодействия $A_{nn'} = \sum 1/r_{i0}$, где суммирование проводится по узлам подрешётки n', r_{i0} – расстояние между некоторым узлом подрешётки n и i-ым узлом подрешётки n'. При расчёте константы самодействия ($n = n'$) следует исключить узел i = 0.

Используя стандартные методы статистической физики, можно получить систему уравнений для определения зарядов подрешёток

$$\langle \sigma_n \rangle = -\mathrm{th}(\varphi_n q / k_B T) \qquad (3)$$

и выражение для свободной энергии

$$F = -k_BT\ln(\Pi_{n=1..Ns} Z_n)^{Nc} - E_{int}, \quad (4)$$

где $Z_n = 2\mathrm{ch}(\varphi_n q/k_BT)$, N_c – количество элементарных ячеек в бислое, E_{int} – поправочное слагаемое, призванное исключить двойной учёт взаимодействий между узлами: $E_{int} = 1/2N_c q\sum_n \varphi_n\langle\sigma_n\rangle$.

Ранг и значения элементов матрицы $A_{nn'}$ зависят от размера элементарной ячейки и её симметрии. Опираясь на данные предыдущих работ [3-6] и проводя аналогию с фрустрированными магнитными решётками [9], мы рассмотрели две высоко симметричные модели: 6-подрешёточную и 4-подрешёточную. Решением трансцендентных систем (3) являются фазы: для 6-подрешёточной модели – ферроэлектрическая (FE), ферриэлектрическая (FIE), частично разупорядоченная антиферроэлектрическая (PDA) структуры, для 2-подрешёточной – страйп-структура (S) в двух видах (Рис. 2). Сравнением свободных энергий данных фаз, вычисленных согласно (4) можно определить структуру с наименьшей энергией.

Рис. 2. Фазы зарядового упорядочения бислоя. а – ферроэлектрическая фаза (FE), б – ферриэлектрическая фаза (FIE), в – PDA(DPDA) фазы, г – страйп-фаза 1 (S1) [10], д – страйп-фаза 2 (S2) [7]. Белым цветом обозначены ионы Fe^{2+}, чёрным – Fe^{3+}, серым – разупорядоченные ионы

Здесь следует оговорить особые свойства, которыми будет обладать бислой, оба слоя которого находятся в PDA состоянии. Очевидно, что в этом случае корреляционные поправки, связанные с взаимодействием двух разупорядоченных подрешёток, находящихся в разных слоях, будут значительными. Вклад этих поправок в свободную энергию можно учесть, заменив две разупорядоченные подрешётки одной подрешёткой из димеров, набор состояний которых исчерпывается тремя различными конфигурациями. Такую структуру мы будем называть димерной частично-разупорядоченной антиферроэлектрической (DPDA) фазой. Зарядовое упорядочение DPDA-фазы будет эквивалентным PDA-фазе, однако, за счёт корреляции узлов разупорядоченных подрешёток DPDA-фаза окажется энергетически более выгодной. Выражение для свободной энергии DPDA-фазы имеет вид

$$F_{DPDA} = F_6|_{PDA} - t/3\ \ln \mathrm{ch}(J_0/t), \quad (5)$$

где $F_6|_{PDA}$ – свободная энергия PDA-фазы, J_0 – энергия взаимодействия двух ближайших узлов (в единицах E_0), $t = k_BT/E_0$. Следует ожидать, что за счёт высокого «энтропийного» вклада в свободную энергию данная структура может успешно конкурировать при высоких температурах с остальными фазами. Её реализацию не исключает работа [11], в которой сообщается, что после исследования рассеяния рентгеновских лучей состояния одной трети узлов остаются неопределёнными.

Межбислойное взаимодействие может быть учтено феноменологически путём ввода поправки в потенциал (2), учитывающей стремление реального образца к разделению зарядов (поляризации) вдоль оси *c*

$$\varphi_n' = \varphi_n - 2\gamma p, \quad (6)$$

где p – средний заряд слоя бислоя, в котором находится подрешётка n, γ – параметр межбислойного взаимодействия. Поправка такого вида к потенциалу понижает свободную (и электростатическую) энергию на $\Delta E = -\gamma p^2 E_0$.

Мы исследовали влияние межбислойного взаимодействия на возможность установления FIE или FE порядков. Для этих целей, на основании изменённого потенциала (6), была построена фазовая диаграмма в параметрах γ, T (Рис. 3). В низкотемпературной области увеличение параметра γ вызывает смену фаз, в последовательности S2→FIE→FE. Этот переход находится в согласии с простыми соображениями о том, что поправка к (4) вида $\Delta E = -\gamma p^2 E_0$ будет способствовать установлению фазы с наибольшим удельным зарядом слоя в бислое (с наибольшим дипольным моментом бислоя). Переход S2→FIE имеет место при γ =1,213, FIE→FE – при γ =1,266.

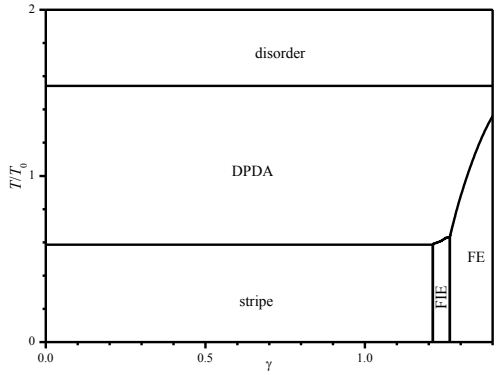


Рис. 3. Фазовая диаграмма системы бислоёв в осях «параметр межслойного взаимодействия-температура»

Работа частично поддержана проектами РФФИ № 13-02-01194 и № 13-02-97041, а также проектом Минобрнауки № 2.5771.2011.

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. // УФН, **182**, 593 (2012).

2. van den Brink J., Khomskii D. // J. Phys.: Cond. mat., **20**, 434217 (2008).

3. Ikeda N., Ohsumi H., Ohwada K. et al. // Nature, **436**, 1136 (2005).

4. Кудасов Ю.Б., Коршунов А.С., Павлов В.Н., Маслов Д.А. // УФН, **182**, 1249 (2012).

5. Kudasov Yu.B., Korshunov A.S., Pavlov V.N., and Maslov D.A. // PRB, **83**, 092404 (2011).

6. Christianson A.D., Lumsden M.D., Agnst M. et al. // PRL, **100**, 107601 (2008).

7. Xiang H.J., Whangbo M.-H. // PRL, **98**, 246403 (2007).

8. Kudasov Yu.B., Maslov D.A. // PRB, 86, 214427 (2012).

9. Mekata M. // J. Phys. Soc. Jap., **42**, 76 (1977).

10. Nagano A., Naka M., Nasu J., Ishihara S. // PRL, **99**, 217202 (2007).

11. Yamada Y., Kitsuda K., Nohdo S., Ikeda N. // PRB, **62**, 12167 (2000).

Гистерезис магнитосопротивления и текстура спиновых клапанов на основе MnIr

М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

e-mail: milyaev@imp.uran.ru

Одним из условий эффективного использование наноструктур типа «спиновый клапан» в различных технических приложениях является требование к величине гистерезиса магнитосопротивления, связанного с необратимыми процессами перемагничивания в слабых магнитных полях «свободного» ферромагнитного слоя. Уменьшение до десятых долей эрстеда ширины петли гистерезиса магнитосопротивления в них обеспечивает практически однозначное соответствие между электрическим сопротивлением образца и напряженностью внешнего магнитного поля [1], что, наряду с высокой магниторезистивной чувствительностью, может быть использовано для разработки различных высокочувствительных измерительных сенсоров и электронных устройств на их основе. Опыт изготовления и исследования различных спиновых клапанов, представленный во множестве публикаций, указывает на то, что формирование аксиальной текстуры <111> в магнитных и немагнитных слоях является необходимым условием для приготовления спиновых клапанов с малым гистерезисом. Ниже будет анализироваться только низкополевая петля гистерезиса магнитосопротивления, связанная с необратимыми процессами перемагничивания свободного слоя и их влиянием на гальваномагнитные свойства спиновых клапанов. Для качественной характеристики большой или малой ширины петли гистерезиса магнитосопротивления для краткости ниже будут использоваться термины, соответственно, большой или малый гистерезис.

Несмотря на то, что во многих работах, посвященных исследованию свойств спиновых клапанов, указано на качественную связь между наличием текстуры <111> и величиной гистерезиса [2], вид зависимости между указанными параметрами установлен не был. Настоящая работа нацелена на выяснение количественной зависимости ширины петли гистерезиса (H_c) от степени совершенства текстуры <111>, характеризуемой углом рассеяния текстуры γ. Величина γ является средним углом отклонения плоскостей (111) кристаллитов от преимущественной ориентации и экспериментально определяется из рентгеноструктурных данных как полная ширина на полувысоте кривой качания для брегговского пика (111). Для данных исследований методом магнетронного напыления на установке MPS 4000 C6 (ULVAC) была приготовлена серия наноструктур композиции (Ta, $(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$)/ [$Ni_{80}Fe_{20}$/$Co_{90}Fe_{10}$]/Cu/$Co_{90}Fe_{10}$/$Mn_{75}Ir_{25}$/Ta, обладающих гигантским магниторезистивным (ГМР) эффектом $(\Delta R/R_s)_{max}$ = (5-12)%, где R_s является сопротивлением образца в поле магнитного насыщения. На модернизированном дифрактометре ДРОН-3М с использованием $Co_{K\alpha}$ излучения и Si монохроматора на первичном пучке были измерены для всех образцов кривые качания и определены параметры γ. Для дальнейших исследований из данной серии были выбраны восемь образцов с тем расчетом, чтобы параметр γ имел наиболее широкий диапазон значений, соответствующих как совершенной, так и почти отсутствующей текстуре. По другим параметрам никакой систематизации не проводилось. В Таблице 1 приведены формулы выбранных наноструктур с указанием номинальных толщин слоев, заданных при напылении с учетом измеренных для каждого типа материала скоростей и времени напыления. Формулы наноструктур расположены сверху вниз в порядке возрастания угла рассеяния текстуры γ. В Таблице 2 приведены измеренные магниторезистивные, магнитные и структурные характеристики в соответствии с нумерацией образцов в Таблице 1.

Таблица 1

Формулы спиновых клапанов, приготовленных на подложках из стекла (Corning). Py = $Ni_{80}Fe_{20}$. В скобках толщины слоев указаны в ангстремах

№	Формула наноструктуры
1	Ta(50)/Py(30)/CoFe(20)/Cu(22)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)
2	Ta(20)/Py(30)/CoFe(15)/Cu(22)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)
3	Ta(20)/Py(30)/CoFe(15)/Cu(20)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)
4	Ta(20)/Py(35)/CoFe(10)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)
5	PyCr(30)/Py(30)/CoFe(15)/Cu(22)/CoFe(20)/MnIr(50)/Ta(20)
6	Ta(20)/Py(30)/CoFe(15)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)
7	Ta(20)/Py(25)/CoFe(20)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)
8	Ta(50)/Py(20)/CoFe(55)/Cu(24)/CoFe(55)/MnIr(150)/Ta(20)

Таблица 2

Максимальная величина магнитосопротивления $(\Delta R/R_s)_{max}$, поле сдвига петли гистерезиса H_{in}, и угол рассеяния текстуры γ, измеренные при комнатной температуре для образцов, включенных в Таблицу 1

№	$(\Delta R/R_s)_{max}$, %	H_{in}, Э	γ, град
1	10.6	12.0	3.35
2	10.7	16.6	3.65
3	7.3	52.6	4.10
4	9.4	14.5	4.70
5	9.7	6.0	4.85
6	11.6	-0.9	5.45
7	11.6	-1.3	6.30
8	5.0	4.5	19.3

Величина H_{in}, характеризует взаимодействие свободного и пиннингованного слоев и является полем сдвига петли гистерезиса относительно значения $H = 0$. Наличие отрицательных значений $H_{in} < 0$ указывает на то, что в образце реализуется взаимодействие антиферромагнитного типа, в то время как при $H_{in} > 0$ – ферромагнитного типа.

На Рис. 1 приведены полевые зависимости магнитосопротивления для образца №1 с наименьшим гистерезисом и $H_{in} > 0$, а также образца №7 с близкой величиной ГМР эффекта, но обладающим наибольшим гистерезисом и $H_{in} < 0$. На Рис. 2 представлена зависимость ширины петли гистерезиса свободного слоя H_c от угла рассеяния текстуры для наноструктур, перечисленных в Таблице 1. Каждая точка на графике относится к отдельному образцу. Данный график показывает, что существует корреляция между H_c и углом рассеяния текстуры <111>. Из графика также видно, что образец с наиболее совершенной текстурой, характеризуемой минимальным значением γ, обладает минимальной шириной петли гистерезиса. Следует отметить, что экспериментальные данные, представленные на Рис. 2, получены на различных спиновых клапанах без систематического изменения состава и толщины слоев от образца к образцу, что указывает на универсальность выявленной зависимости. Для проверки закономерности положения последней, соответствующей наибольшему значению параметра γ, точки на кривой та же зависимость была построена от величины γ^{-1} (вставка на Рис. 2). В результате линейной аппроксимации было получено выражение $H_c = 47.5 - \frac{133.6}{\gamma}$, описывающее зависимость ширины петли гистерезиса свободного слоя от угла рассеяния текстуры в исследованных спиновых клапанах. Видно, что все точки, соответствующие спиновым клапанам, как с совершенной, так и с почти отсутствующей текстурой, хорошо укладываются на одну прямую. Интерпретация полученных результатов дана с учетом зависимости ширины петли гистерезиса от взаимной ориентации внешнего магнитного поля и осей легкого намагничивания отдельных кристаллитов текстурированной пленки [3]. Известно, что при перемагничивании ферромагнитной пленки путем когерентного вращения намагниченности максимальная ширина петли гистерезиса наблюдается в случае приложения магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания. В ГЦК структуре слоев CoFe и NiFe, входящих в состав изучаемых спиновых клапанов, ось легкого намагничивания располагается вдоль направлений <111>. В случае идеальной текстуры <111> с осью, нормальной к плоскости пленки, ни одна из таких легких осей не лежит в плоскости пленки и не параллельна вектору напряженности внешнего магнитного поля. При большом угле рассеяния текстуры оси легкого намагничивания некоторых кристаллитов в образце могут находиться в плоскости пленки и располагаться параллельно приложенному магнитному полю, что будет способствовать увеличению ширины результирующей петли гистерезиса.

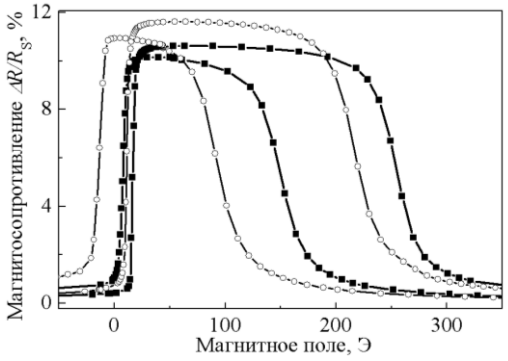


Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления от магнитного поля для образца № 1 (заполненные символы) и образца № 7 (пустые символы)

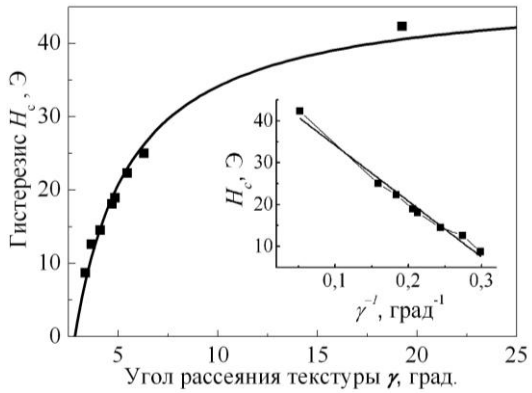


Рис. 2. Зависимость гистерезиса свободного слоя H_c от угла рассеяния текстуры γ. Сплошная линия получена аппроксимацией. Вставка – зависимость H_c от величины γ^{-1}

Таким образом, в проведенных исследованиях выявлена количественная зависимость между шириной петли гистерезиса и степенью совершенства текстуры <111> в спиновых клапанах на основе MnIr. Установленная зависимость $H_c(\gamma)$ имеет признаки универсальности, т.к. точки на ней относятся к образцам, отличающимся толщинами отдельных слоев, типом взаимодействия (ферромагнитным или антиферромагнитным) между магнитными слоями, а также величиной ГМР эффекта.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ № 13-02-00749, НШ.6172.2012.2., Программы Президиума УрО РАН проекты № 12-П-2-1051 и № 12-2-2-009-АРКТИКА.

1. Устинов В.В. Высокочувствительный безгистерезисный спиновый клапан с композитным свободным слоем / В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина // ФММ. 2012. Т. 113. № 4. С. 363–371.

2. Gehanno B. Ion Beam Deposition of Mn-Ir Spin Valves / B. Gehanno, P.P. Freitas, A. Veloso, J. Ferreira, B. Almeida, J.B. Sousa, A. Kling, J.C. Soares, M.F. da Silva // IEEE Trans. on Magn. 1999. V. 35. № 5. P. 4361–4367.

3. Миляев М.А. Степень совершенства текстуры <111> и гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах на основе MnIr / М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, А.М. Бурханов, В.В. Устинов // ФММ. 2013. (в печати).

Эффекты магнитостатического взаимодействия и ферромагнитный резонанс во фрустрированных системах многослойных ферромагнитных наночастиц

В.Л. Миронов [1], ***Е.В. Скороходов*** [1], ***К.Д. Бессмертный*** [1], ***J.A. Blackman*** [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
[2] University of Leicester, Leicester, UK

e-mail: mironov@ipmras.ru

В настоящей работе приводятся результаты теоретических исследований магнитных состояний, особенностей процессов перемагничивания и спектров ферромагнитного резонанса в геометрически фрустрированных системах многослойных ферромагнитных наночастиц, упорядоченных на решетке с треугольной симметрией (рис. 1).

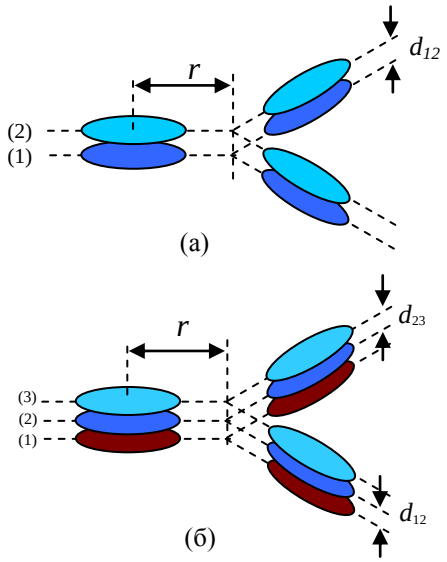


Рис. 1. (а) массив двухслойных частиц на решетке с треугольной симметрией. (б) массив трехслойных частиц

В расчетах использовалась простейшая модель анизотропных магнитных частиц в виде анизотропных однородно намагниченных сфер. Петли гистерезиса таких систем при их перемагничивании во внешнем однородном магнитном поле рассчитывались методом Монте-Карло. Показано, что в зависимости от соотношения между энергией анизотропии E_a и энергией магнитостатического взаимодействия частиц в слое E_m и между слоями E_{int} в данных системах реализуются различные сценарии перемагничивания. В качестве примера на рис. 2 приведены кривые гистерезиса для системы, состоящей из трех двухслойных частиц. Проанализирован набор устойчивых пространственных конфигураций магнитных моментов, реализующийся в таких системах во внешнем магнитном поле. Проведены сравнения полученных результатов с результатами микромагнитного моделирования поведения многослойных систем, представляющих собой стеки, состоящие из ферромагнитных эллиптических нанодисков, разделенных немагнитными прослойками.

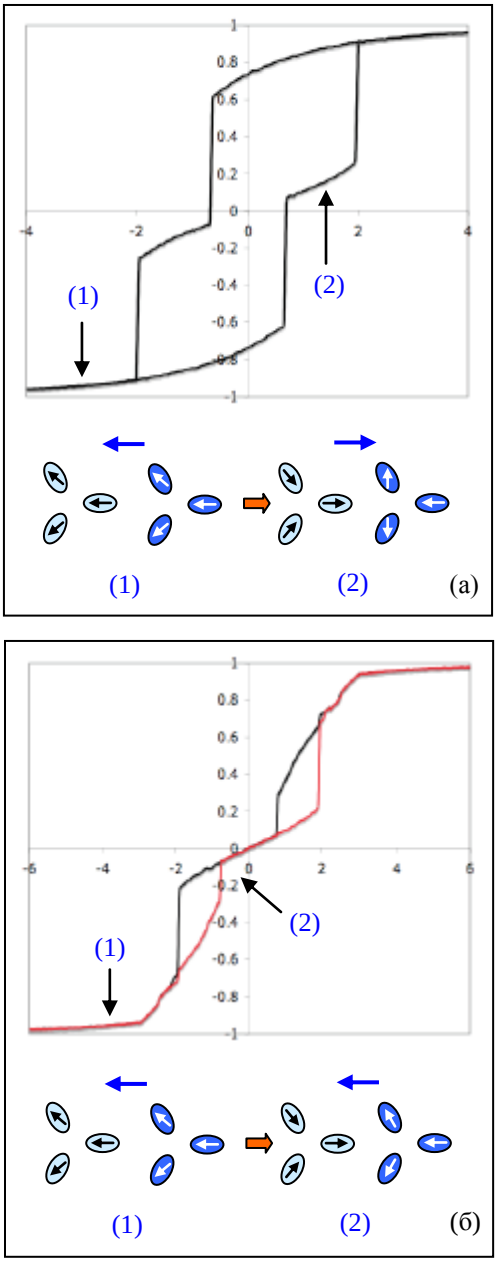
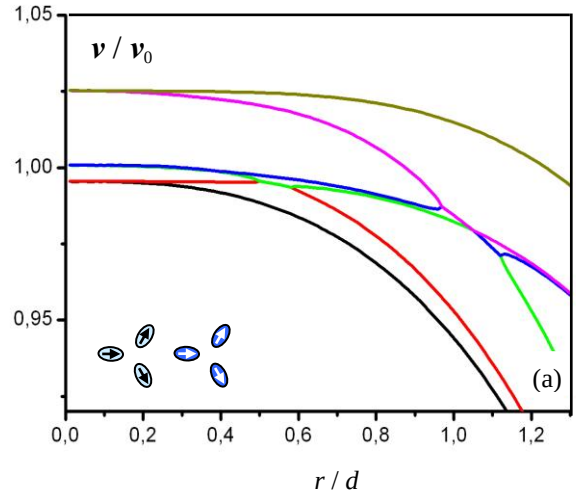


Рис. 2. Нормированные кривые перемагничивания и схемы переходов между различными состояниями в системе двухслойных частиц. (а) случай $E_a > E_m > E_{\text{int}}$ (б) $E_{\text{int}} > E_a > E_m$. Внешнее поле нормировано на величину поля анизотропии. Направление поля указано стрелками над массивом частиц



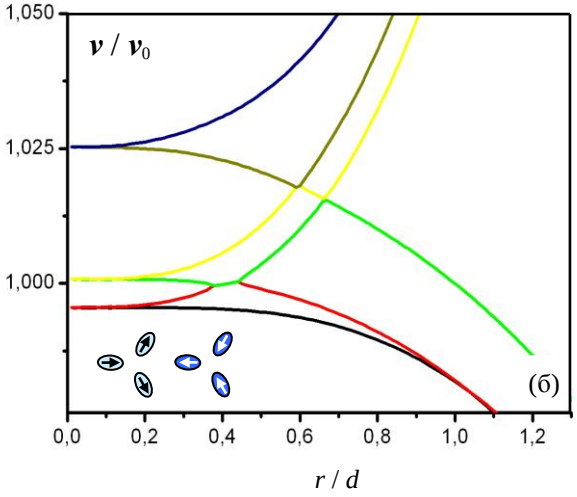
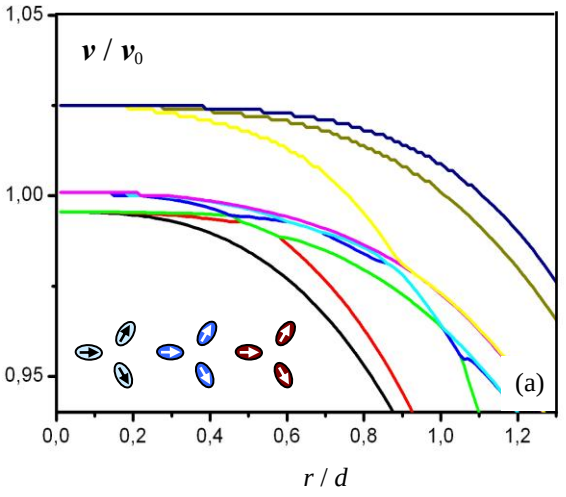


Рис. 3. Зависимости нормированных ФМР частот массива двухслойных частиц от расстояния между слоями d при r = 150 нм. (а) случай ферромагнитного упорядочения. (б) случай антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов слоев



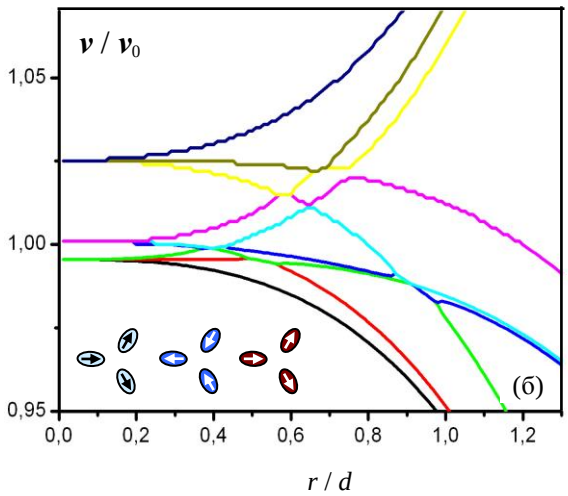


Рис. 4. Зависимости нормированных ФМР частот массива трехслойных частиц от расстояния между слоями d при r = 150 нм. (а) случай ферромагнитного упорядочения. (б) случай антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов слоев.

Были проведены исследования особенностей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) для различных состояний многослойных систем. В расчетах использовалась модель частиц в виде анизотропных однородно намагниченных сфер [1]. Параметры поля анизотропии соответствовали параметрам анизотропии формы для частиц с размерами 100 × 200 × 20 нм. Колебания магнитного момента каждой частицы в массиве описывались уравнением Ландау-Лифшица.

Спектр собственных частот взаимодействующих частиц определяется магнитостатическим взаимодействием и существенно зависит от пространственной конфигурации магнитных моментов. Это позволяет, меняя магнитное состояние массива, существенно перестраивать спектр ФМР. На рис. 3 и 4 приведены нормированные частоты ФМР в зависимости от расстояния между слоями для различных конфигураций магнитных моментов частиц в массивах, состоящих из двухслойных и трехслойных частиц.

Магнитостатическое взаимодействие приводит к расщеплению и существенной перестройки спектра. Наблюдаемые немонотонности на зависимостях рис. 3 и 4 связаны с конкуренцией внутрислоевого и межслоевого взаимодействий. Кроме того, видно, что перемагничивание массивов из состояния с ферромагнитным упорядочением слоев в состояние с антиферромагнитным упорядочением сопровождается перестройкой спектра ФМР и сдвигом его в область более высоких частот.

С практической точки зрения подобные массивы многослойных наночастиц перспективны для создания пассивных перестраиваемых фильтров СВЧ диапазона [2, 3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 11-02-00434) и Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8565.

1. Миронов В.Л. и др. // Изв. РАН, Физ., **77**(1), 37 (2013).
2. Zhang H. et al. // Appl. Phys. Lett., **95**, 232503 (2009).
3. Kuhlmann N., et al. // Phys. Rev. B, **85**, 014410 (2012).

Магнитные логические ячейки на основе ферромагнитных нанопроволок и наночастиц

В.Л. Миронов, О.Л. Ермолаева, Е.В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

e-mail: mironov@ipmras.ru

В последнее время наблюдается повышенный интерес к явлениям, связанным с движением доменных стенок (DW) в ферромагнитных нанопроволоках (NW) под действием внешних магнитных полей. Главным образом это обусловлено перспективами применения таких систем для создания элементов магнитной логики и магнитной памяти [1]. Одной из главных проблем функционирования таких устройств является реализация управляемого пиннинга DW. В настоящей работе мы рассматриваем управляемый пиннинг-депиннинг DW в комбинированной планарной системе, состоящей из ферромагнитной нанопроволоки и двух анизотропных (анизотропия формы) наночастиц (NP), связанный с магнитостатическим взаимодействием DW с локальным полем рассеяния NP. В докладе также обсуждается возможное применение таких систем для создания магнитных логических элементов.

Геометрическая форма исследуемых структур представлена схематично на рис. 1. Нанопроволока имеет на одном конце круглую затравочную часть (N), обладающую более низкой коэрцитивностью и служащую для зарождения доменов противоположной ориентации, при перемагничивании во внешнем поле. Ферромагнитные частицы, расположенные вблизи нанопроволоки, служат магнитными воротами для управления пиннингом DW.

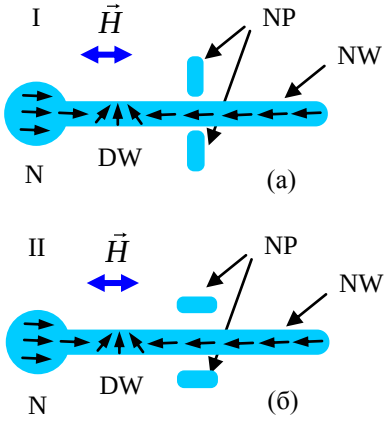


Рис. 1. Схематическое изображение NW-NP систем

В эксперименте и моделировании исследовались системы со следующими параметрами: толщина NW и NP – 20 нм, ширина NW – 100 нм, длинна NW – 3 мкм, диаметр N – 200 нм; латеральные размеры NP – 100 × 200 нм, расстояние от NP до NW – 100 нм. Микромагнитное моделирование проводилось для параметров системы, соответствующих материалу CoFe: обменная константа $J = 3 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, намагниченность насыщения $M_S = 1900$ Гс.

Нами были проделаны численные расчеты зависимости энергии системы E от положения доменной стенки, что позволило оценить величину энергии пиннинга и поля депиннинга для различных конфигураций намагниченности NP. При расчетах использовалась модель жесткой доменной стенки.

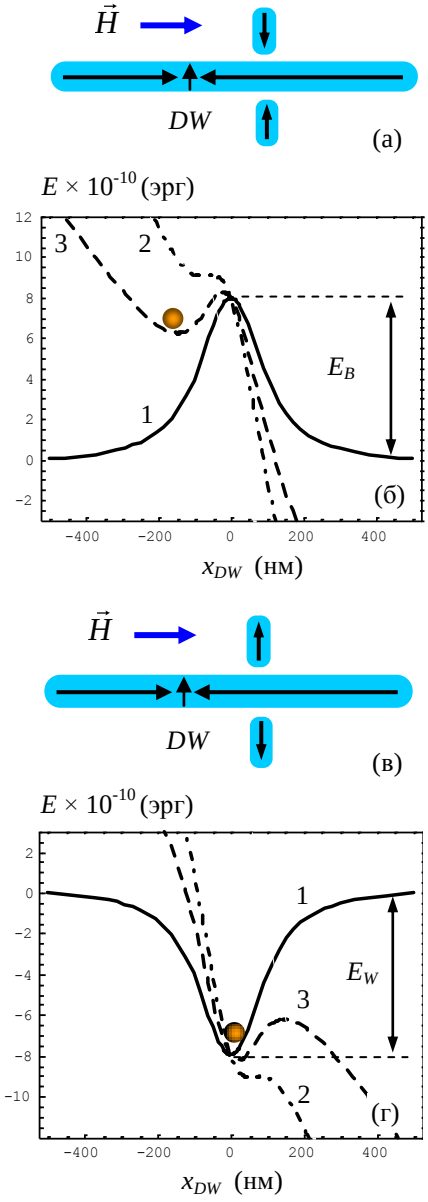


Рис. 2. (а) и (в) - конфигурации намагниченности двух типов. (б) и (г) - соответствующие профили энергии системы для различных значений внешнего магнитного поля. Линия (1) – энергия в нулевом магнитном поле; (2) – в магнитном поле, равном полю депиннинга; (3) в поле, составляющем половину поля депиннинга. Положение доменной стенки схематически показано кружком

На рис. 2 представлены результаты моделирования системы I при различной конфигурации магнитных моментов. Результаты аналогичных расчетов для системы II приведены на рис. 3.

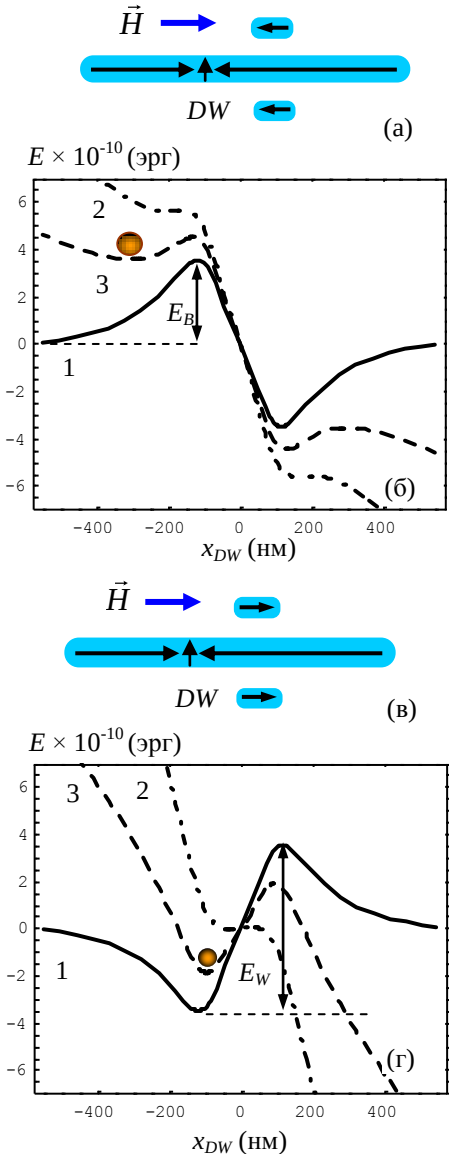


Рис. 3. Обозначения те же, что и на рис. 2

Как показали расчеты, в системе I, когда магнитные моменты наночастиц противонаправлены, происходит пиннинг DW на барьере (рис. 2 а,б) или в потенциальной яме (рис. 2 в,г). Энергии пиннинга E_B и E_W в этих случаях одинаковы и соответствующие поля депиннинга равны. В случае, когда магнитные моменты наночастиц направлены в одном направлении, происходит компенсация полей рассеяния и DW проходит через затвор. На основе такой системы можно реализовать логический элемент, выполняющий операцию «Исключающее ИЛИ» («XOR»). С другой стороны, в системе II энергия пиннинга DW на барьере E_B в два раза меньше, чем энергия пиннинга в потенциальной яме E_W (рис. 3). Это приводит к интересной возможности реализации на основе данной структуры двух различных логических элементов. Если рабочее магнитное поле меньше чем поле депиннинга обусловленное барьером, то реализуется выполнение операции «XOR». Однако если рабочее магнитное поле больше чем поле депиннинга обусловленное барьером, но меньше, чем поле депиннинга обусловленного потенциальной ямой, то реализуется выполнение операции «OR».

Нами были проведены экспериментальные МСМ исследования особенностей пиннинга DW в таких системах [2]. В качестве примера на рис. 4 приведены МСМ изображения, иллюстрирующие пиннинг DW полями рассеяния, создаваемыми наночастицами.

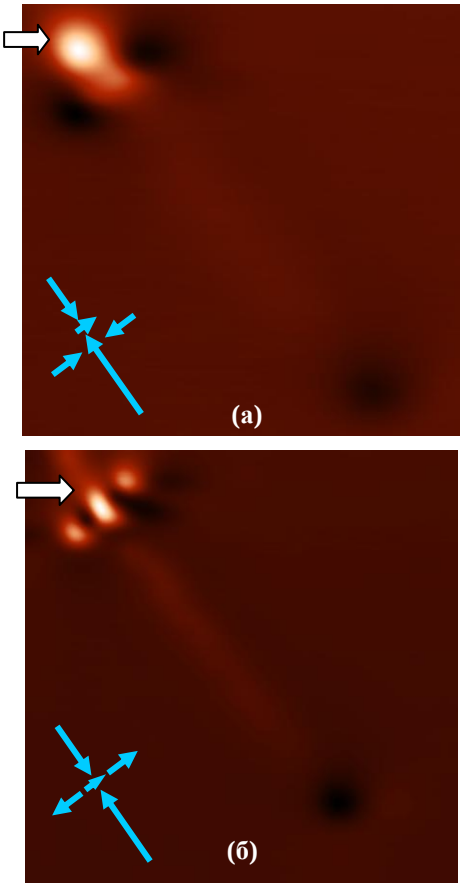


Рис. 4. МСМ изображения системы I с различной конфигурацией магнитных моментов NP. (а) – пиннинг DW на барьере вблизи частиц. (б) – пиннинг в потенциальной яме между частицами. Пространственная конфигурация магнитных моментов NW и NP показана схематически в левом нижнем углу рисунков. Положение DW на МСМ изображениях указано белой стрелкой.

Авторы выражают благодарность А.Ю.Климову, В.В.Рогову, С.Н.Вдовичеву за изготовление образцов, а также А.А.Фраерману за постоянный интерес к данной работе и многочисленные полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-02-00434), Министерства образования и науки РФ (соглашение 8565) и Президиума РАН в рамках программы «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

1. Allwood D.A. et al. // Science, **309**, 1688 (2005).
2. Mironov V.L. et al. // Phys. Rev. B, **85**, 144418 (2012).

Процессы перемагничивания трехслойных магнитных пружин и обменно связанных систем жесткий-мягкий ферримагнетик

М.А. Москаленко [1], ***В.М. Уздин*** [1,2], ***Х. Цабель*** [3]

[1] НИУ ИТМО, Санкт-Петербург
[2] Физический факультет СПбГУ, Санкт-Петербург
[3] Department of Physics, Bochum, Germany

e-mail: moskalenko.mary@gmail.com

Слоистые магнитные наноструктуры, состоящие из обменно связанных слоев с различными магнитными свойствами, являются одним из наиболее перспективных материалов для высокоплотной магнитной записи [1]. Поэтому моделирование свойств таких систем, оптимизации их параметров и создание новых структур с заданными характеристиками и особенностями процесса перемагничивания представляет большой интерес как для физики низкоразмерного магнетизма, так и для приложений.

В магнитных пружинах, состоящих из чередующихся нанослоев жесткого и мягкого магнетика, площадь петли гистерезиса существенно увеличивается по сравнению с каждым из чистых материалов. Это свойство, а также обратимость процесса перемагничивания в широком интервале магнитных полей, служит основой для практического использования таких систем.

Как было показано экспериментально и на основе микроскопических расчетов [2], на процесс перемагничивания существенно влияет структура интерфейсов на атомном масштабе. Шероховатостью интерфейсов можно управлять на стадии эпитаксиального роста или при последующем отжиге образца. Однако этот процесс трудно контролируем и не всегда хорошо воспроизводим.

Возможен другой подход, когда форма петли гистерезиса и ее параметры направленно меняются за счет использования нескольких слоев магнитомягких материалов с разными магнитными характеристиками. В частности, моделирование трехслойных систем на основе феноменологической модели показывает, что помещение на интерфес магнитной пружины прослойки из другого магнитного материала существенно влияет на площадь петли гистерезиса.

Запишем энергию слоистой магнитной системы в виде

$$E = -\sum_{i=1}^{N-1} \frac{A_{i,i-1}}{d^2} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) - \sum_{i=1}^{N} K_i \cos^2(\theta_i) - \\ - \sum_{i=1}^{N} HM_i \cos(\theta_i - \theta_H) \cdot$$

Здесь индекс i нумерует атомные слои. Первый член описывает обменное взаимодействие между слоями, характеризуемое параметром обменной жесткости A_i. На интерфейсе различных материалов M_1 и M_2 принято $A_{\text{int}} = \sqrt{A_{M_1} A_{M_2}}$. Второй член отвечает энергии анизотропии, а последний – энергии магнитных моментов M_i во внешнем магнитном поле H, которое направлено под углом θ_H к оси анизотропии. При расчетах в зависимости от величины внешнего поля находилась магнитная конфигурация, соответствующая локальному минимуму энергии. При этом равновесное состояние в поле H использовалось в качестве начального на следующем шаге, при поле $H+\Delta H$. Зависимость полного магнитного момента системы от внешнего поля для двухслойных и техслойных спиновых пружин при $\theta_H = 3$ показана на рис. 1. Поле менялось от положительных значений к отрицательным. В начальном состоянии магнитное поле H > 0 было выбрано большим, чем поле насыщения.

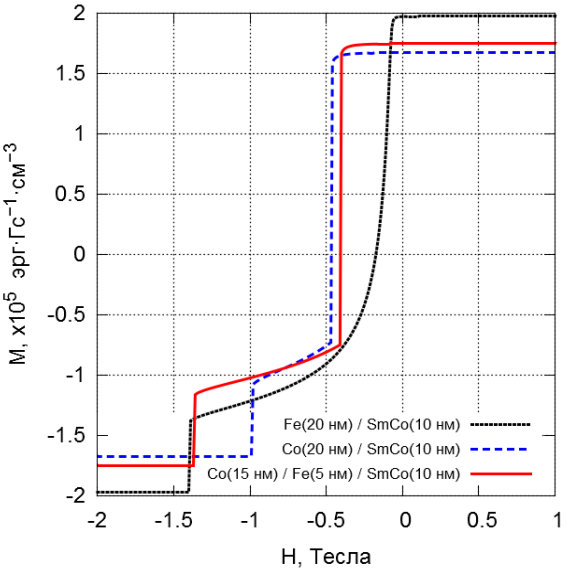


Рис. 1. Зависимость полного магнитного момента двухслойных и трехслойной спиновых пружин от внешнего поля

Представленные на рис. 1 системы содержат слой жесткого магнетика SmCo толщиной 10 нм и один или два слоя мягкого магнетика – Co, Fe и Co/Fe, причем полная толщина слоев мягкого магнетика тоже одинакова и составляет 20 нм. Железо – более магнитомягкий элемент, чем кобальт, и процесс перемагничивания с образованием спиральной магнитной структуры начинается в системе Fe/SmCo при меньших полях. Однако, намагниченность насыщения этой системы выше и поле, при котором перемагничивается жесткий магнетик, больше, чем для двуслойной системы Co/SmCo. В результате площади петель гистерезиса отличаются незначительно. В техслойной системе, содержащей относительно тонкую (5 нм) прослойку Fe между Co и SmCo перемагничивание мягких слоев начинается

почти как у Co/SmCo, а необратимое перемагничивание жесткого магнитного слоя – как у Fe/SmCo. В результате площадь петли гистерезиса возрастает на 17 % по сравнению с наибольшей из двуслойных систем. К аналогичному эффекту приводит расчет систем с шероховатыми интерфейсами, в которых между жестким и мягким магнетиками формируется промежуточный слой с другими магнитными свойствами. Меняя условия приготовления образцов или отжигая уже готовые слоистые системы можно варьировать толщину и параметры промежуточного слоя и, тем самым, менять характеристики системы, в частности, площадь петли гистерезиса [3].

Другим примером, в котором использование трехслойных систем приводит к новым уникальным свойствам, может служить структура $DyCo_5/Ta/Fe_{76}Gd_{24}$. Здесь сплав $DyCo_5$ представляет собой жесткий, а $Fe_{76}Gd_{24}$ – мягкий ферримагнетик. Обменная связь между слоями ферримагнетиков достаточно велика и они перемагничиваются одновременно, что приводит к широкой прямоугольной петле гистерезиса. Если вставить между ними прослойку Ta, это уменьшит межслойное взаимодействие, причем, меняя толщину прослойки, можно получать различные значения эффективного обмена. Появляется возможность подобрать толщину прослойки таким образом, чтобы полный цикл перемагничивания мягко ферримагнетика происходил практически без изменения намагниченности жесткого, но при этом вся петля гистерезиса мягкого магнетика сдвигалась за счет обменного взаимодействия с жестким. При этом направление сдвига определяется состоянием жесткого ферримагнетика, т.е. может быть изменено приложением сильного магнитного поля.

Проведенное микромагнитное моделирование полностью подтвердило описанную картину переемагничивания трехслойной системы. Система, $DyCo_5/Fe_{76}Gd_{24}$ имеет довольно сложную кристаллическую структуру, а величины магнитных моментов атомов каждого ферримагнетика зависят от температуры. Тем не менее, основные закономерности процесса перемагничивания можно получить, используя упрощенную модель с простой кубической решеткой, в которой как жесткий, так и мягкий ферримагнетик содержат атомы двух сортов с разными магнитными моментами, и одинаковыми по абсолютной величине параметрами обменной жесткости A. Обменное взаимодействие между моментами соседних атомов внутри каждого ферримагнетика считалось антиферромагнитным, а на интерфейсе – ферромагнитным. Параметры анизотропии в жестком ферримагнетике K_h были выбраны на порядок больше, чем в мягком K_s. При этом для каждого ферримагнетика удалось получить форму петли гистерезиса, близкую к наблюдаемой в эксперименте при комнатной температуре.

Сильное обменное взаимодействие на интерфейсе приводит к широкой петле гистерезиса, изображенной на рис. 2 черным цветом (кривая «1»). При этом мягкий и жесткий ферримагнетики перемагничиваются одновременно. Прослойка Ta уменьшает обменное взаимодействие на интерфейсе: $A_{\text{int}} = c \cdot A$ (c < 1). На рис. 2 показаны петли гистерезиса мягкого ферримагнетика – красным (кривая «2») и синим (кривая «3»), когда весь образец, включая жесткий ферримагнетик, намагничен в направлении вдоль $H > 0$ и $H < 0$ соответственно. Значение параметра c принято равным 0.17. Перемагничивание жесткого ферримагнетика происходит при c < 1 в бóльших полях, чем при c = 1.

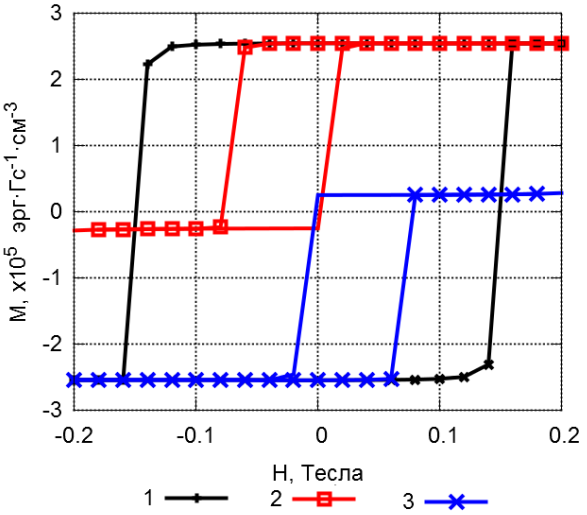


Рис. 3. Петли гистерезиса структуры $DyCo_5/Fe_{76}Gd_{24}$ (кривая «1») и мягкого ферримагнетика в системе $DyCo_5/Ta/Fe_{76}Gd_{24}$ после насыщения образца в положительном магнитном поле (кривая «2») и отрицательном магнитном поле (кривая «3»)

Выполненные экспериментальные исследования [4] методами магнитного рентгеновского дихроизма (XMCD), благодаря чувствительности к типу химического элемента, позволили получить отдельно петли гистерезиса как для жесткого, так и для мягкого ферримагнетика. Результаты хорошо согласуются с данными моделирования. Таким образом, сдвиг петли гистерезиса мягкого ферримагнетика в соответствии с описанным выше механизмом был реализован экспериментально.

Работа частично поддержана грантом РФФИ-ННИО 11-02-91337.

1. Suess D. // JMMM, 308,183 (2007).

2. Uzdin V.M., Vega A., Khrenov A., Keune W., Kuncser V.E., Jiang J.S., and Bader S.D. // Phys. Rev. B 85, 024409 (2012).

3. Jiang J.S., Pearson J.E., Liu Z.Y., Kabius B., Trasobares S., Miller D.J., and Bader S.D. // J. Appl. Phys., 97, 10K311 (2005).

4. Radu F., Abrudan R., Radu I., Schmitz D., Zabel H. // Nature Communications, 3, 715 (2012).

Линейные и нелинейные оптические эффекты в вихревых магнитных наноструктурах

Т.В. Мурзина [1], ***И.А. Колмычек*** [1], ***В.Л. Крутянский*** [1], ***Б.А. Грибков*** [2], ***А.Ю. Климов*** [2], ***Е.В. Скороходов*** [2]

[1] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: murzina@mail.ru

Магнитные свойства наноструктур активно исследуются в течение последних десятилетий. Особый интерес вызывают плазмонные и пространственно-периодические нано- и микроструктуры, а также частицы с вихревой намагниченностью. Изучение магнитных свойств структур с вихревой намагниченностью до последнего времени проводилось преимущественно либо для единичной частицы, либо для ансамблей таких частиц, однако в последнем случае магнитный тороидный момент был распределен хаотично по ансамблю. В то же время, несомненный интерес представляет изучение магнитооптических, в том числе нелинейно-оптических свойств пространственно-упорядоченных вихревых наноструктур, в которых можно появления новых оптических эффектов. Упорядоченность вихревой намагниченности по структуре достигается как выбором взаимной ориентации частиц, так и их формой.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования линейных и нелинейных оптических и магнитооптических эффектов в упорядоченных магнитных структурах – двумерных решетках треугольных кобальтовых субмикрочастиц. Отличительной особенностью таких структур является высокая степень упорядоченности вихревой намагниченности частиц по образцу, что позволило совсем недавно исследовать в них невзаимные эффекты при дифракции света [1].

Магнитные наночастицы треугольной формы, упорядоченные в квадратную решетку на кварцевой подложке, были изготовлены из поликристаллических пленок кобальта толщиной 30 нм с использованием метода электронно-лучевой литографии; соответствующая технология подробно описана в [1]. Сторона частицы составляла около 600 нм, период решетки – один микрон. Согласно данным магнитной силовой микроскопии, в такой структуре можно добиться практически однородной остаточной вихревой намагниченности. Для изучения магнитооптических свойств вихревых наноструктур нами был использован магнитооптический эффект Керра (МОКЭ) на частотах накачки и оптической второй гармоники (ВГ); при этом были измерены зависимости интенсивности и поворота плоскости поляризации соответствующего излучения от напряженности приложенного магнитного поля для направлений нулевого и первого дифракционного максимумов. При измерении линейного МОКЭ в качестве накачки было использовано излучение второй гармоники АИГ лазера (длина волны 532 нм, средняя мощность около 15 мВт), при изучении генерации ВГ – излучение лазера на титанате сапфира (длительность импульса около 100 фс, длина волны 800 нм). Было показано, что как для линейного, так и для нелинейного МОКЭ наблюдается гистерезис зависимостей интенсивности излучения на частотах накачки и ВГ, имеющего нулевую ширину при нулевом значении приложенного магнитного поля, что соответствует остаточной вихревой намагниченности структуры. Максимальная величина нелинейного МОКЭ, соответствующего намагничиванию частиц по внешнему полю, более чем на порядок по величине превышает значения линейного магнитооптического эффекта, что типично для нелинейных магнитооптических эффектов.

Была исследована динамика поворота плоскости поляризации линейного МОКЭ в периодической системе магнитных наночастиц, при этом была использована методика накачка – зондирование с контролируемым временем задержки слабого пробного импульса с длительностью около 40 фс относительно мощного размагничивающего импульса накачки. Из измерений кинетики зависимостей МОКЭ для противоположных значений насыщающего меридионального магнитного поля определено характерное время релаксации намагниченности в таких структурах, составившее десятки пикосекунд, что несколько превышает типичные значения для сплошных пленок ферромагнитного металла [2]. Было также показано, что на меньших временах задержки пробного импульса оптоакустическое взаимодействие, индуцированное фемтосекундным импульсом накачки, приводит к временным осцилляциям плоскости поляризации пробного излучения.

1. Udalov, O.G. Nonreciprocal light diffraction by a lattice of magnetic vortices / M.V. Sapozhnikov, E.A. Karashtin et. al. // Phys. Rev. B, **86**, 094416 (2012).

2. Kirilyuk, A. Ultrafast optical manipulation of magnetic order / A. Kimel, Th. Rasing // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82, № 3. P. 2731–2784.

Несоизмеримые структуры в решетках магнитных диполей

И.Р. Каретникова, К.Р. Мухаматчин, И.М. Нефедов, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: nefd@ipm.sci-nnov.ru

Магнитное упорядочение в периодической системе однодоменных ферромагнитных частиц обусловлено их магнитостатическим взаимодействием, а его характер определяется типом решетки. Известно [1], что на двумерных решетках магнитных диполей с простой элементарной ячейкой реализуются соизмеримые ферро - и антиферромагнитные состояния. В работе [2] показано, что основным состоянием одномерной периодической цепочки анизотропных магнитных диполей, содержащей в элементарной ячейке две частицы с различной величиной дипольного момента, является магнитная спираль. При этом период спирали определяется относительной разницей дипольных моментов частиц.

Вопрос об основном состоянии двумерной решетки диполей, элементарная ячейка которой содержит более одной частицы, до сих пор не изучался.

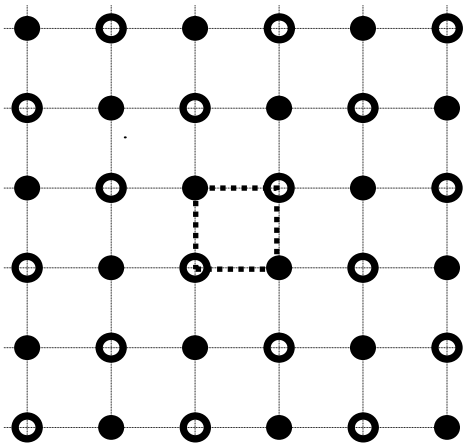


Рис. 1. Исследуемая решетка, образованная магнитными частицами с различными дипольными моментами

В данной работе аналитически и численно исследовано основное состояние двумерной решетки магнитных диполей, схематически изображенной на Рис.1. Для практической реализации таких систем достаточно изготовить (например, методами электронной литографии) решетки, состоящие из частиц различных объемов.

Если дипольные моменты (объемы) частиц двух подрешеток равны, то распределение намагниченности, соответствующее основному состоянию может быть представлено в виде [1]:

$$\mathbf{m}_0(\mathbf{R}_{nl}) = \left(\exp(i\mathbf{R}_{nl}\mathbf{b}_2)\cos\varphi,\ \exp(i\mathbf{R}_{nl}\mathbf{b}_1)\sin\varphi,\ 0\right) \quad (1)$$

где $\mathbf{R}_{nl} = n\mathbf{a}_1 + l\mathbf{a}_2$ - радиус – вектор узла решетки *(n,l)*, $\mathbf{a}_{1,2}$ - базисные вектора простой элементарной ячейки (на Рис.1 эта ячейка выделена пунктиром), $a_i b_j = \pi\delta_{ij}$. Отметим, что энергия состояний, описывающихся формулой (1) не зависит от угла φ, т.е. основное состояние квадратной решетки диполей вырождено. Нами исследована устойчивость этого состояния относительно модуляции объемов V_1 и V_2 (дипольных моментов) частиц вида

$$V(\mathbf{R}_{nl}) = \frac{V_1+V_2}{2}\left(1+\delta\exp(i\mathbf{R}_{nl}(\mathbf{b}_1+\mathbf{b}_2)\right), \delta = \frac{V_1-V_2}{V_1+V_2}$$

Показано, что существует критическая разница объемов δ_c, при превышении которой распределение (1) теряет устойчивость. График зависимости $\delta_c(\varphi)$ представлен на Рис.2. Наиболее устойчивым из распределений (1) является «микровихревое» распределение ($\varphi = \pi/4$), для которого $\delta_c(\pi/4) \approx 0.42$.

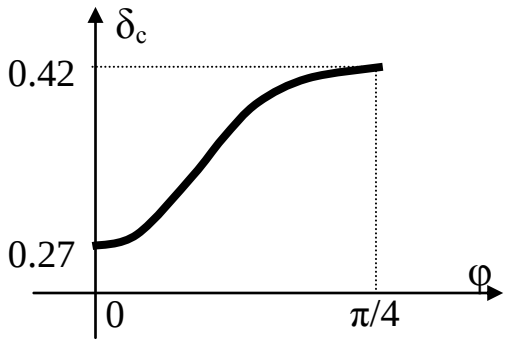


Рис. 2. Зависимость критической разницы объемов от угла φ

Для определения характера распределения намагниченности нами было проведено прямое численное моделирование, основанное на решении уравнений Ландау – Лифшица:

$$\frac{d\mathbf{m}_{nl}}{dt} = -\frac{\gamma}{(1+\alpha^2)}\left[\mathbf{m}_{nl}\times\mathbf{H}_{nl}^{eff}\right] - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)}\left[\mathbf{m}_{nl}\times\left[\mathbf{m}_{nl}\times\mathbf{H}_{nl}^{eff}\right]\right]$$

где эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{nl}^{eff}$ представляет собой поле магнитостатического взаимодействия частиц.

Моделирование было выполнено в рамках пакета программ SIMMAG [3], разработанного в ИФМ РАН и предназначенного для решения широкого класса задач микромагнетизма.

Результаты моделирования квадратной решетки магнитных частиц с одинаковыми магнитными моментами ($\delta = 0$) показывают (см. Рис.3), что в центре решетки формируется «микровихревое» распределение намагниченности. Однако

по краям решетки намагниченность диполей выстраивается в антиферромагнитные цепочки, что, по-видимому, связано с конечностью моделируемой системы и влиянием границ. Это предположение подтверждается тем, что при увеличении размеров решетки центральная область увеличивается. Заметим, что представленное на Рис. 3 распределение получено из однородно намагниченного начального состояния.

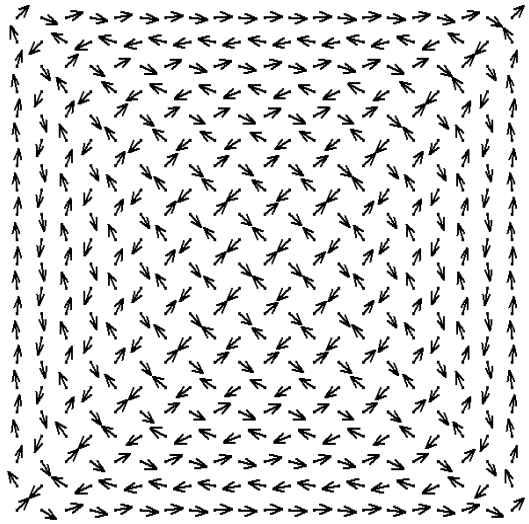


Рис. 3. Распределение намагниченности в квадратной решетке одинаковых.магнитных диполей

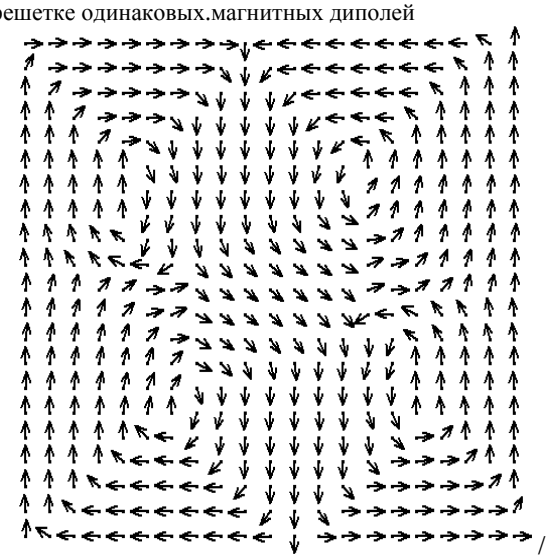


Рис. 4. Распределение намагниченности в квадратной решетке магнитных частиц при отношении объемов $\delta = 0.78$

Когда разница магнитных моментов частиц, составляющих решетку, становится отличной от 0, распределение, показанное на Рис.3, сначала немного искажается, сохраняя «микровихревой» характер. Когда величина δ превышает некоторое критическое значение, получаются другие стационарные распределения, образующие крупномасштабные магнитные структуры, состоящая из вихрей и антивихрей (см. Рис. 4).

К сожалению, моделирование не позволяет выявить какую-либо регулярность этих структур. С одной стороны, это обусловлено конечностью системы, с другой стороны, возможно, наличием метастабильных состояний близких по энергии, в которые попадает система из разных начальных состояний. Так, даже при одинаковых частицах из случайных начальных условиях в моделировании получались различные стационарные распределения, представляющие смесь «микровихревых» и антиферромагнитных участков. Аналогичная картина имеет место и в случае ненулевых δ. Из разных начальных условий система релаксирует в различные стационарные распределения.

Отметим хорошее совпадение величин критического «рассогласования», найденных аналитически и численно.

В работе также исследовано влияние анизотропии (прямоугольности) решетки и «одноузельной» анизотропии диполей на формирование несоизмеримых магнитных структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

1. Розенбаум, В.М. Колебательные и ориентационные состояния поверхностных групп атомов / В.М. Розенбаум, В.М. Огенко, А.А. Чуйко // УФН. 1991. Т. 161, вып. 10. С. 79–119.

2. Мухаматчин, К.Р. Неколлинеарные состояния в цепочке однодоменных магнитных частиц / К.Р. Мухаматчин, А.А.Фраерман // Письма в ЖЭТФ, 2011. Т. 93, вып. 12. С. 797–800.

3. Нефедов, И.М. Пакет программ SIMMAG для моделирования задач микромагнетизма / И.М. Нефедов, И.Р. Каретникова, И.А. Шерешевский // Труды XII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2008. Т. 2. С. 277–278. № Гос. регистрации 2011612679.

Магнитные и электрические свойства двухслойных пленок Ge/Co

Г.С. Патрин [1,2], ***И.А. Турпанов*** [1], ***К.Г. Патрин*** [1,2], ***Е. Алексейчик*** [1], ***В.И. Юшков*** [1,2], ***А.В. Кобяков*** [1,2]

[1] Институт физики им.Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
[2] Институт инженерной физики и радиоэлектроники Сибирского федерального университета, Красноярск

e-mail: patrin@iph.krasn.ru

Заметный интерес к гетероструктурам на основе полупроводниковых и магнитных материалов обусловлен тем, что возникает возможность интегрирования магнетизма и полупроводниковых свойств [1]. Как правило, конечной целью создания структур *ферромагнетик-полупроводник* является управление электрическим свойствами путем изменения магнитных параметров. В этом случае на первый план выходит изучение магнитных и межслоевых взаимодействий и механизмов, ответственных за их формирование.

Ранее [2, 3] нами были получены трехслойные пленки Co/Ge/Co и исследованы их магнитные свойства в зависимости от условий получения и толщины полупроводниковой прослойки. Было установлено, что в зависимости от скорости осаждения и температуры подложки образуется двухфазная в магнитном отношении структура, когда в матрице кубического кобальта распределены гранулы гексагонального кобальта. Намагниченность показывает термо-активационный характер, что удается описать в рамках модифицированной модели Stoner–Wolhfarth [4]. При этом величина магниторезистивного эффекта оказалась порядка единицы процента.

С целью выяснения механизма формирования магнитной структуры и установления роли интерфейса мы синтезировали двухслойные пленки Ge/Co и исследовали магнитные и резистивные свойства. Пленки напылялись на стеклянную подложку при базовом давлении ~10^{-10} Tor. Измерения проводились на установке MPMS. Проведены исследования двухслойных пленочных структур с различной толщиной ферромагнитного слоя при фиксированной толщине германия.

Cross-section полученных пленок (см. Рис.1.) показало, что на границе раздела материалов образуется переходный слой толщиной около 4 nm. Также получено, что слой кобальта представляет собой гексагональную фазу, а переходный слой, по-видимому, представляет собой сплав Co-Ge. Как известно [5], структура сплава Co-Ge остается гексагональной при содержании германия вплоть до концентраций ≤ 17 ат. %. Присутствие других фаз не обнаружено.

Обнаружено, что поведение намагниченности всей структуры зависит не только от толщины магнитного слоя, но и от очередности нанесения слоев, ферромагнетик или полупроводник. Как видно из Рис. 2, где представлены гистерезисные петли намагничивания пленок Ge(80 nm)/Co(20 nm) и Ge(80 nm)/Co(70nm), имеет место существенная

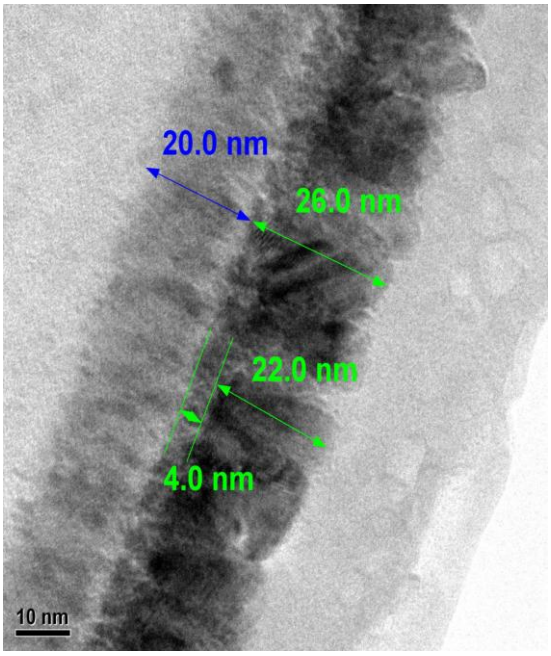


Рис. 1. Cross-section пленки для номинальных толщин слоев t_{Ge} = 20 nm, t_{Co} = 26 nm

зависимость формы петель от толщины слоя ферромагнитного металла. Видно, что при малых толщинах кобальта (< 4 nm), когда имеет место только промежуточный слой, петля носит смещенный вид. При больших толщинах кобальта петли являются симметричными и зависимость от температуры более сильная. В малых магнитных полях в случае нанесения кобальта на германий на температурной зависимости намагниченности (при T_K ~ 100 K) в ряде случаев наблюдается минимум, который обусловлен различным поведением вкладов от магнитного слоя кобальта и сплава Co-Ge на границе раздела слоев. При увеличении магнитного поля эта особенность сглаживается, но прослеживается практически до поля насыщения. Уменьшение толщины кобальта делает эту особенность более выраженной. На Рис.3 приведены температурные зависимости обменного поля и коэрцитивной сил, откуда видно, что эти величины коррелируют между собой. Увеличение толщины магнитного слоя увеличивает как коэрцитивную силу, так и поле обменного смещения.

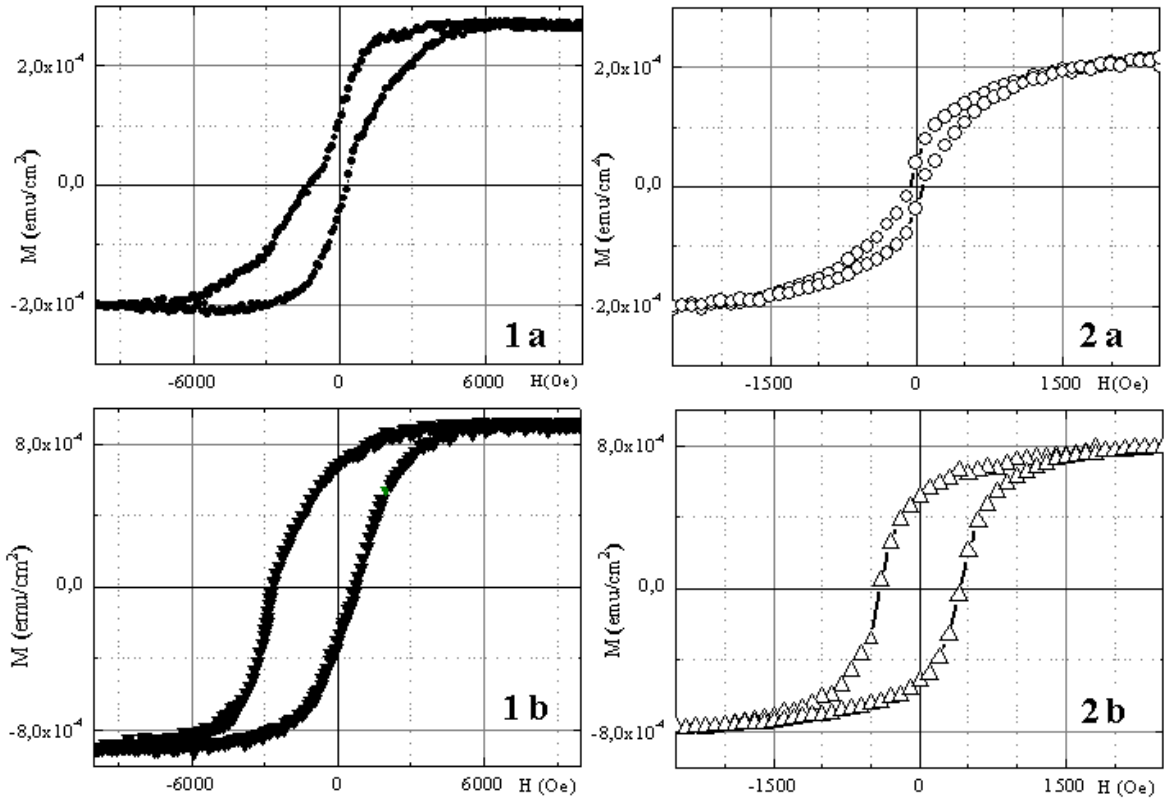


Рис. 2. Петли гистерезиса для пленок: **1** – T = 4.5 K, **2** – T = 300 K. **a** – Ge(80)/Co(20), **b** – Ge(80)/Co(70).пленок Ge(80 nm)/Co(20 nm) и Ge(80 nm)|Co(70 nm) (части 1 и 2) для температур 4.5 K и 300 K, части **a** и **b**, соответственно

Также были проведены исследования электрических свойств синтезированных пленок. Получено, что при повышении температуры электросопротивление сначала слабо уменьшается, а при $T \geq 70$ K показывает металлический характер. В области T_K на температурной зависимости электросопротивления также наблюдается особенность, предположительно связанная с барьером типа Шотки. Здесь также имеется зависимость от очередности нанесения слоев.

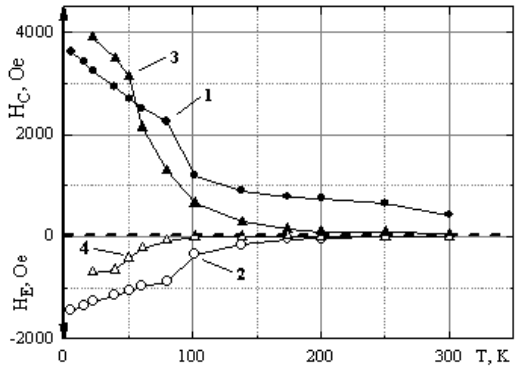


Рис. 3. Температурные зависимости коэрцитивной силы и поля обменного смещения для пленок Co/Ge: t_{Ge} = 8 nm, 1, 2 - t_{Co} = 7 nm, 3, 4 - t_{Co} = 2 nm

Таким образом, обнаружено, что система не является симметричной относительно очередности напыления слоев. На границе раздела кобальт-германий образуется новый магнитный слой.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00675-а).

1. Захарченя Б.П., Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику / Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев. // УФН. 2005. Т. 175, вып. 5. С. 629–635.

2. Patrin G.S., Dependence of magnetic properties on ferromagnetic layer thickness in trilayer Co/Ge/Co films with granular semiconducting spacer / G.S. Patrin, Chan-Gyu Lee, I.A. Turpanov, et al. // JMMM. 2006. V. 306. P. 218–222.

3. Kobyakov A.V., Interlayer coupling in trilayer Co/Ge/Co films / A.V. Kobyakov, G.S. Patrin, I.A. Turpanov, et al. // Sol.St.Phenom. 2011. V. 168–169. P. 273–276.

4. Patrin G.S., Peculiarities of temperature behavior of magnetization in Co/Ge/Co films / G.S. Patrin, Chan-Gyu Lee, Bon-Heun Koo, & Keesam Shin // Phys. Lett. A. 2006. **359.** P. 149–152.

5. Денисов В.М., Германий, его соединения и сплавы. / В.М. Денисов, С.А. Истомин, О.И. Подкопытов и др. Екатеринбург: УрО РАН, 2002. 598 с.

В.Н. Петров [1]***, А.Б. Устинов*** [1]***, Н.С. Кан*** [1]***, Д.В. Петрова*** [2]***, А.А. Гриб*** [2]

[1] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
[2] Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург

e-mail: petrov@tuexph.stu.neva.ru

Согласно принципу локальности, событие, происходящее в какой-то одной точке пространства, не может мгновенно повлиять на другое событие, имеющее место в иной точке пространства. Например: если завтра взорвется далёкая звезда, то, согласно принципу локальности, мы никаким образом не сможем об этом узнать до тех пор, пока луч света, не дойдет от этой звезды до Земли. Это кажется логичным, кроме того, локальность необходима в теории относительности, согласно которой ни один сигнал не может быть передан быстрее, чем со скоростью света. В 1935 году А. Эйнштейн, Б. Подольский и Н. Розен опубликовали работу [1], в которой показали, что при определённых условиях в квантовой механике локальность нарушается.

Согласно этой теории, можно было бы поместить частицу в измерительный прибор, находящийся в определённом месте пространства, и тем самым мгновенно влиять на сколь угодно удалённую другую частицу. Они не верили, что этот эффект, который Эйнштейн впоследствии назвал «Пугающее воздействие на расстоянии» может иметь право на существование, и сочли его доказательством того, что квантовая механика несовершенна [2].

Почти 30 лет спустя Д. С. Белл доказал [3], что результаты, полученные из квантовой механики, нельзя объяснить какой-либо теорией, которая включала бы в себя локальность. Другими словами, если поставить эксперимент, описанный Эйнштейном, Подольским и Розеном и получить результаты, предсказанные квантовой механикой, то локальность просто не сможет иметь место. Это нарушение локальности в квантовой физике, однако, не означает нарушение принципов теории относительности.

Для примера возьмём источник частиц и два детектора. В качестве источника возьмём позитроний, который распадается на электрон и позитрон. Будем рассматривать случай, когда спины этих частиц сонаправлены. Как электрон, так и позитрон имеет спин равный плюс или минус ½. В рассматриваемом случае их суммарный спин равняется 1, т.е. их волновая функция симметрична, значит имеет место перепутанное состояние.

Перепутанное состояние – это состояние, которое описывается волновой функцией, не равной произведению волновых функций отдельных частей данной системы. У неё могут быть различные формы записи, например $(1/\sqrt{2})*(\Psi e\Psi e^{+}+\Psi e^{+}\Psi e)$.

Пусть эти частицы разлетаются на достаточно большое расстояние друг от друга. Согласно [1], измеряя спин (проекцию спина на некоторую ось) одной частицы и зная, что суммарный спин системы равен единице, можно узнать (и тем самым измерить) спин другой частицы.

Рассмотрим более подробно неравенства Белла [3,4]. В опыте, который мы только что мысленно провели, в зависимости от выставленного режима на детекторе определялась проекция спина на ось x, y или z. Проекция могла быть +1/2 или -1/2. То есть мы определяли три величины – проекцию спина на ось x (назовём эту величину X) проекцию спина на ось y (величина Y) и проекцию спина на ось z (величина Z). Каждая из этих величин могла бы принимать значение + 1/2 или – 1/2. Предположим, что частица обладает одновременно X, Y, Z.

Рассмотим ансамбль (поток) одинаковых частиц, обозначая X+ случай, когда X принимает значение +1/2 (аналогично для Y, Z), X—, если X принимает значение – 1/2. В этом случае можно записать:

$$N(X+Y—)=N(X+Y—Z+)+N(X+Y—Z—),$$

где N – число частиц с соответствующими свойствами. Из аналогичных равенств:

$$N(Y—Z+)=N(X+Y— Z+)+N(X—Y—Z+),$$

$$N(X+Z—)=N(X+Y+Z—)+N(X+Y—Z—),$$

можно получить неравенство Белла:

$$N(X+Y—) \le N (Y—Z+)+N(X+Z—).$$

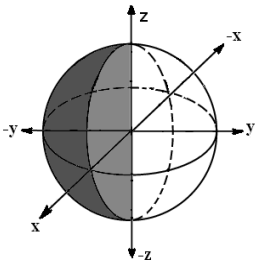
Для потока частиц это неравенство является абсолютно строгим.

Вместо ансамбля частиц рассмотрим теперь систему пар частиц находящихся в перепутанном состоянии. Обозначая число пар через n, перепишем неравенство Белла:

$$n (X+Y—) \le n (Y—Z +)+n (X+Z—).$$

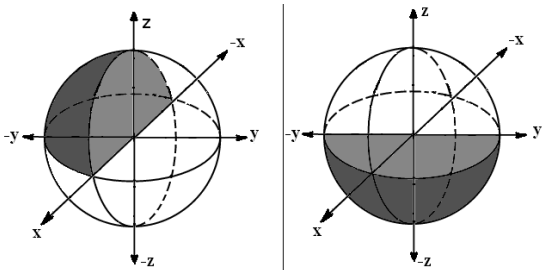
В этом неравенстве n —число пар частиц, из которых одна обладает X+, другая Y— и т. п.

Данное неравенство можно проиллюстрировать. Представьте себе сферу с началом координат в ее центре. Используем правую тройку векторов: ось x направлена к нам, ось z вверх, а ось y – вправо. Рассмотрим случай, когда первая частица обладает спином, значение проекции которого на ось x положительно. Вторая частица обладает спином, значение проекции которого на ось y отрицательно. Все варианты, которые возможны при соблюдении двух данных условий, представлены на рисунке 1. Видно, что это область, равная четверти сферы. Векторы спина первой и второй частицы могут находиться только в пределах закрашенной области.



Закрашенная область соответствует вариантам обнаружения спина n (X+Y—)

Найдём области, соответствующие слагаемым правой части неравенства. Первая частица обладает спином, значение проекции которого на ось y отрицательно. Вторая частица обладает спином, значение проекции которого на ось z положительно. Такой случай соответствует первому слагаемому правой части неравенства, см. рис. 2 (левый рисунок). Для второго слагаемого – см. правый рисунок.



2. Закрашенные области соответствует вариантам обнаружения спина n (Y—Z +) и n (X+Z—)

Видно, что на каждой сфере закрашена её четвёртая часть. То есть вектор спина первой и второй частиц может быть только в указанных областях. Если совместить рисунки 1 и 2, то закрашенные области перекроются. Это значит, что число пар частиц, которые обладают проекциями спина (X+Y—) должно быть меньше чем пар частиц с проекциями (Y — Z +) + (X+ Z —).

Подобные эксперименты для частиц, находящихся в перепутанном состоянии, впервые были выполнены в 1976 г. с протонами [5], и оказалось, что неравенства Белла для них нарушаются. Как будто, достигнув детектора, одна из частиц сообщает другой, что той надо срочно изменять свои свойства.

Такие опыты были поставлены также и с фотонами [6]. Эти эксперименты однозначно показали, что неравенства Белла для фотонов, находящихся в перепутанном состоянии, нарушаются.

Однако подобные опыты для спиновых состояний электронов никогда не проводились. Это было связано в первую очередь с отсутствием эффективных и надежных детекторов спиновой поляризации электронов.

В СПбГПУ заканчивается монтаж установки, которая позволит исследовать физические свойства (время жизни, энергию, дисперсию и т.д.) перепутанных электронных спиновых состояний в твердом теле. Установка, содержит намагниченную тонкую мишень, электронную пушку, два ортогонально ориентированных спиновых детектора (детектора Мотта) нового поколения. Исследоваться будет поляризация электронов, вылетающих с обратной стороны тонкой мишени при бомбардировке электронами ее лицевой стороны. Каждый детектор Мотта имеет четыре канала регистрации.

Эксперименты будут проводиться в режиме временных совпадений между восемью каналами двух детекторов Мотта. Таким образом, можно будет зарегистрировать пары электронов, возникающих в одном акте рассеяния. Изменение времени совпадения, энергии падающих электронов и углов падения позволят определить время жизни, энергию и дисперсию перепутанных спиновых состояний. Факт обнаружения перепутанности спиновых состояний будет определяться по нарушению неравенств Белла.

В докладе будут обсуждаться принципы возникновения перепутанных спиновых состояний в твердом теле, предварительные ожидаемые результаты и возможность их применения для создания современных приборов.

Работа поддержана грантом РФФИ: “Исследование физических свойств перепутанных электронных спиновых состояний в твердом теле” № 11-02-01092-а.

1. Эйнштейн А., Подольский Б., Розен Н. В кн.: Эйнштейн А. Собрание научных трудов Т. 3. М.: Наука, 1966.

2. Felder G., Spooky Action at a Distance: An Explanation of Bell’s Theorem, 1999.

3. Bell I.S. // Physica. 1965. V. 1. P. 1951; Rev. Mod. Phys. 1965. V. 38. P. 447.

4. Гриб А.А., Неравенства Белла и экспериментальная проверка квантовых корреляций на макроскопических расстояниях // УФН 1984. Т. 142, вып. 4. С. 619–634,

5. Lamehi-Rachti M., Mitting W. // Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 14. P. 2543.

6. Aspect A. // Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 14. P. 1944.

50 лет нелинейной оптики и магнетизм

Р.В. Писарев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С. Петербург

e-mail: pisarev@mail.ioffe.ru

В начале 60-х годов прошлого века были изобретены лазеры, что дало в руки экспериментаторов мощный инструмент для изучения взаимодействия мощного когерентного излучения с веществом. За короткий промежуток времени было открыто большое разнообразие нелинейных и когерентных оптических явлений и оптических материалов с высокими нелинейными восприимчивостями. В настоящее время имеется громадное число оригинальных статей, обзоров и монографий, по теоретическим, экспериментальным и практическим вопросам нелинейной оптики [1–3].

Среди большого разнообразия нелинейно-оптических явлений большой интерес, в первую очередь, вызвали явления с когерентным преобразованием частоты лазерного излучения. Таковыми являются генерация оптических гармоник, генерация суммарных и разностных гармоник, четырехволновое смешение и др. И среди этого разнообразия явлений особое место занял процесс генерации второй оптической гармоники. Это относительно простой процесс для исследований и необычайно важный для практических применений. В электродипольном приближении поляризация среды **P**(2ω) на частоте второй гармоники, служащая источником излучения на этой частоте, описывается уравнением

$$P_i\,(2\omega) = \varepsilon_o \chi_{ijk}\,(-2\omega, \omega, \omega) E_j(\omega) E_k(\omega),$$

где χ_{ijk} – кристаллографическая нелинейная оптическая восприимчивость, i,j,k – декартовы индексы, $E_j(\omega)$ – электрическая компонента поля накачки. Принципиально важно, что такая гармоника разрешена только в нецентросимметричных кристалла. В присутствии внешних электрического **E**(0) или магнитного **B**(0) поля для описания процессов следует дополнительно ввести в рассмотрение индуцированную нелинейную восприимчивость и нелинейную поляризацию **P**(2ω) следует записать как

$$P_i\,(2\omega) = \varepsilon_o [\chi_{ijk} + \chi_{ijk}\,(\mathbf{E}(0), \mathbf{B}(0)] E_j(\omega) E_k(\omega).$$

С практической точки зрения, в первую очередь, важна величина нелинейной восприимчивости χ_{ijk}, и конечно, отсутствие оптических потерь на частоте накачки и генерируемых гармоник. Но не менее важную роль для эффективности генерации играет возможность достижения фазового синхронизма между волной накачки и нелинейной генерируемой волной. В настоящее время имеется богатый выбор таких сред с возможностью их использования в широком спектральном диапазоне. Примерами являются пьезоэлектрики BaB_2O_4 (BBO), $KTiOPO_4$ (KTP), сегнетоэлектрик $LiNbO_3$, и другие.

В этом докладе мы рассмотрим только небольшую часть проблемы генерации оптических гармоник, а именно такие виды нелинейной восприимчивости, которые вызваны внешними магнитными полями и магнитным упорядочением. Начнем с простого примера наведенной магнитным полем генерации второй оптической гармоники в модельном полупроводниковом материале арсениде галлия GaAs. Для выявления роли магнитного поля была выбрана геометрия, когда излучение накачки и второй гармоники распространяются вдоль направления [001]. В этом случае кристаллографический вклад отсутствует, и магнитной поле **B** || [010] направлено в геометрии Фойхта. Эксперимент показывает, что внешнее поле индуцирует новые спектральные особенности второй гармоники, которые можно увязать с электронными переходами между уровнями Ландау в валентной зоне и зоне проводимости [5]. Наблюдаемая структура магнито-экситонов оказывается гораздо богаче, чем в случае линейной оптической спектроскопии.

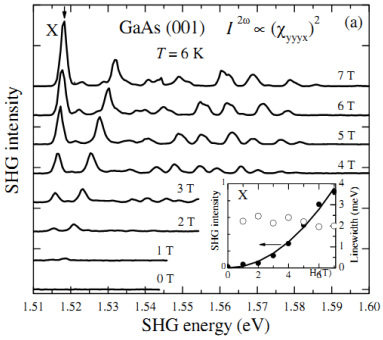


Рис. 1. Спектры второй гармоники в GaAs (001) вблизи края фундаментального поглощения, возникающие в магнитным полем в геометрии Фойхта [5, 6]

Впервые генерация второй гармоники за счет антиферромагнитного упорядочения наблюдалась Cr_2O_3 [7]. Дело в том, что этот хорошо известный материал кристаллизуется в центросимметричной структуре, что запрещает электродипольную гармонику. Спектроскопическое исследование в области 3*d* электронных переходов в ионе Cr^{3+} позволило обнаружить вторую гармонику различного типа. Антиферромагнитное упорядочение вызывает возникновение гармоники ниже T_N=308 K, причем одно-

значно удалось доказать, что это именно электродипольная гармоника. Вместе с этой гармоникой в Cr_2O_3 была обнаружена магнитодипольная гармоника, поскольку она разрешена также в центросимметричных кристаллах. Сосуществование двух типов гармоник и их спектральное перекрытие, позволило впервые предложить новый уникальный метод визуализации антиферромагнитных доменов, неразличимых в линейной оптике. Рис. 2 показывает два типа 180° доменов при распространении накачки и гармоники с круговой поляризацией вдоль оптической оси в [8].

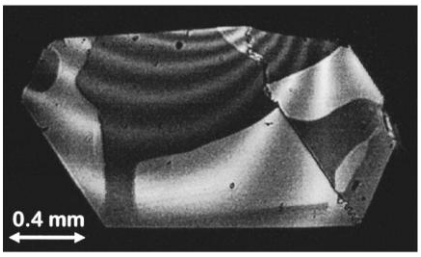


Рис. 2. Визуализация кристалла Cr_2O_3 в свете второй гармоники E_{SH}=2.22 eV, показывающая наличие двух типов 180° антиферромагнитных доменов [8]

Спектральное перекрытие второй гармоники разной природы оказалось очень важным для изучения антиферромагнитных доменов в группе гексагональных мультиферроиков $RMnO_3$, где *R*- редкоземельный ион [8,9]. В этих материалах с нецентросимметричной структурой 6*mm* разрешена электродипольная вторая гармоника, а новая гармоника возникает при магнитном упорядочении. Оказывается, что, с одной стороны, спектры этих двух типов, различны, а с другой стороны, имеется область перекрытия спектров (см. Рис. 3). Сегнетоэлектрический (СЭ) спектр слабо меняется с температурой поскольку T_C ~ 1000 K, а антиферромагнитный (АФ) спектр возникает лишь ниже T_N ~ 70 K, как это показывает температурная зависимость на нижней панели. Вставки на панелях также показывают различные поляризационные характеристики двух спектров.

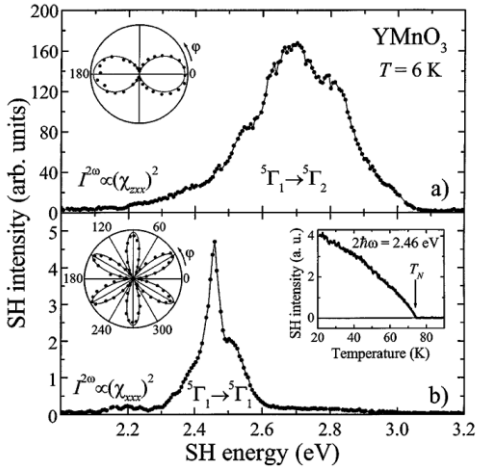


Рис. 3. Спектры второй гармоники в $YMnO_3$. Верхняя панель показывает сегнетоэлектрический спектр, а нижняя показывает антиферромагнитный спектр

Это наблюдение позволило сделать важный шаг в изучения доменов, в данном случае обнаружить взаимодействие СЭ и АФ стенок в $YMnO_3$ [9]. Рис.4 показывает два типа стенок, и внимательная расшифровка знаков доменов позволяет говорить о различных состояниях этих связанных друг с другом и свободных стенках.

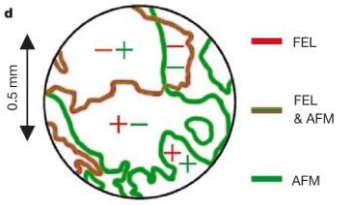


Рис. 4. Контуры сегнетоэлектрических и антиферромагнитных доменных стенок, показывающие различные комбинации их связи друг с другом [9]

Наряду с наблюдением в магнитных материалах новых видов электродипольной гармоники за счет ферромагнитного или антиферромагнитного упорядочения, что было достаточно неожиданным, не менее неожиданным оказалось наблюдение в некоторых материалах магнитодипольной второй гармоники. Такая гармоника наблюдалась в центросимметричных кубических материалах со структурой каменной соли NiO, и CoO; в перовскитах $KNiF_3$ и $KCoF_3$; а также в группе магнитных полупроводников халькогенидов европия EuTe и EuSe [10-12]. Рис. 5 показывает возникновение второй гармоники в EuTe в магнитном поле.

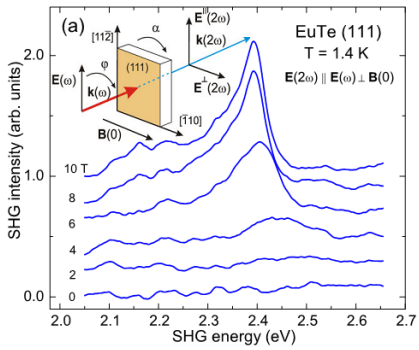


Рис. 5. Магнитодипольная вторая гармоника в EuTe, возникающая под действием магнитного поля [11]

Работа поддержана РФФИ, пр. № 12-02-00130.

1. Boyd R.W. Nonlinear Optics. Academic, 2008.
2. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
3. Garmire E. // Amer. J. Phys. 2011. **79**. P. 245.
4. Fiebig M., Pavlov V.V., and Pisarev R.V. // J. Opt. Soc. Amer. B. 2005. **22**. P. 96.
5. Pavlov V.V., et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. **94**. P. 157404.
6. Pisarev R.V., et al. // Phys. Stat. Sol. B. 2010. **247**. P. 1498.
7. Fiebig M., et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. **73**. P. 2127.
8. Fiebig M., et al. // J. Appl. Phys. 1997. **81**. P. 4875.
9. Fiebig M., et al. // Nature. 2002. **419**. P. 818.
10. Fiebig M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**. P. 137202.
11. Kaminski B., et al. // Phys. Rev. B. 2010. **81**. P. 155201.
12. Pisarev R.V. // J. Luminscence. 2013. **133**. P. 169.

Высокотемпературный ферромагнетизм нестехиометрических сплавов $Si_{1-x}Mn_x$ при $x \approx 0.5$

В.В. Рыльков [1,4]***, С.Н. Николаев*** [1]***, К.Ю. Черноглазов*** [1]***,***
В.В. Тугушев [1]***, Э.Т. Кулатов*** [2]***, И.А. Лихачев*** [1]***, Э.М. Пашаев*** [1]***, А.С. Семисалова*** [3]***,***
Н.С. Перов [3]***, А.Б. Грановский*** [3]***, К.И. Маслаков*** [3]***, Е.А. Ганьшина*** [3]***, А.С. Веденеев*** [4]***,***
А.В. Шорохова [5]***, О.Д. Храмова*** [5]***, О.А. Новодворский*** [5]

[1] Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», Москва
[2] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
[3] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва
[4] Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино
[5] Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Московская область

e-mail: vvrylkov@mail.ru

Недавно в пленках $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.35$) был обнаружен ферромагнетизм (ФМ) с температурой Кюри $T_C \approx 300$K, сопровождаемый проявлением аномального эффекта Холла (АЭХ) [1]. Полученные результаты были интерпретированы в рамках модели [2], основанной на предположении о формировании в исследуемых пленках силицидной матрицы типа $MnSi_{1.75}$ со структурой «chimney ladder», содержащей из-за нестехиометрии пленок магнитные дефекты. В такой системе обмен между локальными магнитными моментами (ЛММ) дефектов усиливается по сравнению с РККИ-обменом из-за наличия спиновых флуктуаций (парамагнонов) в матрице, что приводит к сильному возрастанию T_C. Дальнейшие исследования показали, что создание хорошо воспроизводимых магнитных систем на основе $MnSi_{1.75}$ проблематично, в силу многообразия устойчивых фаз высших силицидов (не менее 5) типа $MnSi_y$ с близкими содержаниями компонент (y = 1.72-1.75).

Цель настоящей работы заключалась в исследованиях магнитных и транспортных свойств пленок $Si_{1-x}Mn_x$ с иным составом $x \approx 0.5$, т.е. близким к моносилициду марганца MnSi, который соотношением компонент заметно отличается как от высших (Mn_4Si_7, $Mn_{11}Si_{19}$, $Mn_{15}Si_{26}$ и др.), так и низших силицидов марганца (Mn_5Si_3, Mn_5Si_2). Стехиометрический MnSi, согласно традиционным представлениям [3], является зонным ферромагнетиком с сильными спиновыми флуктуациями в парамагнитной области температур (T>30 K). Следовательно, в материалах на основе MnSi, содержащих дефекты с ЛММ, также можно было ожидать сильного усиления обмена и проявления высокотемпературного ФМ упорядочения по механизму [2]. Ситуация, однако, оказалась сложнее [4], что связано с возможным наличием кондовских или спин-поляронных резонансов в стехиометрическом MnSi [5] и их разрушением в нестехиометрических пленках $Si_{1-x}Mn_x$ с небольшим избытком Mn $x \approx 0.52$-0.55.

Пленки $Si_{1-x}Mn_x$ толщиной 55-70 нм с содержанием Mn x = 0.44-0.6 получены методом импульсного лазерного осаждения с использованием сепарации осаждаемых частиц по скорости [6]. Осаждение $Si_{1-x}Mn_x$ слоев осуществлялось в вакууме $<10^{-6}$ Торр на подложки Al_2O_3 (0001) при температуре 340°C со скоростью 1.5 нм/мин. Шероховатость поверхности пленок Si, полученных подобным образом, не превышала 1 нм.

Состав образцов исследовался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). При расчете соотношения компонент в пленках, Si/Mn, использовались данные РФЭС для монокристалла MnSi, чистая поверхность которого была получена путем его излома непосредственно в вакуумной камере спектрометра. Структурные особенности пленок были изучены методом рентгеновской дифрактометрии, что позволило выявить наличие в них поликристаллической фазы MnSi.

Транспортные и магнитные свойства $Si_{1-x}Mn_x$ слоев исследовались в диапазоне температур 5-400К в полях до 2 Тл. Было установлено, что дефекты с ЛММ образуются в MnSi при незначительном избыточном содержании Mn ($x \leq 0.55$). Причем обеднение пленок Mn на величину $\Delta x \approx -0.05$ приводит к практически полному подавлению ФМ порядка. В образце с небольшим избытком Mn ($x \approx 0.52$) концентрация носителей заряда (дырок) в пленках падает более чем на порядок в сравнении с монокристаллическим MnSi, а температура Кюри начинает превышать 300К (рис.1). Хорошая подгонка температурной зависимости намагниченности насыщения $M_s(T)$ в этом случае обеспечивается при использовании функции $M_s(T)$, полученной в [1] в рамках спин-флуктуационной модели [2]:

$$M_s(T) \approx M_s(0)\{1-[T(T-T_C^0)/T_C(T_C-T_C^0)]^n\},$$

где $T_C^0 \approx 30$ K – «собственная» температура Кюри для MnSi.

Удивительным оказалось то обстоятельство, что несмотря на заметную дефектность пленок $Si_{1-x}Mn_x$ даже при $x \approx 0.52$, вытекающую из данных рентгеновских измерений, подвижность дырок в них μ = (20 – 32.5) см^2/В·с в области температур 5-150 К (рис. 2) оказывается даже выше, чем в MnSi (μ = 2-28 см^2/В·с при T = 4.2-60 K [5]).

Наличие спиновой поляризацией носителей в пленках при высоких температурах подтверждается наблюдением аномального эффекта Холла (рис.3). В образце с $x \approx 0.44$ АЭХ имеет наименьшую вели-

чину, причем с ростом температуры практически полностью подавляется уже при 64 К (кривая 1'). Максимальная величина АЭХ при 197К достигается в образце с $x \approx 0.52$ (кривая 2'). В образце с $x \approx 0.55$ АЭХ заметно (в 2 раза) падает при увеличении температуры от 6 до 197 К (ср. кривые 3 и 3'), тогда как в образце с $x \approx 0.52$, наиболее близким по составу к MnSi, величина АЭХ практически не изменяется в этом диапазоне температур и оказывается в 5 раз выше, чем в ранее исследованных пленках $Si_{1-x}Mn_x$ с $x \approx 0.35$ [1]. При $T = 300$ К АЭХ наблюдается лишь для образца с $x \approx 0.52$ (см. вставку к рис. 3). В других образцах эффект Холла носит обычный характер, обусловленный силой Лоренца.

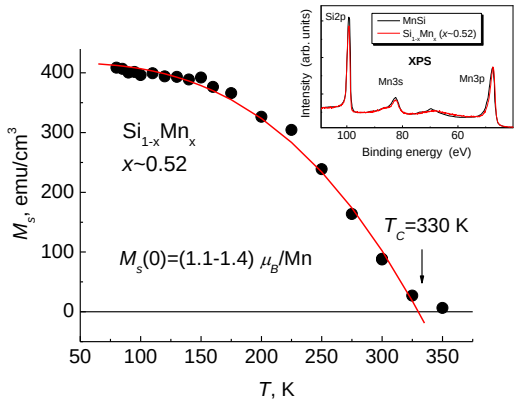


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности насыщения M_s для $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.52$). Сплошная линия – расчетная зависимость $M_s(T)$. На вставке – данные РФЭС, демонстрирующие избыток Mn в пленке

Высокотемпературный ФМ, наблюдаемый в $Si_{1-x}Mn_x$ пленках с малым избытком Mn ($x \approx 0.52$), мы связываем с наличием двух факторов: формированием дефектов с ЛММ и их обменным взаимодействием по механизму [2]. Существование дефектов

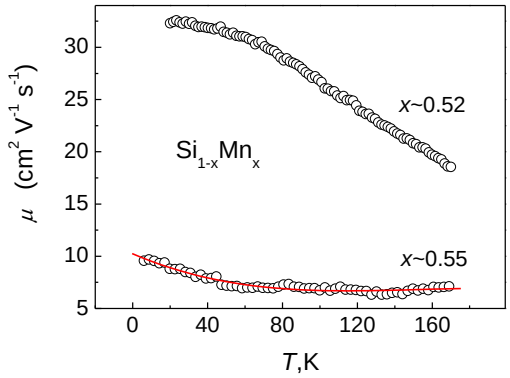


Рис. 2. Зависимости подвижности носителей заряда μ от температуры для $Si_{1-x}Mn_x$ образцов с $x \approx 0.52$ и $x \approx 0.55$

с ЛММ подтверждается численными расчетами, выполненными методом FP-LAPW для суперячеек $(2x2x2)\cdot a^3$ (a – параметр решетки MnSi), включающих от 60 до 64 атомов. Расчеты электронных структур $Si_{1-x}Mn_x$ с избытком Mn, обусловленным наличием Si вакансий, показывают, что при x = 0.51-0.53 средний магнитный момент на атом Mn в основном состоянии $m_{Mn} = (1.1\text{-}1.5)\cdot\mu_B$, что существенно превышает величину $m_{Mn} \approx 0.4\ \mu_B$ для стехиометрического MnSi [3] и хорошо согласуется с результатами эксперимента (см. рис. 1).

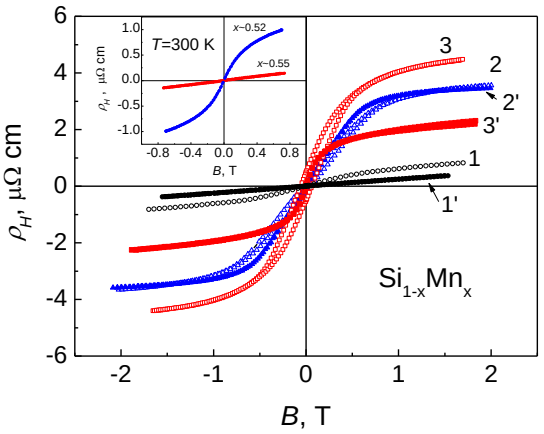


Рис. 3. Зависимости холловского сопротивления ρ_H от магнитного поля для $Si_{1-x}Mn_x$ с различным содержанием: $x \approx 0.44$ при $T = 5$ и 64 К (кривые 1, 1'); $x \approx 0.52$ при $T = 6$ и 197 К (кривые 2, 2'); $x \approx 0.55$ при $T = 6$ и 197 К (кривые 3, 3'). На вставке $-\rho_H(B)$ при 300 К для $Si_{1-x}Mn_x$ с $x \approx 0.52$ и 0.55

Между тем, рост подвижности дырок связывается с разрушением в нестехиометрическом материале кондовских или спин-поляронных резонансов, вследствие одновременного падения концентрации дырок и усиления эффектов их некогерентного рассеяния на магнитных дефектах. Наличие подобных резонансов, предположительно имеющих место в MnSi, сильно увеличивает эффективную массу носителей заряда в данном материале (до $17\cdot m_0$ при $T = 10$ К [7]).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (11-07-12063, 11-02-12200, 11-07-12050).

1. Aronzon B.A., Rylkov V.V., Nikolaev S.N., Tugushev V.V., et al. // Phys. Rev. B. 2011. **84**. P. 075209.
2. Men'shov V.N., Tugushev V.V., Caprara S. // Phys. Rev. B. 2011. **83**. P. 035201.
3. Moriya T. Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism. Berlin: Springer, 1985.
4. Рыльков В.В., Николаев С.Н., Черноглазов К.Ю., Би др. // Письма ЖЭТФ. 2012. **96**. С. 272.
5. Demishev S.V., Glushkov V.V., Lobanova I.I., Anisimov M.A., et al. // Phys. Rev. B. 2012. **85**. P. 045131.
6. Хайдуков Е.В., Новодворский О.А., Рочева В.В., Лотин А.А., Зуев Д.А., Храмова О.Д. // Письма в ЖТФ. 2011. **37**. С. 39.
7. Mena F.P., van der Marel D., Damascelli A., et al. // Phys. Rev. B. 2003. **67**. P. 241101(R).

Изменение гистерезиса металлических спиновых клапанов на основе MnIr при отжиге в магнитном поле

Т.А. Рябова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

e-mail: ryabova@imp.uran.ru

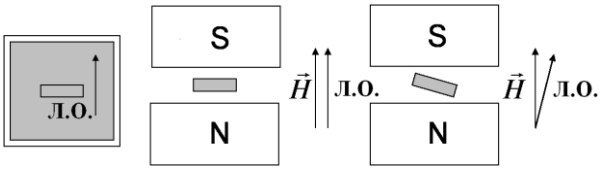
Наиболее простая наноструктура, реализующая функции «спинового клапана», состоит из двух, разделенных немагнитной (НМ) прослойкой, ферромагнитных (ФМ) слоев и слоя антиферромагнетика (АФМ), соседствующего с одним из ФМ слоев [1]. За счет однонаправленной анизотропии, возникающей на границе между ФМ и АФМ, один ФМ слой оказывается «закрепленным» или пиннингованным и его перемагничивание происходит в относительно большом магнитном поле – сотни эрстед. Второй ФМ «свободный слой» почти независимо от пиннингованного слоя перемагничивается в слабом (единицы и десятки эрстед) магнитном поле. Перемагничивание каждого ФМ слоя характеризуется своей петлей гистерезиса. Ниже будет анализироваться только низкополевая петля гистерезиса, обусловленная необратимыми процессами перемагничивания свободного слоя. Для краткости под величиной гистерезиса будет пониматься полная ширина петли гистерезиса (H_c).

Важными функциональными характеристиками клапанов являются: максимальная величина магнитосопротивления, чувствительность к магнитному полю, температурная стабильность. Одной из важных для практического применения характеристик металлических спиновых клапанов является ширина низкополевой петли гистерезиса. Наличие либо отсутствие магнитного гистерезиса и связанного с ним гистерезиса магнитосопротивления накладывает ограничение на использование конкретного типа спинового клапана в измерительных устройствах.

Ранее было показано, что ширина петли гистерезиса магнитосопротивления может быть уменьшена до нескольких десятых долей эрстеда при небольшом отклонении направления магнитного поля относительно оси легкого намагничивания свободного слоя. Однако такие почти безгистерезисные полевые зависимости магнитосопротивления проявлялись только при определенном направлении магнитного поля в плоскости слоев [2, 3]. В общем случае, при произвольном направлении магнитного поля в плоскости пленки, для уменьшения гистерезиса необходимо сформировать вариант неколлинеарного расположения осей легкого намагничивания в свободном и пиннингованном слоях.

В данной работе для формирования неколлинеарной анизотропной конфигурации в спиновых клапанов, использовался отжиг приготовленных образцов в магнитном поле в условиях высокого вакуума. Следует отметить, что кроме уменьшения гистерезиса, отжиг в магнитном поле позволяет также добиться некоторого увеличения гигантского магниторезистивного (ГМР) эффекта [4].

Спиновые клапаны (подложка)//PyCr(30Å)/ Py(20Å)/MnIr(t,Å)/CoFe(25Å)/Cu(20Å)/[CoFe(20Å)/ Py(30Å)]/Ta(20Å) были приготовлены методом магнетронного напыления на постоянном токе с помощью установки MPS-4000-C6 (Ulvac) на подложках из стекла (Corning). PyCr – буферный слой пермаллой/хром - $[Ni_{80}Fe_{20}]_{60}Cr_{40}$, использованный, например, в работе [5] для уменьшения гистерезиса, а [CoFe/Py] - композитный свободный слой $Co_{90}Fe_{10}/Ni_{80}Fe_{20}$. Толщина слоя $Mn_{75}Ir_{25}$ в двух приготовленных образцах составляла t_{MnIr} = 75 Å и t_{MnIr} = 100 Å. Образцы напылялись в магнитном поле 110 Э, при комнатной температуре подложки, фиксированном давлении аргона 0,1 Па и мощности магнетронов 100 Вт. Базовое давление остаточных газов в камере было P=2·10^{-7} Па. Сопротивление образцов измерялось четырехконтактным методом при протекании тока в плоскости слоев. Магнитосопротивление определялось как $\Delta R/R_s$=[(R(H)-R_s)/R_s]·100%, где R(H) – сопротивление образца в магнитном поле, R_s – сопротивление в поле магнитного насыщения. Магнитное поле в плоскости слоев было направлено вдоль оси легкого намагничивания свободного слоя и перпендикулярно току. Отжиг проводился в вакууме при давлении 10^{-5} Па, магнитное поле с напряженностью 1,5 кЭ, создаваемое с помощью постоянных магнитов, было приложено вдоль либо под углом в 10^{o} к оси однонаправленной анизотропии образца, сформированной в образце при напылении (Рис.1).



(а) (б)

Рис. 1. Схема геометрии эксперимента при отжиге в установке. Л.О. – легкая ось

В исходной коллинеарной анизотропной конфигурации (а) образцы до отжига обладали ГМР эффектом $(\Delta R/R_s)_{max}$= 9,2 % и $(\Delta R/R_s)_{max}$= 8,7 % для толщин t_{MnIr} = 75 Å и t_{MnIr}= 100 Å, соответственно. Для первого образца ширина петли гистерезиса составляла H_c = 19 Э, а для второго – H_c = 21 Э.

Первоначально кусочки образцов отжигались при температурах 250 ^{0}C и 270 ^{0}C в течение 30 минут. В результате у образца с t_{MnIr} =75 Å гистерезис уменьшился с H_c = 19 Э до H_c = 11,8 Э (T=250 ^{0}C) и до H_c = 12,3 Э (T = 270 ^{0}C), соответственно. При этом величина ГМР эффекта практически не изменилась (Рис.

2). У образца с t_{MnIr} =100 Å при той же продолжительности отжига изменения составили: H_c – (21 Э → 4 Э), $(\Delta R/R_s)_{max}$ – (8,7 % → 7,6 %), при температуре отжига 250 ^{0}C, и H_c – (21 Э→ 5 Э), $(\Delta R/R_s)_{max}$ – (8,7% → 8,1%), при температуре 270 ^{0}C (Рис. 3).

Было установлено (Рис. 4), что указанные выше изменение изучаемых характеристики образцов может быть достигнуто при вдвое меньшем времени отжига (15 минут), поэтому такая длительность отжига была выбрана для формирования неколлинеарной анизотропной конфигурации при отклонении направления легкой оси от направления магнитного поля на 10^o (Рис.1, (б)). При отжиге в данной конфигурации в образце с t_{MnIr} =100 Å обнаружено не только уменьшение ширины петли гистерезиса (21 Э→ 5 Э), но и небольшое увеличение ГМР-эффекта (8,7 % → 9 %). При этом форма кривой магнитосопротивления стала более прямоугольной (Рис. 5) что говорит о повышении магниторезистивной чувствительности образца.

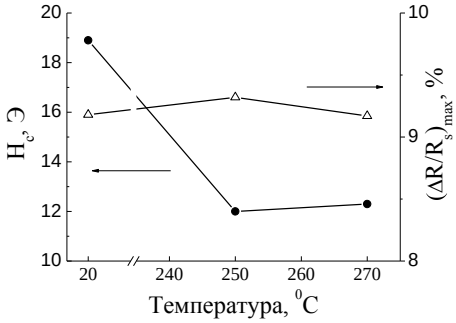


Рис. 2. Зависимости ширины петли гистерезиса свободного слоя и ГМР эффекта спинового клапана с t_{MnIr} = 75 Å от температуры отжига при длительности отжига 30 минут

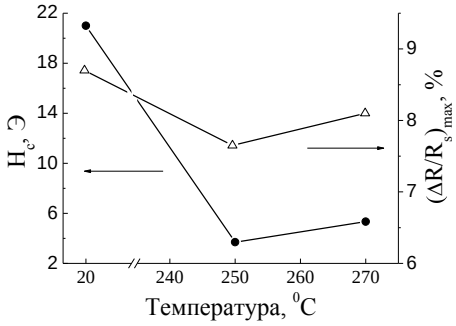


Рис. 3. Зависимости ширины петли гистерезиса свободного слоя и ГМР эффекта спинового клапана с t_{MnIr} = 100 Å от температуры отжига при длительности отжига 30 минут

Таким образом, проведенные исследования показали, что при оптимальной температуре и длительности отжига формирование неколлинеарной анизотропной конфигурации приводит к 4-х кратному уменьшению ширины петли гистерезиса при небольшом увеличении ГМР эффекта. Исследование других приготовленных спиновых клапанов также показало, что при наличии взаимодействия ферромагнитного типа между свободным и пиннингованным слоями формирование неколлинеарной анизотропной конфигурации приводит к более значительным изменениям низкополевого гистерезиса магнитосопротивления, чем в случае взаимодействия антиферромагнитного типа.

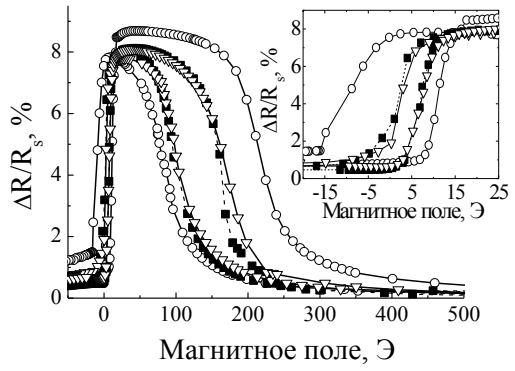


Рис. 4. Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана стекло//PyCr/Py/MnIr(100Å)/CoFe/Cu/CoFe/Py/Ta: до отжига (○); после отжига при 270 ^{0}C в течение 30 минут (■) и 15 минут (Δ)

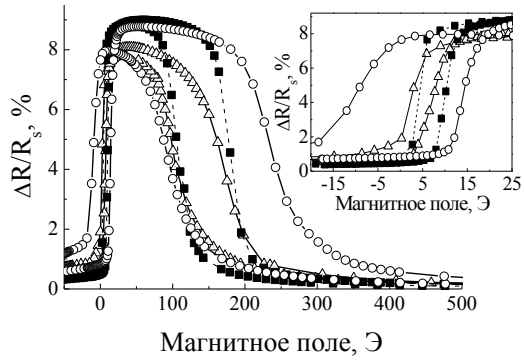


Рис. 5. Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана стекло//PyCr/Py/MnIr(100Å)/CoFe/Cu/CoFe/Py/Ta: ○ - до отжига; после отжига при 270 ^{0}C, 15 минут. Магнитное поле при отжиге направлено параллельно оси легкого намагничивания (■) и под углом 10^o к ОЛН (Δ)

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ № 13-02-00749, НШ.6172.2012.2., Программы Президиума УрО РАН проекты № 12-2-2-009-АРКТИКА и №12-2-024-НПО.

1. Dieny, B. Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures / B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, B. Baumgart, D.R. Wilhoit // J. Appl. Phys. 1991. V.69, № 8. P. 4774–4779.

2. Ustinov, V.V. Low hysteresis FeMn-based top spin valve / V.V. Ustinov, , T.P. Krinitsina, M.A. Milyaev, L.I. Naumova, V.V. Proglyado // JNN. 2012. V. 12, № 9. P. 7558–7561.

3. Устинов, В.В. Высокочувствительный безгистерезисный спиновый клапан с композитным свободным слоем / В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина // ФММ. 2012. Т. 113. № 4. С. 363–371.

4. Liu, Y.F. Effect of Ir-Mn composition on exchange bias and thermal stability of spin valves with nano-oxide layers / Y.F. Liu, J.W. Cai, W.Y. Lai, G.H. Yu // J. Appl. Phys. 2008. V. 103, № 9. P. 093908–093913.

5. Freitas, P.P. Magnetoresistive sensors / P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso, F. Cardoso // J. Phys.: Condens. Matter. 2007. V. 19, № 16. P. 165221–165242.

Невзаимные и нелинейные эффекты при прохождении и отражении света от двухслойных магнитных пленок

М.В. Сапожников [1], ***Е.А. Караштин*** [1], ***А.А. Фраерман*** [1], ***О.Г. Удалов*** [1], ***В.В. Рогов*** [1], ***Т.В. Мурзина*** [2], ***И.А. Колмычек*** [2], ***В.И. Крутянский*** [2]

[1] Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] Физический факультет МГУ им Ломоносова, Москва

e-mail: msap@ipm.sci-nnov.ru

В средах без центра инверсии и с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени наблюдаются невзаимные интенсивностные эффектам для оптического излучения. В антиферромагнитных кристаллах они хорошо изучены и в литературе носят название невзаимного двулучепреломления. В настоящее время большой интерес представляют невзаимные явления в искусственных системах без центра инверсии. Этот интерес обусловлен возможностью создания управляемых с помощью магнитного поля оптических изоляторов нового типа с геометрией, отличной от ячейки Фарадея. Аналогичным образом отсутствие центра инверсии системы может приводить к новым нелинейным эффектам, связанным с поправками к компонентам тензора восприимчивости второй гармоники.

На предыдущем этапе нами были изучены невзаимные линейные эффекты при рассеянии света двумерными решетками магнитных вихрей [1]. Отсутствие центра инверсии в такой системе связано с наличием в ней тороидного момента намагниченности:

$$\mathbf{T} \sim \int [\mathbf{r}\times\mathbf{M}(\mathbf{r})]\, d\mathbf{r}$$

где r – радиус вектор, а M – намагниченность. Другой более простой системой, где есть тороидный момент, являются двуслойные магнитные пленки с антиферромагнитным упорядочением. В данной работе мы исследовали линейные и нелинейные оптические эффекты, связанные с наличием магнитного тороидного момента в такой системе. Образцы представляли собой двуслойные магнитные пленки сплава CoFe, выращенные при помощи магнетронного напыления на подложке из плавленого кварца. Пленки имели толщину 10нм и были разделены слоем диэлектрика (Al_2O_3) или металла (Al) толщиной 2нм. Нижняя пленка напылялась на подслой пермаллоя толщиной 1 нм, и в результате имела меньшую коэрцитивность Антиферромагнитная конфигурация системы достигалась при перемагничивании системы во внешнем магнитном поле благодаря разной коэрцитивности слоев – в этом случае перемагничивание происходит последовательным перемагничиванием магнитных слоев. Изменяя направление внешнего поля, можно переключать систему между состояниями с разным направлением вектора антиферромагнетизма ($\mathbf{L}=\mathbf{M}_1-\mathbf{M}_2$), и, соответственно, тороидного момента. Магнитное состояние системы контролировалось путем магнитооптических измерений. Характерный вид петли намагничивания образца приведен на рис.1. Петля гистерезиса, полученная путем измерения меридионального эффекта Керра (на длине волны 632нм), имеет ступеньки, которые соответствуют антиферромагнитной конфигурации системы.

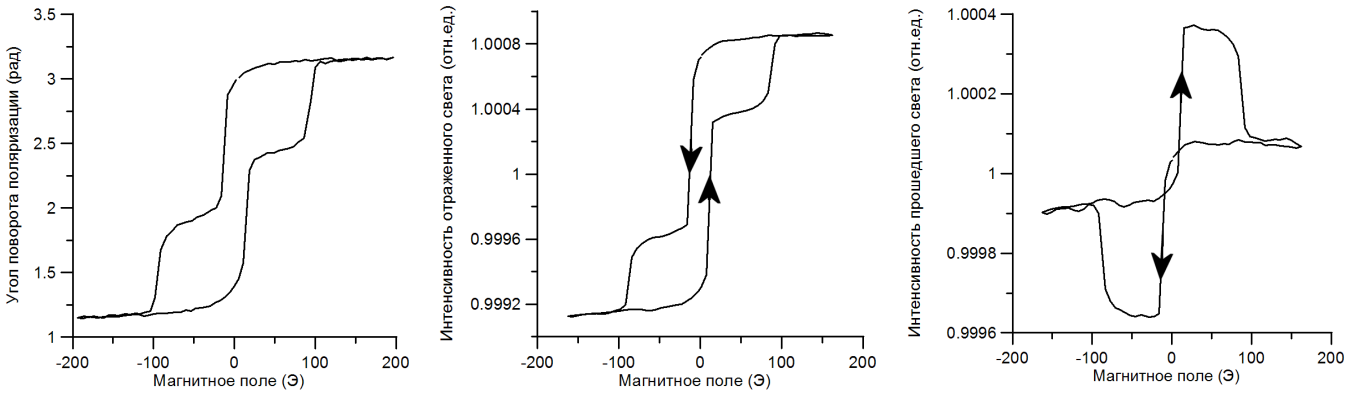


Рис. 1. Экспериментальные данные для магнитной двуслойной пленки CoFe с диэлектрической прослойкой: а) Петля гистерезиса меридианального магнитооптического эффекта Керра. Ступеньки соответствуют двум возможным антиферромагнитным кнфигурациям, которые обладают противоположными направлениями торроидного момента. б) Зависимость коэффициента отражения от приложенного магнитного поля (экваториальная геометрия). Угол падения излучения 70º. в) Зависимость коэффициента прохождения света через структуру от приложенного магнитного поля для того же угла падения

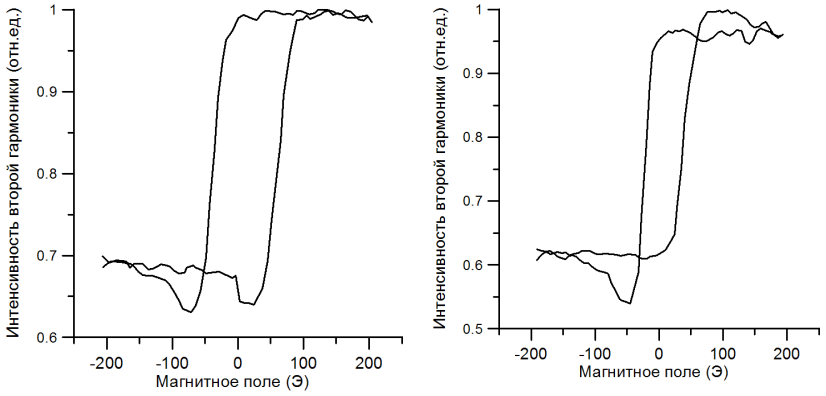


Рис. 2. Интенсивность генерации второй гармоники при облучении двуслойной магнитной структуры в зависимости от приложенного магнитного поля. а) Структура с металлической прослойкой (CoFe/Al/CoFe), б) Структура с диэлектрической прослойкой ($CoFe/Al_2O_3/CoFe$).

Измерения линейных невзаимных эффектов проводилось в экваториальной геометрии (магнитное поле лежит в плоскости образца и направлено перпендикулярно плоскости падения света). В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер. Были проведены измерения зависимостей коэффициентов отражения и прохождения излучения от приложенного магнитного поля. Измерения проводились при различных углах падения света отдельно для s- и p-поляризованного падающего излучения. При этом были получены следующие основные результаты для p-поляризованного света:

1) Если магнитная система находится в насыщении (магнитные моменты слоев сонаправлены), коффициент отражения света имеет разную величину для разного направления намагниченности насыщения $\mathbf{M}= \mathbf{M}_1+\mathbf{M}_2$;

2) В антиферромагнитной конфигурации коэффициент отражения света имеет разную величину для разных направлений вектора антиферромагнетизма;

3) Такие же различия наблюдались в зависимости коэффициента прохождения от величины магнитного поля;

4) При смене направления распространения света (при облучении образца со стороны подложки) эффект менял знак.

Величина наблюдаемых эффектов порядка 10^{-3}. В случае s-поляризованного света невзаимные эффекты не наблюдались.

С феноменологической точки зрения интенсивность отраженного (или прошедшего) излучения может быть описана выражением $I(\mathbf{k},\mathbf{k}') = Ir(\mathbf{k},\mathbf{k}') + (\mathbf{k}+\mathbf{k}',[\mathbf{n},a\mathbf{M}+b\mathbf{L}]) + ([\mathbf{k},\mathbf{k}'],c\mathbf{M}+d\mathbf{L})$, где $I(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ – интенсивность рассеянного света, $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ – волновые векторы падающей и рассеянной волны, $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности системы, $\mathbf{L}$ – вектор антиферромагнетизма намагниченности слоев, $\mathbf{n}$ – нормаль к поверхности. $Ir(\mathbf{k},\mathbf{k}')=Ir(-\mathbf{k}',-\mathbf{k})$– взаимный вклад в интенсивность. Второе слагаемое в сумме описывает невзаимное двулучепреломление в антиферромагнетиках, третье же соответствует так называемому оптическому эффекту Холла. Эти эффекты могут быть отделены друг от друга выбором геометрии эксперимента, очевидно оптический эффект Холла обращается в ноль при измерении прохождения излучения. Также заметим, что оба слагаемых присутствуют лишь в экваториальной геометрии.

Нами также были проведены измерения нелинейных оптических свойств магнитной двуслойной структуры, а именно, генерации второй гармоники (ГВГ) при облучении структуры излучением Ti-сапфировым лазером (λ=780 nm, τ=80 fs, частота повторения импульсов 80 MHz, средняя мощность 100 mW.). p-поляризованное излучение падало на образец под углом 40°.и фокусировалось в область диаметром 50 μm. Излучение на удвоенной частоте в направлении зеркального отражения селектировалось при помощи светофильтра и измерялось при помощи фотоумножителя, работающего в режиме счетчика фотонов. Сам образец при этом намагничивался в экваториальной геометрии. Нами была обнаружена зависимость генерации второй гармоники от магнитной конфигурации системы - в зависимости сигнала ГВГ от приложенного магнитного поля наблюдался гистерезис. Наиболее интересным фактом при этом является асимметричная форма петли гистерезиса, что указывает на наличие квадратичных по $\mathbf{M}$ членов в тензоре восприимчивости второй гармоники. С учетом симметрии системы квадратичные по намагниченности компоненты тензора могут быть получены феноменологически. В этом случае часть поляризация квадратичная по намагниченности имеет вид:

$$\mathbf{P}_{2\omega} = (\nu_1\mathbf{E}(\mathbf{nE})+ \nu_2\mathbf{nE}^2)(\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2) +$$
$$+ \nu_{31}[\mathbf{E}\times\mathbf{M}_1](\mathbf{n}[\mathbf{E}\times\mathbf{M}_2]) + \nu_{32}[\mathbf{E}\times\mathbf{M}_2](\mathbf{n}[\mathbf{E}\times\mathbf{M}_1]) +$$
$$+ \nu_4\mathbf{n}(\mathbf{EM}_1)(\mathbf{EM}_2) + \nu_{51}\mathbf{M}_1(\mathbf{En})(\mathbf{EM}_2) +$$
$$+ \nu_{51}\mathbf{M}_2(\mathbf{En})(\mathbf{EM}_1)$$

Здесь ν - феноменологические коэффициенты. Выражение значительно упрощается в случае p-поляризованной электромагнитной волны, когда три последних члена зануляются. Первый член выражения пропорционален скалярному произведению намагниченности слоев и, поэтому, ν_1 и ν_2, вероятно, имеют обменную природу. Вероятно, он ответственен за различия форм петель гистерезиса, полученных для образца с диэлектрической прослойкой, когда обменное взаимодействие между магнитными слоями отсутствует, и для образца с проводящей прослойкой.

Данная работа поддержана грантами РФФИ.

1. Udalov O.G., Sapozhnikov M.V., Karashtin E.A., Gribkov B.A., Gusev S.A., Skorohodov E.V., Rogov V.V., Klimov A.Yu., and Fraerman A.A. // PRB. 2012. **86**. P. 094416.

Ферромагнитный резонанс в геометрически фрустрированных системах однодоменных ферромагнитных наночастиц на решетках с треугольной симметрией

В.Л. Миронов, Е.В. Скороходов, К.Д. Бессмертный

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: evgeny@ipmras.ru

В последние несколько лет наблюдается повышенный интерес к исследованиям эффектов коллективного поведения массивов однодоменных анизотропных частиц, упорядоченных в геометрически фрустрированные решетки [1]. Это обусловлено несколькими обстоятельствами. Во-первых, современный уровень развития электронно-лучевой литографии позволяет изготавливать контролируемым образом сверхплотные массивы частиц с латеральными размерами менее 100 нм. С другой стороны, пространственные конфигурации магнитных моментов в таких массивах частиц могут быть достаточно надежно измерены методами магнитно-силовой микроскопии. Все это делает такие массивы частиц удобным объектом для модельных исследований поведения магнитных моментов на решетках с различной пространственной симметрией.

В настоящей работе приводятся результаты теоретических исследований особенностей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) в планарных системах ферромагнитных наночастиц эллиптической формы, структурным элементом которых является группа из трех частиц, изображенная на рис. 1.

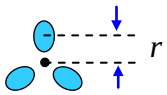


Рис. 1. Схематическое изображение пространственной конфигурации группы из трех эллиптических частиц с треугольной симметрией.

На рис. 2 приведены упорядоченные решетки, в которых структурные элементы соединяются различными способами.

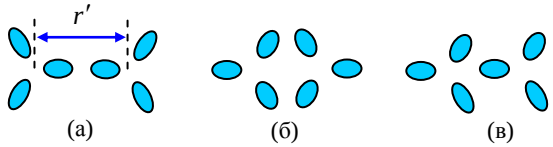


Рис. 2. Схематическое изображение различных пространственных конфигураций решеток, составленных из структурного элемента, изображенного на рис.1. r' - расстояние между узлами разных групп.

При качественном анализе спектров ферромагнитного резонанса использовалась упрощенная модель частицы [2] в виде однородно намагниченного шара со встроенным полем анизотропии, которое соответствовало полю анизотропии формы эллипсоида вращения с отношением длин осей 2:1. Колебания магнитных моментов частиц в массиве описывались линеаризованной системой связанных уравнений Ландау-Лифшица.

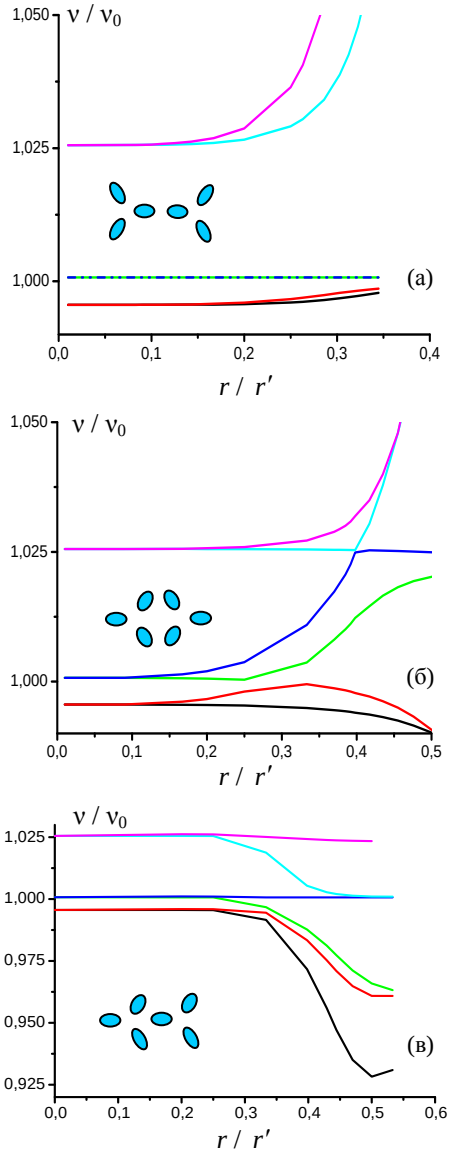


Рис. 3. Зависимости нормированных ФМР частот массива ферромагнитных частиц от отношения расстояния от частицы до узла внутри группы (r) к расстоянию между узлами (r'). (а) – для конфигурации, отображенной на рис. 2(а); (б) - на рис. 2(б); (в) - на рис. 2(в). Расстояние до центра r = 150 нм.

Независимо от пространственной конфигурации расположения частиц спектры ФМР всегда содер-

жат 6 собственных частот. Однако величина расщепления спектра и характер зависимости от расстояния между центрами узлов r' существенно различаются для различных пространственных конфигураций (рис. 3). Также возникает немонотонная зависимость от расстояния между узлами, которая наиболее заметно проявляется для конфигурации, отображенной на рис. 2(б). Появление экстремумов связано с конкуренцией взаимодействий внутри узла и между узлами. Для разных мод это сказывается на разных расстояниях r'.

Из приведенных результатов видно, что, меняя пространственную конфигурацию массива, можно существенно перестраивать спектр собственных частот ФМР. С практической точки зрения, подобные массивы многослойных наночастиц перспективны для создания пассивных перестраиваемых фильтров СВЧ диапазона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-02-00589, 11-02-00434 и 12-02-33039) и Министерства образования и науки РФ (соглашение 8750).

1. Wang R.F., Nisoli C., Freitas R.S., Li J., McConville W., Cooley B.J., Lund M.S., Samarth N., Leighton C., Crespi V.H., Schiffer P. Artificial “ spin ice “ in a geometrically frustrated lattice of nanoscale ferromagnetic islands // Nature. 2006. **439**. P. 303–306.

2. Миронов В.Л., Ермолаева О.Л., Скороходов Е.В., Blackman J. Эффекты магнитостатического взаимодействия в упорядоченном массиве ферромагнитных наночастиц на гексагональной решетке // Известия РАН, сер. Физическая. 2013. **77(1)**. P. 37–40.

Применение сканирующей просвечивающей электронной микроскопии для изучения магнитной и кристаллической структуры пленок и частиц CoFe

С.А. Гусев [1], ***Е.В. Скороходов*** [1], ***Б.А. Грибков*** [1], ***А.С. Бондаренко*** [2]

[1] R R R
[2] , R -

e-mail: evgeny@ipmras.ru

R R R
R

[1 R R
R R R $_{40}Fe_{60}$
R $_{40}Fe_{60}$
[3] x
R
R R R $_{40}Fe_{60}$
R Differential Phase
Contrast R
R R R R
SUPRA 40 R
R R R
R
R
R
R
R
-
R
R R
,
R
R R R
R
R R R
[7]. R
R R
R
R R R
R R R
R R
R
R
R
R
R

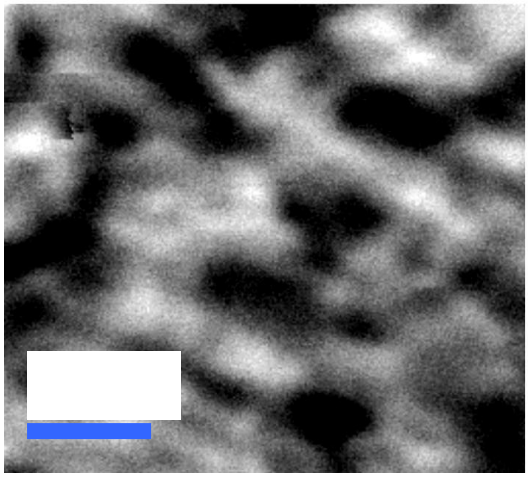


Рис. 2. R R R R - R R R

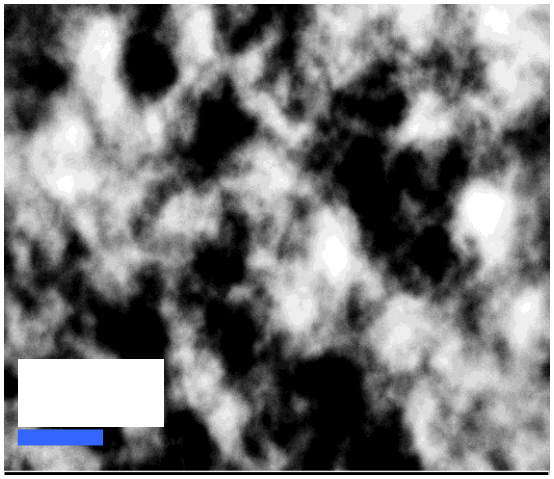


Рис. 3. R R R R

R R -02-00589- -02-00434- -02-33039) R R ( ).

1. Imry Y., Ma S.-K. // Phys. Rev. Lett. 1975. **32**. . 1399.
2. Alben H., Becker J.J., Chi M.C. // J. Appl. Phys. 1978. **49**. . 1653.
3. Chudnovsky E.M., Saslow W.M., Serota R.A. // Phys. Rev. B. 1986. **33**. . 251.
4. McHenry M.E., Laughlin D.E. // Acta Mater. 2000. **48**. . 223.
5. Echigoya J., Yue R. // J. Mater. Sci. 2005. **40**. 3209.
6. http://www.zeiss.de.
7. Chapman J.N., McVitie S., Hefferman S.J. // J. Appl. Phys. 1991. **69**. 6078.

Комбинированное применение ионно-лучевых методов при формировании магнонных кристаллов: размерные ограничения и свойства

А.В. Беспалов [1]***, О.Л. Голикова*** [1]***, С.С. Савин*** [1]***,***
А.И. Стогний [2]***, Н.Н. Новицкий*** [2]***, В.Г. Шадров*** [2]

[1] Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва
[2] Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Минск

e-mail:stognij@ifttp.bas-net.by

В докладе рассматриваются физические основы нано-, микротехнологии изготовления профилированных пленочных гетероструктур “металл/феррогранат” ионно-лучевыми методами. 1D и 2D (рис.1) структуры, характеризующиеся в продольном направлении периодом от суб- до десятков микрон, с поперечными размерами профиля до единиц микрон принято называть магнонными кристаллами. Они служат для возбуждения и распространения спиновых волн, спектры которых характеризуются наличием запрещенных зон [1]. Гетероструктуры типа “профилированный наноразмерный слой металла на феррит-гранатовой пленке субмикронной толщины” (рис.2), [2] служат, в частности, для исследования плазмон (поляритон)-магнонных взаимодействий. Отмеченные гетероструктуры составляют основу элементной базы магноники, бурно развивающейся в последнее время. Они объединены общим требованием обеспечения наноразмерной гладкости поверхности, интерфейсных границ и стенок профилей. Это исключает применение жидкой химии и ограничивает широкое использование высокоэнергетических плазменных методов в технологии изготовления.

Нами предложено использовать ионно-лучевое распыление ионами кислорода с энергией до 300 эВ для финиширования процессов изготовления магнонных кристаллов. В этом случае толщина структурнонарушенного слоя сравнима с постоянной решетки используемых материалов, а профили травления сохраняют гладкость из-за невысокой скорости распыления, не превышающей скорости формирования нарушенного облучением слоя, при сохранении анизотропности процессов распыления.

Исходными образцами служили пленки феррит-гранатов заданного состава, выращенные методом жидкофазной эпитаксии (ФГ). Поверхность пленок ФГ предварительно обрабатывалась в кислородной плазме СВЧ-разряда, далее подвергалась суперфинишной полировке посредством медленного распыления ионами кислорода с энергией до 300 эВ и длительному распылению ионами кислорода с энергией 600 эВ до заданной толщины со скоростью до 0.2 мкм/ч с последующим удалением нарушенного слоя распылением ионами кислорода с энергией до 300 эВ длительностью до 10мин. Пленки металлов осаждались при распылении пучком ионов аргона в высоком вакууме мишеней соответствующего металла.

Периодическая структура на поверхности пленки золота на первом этапе размечалась острофокусированным до 10 нм пучком ионов галлия с энергией 30 кэВ (ФИП) и на последующем этапе дотравливалась широким пучком ионов кислорода с энергией до 300 эВ. Толщина начального слоя золота определялась из условия, обеспечивающего при разметке ФИПом предохранение остающимся слоем золота от радиационных повреждений нижележащей пленки ФГ. Скорость дотравления ионами кислорода золота не превышала 1 нм/сек, а ФГ – была менее 0.1 нм/сек. Это позволяло с достаточной точностью контролировать процесс дотравливания профиля в золоте без углубления в ФГ по длительности процесса (рис.2). Кроме того, были преодолены размерные ограничения, накладываемые пространственным зарядом над диэлектриком и радиационными нарушениями в ФГ в случае использования быстрых ионов [2].

1D и 2D периодические структуры в ФГ изготавливались методами взрывной литографии по маске “алюминий/подслой оксида алюминия” и длительного анизотропного травления широким пучком ионов кислорода в режимах, указанных выше. Стойкость маски при глубоком длительном травлении химически инертного ФГ ионами кислорода обеспечивалась процессами ее регенерации за счет окисления нарушенных связей в алюминии и значительной составляющей распыленных атомов алюминия вглубь маски по сравнению с элементами ФГ, что обусловлено существенными различиями в атомных массах. При толщине маски до 1.5 мкм получены прямоугольные профили травления глубиной до 2 мкм при сохранении наноразмерной гладкости поверхности ФГ.

Приведены результаты исследования данных гетероструктур методами линейной и нелинейной магнитооптики, возбуждения и распространения магнитостатических волн в магнонных кристаллах, рассмотренные в [3-4] и полученные в последнее время.

Работа частично поддержана совместными проектами РФФИ-БРФФИ № Ф12Р-141 и Ф12Р-142.

1. Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Новицкий Н.Н., и др. Спектр и потери поверхностных магнитостатических волн в одномерном магнонном кристалле // ЖТФ. 2011. **81**. С. 150–152.

2. Беспалов А.В., Голикова О.Л., Савин С.С., и др. Формирование магнонных кристаллов с наноразмерными островками методом травления фокусированным ионным пучком // Неорганические материалы. 2012. **48**. С. 1372–1374.

3. Stupakiewicz A., Pashkevich M., Maziewski A., et al. Spin precession modulation in a magnetic bilaye r// Appl. Phys. Lett. 2012. **101**. P. 262406.

4. Pashkevich M., Stupakiewicz A., Kirilyuk A., et al. Tunable magnetic properties in ultrathin Co/garnet heterostructures // J. Appl. Phys. 2012. **111**. P. 023913.

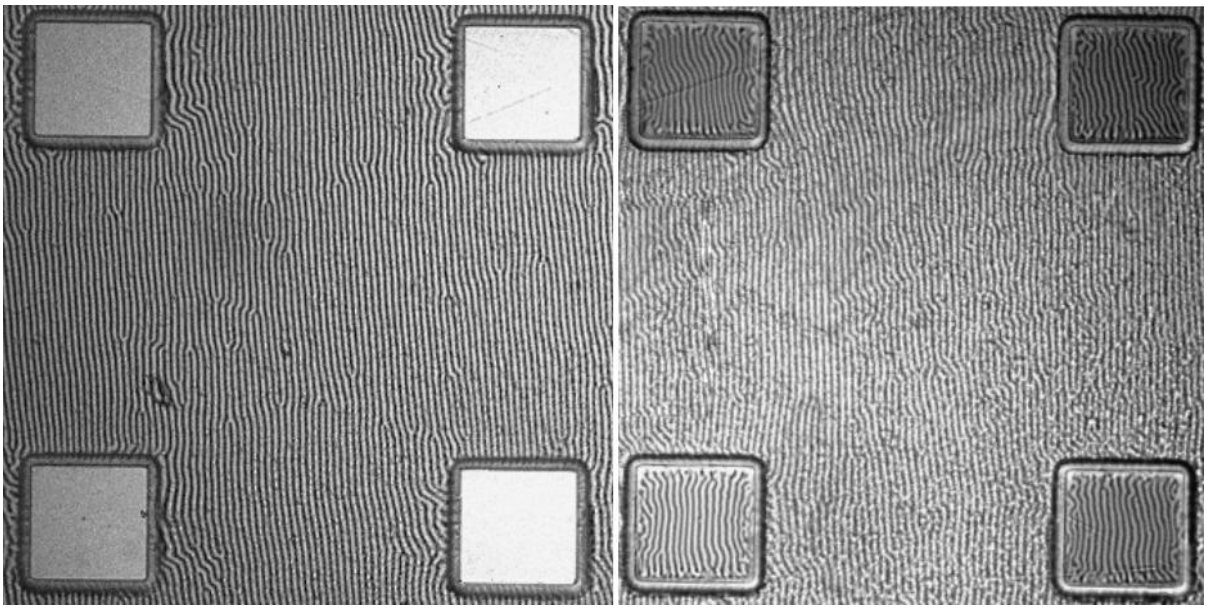


Рис. 1. Доменная структура (эффект Фарадея) 2D магнонного кристалла Ni(0.8 мкм)/$Y_3Fe_5O_{12}$(4мкм). Размеры пикселей никеля 10x10 мкм, они углублены от поверхности граната на 1.2 мкм. Слева – вид сверху, справа – вид снизу

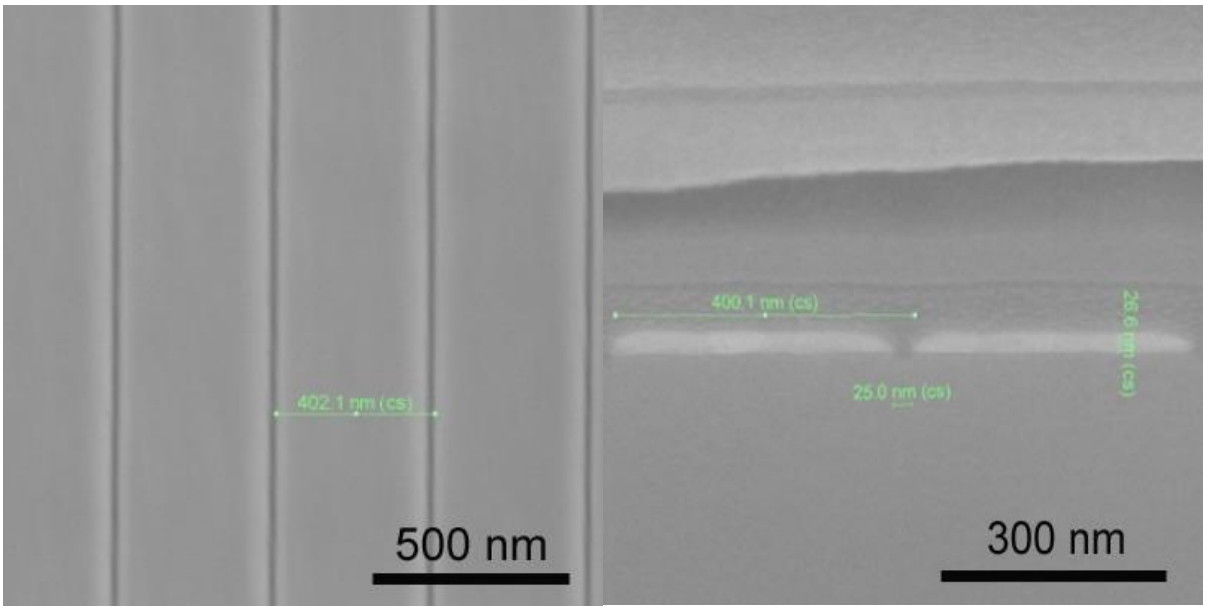


Рис. 2. Гетероструктура Au(30нм)/$(BiTm)_3(FeGa)_5O_{12}$(400нм) с периодом 400 нм и шириной дорожек 30 нм в слое Au для исследования плазмон (поляритон) – магнонных взаимодействий. Слева – вид сверху, справа – поперечное сечение (вспомогательный толстый слой платины сверху используется при вырезании поперечного профиля)

Невзаимность отражения неполяризованных тепловых нейтронов системой двух зеркал во внешнем магнитном поле

Д.А. Татарский [1], ***А.В. Петренко*** [2], ***В.В. Рогов*** [1], ***О.Г. Удалов*** [1], ***Н.С. Гусев*** [1], ***Ю.В. Никитенко*** [2], ***А.А. Фраерман*** [1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Россия, Нижний Новгород
[2] Объединённый институт ядерных исследований, Россия, Московская обл., Дубна

e-mail: tatarsky@ipmras.ru

Исследование связи пространственных и спиновых степеней свободы частиц со спином ½ представляет определенный интерес. Так, теоретически было показано, что рассеяние неполяризованных нейтронов в некомпланарных магнитных полях при определенных условиях может являться невзаимным. В работе [1] для экспериментальной проверки этого утверждения предлагается измерение последовательного отражения неполяризованного нейтронного пучка системой из трех магнитных зеркал. В такой системе невзаимность определяется как разность между двумя коэффициентами последовательного отражения от зеркал в порядке 1-2-3 и 3-2-1. При этом, для тепловых нейтронов (E ~ 0.025 эВ) углы полного внешнего отражения нейтронов составляют 1°–2°, поэтому, при использовании трехзеркальной схемы эксперимента величина невзаимности не превышает 5% от интенсивности падающего пучка.

В данной работе предлагается система из двух магнитных зеркал, а роль третьего зеркала выполняет внешнее однородное магнитное поле. Тогда можно расположить зеркала так, что их намагниченности и направление поля будут перпендикулярны друг другу (рис.1).

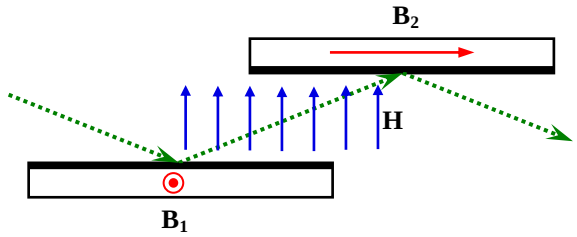


Рис. 1. Два магнитных зеркала во внешнем однородном магнитном поле. Пунктирной линией изображена траектория нейтрона

В такой геометрии неполяризованный пучок поляризуется первым зеркалом в направлении поля $\mathbf{B_1}$. Далее, при движении нейтронов в поле **H**, вектор поляризация пучка прецессирует вокруг вектора напряжённости магнитного поля на угол

$$\varphi = \frac{m\mu_n HL}{\pi\hbar^2}\lambda, \qquad (1)$$

где m, λ и μ_n – масса, длина волны и магнитный момент нейтрона, L – расстояние, которое проходит нейтрон между зеркалами. Соответственно, при отражении на втором зеркале угол между поляризацией и $\mathbf{B_2}$ составит ($\pi/2 + \varphi$). Величина невзаимности определяется разностью между интенсивностью отражения в прямом (изображено зеленой стрелкой на рис. 1) и обратном направлениях. В эксперименте достаточно менять только направления поля **H** на противоположное. Если зеркала являются идеальными поляризаторами, то очевидно, что интенсивность отражения в такой системе составит

$$I_{\pm} = 1/4\left(1 \pm \sin\varphi\right), \qquad (2)$$

где φ определяется (1). Тогда величина невзаимности $I_+ - I_-$ составит 50% от интенсивности падающего пучка. При этом необходимо подобрать величину внешнего поля так, чтобы угол φ менялся в широких пределах.

Проведение эксперимента возможно с использованием источников тепловых нейтронов, таких как спектрометр поляризованных нейтронов РЕМУР на реакторе ИБР-2М [2]. Зеркало, используемое в эксперименте, должно отвечать некоторым требованиям: толщина ферромагнитной пленки не менее 100 нм, коэрцитивность не менее 40 Э, малая шероховатость. При этом подложка должна быть достаточно жесткой, чтоб не искривляться при размещении в держателе. Таким требованиям удовлетворяют ферромагнитные пленки, наносимые на толстые стеклянные подложки методом магнетронного распыления.

Мы использовали пленки $Co_{60}Fe_{40}$ на полированных стеклянных подложках размером 50×50×8 мм. Толщина и шероховатость ферромагнитных пленок проверялась методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии (оборудование ЦКП ИФМ РАН) и атомно-силовой микроскопии. Петля гистерезиса измерялась по величине меридионального магнитооптического эффекта Керра с помощью He-Ne лазера с рабочей длиной волны 633 нм. Измерения параметров зеркал показали, что их толщины лежат в интервале 120±15 нм. Шероховатость оценивается величиной 0.9±0.2 нм. Коэрцитивность таких магнитных зеркал составила 70±10 Э. Рефлектометрия с использованием поляризованных нейтронов позволяет оценивать остаточную намагниченность зеркал величиной $M_r \approx 720$ Э.

Полученные зеркала были размещены в специально изготовленном держателе. Между зеркалами помещались тонкие стеклянные пластинки толщиной 0.5 мм, которые обеспечивали соответствую-

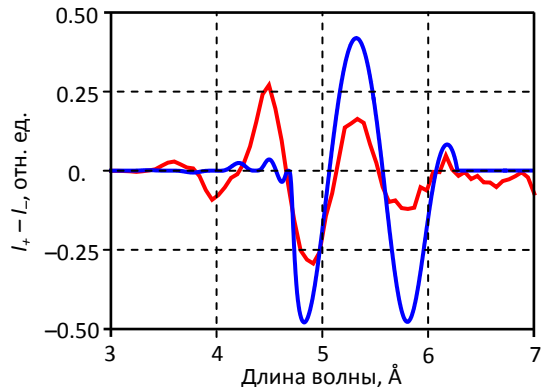


Рис. 2. Невзаимность отражения неполяризованных нейтронов системой двух зеркал во внешнем поле. Эксперимент 18.00 Э (красный) и теория 18.70 (синий)

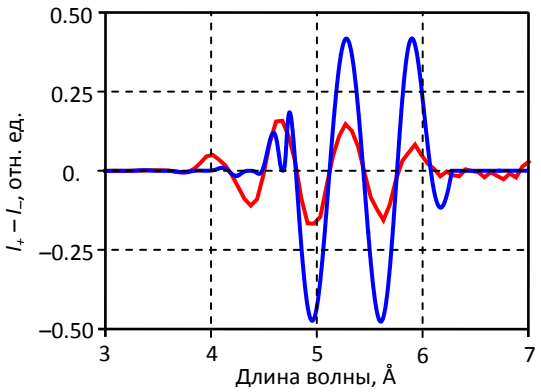


Рис. 3. Невзаимность отражения неполяризованных нейтронов системой двух зеркал во внешнем поле. Эксперимент 30.18 Э (красный) и теория 29.60 (синий)

щий зазор. Геометрические центры зеркал были на расстоянии 7 см. Соответственно для того, чтобы пучок нейтронов отражался от обоих зеркал необходимо, чтобы угол скольжения на первое зеркало составлял 7 мрад. При таком угле скольжения критические длины волн для пленок $Co_{60}Fe_{40}$ составляют 4.8 Å и 6.2 Å. Именно в этом диапазоне длин волн наблюдаемый невзаимный эффект должен быть максимальным. Легко убедиться, что полей порядка 10-50 Э будет достаточно для наблюдения невзаимности. Магнитное поле создается с помощью электромагнита.

Результаты эксперимента (красные линии) проведенного на спектрометре поляризованных нейтронов РЕМУР приведены на рис. 2 и 3. Как видно, положения экспериментальных максимумов и минимумов хорошо совпадают с теоретическими расчетами (синие линии). Оптические константы для теоретических оценок были взяты из работы [3]. С увеличением поля также увеличиваются частота и угол (1) прецессии и, следовательно, количество и частота наблюдаемых максимумов. Магнитные поля, измеренные магнитометром, немного отличаются от величины полей, оцениваемых по положению максимумов. Это связано с тем, что магнитометр измеряет поле только в одной точке вблизи зеркал. Поэтому непосредственно между самими зеркалами величина поля неизвестна. Уменьшение же величины невзаимности связано с несколькими факторам. Во-первых, пучок нейтронов имеет расходимость порядка 1 мрад. Также в эксперименте невозможно установить плоскости зеркал параллельно. По зависимости одно- и двукратных отражений от угла падения нейтронов было установлено, что относительный угол разориентации зеркал ~ 1.2 мрад. Вследствие этих факторов длина пути L, проходимая нейтроном между зеркалами, будет различной (рис. 4). Значит, угол (1) имеет некоторый разброс из-за чего и уменьшается величина невзаимности. Наличие максимумов в интервале длин волн 3.5 ÷ 4.5 Å означает, что угол скольжения на одно из зеркал из-за их разориентации меньше 7 мрад.

Таким образом, на данный момент проведены эксперименты по измерению невзаимности отражения неполяризованных нейтронов системой с некомпланарным распределением магнитного поля. В дальнейшем возможно усовершенствование держателя с целью более точной параллельной установки зеркал друг относительно друга. Также отдельным вопросом является невзаимность отражения поляризованных нейтронов системой с неколлинеарным распределением поля, когда все зеркала намагничены в одном направлении, а внешнее поле приложено перпендикулярно.

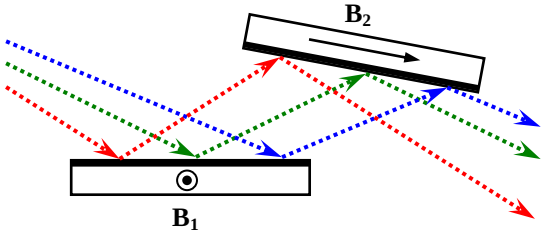


Рис. 4. Влияние расходимости пучка нейтронов и разориентации зеркал на длину пути между зеркалами, проходимого пучком

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (11-02-00294а, 12-02-33039 и др.) и Министерства образования и науки РФ. Авторы выражают благодарность П.А. Юнину, Б.А. Грибкову и Н.А. Коротковой за помощь в подготовке магнитных зеркал.

1. Татарский Д.А., Удалов О.Г., Фраерман А.А. // ЖЭТФ. 2012. **142**. С. 710.
2. Aksenov V.L., Jernenkov K.N., Kozhevnikov S.V. et al. // JINR Comms. D13-2004-47 (2004).
3. Sears V.F. // Neutron News. 1992. **3**. P. 26.

Исследование доменных структур магнитных пленок с помощью магнитно-силовой микроскопии

А.Г. Темирязев [1], ***С.А. Саунин*** [2], ***В.Е. Сизов*** [1], ***М.П. Темирязева*** [1]

[1] Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино
[2] ООО АИСТ-НТ, Московская область, Зеленоград

e-mail: temiryazev@gmail.com

Как правило, объектами исследования магнитно-силовой микроскопии (МСМ) являются магнитные пленки и структуры, изготовленные на их основе. В данной работе мы хотели бы рассмотреть возможности и ограничения использования МСМ для изучения двух различных типов образцов – металлических пленок и пленок ферритов-гранатов.

Напомним, что МСМ позволяет визуализировать поля рассеяния, создаваемые доменами и доменными стенками вблизи поверхности образца. Если быть точнее, изображение, получаемое с помощью МСМ, отражает распределение производной силы по нормали к поверхности. В то же время конечной целью исследования является, как правило, определение структуры распределения намагниченности внутри образца.

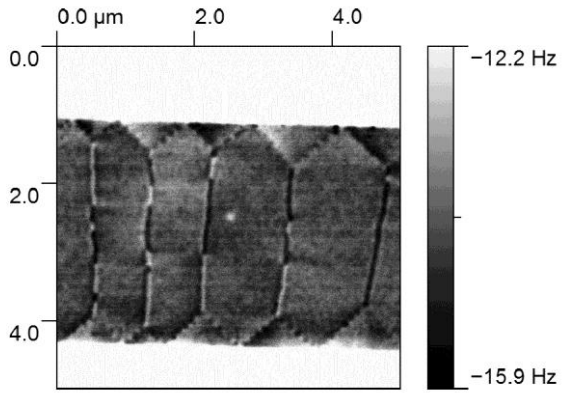


Рис. 1. МСМ изображение доменной структуры участка полоски толщиной 60 нм из сплава Co-Cr. Видны 90-градусные и 180-градусные доменные стенки, блоховские линии, а также весьма сложная структура 90-градусной стенки

В полосках, выполненных из тонких (толщиной 50-100 нм) магнитных пленок, МСМ-изображение позволяет судить об общем характере доменной структуры, наличии 90-градусных и 180-градусных доменных стенок, а также блоховских линий внутри доменных стенок – рис. 1. Часто, подобные данные могут служить отправной точкой для микромагнитного расчета, позволяющего, в конечном итоге, решить основную задачу - получить распределение намагниченности в конкретном образце.

В пленках ферритов-гранатов ситуация существенно сложнее. Характерная толщина таких пленок составляет от 2 до 30 микрон. Структура распределения намагниченности во внутреннем объеме пленки и вблизи поверхности может существенно различаться. МСМ дает представление лишь о характере приповерхностных доменов, не позволяя получить общей картины. Можно предложить два подхода для решения проблемы. Один из них – это проведение МСМ измерений на торце (сколе) ферритовой пленки – рис. 2. Это дает возможность оценить наличие или отсутствие ветвления доменной структуры, а также степень однородности магнитных параметров по толщине пленки. Второй подход связан с использованием МСМ в комбинации с магнитооптикой (МО), а точнее, с просвечивающей поляризационной микроскопией – рис. 3.

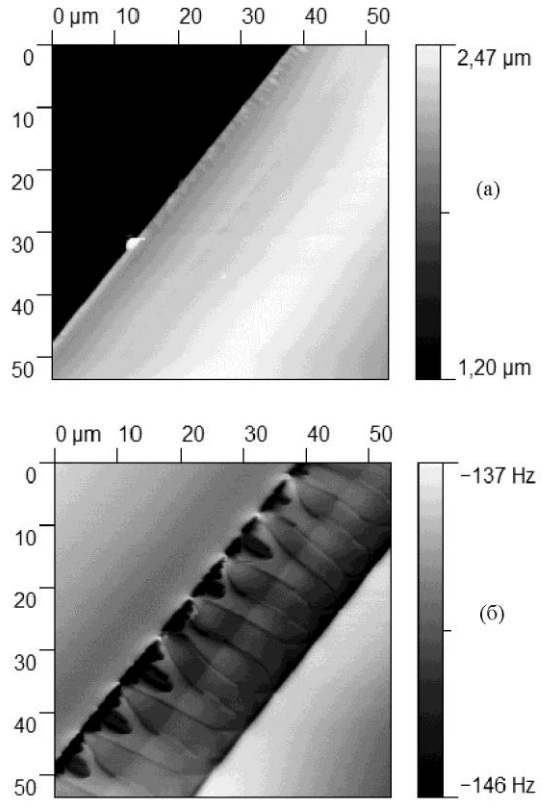


Рис. 2. Атомно-силовая микроскопия на торце (сколе) структуры – пленка железо-иттриевого граната на подложке гадолиний-галлиевого граната. (а) топография, (б) МСМ изображение

Отметим, что проблемой МСМ является возможность искажения доменной структуры под действием магнитного поля зонда. МО не только свободна от этого недостатка, но и при использовании вместе с МСМ позволяет наблюдать присутствует ли данный эффект – рис.4. Еще одной проблемой

МСМ является большое время, необходимое для того, чтобы получить изображение. Особенно существенно это в том случае, когда требуется исследовать процессы перемагничивания, сбор нескольких десятков, а то и сотен изображений при различных магнитных полях может занимать несколько часов. МО позволяет сделать это существенно быстрее, и для гранатовых пленок данный метод выглядит предпочтительнее. Однако значительно более высокое разрешение и возможность исследовать непрозрачные объекты определяет главное преимущество МСМ при исследовании металлических пленок.

Уменьшить влияние зонда на доменную структуру и сократить время сканирования можно, если отказаться от двухпроходного сканирования и перейти к однопроходным методам, например, сканированию по плоскости или по заранее измеренному профилю поверхности. Особенно важно это при исследовании перемагничивания, когда требуется выполнить множество сканов одного и того же участка поверхности.

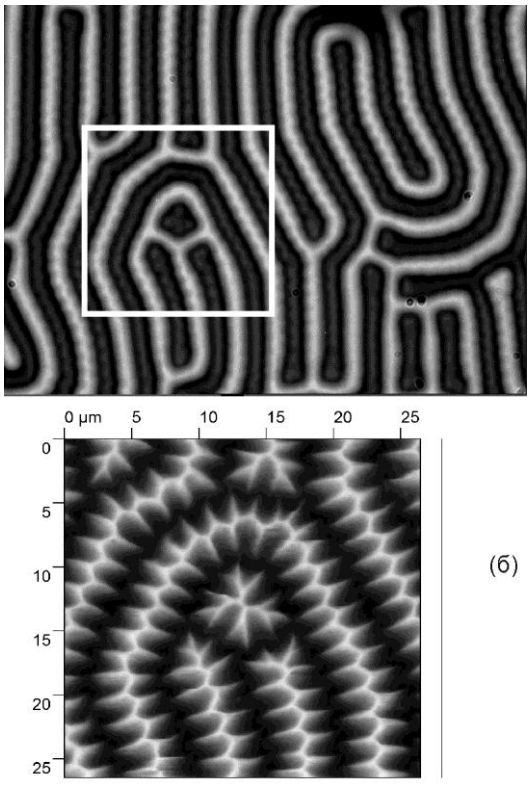


Рис.3. (а) магнитооптическое изображение (на просвет), (б) МСМ изображение участка, выделенного рамкой на (а). Образец – пленка феррита-граната

Эффективное применение МСМ для исследования магнитных пленок предъявляет определенные требования к используемой аппаратуре. Представленные данные получены на атомно-силовом микроскопе Smart-SPM (АИСТ-НТ), оснащенном специальными средствами для исследования магнитных образцов. К ним относится встроенный магнит с механической перестройкой поля, поляризационный оптический микроскоп с разрешением около 1 мкм и система подсветки, позволяющая наблюдать оптическое изображение в проходящем свете. Особенностью прибора является использование инфракрасного лазера в системе слежения атомно-силового микроскопа. Это позволяет наблюдать магнитооптическое изображение доменов непосредственно во время сканирования. Отметим также, что программа управления микроскопом дает возможность выполнять многократное сканирование по заданному сценарию изменения магнитного поля, что значительно облегчает визуализацию процессов перемагничивания.

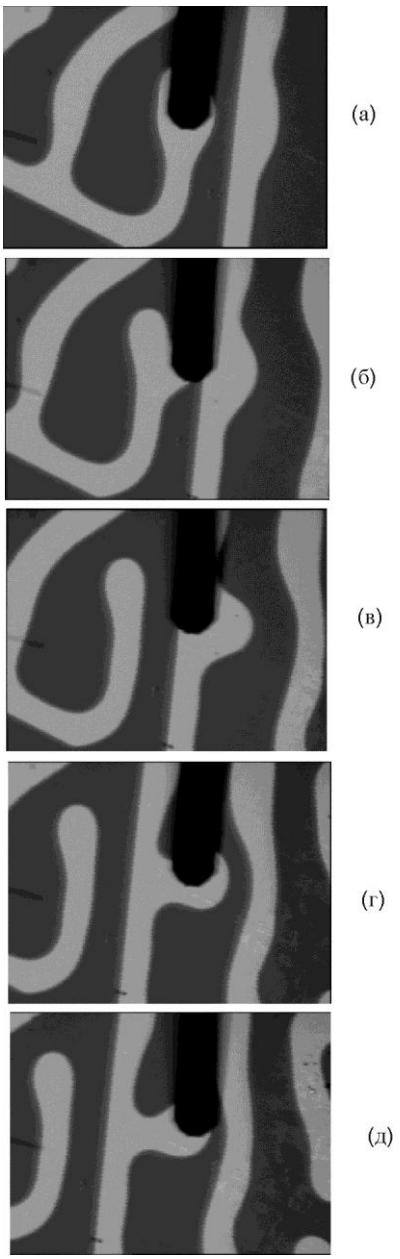


Рис. 4. Магнитооптические изображения демонстрирующие локальное изменение доменной структуры ферритовой пленки под действием магнитного поля зонда. Темная полоска в центре кадров – кантилевер атомно-силового микроскопа. Образец смещается под кантилевером справа налево

Влияние технологических факторов на микромагнитные состояния магнитных наноструктур

О.С. Трушин [1], ***В.В. Наумов*** [1], ***Н.И. Барабанова*** [2], ***В.Ф. Бочкарев*** [1]

[1] Ярославский филиал физико-технологического института РАН, Ярославль
[2] Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль

e-mail: otrushin@gmail.com

Многослойные магнитные наноструктуры занимают важное место в современной спинтронике. Благодаря эффекту Гигантского магнитосопротивления они находят широкое применение в технике, например в виде датчиков слабых магнитных полей и ячеек памяти MRAM[1]. Однако достижение высоких функциональных характеристик (таких как величина ГМС эффекта) предъявляет высокие требования к технологии формирования таких структур.

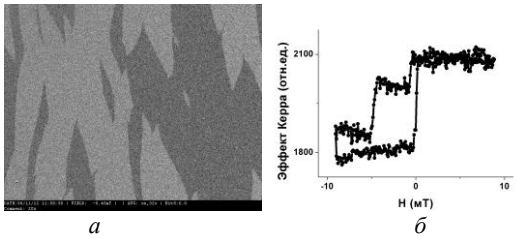
Типичной магниторезистивной структурой является спиновый вентиль [2], который состоит из нескольких магнитных и немагнитных слоев с толщинами на уровне нескольких нанометров. В данной работе проводится систематическое экспериментальное и теоретическое исследование влияния различных технологических факторов (таких как условия роста слоев и наличие структурных несовершенств) на микромагнитные состояния и другие функциональные характеристики спин-вентильных структур с обменным смещением.

Спин-вентильные структуры следующего состава:

Ta(2nm)/FeMn(10nm)/Py(4nm)/Co(1nm)/
Cu(2.5nm)/Co(1nm)/Py(4nm)/Ta(5nm)/SiO_2/Si(100)

были получены методом магнетронного распыления на установке TETRA SCR-651 (Alcatel). Базовый вакуум составлял 10^{-7} Торр. Последовательное напыление основных слоев проводилось в едином вакуумном цикле с использованием четырех мишеней. Путем изменения различных технологических параметров (таких как скорость роста, давление газов, температура подложки и др.) были найдены оптимальные условия для хорошо воспроизводимого получения образцов с величиной ГМС эффекта 4.3% при комнатной температуре.

Микромагнитные состояния полученных образцов в процессе их магнитного переключения исследовались с помощью магнитооптического эффекта Керра на микроскопе фирмы Evico.

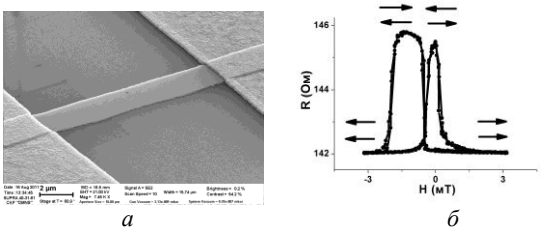


а *б*

Рис. 1. Доменная структура жесткого магнитного слоя спин-вентильной структуры(а) и соответствующая петля гистерезиса(б), полученные методом микроскопии эффекта Керра

Визуализация доменной структуры в процессе магнитного переключения (Рис.1) и анализ кривой гистерезиса позволили оценить качество магнитных слоев и немагнитной прослойки.

Данная многослойная структура использована для формирования чувствительных элементов датчиков слабых магнитных полей в форме полосок прямоугольной формы (шириной 2-20 мкм и длиной 10–100 мкм) с медными контактами (Рис. 2а). Такая топология сенсора получена методом фотолитографии и ионного травления в плазме Ar [3].



а *б*

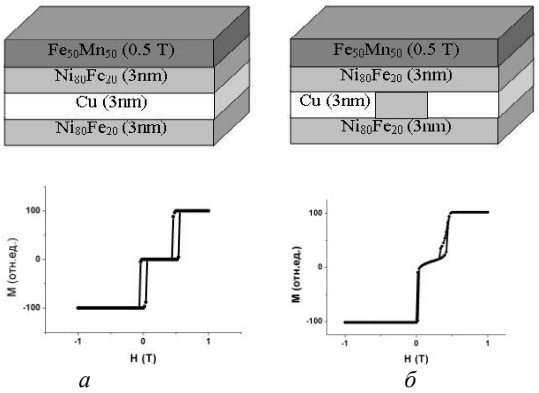
Рис. 2. Изображение магниторезистивного сенсора, полученные методом электронной сканирующей микроскопии(а) и зависимость его сопротивления от внешнего магнитного поля(б)

Типичная зависимость сопротивления такого сенсора от внешнего магнитного поля направленного вдоль его длинной оси (измеренная с помощью стенда собственной конструкции [4]) представлена на Рис. 2б. Стрелками на рисунке показаны направления намагниченности двух основных функциональных слоев (фиксированного и свободного). Установлено, что уменьшение ширины сенсора при фиксированной длине (увеличение аспектного отношения) приводит к увеличению коэрцетивности обоих магнитных слоев (свободного и закрепленного). Величина ГМС эффекта при этом не меняется.

Кроме того, для более детального теоретического исследования влияния технологических дефектов на функциональные характеристики спин-вентильных структур было выполнено микромагнитное моделирование таких структур с помощью комплекса программ собственной разработки MICROMAG[5]. Рассмотрены эффекты введения различных дефектов в структуру спинового вентиля (таких как сквозные отверстия (пинхоли) в немагнитном слое и шероховатость интерфейсов и др.) на форму петли гистерезиса.

В частности, этим методом исследованы процессы перемагничивания спин-вентильной структуры с обменным смещением без дефектов и при наличии дефекта в виде сквозного отверстия в не-

магнитном слое (pinhole). Моделируемая система состояла из 3-х слоев: двух магнитных (Py) и немагнитной прослойки (Cu). Схема такой структуры показана на рис. 3 (а – идеальный спиновый вентиль без дефектов, б – спиновый вентиль с дефектом в виде ферромагнитной перемычки между магнитными слоями). Хотя на рисунке обозначен слой антиферромагнетика (FeMn), однако в расчете этот слой отсутствовал, и его влияние на систему учитывалось за счет введения эффективного постоянного внешнего магнитного поля (величиной 0.5 Т), действующего на верхний закрепляемый слой (Py) (эффект обменного смещения). Спин-вентильный элемент имел форму параллелепипеда с латеральными размерами 250×500 нм и суммарной толщиной около 10 нм. Для микромагнитных расчетов использован программный комплекс собственной разработки MICROMAG. Пространственная дискретизация модели проводилась с помощью прямоугольной сетки. Для вычисления размагничивающего тензора использовались результаты работы [6].



а *б*

Рис. 3. Структура спинового вентиля с обменным смещением, рассмотренная в модели и соответствующие петли гистерезиса полученные в расчете: а) идеальный спиновый вентиль; б) спиновый вентиль с ферромагнитной перемычкой внутри немагнитного слоя

В расчете использованы следующие модельные параметры: для слоя пермаллоя параметр обменного взаимодействия $A=3.0\times10^{-11}$(Дж/м), параметр одноосной магнитной анизотропии слоя пермаллоя K=0, намагниченность насыщения $M_s=8.6\times10^5$ (А/м); размер сетки 25×25×3 нм, константа демпфирования $\alpha=0.5$. Межслойным обменным взаимодействием пренебрегали. Результаты расчетов представлены на нижней панели Рис. 3. Из анализа этого рисунка видно, что суммарная петля гистерезиса спинового вентиля состоит из двух малых петель, которые соответствуют перемагничиванию двух магнитных слоев в отдельности (Рис. 3а). При этом зона переключения свободного слоя сдвинута в область малых полей. Здесь моделирование дало результаты, которые качественно согласуются с имеющимся экспериментом. Введение ферромагнитной перемычки между магнитными слоями приводит к значительной модификации кривой перемагничивания (Рис. 3б). По мере увеличения объема ферромагнитной перемычки двух-петельная структура вырождается в одну петлю и эффект раздельного переключения слоев исчезает. Таким образом, вид петли гистерезиса содержит информацию о качестве немагнитной прослойки.

Другой рассмотренный дефект многослойной структуры, представлял собой волнообразный рельеф межслойного интерфейса, обусловленный шероховатостью подложки. Данные неровности приводят к дополнительной ферромагнитной связи между магнитными слоями (эффект Нееля). Для исследования этого рода эффектов была использована модель, аналогичная выше описанной (спиновый вентиль с обменным смещением, представленный в виде двух магнитных слоев разделенных немагнитной прослойкой). Проведенные расчеты показали, что наличие волнообразного рельефа С-В структуры также приводит к значительному искажению петли гистерезиса и снижению функциональных характеристик спинового вентиля. Таким, образом, показано, что форма петли гистерезиса может быть использована для экспресс диагностики качества технологии. Данные исследования закладывают основу для технического контроля качества получаемых структур, что может быть востребовано при их массовом производстве.

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «ДМНС» при финансовой поддержке Минобрнауки и программы ОНИТ РАН «Элементная база микроэлектроники, наноэлектроники и квантовых компьютеров, материалы для микро- и наноэлектроники, микросистемная техника», проект 1.11.

1. Tumanski S. Thin magnetoresistive sensors / IOP publishing Ltd., Bristol, 2001.

2. Coehorn R.. Giant magnetoresistance and magnetic interactions in exchange-biased spin-valves / in Handbook of magnetic materials, V. 15, Elsevier Science, Amsterdam, 2003.

3. Трушин О.С. и др. Получение и исследование магниторезистивных структур и формирование элементов спинтроники на их основе // Интеграл. 2011. № 4. С. 59–62.

4. Трушин О.С. и др. Автоматизированный стенд для экспресс диагностики магниторезистивных структур // Микроэлектроника. 2009. Т. 38. С. 280–283.

5. Трушин О.С., Барабанова Н.И. Комплекс программ микромагнитного моделирования MICROMAG и его использование для исследования процессов переключения спинового вентиля» // Микроэлектроника 2013 (принята к печати).

6. Newell A.J., Williams W., Dunlop D.J. A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization // Journal of Geophys. Research. 1993. V. 98. № B6. P. 9551–9556.

Особенности распределения электронной плотности в частицах с вихревым распределением намагниченности

О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: udalov@ipmras.ru

В настоящее время наблюдается значительный интерес к системам, в которых магнитные и электрические свойства взаимосвязаны. В частности, активно исследуется явления возникновения электрической поляризации в магнитоупорядоченных системах [1]. Магнитоэлектрический эффект возникает в системах с нарушенными пространственной и временной симметриями. Особую группу таких систем составляют среды с неоднородным распределением магнитного параметра порядка. Магнитоэлектрический эффект в таких средах называют спинфлексоэлектрическим.

В низшем порядке по неоднородности возникающая электрическая поляризация **P** в неоднородном магнетике может быть описана следующей феноменологической формулой [2]

$$\mathbf{P}=\alpha\mathbf{m}\mathrm{div}(\mathbf{m})+\beta(\mathbf{m}\nabla)\mathbf{m}. \qquad (1)$$

Здесь **m** – вектор намагниченности, α и β - константы. В частности, электрическая поляризация может возникать в магнитной циклоиде, неелевских доменных стенках, а также магнитных вихрях. Отметим, что формула (1) описывает только релятивистские эффекты и не содержит обменных. Это связано с тем, что обменное слагаемое исчезает в низшем порядке по неоднородности для сред с постоянным по модулю магнитным параметром порядка. В более высоких по неоднородности порядках могут возникать и магнито-электрические эффекты обменной природы. В частности, симметрия разрешает обменный эффект типа:

$$P_i=\gamma\partial_i\mathbf{m}\Delta\mathbf{m}+\delta\partial_j\mathbf{m}\partial_j\partial_i\mathbf{m}+\eta\mathbf{m}\partial_i\Delta\mathbf{m}. \qquad (2)$$

В рамках данной работы рассмотрен магнитоэлектрический эффект обменной природы в магнитных вихрях. Для магнитного вихря с распределением намагниченности (пренебрегая кором)

$$\mathbf{m}=m(\sin(n\varphi+\varphi_0),\cos(n\varphi+\varphi_0),0) \qquad (3)$$

формула (2) дает следующую величину поляризации

$$\mathbf{P}=\boldsymbol{\rho}_0(2\eta-\delta)n^2m^2/\rho^3. \qquad (4)$$

Здесь $m=|\mathbf{m}|$, (φ,ρ,z) - цилиндрические координаты, $\boldsymbol{\rho}_0$ орт в цилиндрической системе координат, n – число кручения (n>0 – антивихрь, n<0 – вихрь). Как и в случае релятивистского магнитоэлектрического эффекта [2] в вихре, описываемого формулой (1), эффект обменной природы приводит к тому, что заряд в вихре перераспределяется от центра к краям. Однако обменный эффект одинаков и в случае вихря и в случае антивихря. Вз формулы (4) можно определить распределение заряда по вихрю

$$q\sim1/\rho^4. \qquad (5)$$

Для оценки величины и знака эффекта в данной работе была построена его микроскопическая теория. В основе этой теории лежит s-d модель Вонсовского. Электроны проводимости описываются гамильтонианом

$$H=\mathbf{p}^2/2m_e-J_t(\mathbf{M}\boldsymbol{\mu}). \qquad (6)$$

Здесь **p** – импульс электрона, m_e – (эффективная) масса электрона, $J_t=J/|\boldsymbol{\mu}|$, где J – обменная константа, $\boldsymbol{\mu}$ - магнитный момент электрона, $\mathbf{M}=\mathbf{m}/|\mathbf{m}|$.

В данной работе этот гамильтониан был исследован и в рамках квантовой механики и в рамках классической механики.В квазиклассическом приближении с учетом цилиндрической симметрии магнитного вихря гамильтониан (6) может быть сведен к виду (с учетом модификации Лангера)

$$H_q=(\mu_e^2+1/4)\hbar^2/2m_e\rho^2-\sigma_z(J^2+\mu_e^2\hbar^4/(2m_e\rho)^2)^{1/2}, \qquad (7)$$

где μ_e – орбитальное квантовое число, σ_z – матрица Паули.

В случае классического рассмотрения, используя метод разделения движения на быструю и медленную часть, гамильтониан (6) можно свести к эффективному гамильтониану для медленной части движения

$$H_{cl}=(M_e^2+A^2\hbar^2/4)/2m_e\rho_s^2\pm(J^2+M_e^2\hbar^2/(2m_e\rho_s)^2)^{1/2}. \qquad (8)$$

Здесь M_e – механический момент электрона, ρ_s – координата частицы, усредненная по периоду прецессии магнитного момента электрона в обменном поле. Магнитный момент электрона совершает два типа движений. Первый – медленное следование за эффективным обменным полем $\mathbf{H}_{eff}$.

$$\mathbf{H}_{eff}=(2J\mathbf{M}/\hbar+\mathbf{z}_0\partial_t\varphi_s)/(4J^2/\hbar^2+(\partial_t\varphi_s)^2)^{1/2}. \qquad (9)$$

Здесь φ_s – медленная часть угловой координаты частицы. Знак ± в (8) соответствует двум возможным проекциям магнитного момента частицы на направление $\mathbf{H}_{eff}$. Второй тип – высокочастотная прецессия вокруг $\mathbf{H}_{eff}$ с амплитудой Aħ/2.

Отметим, что в отличие от работы Аронова и Штерна [3], где параметром малости выступает $\beta_{ad}=(\partial_t\varphi_s)/(2J/\hbar)$, при получении гамильтониана (8) использовался параметр $\chi=(\partial_t\partial_t\varphi_s)/(4J^2/\hbar^2+(\partial_t\varphi_s)^2)$.

Видно, что при соответствующем выборе амплитуды осцилляций классический гамильтониан для медленного движения имеет тот же вид, что и полученный в квазиклассическом приближении из квантовой механики.

Как видно из (7) и (8), на электрон в магнитном вихре действует две силы. Первая (связанная со слагаемым $\hbar^2/8m_e\rho^2$) обусловлена прецессией магнитного момента электрона вокруг $\mathbf{H}_{eff}$. Он одинаков для обоих спиновых состояний электрона и приводит к выталкиванию частиц из центра вихря. Вторая возникает из-за медленного поворота спина электрона вслед за эффективным полем. Т.к. эффективное поле имеет возрастающую к центру вих-

ря z-компоненту, средний спин частицы также будет приобретать z-компоненту при приближении к центру. В силу сохранения z-проекции полного механического момента это приведет к изменению орбитального момента электрона и, соответственно, изменению центробежной силы. Для частиц, средний спин которых сонаправлен с эффективным обменным полем, центробежная сила уменьшится, и они будут затягиваться в центр. Электроны с другой проекцией спина будут выталкиваться из центра. Т.к. частиц со спином вдоль поля больше, данное слагаемое будет приводить к накоплению электронов центре вихря.

В квазиклассическом приближении [4] были аналитически найдены волновые функции электронов в магнитном вихре. Затем численно определено распределение электронной плотности. Также было найдено распределение электронной плотности на основе классического гамильтониана (8). Вычисления проводились для вихря в магнитном полупроводнике (по параметрам близком к GaMnAs) и магнитном металле (с параметрами близкими к Fe).

В случае GaMnAs с 8% концентрацией Mn величина константы обмена между электронами проводимости и локализованными электронами J=0.08эВ [5] велика по сравнению с kT (k – постоянная Больцмана, T - температура) вплоть до температуры Кюри (173К). Расстояние до потолка валентной зоны G=0.03эВ.

При таких параметрах можно считать, что заполнена только одна спиновая подзона. Более того, второе слагаемое в гамильтонианах (7,8) дает малый вклад в распределение плотности электронов. В рамках классического подхода имеем для плотности электронов

$$n(\rho)\cong(2\pi kT/\hbar^2)^{3/2}\exp(-G/kT)\exp(-\hbar^2/4kT\rho^2) \quad (10)$$

Видно, что в отличие от феноменологии распределение заряда ведет себя на больших расстояниях от центра как $q\sim1/\rho^2$.

Плотность заряда при кванто-механическом рассмотрении не может быть найдена аналитически.

Для оценки величины электрической поляризации в вихре вычислим среднее значение ее ρ-компоненты $P=(\int n(\rho)(\rho-\rho_0)d^3r)/V$, V – объем частицы. В работе проводился расчет поляризации для кольца с внутренним радиусом R_1 и внешним радиусом R_2. В этом случае $\rho_0=(R_2^3-R_1^3)/(R_2^2-R_1^2)$.

На рис. 1 представлены зависимости от температуры средней ρ-компоненты поляризации в полупроводниковом магнитном кольце с вихрем. Внешний радиус кольца 50нм, внутренний 5 нм. На рисунке 2 представлена зависимость поляризации от внутреннего радиуса кольца при температуре 173 К.

В случае металла энергия Ферми, как правило, превышает величину обменного расщепления и заполнены обе спиновые подзоны. Поэтому в случае металла необходимо учитывать оба механизма возникновения поляризации. На рис. 3 приведена зависимость величины P от энергии Ферми в металле. Видно, что для низкого уровня Ферми, когда заполнена только одна спиновая подзона эффект положительный. Это соответствует тому, что работает спин независимый механизм магнитоэлектрического эффекта. С увеличением уровня Ферми знак эффекта меняется, что связано влиянием второго механизма возникновения поляризации.

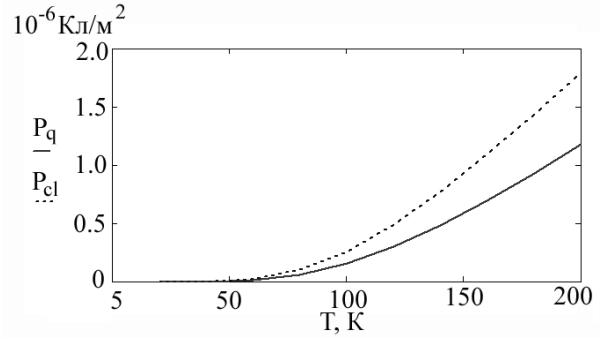


Рис. 1. Зависимость P от температуры в полупроводниковом кольце. Сплошная линия – "квантово-механический расчет", пунктирная – "классический расчет"

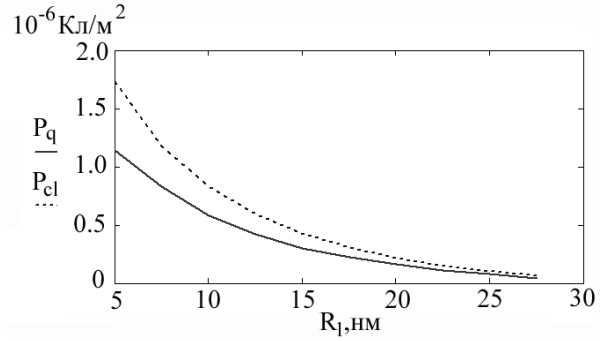


Рис. 2. Зависимость P от внутреннего радиуса кольца. Сплошная линия – "квантово-механический расчет", пунктирная – "классический расчет".

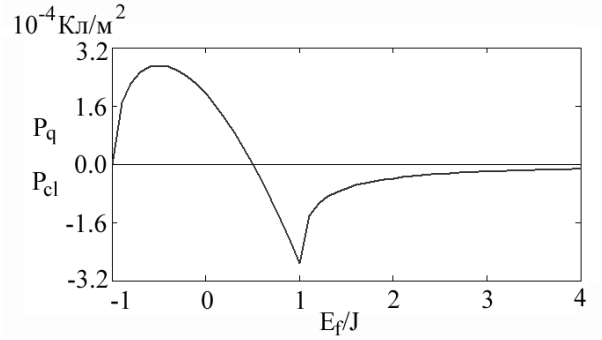


Рис. 3. Зависимость P в металлическом кольце с внешним радиусом 50 нм и внутреннем 5 нм от энергии Ферми. J=2эВ. Температура 0К

Работа поддержана фондом РФФИ, фондом "Династия" и Министерством образования и науки РФ. Автор выражает благодарность А.А. Фраерману, за полезные обсуждения.

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. // УФН. 2012. **182**, **6**. С. 593.

2. Mostovoy M. // Phys. Rev. Lett. 2006. **96**. P. 067601.

3. Aharonov Y., Stern A. // Phys. Rev. Lett. 1992. **69**, **25**. P. 3593

4. Berry M.V., Mount K.E. // Rep. Progr. Phys. 1972. **35**. P. 315.

5. Jungwirth T., Sinova J., Masek J., et. al. // Rew. Mod. Phys. 2006. **78**. P. 809.

Управление магнитными взаимодействиями в малых кластерах на металлической подложке

М.Г. Дудник, В.М. Уздин

Физический факультет Санкт-Петербургского государственного университета,
Старый Петергоф, Санкт-Петербург

e-mail: v_uzdin@mail.ru

Развитие спин-поляризованной сканирующей туннельной спектроскопии открыло возможность искусственно создавать наносистемы заданного размера и формы и контролировать их магнитные свойства на атомном масштабе. Это привело к открытию новых типов неколлинеарных магнитных структур в 3d-кластерах, магнитных островках и субмонослойных покрытиях на металлической поверхности. Среди них скирмионное основное состояние в моноатомных пленках Fe на поверхности Ir(111) [1], спиральное магнитное упорядочение в монослоях Mn на W(110) [2], неколинеарная вихревая структура в островках Fe на W(110) [3]. Исследование магнитного упорядочения в таких системах и возможности управления обменным взаимодействием между атомами очень важно для создания систем магнитной памяти со сверхвысокой плотностью записи. Поэтому развитие теоретических моделей, позволяющих объяснять механизмы обменного взаимодействия и их эволюцию при уменьшении характерных размеров и симметрии системы представляют большой теоретический и практический интерес.

Обычно, для теоретического описания неколлинеарного магнитного упорядочения в наносистемах используются модели Гейзенберговского типа, в которых параметры взаимодействия между локализованными магнитными моментами подбираются путем сравнения с данными расчетов из первых принципов [1]. При этом наблюдаемые в эксперименте магнитные структуры возникают только если ввести в теорию нескольких констант обменного взаимодействия, дополнительные величины, задающие магнитную анизотропию, взаимодействие Дзялошинского-Мории и др. В результате сильно растет число феноменологических параметров теории, они определяются неоднозначно, и это не позволяет понять истинные механизмы возникновения новых магнитных структур и предложить пути управления эффективным магнитным взаимодействием на масштабе отдельных атомов.

С другой стороны, в 3d-наносистемах, в которых обнаружено сложное неколлинеарное магнитное упорядочение, за магнитные свойства ответственны коллективизированные электроны. Поэтому локализованные модели не всегда могут адекватно описать магнитное поведение. Например, величина локализованных на атомах магнитных моментов может зависеть от их ориентации [4], а взаимодействие между парой моментов может зависеть от напраления моментов соседних моментов. В этом случае обменное взаимодействие будет негейзенберговым и локализованные модели могут служить лишь очень грубым приближением для описания магнитного состояния системы. Коллективизированные модели Хаббарда-Андерсона, обобщенные на случай неколлинеарной магнитной структуры, имеют, таким образом, преимущество при объяснении магнитных свойств 3d-систем.

В моделях гейзенберговского типа неколлинеарное магнитное упорядочение может возникнуть в результате конкуренции взаимодействий, если обменные константы имеют разный знак для ближайших и вторых соседей, либо благодаря учету спин-орбитального взаимодействия, приводящего, в частности, к вкладу Дзялошинского-Мории в полную энергию системы. В моделях с коллективизированными электронами неколинеарность магнитных моментов появляется уже в магнитном димере, без учета спин-орбитального взаимодействия [5,6]. Это, однако, происходит в довольно узком диапазоне числа d-электронов на атом [5]. Число d-электронов определяется, в первую очередь, химическим элементом, но в металлических системах оно может меняться в определенных пределах, как за счет образования химических связей, так и при приложении внешнего электрического поля. В результате, при адсорбции газа или в сильном локальном электрическом поле, создаваемом иглой туннельного микроскопа, будет меняться не только число локализованных d-электронов, но и магнитная конфигурация системы. Число d-электоронов на атом в кластере может зависеть также и от типа подложки и ее ориентации относительно кристаллографических осей. Поэтому обменным взаимодействием между магнитными моментами в 3d-кластерах на металлической подложке можно управлять, меняя степень заполнения d-зоны.

В работах [7, 8] на основе экспериментов по исследованию магнитного дихроизма рентгеновского излучения, было показано, что ферромагнитная связь между парамагнитными молекулами Fe-порфирина и ультратонкими слоями Co и Ni на подложке Cu(100) может быть изменена на антиферромагнитную путем введения промежуточного слоя атомарного кислорода. Теоретическая интерпретация этого эффекта основывается на расчетах методом функционала плотности с дополнительным параметром кулоновского взаимодействия (DFT+U) [8]. Такой подход, однако, не дает ясной картины эволюции обменного взаимодействия при изменении внешних условий, необходимой для контроли-

руемого управления параметром обменного взаимодействия.

Наблюдаемое поведение имеет очень простое и наглядное объяснение в рамках модели коллективизированных электронов Александера-Андерсона. При этом основные закономерности можно понять, уже рассматривая магнитный димер на подложке, состоящий из атомов разного сорта. Теория содержит всего три феноменологических параметра для каждого типа атомов. Это число d-электронов, локализованных на атоме, которое определяется положением d-уровня относительно уровня Ферми, кулоновский интеграл U и интеграл перехода без переворота спина между атомами димера V. Все параметры размерности энергии измеряются в единицах Γ – ширины d-уровня, обусловленной s-d гибридизацией. В случае магнитного димера для матричных элементов функции Грина d-электронов можно получить замкнутое выражение, содержащее энергии d-электронов и угол между магнитными моментами [5]. Если кулоновское отталкивание на узле учитывать в приближении среднего поля, число d-электронов и магнитный момент определяются самосогласованно через матричные элементы функции Грина. Как и в случае магнитного димера, состоящего из одинаковых атомов [5], обменное взаимодействие определяется числом локализованных d-электронов. Для Fe, Co и Ni (N>7) это взаимодействие ферромагнитно. На рисунке 1 показана зависимость энергии d-электронов, локализованных на атомах димера E, от угла между магнитными моментами θ при $N_1 + N_2 = 15$. Values of parameters are U/Γ=16: V/Γ=0.6. Значения $N_1 = 8$ и $N_2 = 7$ соответствуют числу d-электронов в массивном образце Co и Fe соответственно. При небольшом перераспределе-нии электронов между атомами димера характер зависимости $E(\theta)$ не меняется и обменное взаимодействие остается ферромагнитным.

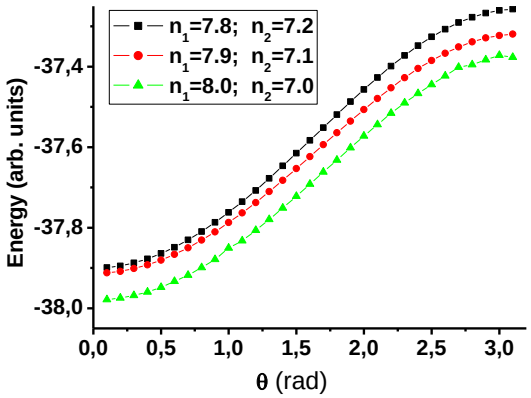


Рис. 1. Зависимость энергии магнитного димера от угла между магнитными моментами при $N_1 + N_2 = 15$

Соединение с атомарным кислородом уменьшает число d-электронов на атомах 3d-металла. На рисунках 2 и 3 показаны зависимости энергии от угла в случае, когда число частиц на втором атоме близко к 8 и 7 соответственно. Значения U и V не изменилось. Видно, что в обоих случаях обменное взаимодействие меняет знак. Это позволяет управлять обменным взаимодействием посредством изменения заполнения d-электронных состояний.

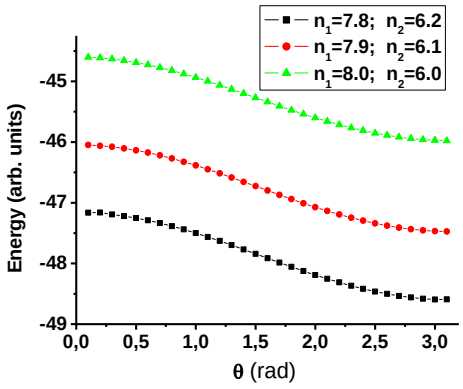


Рис. 2. Зависимость энергии магнитного димера от угла между магнитными моментами при $N_1 + N_2 = 14$

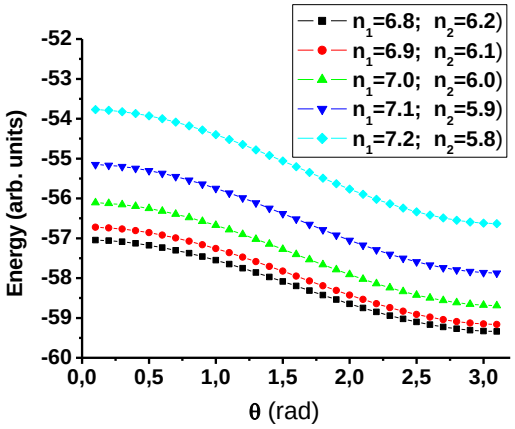


Рис. 3. Зависимость энергии магнитного димера от угла между магнитными моментами при $N_1 + N_2 = 13$

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-31716.

1. Heinze S., von Bergmann K., Menzel M., Brede J., Kubetzka A., Wiesendanger R., Bihlmayer G. and Blügel S. // Nature Physics. 2011. **7**. P. 713.

2. Bode M., Heide M., von Bergmann K., Ferriani P., Heinze S., Bihlmayer G., Kubetzka A., Pietzsch O., Blügel S. and Wiesendanger R. // Nature. 2007. **447**. P. 190.

3. Wachowiak A., Wiebe J., Bode M., Pietzsch O., Morgenstern M., Wiesendanger R. // Science. 2002. **298**. P. 577.

4. Uzdin V.M., Vega A. // J. Phys.: Condens. Matter. 2012. **24**. P. 176002.

5. Бессараб П.Ф., Дудник М.Г., Уздин В.М. // Известия АН. Серия Физическая. 2013. **77**. P. 64.

6. Costa A.T., Muniz R.B., and Mills D.L. // Phys. Rev. Lett. 2005. **94**. P. 137203.

7. Bernien M., Miguel J., Weis C., Ali Md.E., Kurde J., Krumme B., Panchmatia P.M., Sanyal B., Piantek M., Srivastava P., Baberschke K., Oppeneer P.M., Eriksson O., Kuch W., and Wende H. // Phys. Rev. Lett. 2009. **102**. P. 047202.

8. Wende H., Bernien M., Luo J., Sorg C., Ponpandian N., Kurde J., Miguel J., Piantek M., Xu X., Eckhold Ph., Kuch W., Baberschke K., Panchmatia P.M., Sanyal B., Oppeneer P.M., and Eriksson O. // Nature materials. 2007. **6**. P. 515.

Туннельный спин-поляризованный ток в магнитных слоистых наноконтактах

Н.Х. Усеинов, Д.А. Петухов, Л.Р. Тагиров

Институт физики КФУ, Казань

e-mail: nuseinov@mail.ru

Туннельный спин-поляризованный ток и переключение намагниченности – два ярких эффекта в магнитных слоистых наноконтактах, где ферромагнитные слои разделены изоляторами. Если толщина слоистой наноструктуры сравнима с длиной свободного пробега электрона проводимости в условиях баллистического транспорта, то становится важным квантово-механическое взаимное проникновение магнетизма соседних слоёв. В результате, гетероструктуры ферромагнетик-изолятор приобретают необычные свойства, которые находят широкие практические приложения [1]. Один из путей придания функциональности гетероструктурам ферромагнетик-изолятор заключается в управлении проводящими свойствами с помощью неоднородного магнетизма или спин-поляризованного тока.

В работе теоретически исследуются проводимость и магнитные свойства двухбарьерного магнитного туннельного наноконтакта (ДБМТК), состоящего из трёх ферромагнетиков (FM) (это могут быть ферромагнитные металлы Fe, Co, Ni и их сплавы FeCoB, FeNi), разделённых между собой изоляторами (I). Обычно это оксиды AlO_x или MgO, см., например, рис. 1.

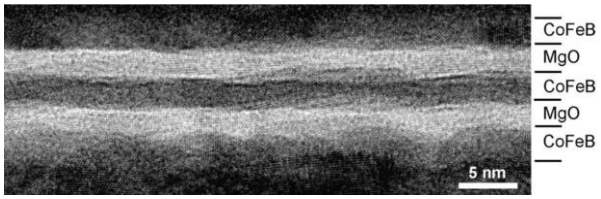


Рис. 1. Изображение поперечного сечения двухбарьерного магнитного туннельного наноконтакта, полученное с помощью трансмиссионного электронного микроскопа. Рисунок взят из работы [2]

Если приложить напряжение к ДБМТК: $FM^T/I_1/FM^M/I_2/FM^B$, где FM^T верхний (top), FM^B нижний (bottom) внешние ферромагнитные электроды, FM^M средний (middle) слой с меньшей, относительно FM^T и FM^B, коэрцитивностью, $I_{1(2)}$ изоляторы толщиной несколько нанометров, то в контакте возникает спин-поляризованный ток. Этот ток обусловлен квантовым туннелированием через барьеры. Он очень мал и экспоненциально падает с ростом толщин изоляторов. При вычислении спин-поляризованного тока средний слой FM^M можно считать квантовой ямой, т.е. движение электрона в FM^M слое квантовано. При некоторых параметрах барьеров $I_{1(2)}$ и слоя FM^M создаются резонансные условия для энергии падающего на барьер электрона и квазистационарного уровня энергии в квантовой яме. Тогда при некоторых значениях приложенного напряжения, при котором удовлетворяются резонансные условия, туннельный спин-поляризованный ток будет резко возрастать. Кроме того, поскольку слой FM^M обладает меньшей коэрцитивностью (в случае магнитомягкого сплава), направление намагниченности FM^M слоя может легко изменяться, принимая параллельные (P) или антипараллельные (AP) ориентации относительно направлений намагниченностей FM^T и FM^B электродов. С помощью внешнего магнитного поля или инжекции спин-поляризован-ного тока можно перевести систему из состояния с P ориентацией намагниченностей слоёв FM^T, FM^B и FM^M в состояние с AP ориентацией. В этом случае сопротивление наноконтакта при фиксированном падении напряжения будет разным. Например, во внешнем магнитном поле относительное изменение тока может достигать 1000% (то есть ток изменится в 11 раз) даже при комнатных температурах [3].

Оригинальной особенностью решаемой задачи является самосогласованный учёт падения напряжения на каждом барьере, в зависимости от их толщины и ширины запрещённой зоны изолятора. Спин-поляризованные компоненты тока через магнитный наноконтакт рассчитываются на основе квазиклассической теории [4]. Коэффициенты прохождения электронов через барьеры рассчитываются в рамках квантовой теории. Для решения задачи с большим числом слоёв использовался метод трансфер-матрицы, который существенно упрощает процедуру решения системы уравнений, следующих из сшивки волновых функций на каждой границе. Основные математические выражения и детали расчёта можно найти в работе [3]. В данной работе туннельные спин-поляризованные плотности токов через ДБМТК вычислялись по формуле

$$j_s^{\mathrm{P(AP)}} = \frac{e^2\left(k_{F,s}^{\mathrm{T(B)}}\right)^2 V_a}{4\pi^2\hbar}\left\langle \cos\theta_{\mathrm{T(B)},s} D_{\mathrm{T(B)},s}^{\mathrm{P(AP)}}\left(V_a, \cos\theta_{\mathrm{T(B)},s}\right)\right\rangle,$$

где $D_{\mathrm{T(B)},s}^{\mathrm{P(AP)}}$ – коэффициент прохождения через ДБМТК, выражение для которого здесь мы не приводим, ввиду ограниченности объёма тезисов. Индексы T или B выбираются в зависимости от полярности приложенного напряжения V_a и направления движения потока электронов. Угловые скобки обозначают усреднение по углам φ и $\theta_{\mathrm{T(B)},s}$. Угол φ лежит в плоскости контакта. Полярный угол $\theta_{\mathrm{T(B)},s}$ определяет траекторию движения электрона в верхнем или нижнем электродах по направлению к барьеру. Фермиевский волновой вектор

$k_{F,s}^{\mathrm{T(B)}}$ соответствует спиновым подзонам $\mathrm{FM}^{\mathrm{T(B)}}$ электродов. Индекс $s=\uparrow,\downarrow$ обозначает спиновое состояние электронов: стрелка вверх - спиновую подзону большинства (majority) электронов, стрелка вниз - спиновую подзону меньшинства (minority) электронов. Кроме того, индекс $s=\uparrow,\downarrow$ обозначает спиновое состояние электрона в спиновом канале проводимости, которых всего четыре. При P-ориентации намагниченности верхнего, нижнего FM электродов и межбарьерного FM слоя электрон движется по спиновым подзонам: $s=\uparrow(\downarrow)$, $s'=\uparrow(\downarrow)$, $s=\uparrow(\downarrow)$ – два спиновых канала проводимости. При AP-ориентации намагниченности FM-слоёв электрон движется по спиновым подзонам: $s=\uparrow(\downarrow)$, $s'=\downarrow(\uparrow)$, $s=\uparrow(\downarrow)$ – ещё два спиновых канала.

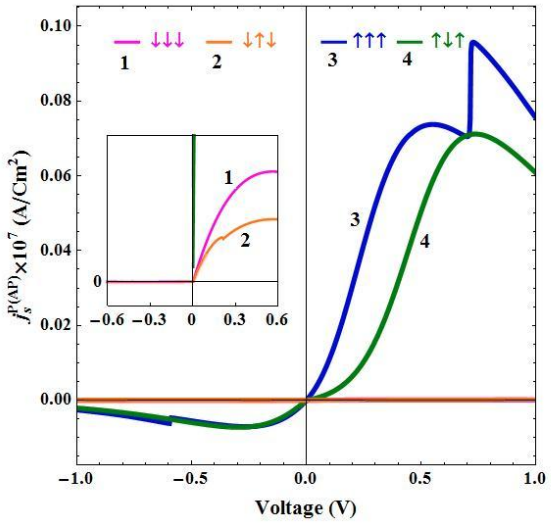


Рис. 2. Зависимости туннельных спин-поляризованных плотностей токов от приложенного напряжения к ДБМТК для четырёх спиновых каналов проводимости (обозначены цифрами и стрелками). Кривые 1 и 2 на вставке получаются, увеличивая вертикальный масштаб кривых 3 и 4 в 1000 раз

На рис. 2. приведены зависимости туннельных спин-поляризованных токов от приложенного напряжения V_a для четырёх спиновых каналов проводимости. Вычисление этих зависимостей было выполнено при следующих параметрах ДБМТК: значения волновых векторов для электронов спиновых подзон FM были приняты равными $k_{F,\uparrow}^{\mathrm{T(B)}}=1.0\,\text{Å}^{-1}$, $k_{F,\downarrow}^{\mathrm{T(B)}}=0.6\ \text{Å}^{-1}$ и $k_{F,\uparrow}^{\mathrm{M}}=1.0\ \text{Å}^{-1}$, $k_{F,\downarrow}^{\mathrm{M}}=0.95\ \text{Å}^{-1}$, соответственно. Энергия Ферми E_F в электрон-вольтах определялась значениями волновых векторов среднего FM^{M} слоя: $E_F=\left[\left(k_{F,\uparrow}^{\mathrm{M}}\right)^2+\left(k_{F,\downarrow}^{\mathrm{M}}\right)^2\right]\Big/2c$, где $c=2m_e e/\hbar^2$ – размерный множитель. Эффективные массы электронов проводимости в FM слоях соответствовали массе свободного электрона m_e. Два диэлектрических оксидных слоя имели толщины, соответственно, $t_1=12$ Å и $t_2=18$ Å. Энергетические высоты потенциалов над уровнем Ферми и эффективные массы электронов в барьерах были приняты равными, $U_1=1.8$ eV, $U_2=1.2$ eV и $m_1=m_2=0.4m_e$. Толщина среднего FM^{M}-слоя равнялась 25.4 Å.

Обсудим вид зависимостей $j_s^{\mathrm{P(AP)}}(V_a)$ на рис. 2. Туннельные токи спиновых каналов ↑↑↑ и ↑↓↑ (кривые 3 и 4) на три порядка больше, чем значения туннельных токов от спиновых каналов ↓↓↓, ↓↑↓ (кривые 1 и 2, на вставке). Это иллюстрирует тот факт, что некоторые режимы работы ДБМТК могут быть использованы для эффекта спиновой фильтрации токов. Общий характер кривых показывает, что ДБМТК при данных параметрах обладает диодным эффектом. Ясно видны даже области отрицательного дифференциального сопротивления. Кроме того, зависимости $j_s^{\mathrm{P(AP)}}(V_a)$ для спиновых каналов 2 и 3 имеют одну ступеньку (скачок) при обеих полярностях напряжения. Скачки тока имеют место при таких приложенных напряжениях, при которых энергия электронов в $\mathrm{FM}^{\mathrm{T(B)}}$-слоях совпадает с энергиями квазистационарных состояний в FM^{M}-слое.

Предлагаемая теория может быть использована для объяснения вольт-амперных характеристик с отрицательным дифференциальным сопротивлением и нахождения условий для смягчения требований к величине плотности тока, необходимой для переключения туннельных магнитных наноструктур между высокорезистивным и низкорезистивным состояниями.

Работа поддержана РФФИ.

1. Касаткин, С.И. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе / С.И. Касаткин, Н.П. Васильева, А.М. Муравьев. М.: Электронинформ, 2005. 168 с.

2. Feng, G. Annealing of CoFeB/MgO based single and double barrier magnetic tunnel junctions: Tunnel magnetoresistance, bias dependence, and output voltage / G. Feng, Sebastiaan van Dijken, J.F. Feng, J.M.D. Coey, et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 033916(7).

3. Useinov, A.N. Resonant tunnel magnetoresistance in double-barrier planar magnetic tunnel junctions / A.N. Useinov, J. Kosel, N.K. Useinov, L.R. Tagirov // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 085424(8).

4. Tagirov, L.R. Ballistic versus diffusive magnetoresistanece of a magnetic point contact / L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, K.B. Efetov // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. P. 104468(4).

Изучение микромагнитных состояний эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011)

Л.А. Фомин, И.В. Маликов, В.Ю. Винниченко, А.В. Черных, К.М. Калач, С.В. Пяткин, Г.М. Михайлов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Московская область

e-mail: fomin@iptm.ru

За последние десятилетия возникла и интенсивно развивается спинтроника – новое направление электроники, связанное с изучением спин-зависящего электронного транспорта. Среди важных его применений – считывающие головки магнитных дисков, использующие эффекты GMR и TMR, энергонезависимая магнитная оперативная память (MRAM), генераторы микроволнового и терагерцевого излучений.

а *б*

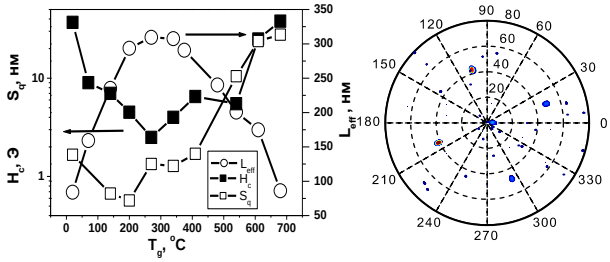


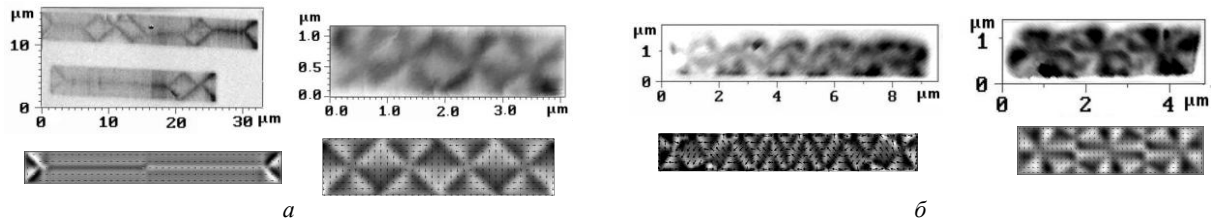
Рис. 1. Зависимости l_{eff}, H_c и S_q от температуры роста для пленок Fe (001) (*а*) и полюсная фигура, полученная для пленки, выращенной при 280 °С (*б*)

Микро- и наноструктуры из ферромагнитных металлов широко используются в спинтронике в качестве спиновых инжекторов и детекторов. Недавно в эпитаксиальных магнитотунельных переходах на основе ферромагнитного металла, например, железа, обнаружено гигантское магнитосопротивление, появляющееся за счет нового явления – когерентного туннелирования электронов. В этой связи использование эпитаксиальных структур является перспективным. Кроме этого, следует ожидать, что свойства таких структур в большей степени контролируемы и воспроизводимы за счет совершенного кристаллического строения. Появляется возможность использовать определенное расположение структур относительно кристаллографических осей для создания нужных микромагнитных состояний. В устройствах на их основе электроны (и спины) могут пробегать большие расстояния без рассеяния, проявлять баллистические эффекты, которые способствуют увеличению магнитосопротивления.

В связи с имеющимся научным и практическим интересом в нашей лаборатории был проведен цикл работ по изучению магнитного строения эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) высокого качества. Структуры имели прямоугольную и крестообразную форму, и их магнитное строение было исследовано в зависимости от размеров и ориентации относительно кристаллографических осей. Были также изучены способы формирования микромагнитных состояний, такие как пропускание спин-поляризованного тока через структуру и прикладывание магнитного поля.

Для изготовления структур были впервые эпитаксиально выращены пленки Fe (001) на R- плоскости сапфира с подслоем Mo с одновременно улучшенными магнитными и электронтранспортными свойствами (рис. 1). Выращенные в оптимальных условиях (T_{gr} = 280 °С) пленки Fe (001) обладали малой шероховатостью поверхности (S_q≈0,6 нм), большой длиной свободного пробега (l_{eff}=320 нм) и малой величиной коэрцитивной силы (H_c≈5 Гс). Также были выращены эпитаксиальные пленки Fe (011), максимальное значение эффективной остаточной длины свободного пробега в которых составило l_{eff}=540 нм, что близко к рекордным результатам для эпитаксиальных пленок железа.

В пленках Fe (001) впервые наблюдалась обратная корреляция зависимостей длины свободного пробега и коэрцитивной силы от температуры роста (рис. 1а), что определяет прямую связь между центрами рассеяния электронов на флуктуациях поверхности и пиннинга доменных стенок на границах раздела. Была экспериментально найдена зависимость коэрцитивной силы от квадрата среднеквадратичной амплитуды шероховатости поверхности S_q, при малых значениях S_q она была линейна, а при больших выходила на насыщение. Было найде-



а *б*

Рис. 2. Экспериментальные и расчетные МСМ изображения микроструктур Fe (001), ориентированных вдоль ОЛН (*а*) и под углом 45° к ОЛН (*б*). Размеры структур: 4×24 мкм, 4×32 мкм и 1×4 мкм (*а*), а также 1×8 мкм и 1×4 мкм (*б*)

но, что при малых S_q справедлива формула:

$$H_c = \frac{\sigma S_q^2 A^2}{2d^2 L_c M_s}, \qquad (1)$$

где σ – энергия доменной стенки на единицу ее площади, A – масштабный множитель, появляющийся из разницы между средними значениями амплитуды и корреляционной длины шероховатости и максимальной амплитуды и латеральных размеров, при которых происходит пиннинг доменной стенки, d – толщина пленки и M_s – намагниченность насыщения.

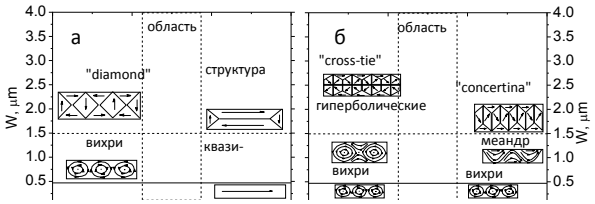


Рис. 3. Диаграммы микромагнитных состояний для структур, ориентированных вдоль ОЛН (а) и вдоль ОТН (б)

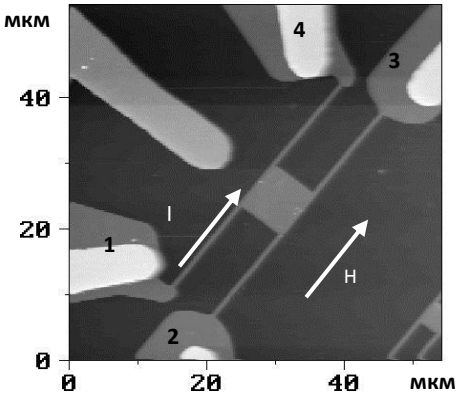


Рис. 4. АСМ изображение структуры. Стрелками показаны направление тока, магнитного поля и ОЛН

Были установлены типы микромагнитных состояний, реализующихся в эпитаксиальных микро- и наноструктурах Fe (001) (рис. 2) и Fe (011) и их трансформация в зависимости от размеров и ориентации структуры относительно осей легкого и трудного намагничивания (ОЛН и ОТН). Было установлено, что переход от многодоменного состояния к квазивихревому при уменьшении размеров структур происходит плавно, за счет увеличения доли объема с неколлинеарным распределением намагниченности.

На основе выявленных размерных, ориентационных и геометрических закономерностей были построены диаграммы двумерных микромагнитных состояний, реализуемых в прямоугольных микро- и наноструктурах Fe (001) и Fe (011) (рис. 3).

Было установлено, что в крестообразных микроструктурах Fe (001) и Fe (011) магнитное строение плеч креста аналогично строению прямоугольников таких же размеров. В перекрестии реализуется сложная магнитная структура, не являющаяся суперпозицией магнитных структур плеч, поскольку зависит от ориентации относительно ОЛН. При уменьшении ширины плеч креста Fe (001) до размеров меньших 500 нм перекрестие переходит в квазиоднодоменное состояние с направлением намагниченности под углом 45° к плечам.

Было обнаружено, что при пропускании через квадратную микроструктуру Fe (001) (рис. 4) спинполяризованного тока плотностью больше или равной 10^8 А/см^2 во внешнем магнитном поле, направление намагниченности микроструктуры при выключении поля меняется на противоположное (рис. 5) и определяется спиновой поляризацией и областью протекания тока**.**

1. Fomin, L.A. Micromagnetic states in Fe (001) rectangular epitaxial microstructures: The effect of magnetic anisotropy and aspect ratio / L.A. Fomin, V.Yu. Vinnichenko, I.V. Malikov, G.M. Mikhailov // J. Magn. Magn. Mater. 2013. V. 330. P. 6–11.

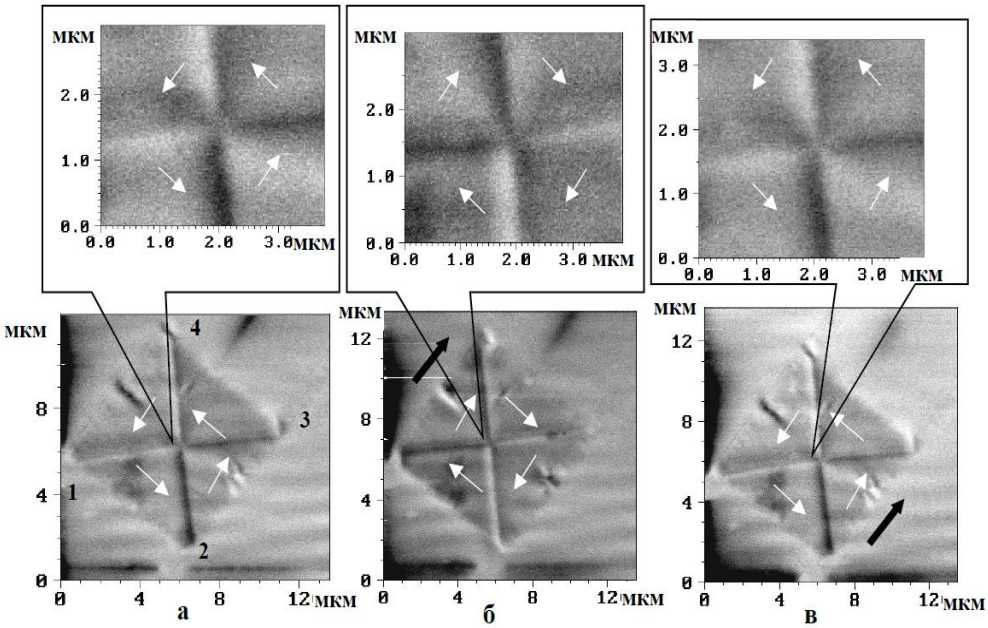


Рис. 5. МСМ изображения квадратной микроструктуры с размерами 8×8мкм: а) начальное, цифрами показаны номера контактов; б) после пропускания тока по контактам 1–4; в) после пропускания тока по контактам 2–3. Черными стрелками показано направление тока, белыми – направление намагниченности

Микромагнитные состояния в прямоугольных эпитаксиальных микроструктурах Fe (011), ориентированных под углом 35° к ОЛН

Л.А. Фомин, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов

,

e-mail: fomin@iptm.ru

- [1]

, ,
-

A-
$_2O_3$ (11-
.

, 2
, ,
[2]
- ,

. [3]

8,0
Fe (011) (-
,

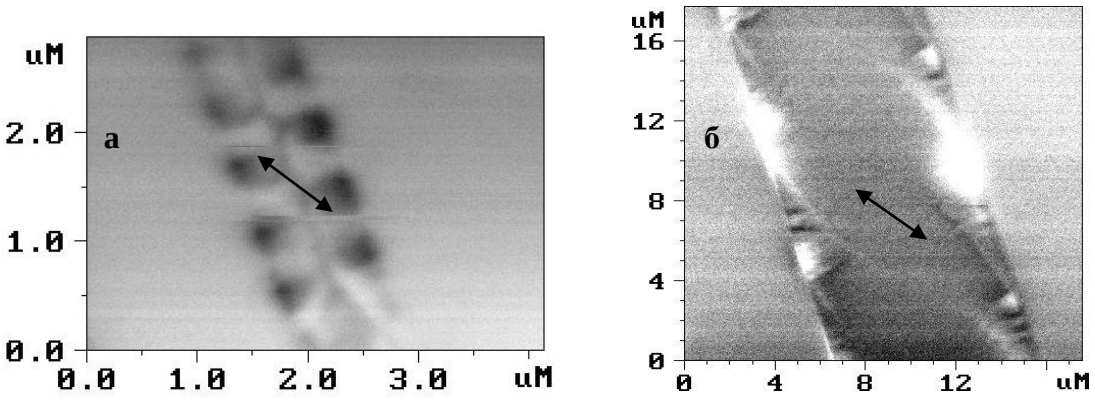


Рис. 1.

o

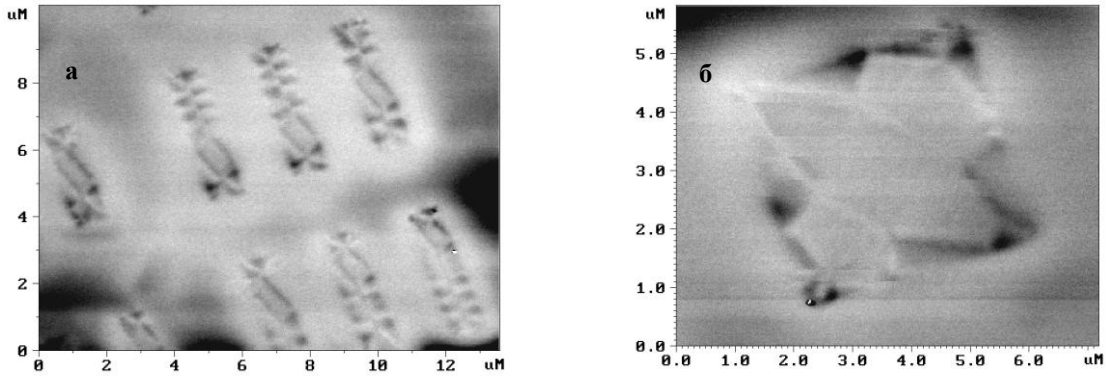


Рис. 2.

o

,

".

35

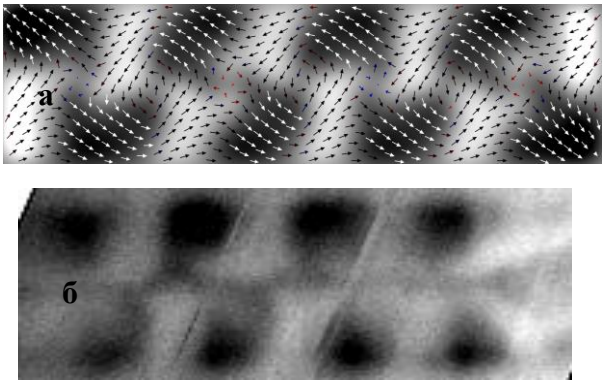


Рис. 3.

" "

).

4

,

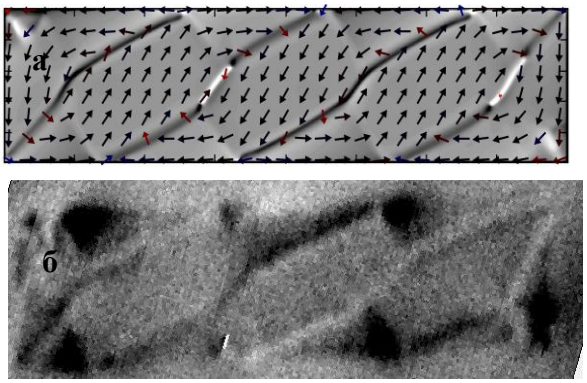


Рис. 4.

Fe

3].

,

:

$$E_a = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_2^2) + K_u(1-\alpha_1^2), \quad (1)$$

α_1, α_2, α_3

-

.

K_1 = 6,3 10^5 / ^{3}, K_u = 3,0 10^5 / ^{3}.

,

Fe (011

.

(" ")

,

1. ., / . // . 1945. . 15. . 97 107.

2. Hirohata A., Influence of crystalline structures on the domain configurations in controlled mesoscopic ferromagnetic wire junctions / A. Hirohata, Y.B. Xu, A.C. Bland, S.N. Holmes, E. Cambril, Y. Chen, F. Rousseaux // J. Appl. Phys. 2002. V. 91, P. 7308 7310.

3. Yu J., Micromagnetism and magnetization reversal of micron-scale (110) Fe thin-film magnetic elements / J. Yu, U. Rudiger, A.D. Kent, L. Thomas, S.S.P. Parkin // Phys. Rev. B 1999. V. 60. P. 7352 7358.

4. http://math.nist.gov/oommf/

Спинволновые резонансы в магнонных кристаллах на основе кобальта и пермаллоя

В.К. Сахаров [1]***, М. Мрушкевич*** [2]***, Ю.В. Хивинцев*** [1,3]***,***
М. Кравчик [2]***, Ю.А. Филимонов*** [1,3]***, С.А. Никитов*** [1,3]

[1] СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов
[2] Университет Адама Мицкевича, Познань, Польша
[3] СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов

e-mail: khivintsev@gmail.com

Структуры с периодическим изменением магнитных параметров – магнонные кристаллы (МК) – обладают свойствами, представляющими интерес для практических приложений в устройствах обработки информации [1-3]. До недавнего времени интерес исследователей был сосредоточен на исследовании МК на основе ферритов-диэлектриков, обладающих рекордно низким затуханием спиновых волн [4]. Однако в последние годы, благодаря развитию технологий, обеспечивающих возможность получать образцы с размерами элементов в нанометровом диапазоне, всё большее внимание уделяется изучению МК на основе ферромагнитных металлов. Причем доступные на сегодняшний день технологии позволяют создавать так называемые двухкомпонентные МК на основе ферромагнитных металлов, представляющие собой периодическое чередование в плоскости участков из различных магнитных пленок [5, 6].

Для исследования спинволновых возбуждений в двухкомпонентных МК ранее, как правило, использовался метод бриллюэновского рассеяния света. При этом основное внимание уделялось эффекту образования запрещенной зоны в спектре спиновых волн и возможностью ее управления. Целью данной работы являлось исследование методом ферромагнитного резонанса (ФМР) особенностей формирования латеральных спинволновых резонансов в двухкомпонентных МК на основе кобальта и пермаллоя.

Исследуемый МК представлял собой периодически чередующиеся в плоскости микрополоски кобальта и пермаллоя шириной 6.6 и 3.4 мкм, соответственно, (рис. 1). Толщина микрополосок составляла 50 нм. МК был изготовлен с использованием технологий магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления. В отличие от [5, 6], где проводились две литографические операции для получения чередующихся полосок из двух магнитных материалов, данный МК был изготовлен с использованием одного литографического процесса. При этом одна и та же маска из фоторезиста использовалась для создания микрополосок кобальта с помощью ионного травления и для создания между ними микрополосок пермаллоя путем последующего напыления на образец пермаллоя и взрывной литографии. Также для эксперимента были изготовлены периодические решетки из отдельных микрополосок кобальта и пермаллоя с теми же геометрическими параметрами, что и в двухкомпонентной структуре. Периодическая решетка на основе кобальта изготавливалась с помощью ионного травления, а на основе пермаллоя – методом взрывной литографии.

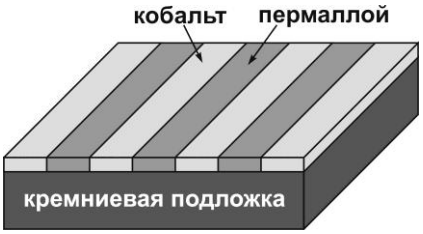


Рис. 1. Одномерный двухкомпонентный МК на основе кобальта и пермаллоя

Экспериментальное исследование двухкомпонентного МК, а также решеток и отдельных микрополосок кобальта и пермаллоя проводилось методом ФМР на частоте 9.8 ГГц. Исследовались особенности спектра ФМР при различной ориентации касательного поля подмагничивания относительно полосовой микроструктуры. Для анализа экспериментальных данных были также проведены расчеты спектра спинволновых возбуждений исследованных образцов, которые выполнялись на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица с соответствующими граничными условиями методом конечных элементов с помощью программного пакета COMSOL.

Экспериментальные спектры ФМР как для решеток из отдельных микрополосок, так и для двухкомпонентных МК, помимо интенсивных откликов, соответствующих низшим модам ФМР в кобальте и пермаллое, демонстрировали наличие дополнительных резонансов. В качестве примера на рис. 2 приведены спектры исследованных структур при намагничивании вдоль полосок.

Поведение этих дополнительных резонансов для решеток из отдельных микрополосок при изменении угла подмагничивания соответствовало изученному ранее для резонансов стоячих магнитостатических волн (МСВ) по ширине микрополосок [7]. При этом благодаря более низкому параметру магнитной диссипации и меньшей ширине полосок, наибольшая добротность и число резонансов наблюдалось для образца на основе пермаллоя.

Характерной особенностью спинволновых резонансов в двухкомпонентной структуре являлось то, что они, как правило, наблюдались в области спектра между низшими модами ФМР кобальта и пермаллоя. Данный факт естественно связать с тем, что данная область спектра отвечает возможности распространения МСВ (тип которой определяется углом подмагничивания) лишь в одном из использованных магнитных материалов. В этом случае МСВ эффективно отражается от границ раздела микрополосок, что и способствует формированию резонансов МСВ.

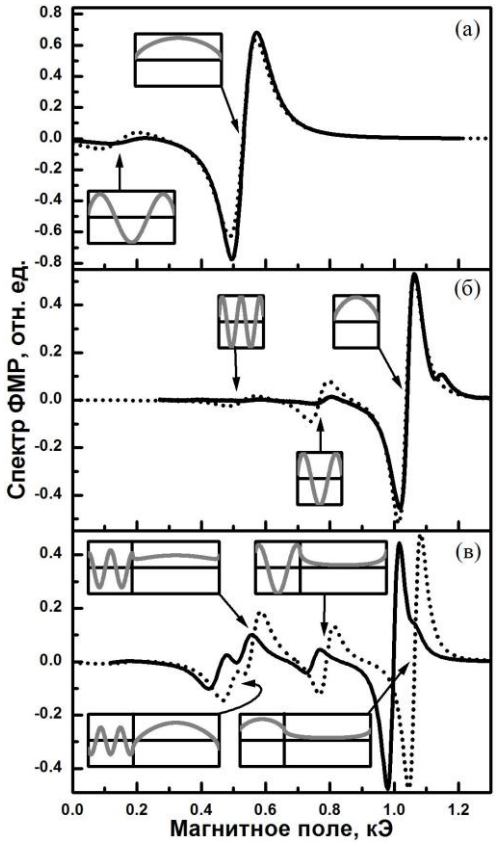


Рис. 2. Экспериментальные (сплошные линии) и рассчитанные (пунктир) спектры ФМР для решеток из отдельных полосок кобальта (а) и пермаллоя (б), а также двухкомпонентного МК (в). На вставках – распределение высокочастотной намагниченности для различных наблюдавшихся в эксперименте мод

В случае подмагничивания вдоль микрополосок наблюдавшиеся резонансы отвечают установлению по ширине пермаллоевых микрополосок стоячих поверхностных МСВ. В этом случае интенсивность резонансов оказалась того же порядка, что и для решетки из отдельных пермаллоевых микрополосок. При намагничивании перпендикулярно микрополоскам условие эффективного отражения реализуется для обратных объемных МСВ в кобальтовых микрополосках. Однако в эксперименте обнаружить такие резонансы не удалось. Очевидно, это связано с большим затуханием обратных объемных МСВ в кобальтовых микрополосках, что согласуется с результатами, полученными для решетки из отдельных микрополосок кобальта.

Проведенные расчеты спектров ФМР показали хорошее качественное согласие с экспериментальными данными. Небольшое количественное расхождение может быть связано с наличием в экспериментальных образцах магнитной анизотропии (что отражается в расхождении в резонансных полях), а также дефектов на границе микрополосок (что может влиять на соотношение интенсивностей резонансов), которые не учитывались в расчетах. При этом рассчитанные профили распределения высокочастотной намагниченности по ширине полосок для наблюдавшихся в эксперименте резонансов, а также ожидаемое из теории относительное соотношение их интенсивностей подтвердили справедливость вышеизложенного механизма формирования латеральных спинволновых резонансов в двухкомпонентном МК.

Таким образом, в работе экспериментально и теоретически исследован спектр спинволновых возбуждений одномерного двухкомпонентного МК на основе кобальта и пермаллоя в условиях однородной накачки. Показано, что в таком МК возможно эффективное формирование латерально неоднородных резонансов в области спектра отвечающей существованию МСВ лишь в одной из компонент МК.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-07-12081, 11-07-00233, 12-07-90010, 12-02-31179, 12-07-31155), гранта Правительства России для государственной поддержки научных исследований проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (проект № 11.G34.31.0030) и 7-ой рамочной программы Европейского Союза (проект № 247556).

1. Kim, S.K. A gigahertz-range spin-wave filter composed of width-modulated nanostrip magnonic-crystal waveguides / S.K. Kim, K.S. Lee, D.S. Han // Appl. Phys. Let. 2009. V. 95. 082507.

2. Inoue, M. Investigating the use of magnonic crystals as extremely sensitive magnetic field sensors at room temperature / M. Inoue, A. Baryshev, H. Takagi, P.B. Lim, K. Hatafuku, J. Noda, K. Togo // Appl. Phys. Let. 2011. V. 98. 132511.

3. Beginin, E.N. Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: magnonic crystal-dielectric-metal / E.N. Beginin, Yu.A. Filimonov, E.S. Pavlov, S.L. Vysotskii, S.A. Nikitov // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. 252412.

4. Serga, A.A. YIG magnonics / A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillbrands // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. 264002.

5. Wang, Z.K. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal / Z.K. Wang, V.L. Zhang, H.S. Lim, S.C. Ng, M.H. Kuok, S. Jain, A.O. Adeyeye // Appl. Phys. Let. 2009. V. 94. 083112.

6. Zhang, V.L. Ferromagnetic and antiferromagnetic spin-wave dispersions in a dipole-exchange coupled bi-component magnonic crystal / V.L. Zhang, H.S. Lim, C.S. Lin, Z.K. Wang, S.C. Ng, M.H. Kuok, S. Jain, A.O. Adeyeye, M.G. Cottam // Appl. Phys. Let. 2011. V. 99. 143118.

7. Высоцкий, С.Л. Гибридизация спин-волновых мод ферромагнитной микрополоски / С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, вып. 7. С. 534–538.

Исследования магнитных наноструктур методами ядерного резонансного рассеяния на источниках синхротронного излучения

А.И. Чумаков

European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France,
Национальный Исследовательский Центр «Институт Курчатова», Москва

e-mail: chumakov@esrf.fr

Детальное знание структуры и динамики магнитных спинов и магнитных доменов является решающим фактором для понимания физики магнитных наноструктур, для создания новых функциональных материалов и оптимизации их свойств.

Одним из наиболее информативных методов исследования свойств магнитных наноструктур на микроскопическом уровне является ядерное резонансное рассеяние синхротронного излучения. Данный доклад представляет собой обзор возможностей методов ядерного рассеяния, включая краткое введение в физику этих методов и подробный анализ примеров исследования магнитных наноструктур в Европейском Центре Синхротронного Излучения (European Synchrotron Radiation Facility, ESRF).

Актуальность настоящего обзора определяется тем, что начиная с 2012 года ESRF открыт для российских учёных. ESRF является сервисным институтом, его финансирование осуществляется на уровне государственных программ стран-участниц. Соответственно, для пользователей вся научная, техническая и организационная поддержка экспериментов предоставляется бесплатно, включая полную оплату проживания, питания, визовых и транспортных расходов. Таким образом, в настоящее время возможность работы на синхротронных станциях в ESRF открыта для всех научных коллективов России, вне зависимости от их организационной принадлежности и уровня финансирования. Основным критерием отбора заявок на эксперименты является их научная значимость, оцениваемая комитетами независимых научных экспертов. Порядок подачи заявок и проведения экспериментов изложен на интернет-странице ESRF [1].

Исследования магнитных наноструктур методами ядерного резонансного рассеяния в ESRF проводятся на станции Ядерного Резонансного Рассеяния ID18 [2]. Набор методов ядерного рассеяния позволяет исследовать на микроскопическом уровне статическую структуру магнитных спинов и магнитных доменов, а также динамику магнитных спинов в зависимости от температуры или внешнего магнитного поля.

Классическим примером исследования статической структуры магнитных спинов является визуализация «пружинной» структуры магнитных спинов в тонких магнитных плёнках с обменным взаимодействием [3]. На рис. 1 показаны исследуемая структура магнитных спинов (слева) и способ её визуализации (справа). Направление магнитного момента магнитно-твёрдой подложки FePt определяется начальной намагниченностью и не меняется в условиях эксперимента. Внешнее магнитное поле прикладывается перпендикулярно к направлению магнитного момента подложки и разворачивает спины магнитно-мягкой плёнки железа толщиной 11 нм. Визуализация структуры магнитных спинов по толщине пленки достигается следующим образом: Пленка железа изготовлена из изотопа железа ^{56}Fe, в который внедрён сверхтонкий (0.7 нм) слой изотопа ^{57}Fe. Положение слоя ^{57}Fe по глубине монотонно меняется от нижней до верхней границы плёнки при переходе от левого до правого края образца. Ядерное резонансное рассеяние «видит» только ^{57}Fe изотоп, имеющий ядерный уровень с энергией 14.4 кэВ. В ^{56}Fe изотопе такой уровень отсутствует, поэтому ядерного рассеяния в нем не происходит. Таким образом, перемещение образца относительно пучка синхротронного излучения позволяет определять изменение направления магнитных спинов по толщине плёнки.

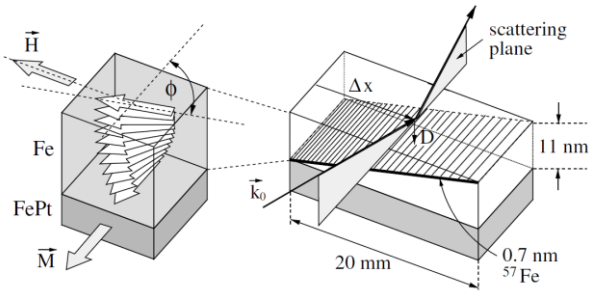


Рис. 1. Схема «пружинной» структуры спинов магнитной плёнки с обменным взаимодействием (слева) и способа её визуализации (справа). Из работы [3]

Определение направления магнитного спина пленки осуществляется с помощью измерения временной зависимости ядерного рассеяния синхротронного излучения. В отсутствии намагниченности, распад возбуждённого ядерного состояния описывается (в первом приближении) экспоненциальной зависимостью. В магнитном состоянии ядерный уровень испытывает Зеемановское расщепление и образует сверхтонкую структуру ядерных переходов. Интерференция ядерного ряссеяния с участием нескольких переходов приводит к модуляции ядерного распада квантовыми биениями. Если магнитный спин исследуемого слоя ориентирован в плоскости плёнки и параллелен пучку падающего излучения, то рассеяние происходит с участием только двух переходов, интерференция которых приводит к сравнительно медленным биениям с регулярной косинусообразной структурой.

Если спин ориентирован в плоскости плёнки перпендикулярно пучку излучения, то рассеяние происходит уже с участием четырёх переходов, что приводит к более быстрым биениям с менее регулярной огибающей.

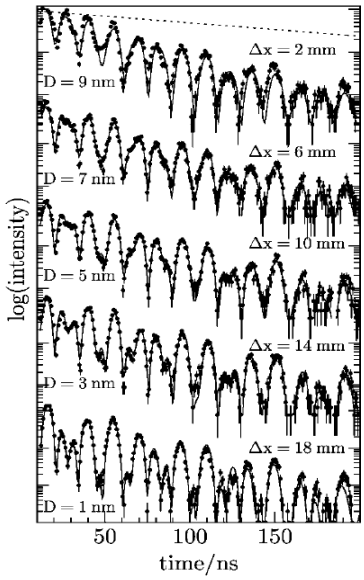


Рис. 2. Временные зависимости ядерного рассеяния синхротронного излучения магнитной плёнкой с «пружинной» структурой магнитных спинов. Верхний спектр соответствует нижней границе плёнки на глубине 9 нм, нижний спектр – верхней границе плёнки на глубине 1 нм. Из работы [3]

Рис. 2 показывает, что первый случай (сравнительно медленные биения с монотонной структурой) наблюдаются для самых нижних слоёв пленки. При переходе к верхней границе плёнки, они трансформируются в более быстрые биения с менее регулярной структурой. Таким образом, магнитный спин в нижних слоях пленки направлен практически параллельно намагниченности подложки, и постепенно разворачивается перпендикулярно к ней при переходе к поверхности плёнки. Фитирование экспериментальных данных теоретическими расчетами (сплошные линии на рис. 2) позволяет получить точные значения углов «пружинной» структуры магнитных моментов на различной глубине пленки при разных магнитных полях и определить профиль константы обменного взаимодействия по глубине плёнки [3].

В рассмотренной выше работе возможность «сканирования» магнитных свойств пленки по глубине достигалась с помощью внедрения специального «зондового» слоя резонансного изотопа ^{57}Fe. Возможности ядерного резонансного рассеяния позволяют проводить подобные исследования и другими способами, без использования «зондовых» слоёв. Когерентный характер ядерного рассеяния обуславливает определённые фазовые соотношения между интерферирующими волнами рассеянными на различных глубинах образца. Более того, эти соотношения значительным образом зависят от угла падения излучения на образец. Поэтому «сканирование» магнитных свойств пленки по глубине может достигаться, например, измерением временных спектров ядерного ряссеяния при разных углах падения [4]. В ряде случаев, направление магнитных спинов на различных глубинах плёнки можно однозначно определять даже из результатов измерений при фиксированном угле падения.

Примером такого «глубинного сканирования» магнитных свойств плёнки без использования зондового слоя являются исследования спинового реориентационного перехода в эпитаксиальной пленке железа на подложке монокристалла вольфрама W(110) [5]. Исследования магнитных свойств эпитаксиальных плёнок требуют атомарной чистоты поверхности, что достижимо только в сверхвысоко-вакуумных (UHV) установках и только в течение сравнительно короткого времени (несколько часов). Поэтому описываемые ниже измерения временных зависимостей ядерного рассеяния проводились *in situ* в UHV камере [6] *одновременно* с эпитаксиальным осаждением плёнки на поверхность кристалла вольфрама. Скорость осаждения составляла 0.5 монослоя в минуту, конечная толщина пленки около 30 монослоёв (~60 Å) была получена в течение 15 минут, время измерения одного спектра ядерного рассеяния составляло 10 секунд.

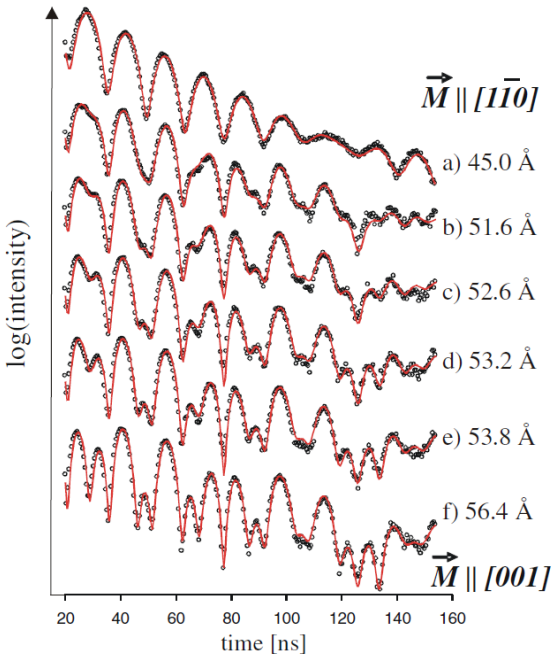


Рис. 3. Временные зависимости ядерного рассеяния синхротронного излучения эпитаксиальной плёнкой железа на поверхности кристалла W(110) в зависимости от толщины плёнки. Из работы [5]

На рис. 3 показаны полученные временные зависимости ядерного рассеяния синхротронного излучения в зависимости от толщины плёнки (указана справа). Во время измерений образец был ориентирован кристаллографическим направлением [1-10] параллельно падающему излучению. При малой толщине плёнки полученные спектры характеризуются сравнительно медленными и регулярными квантовыми биениями. Как обсуждалось выше, данный случай соответствует направлению магнитных спинов параллельно пучку падающего излучения, т.е., в данном случае вдоль кристаллографиче-

ского напраления [1-10]. При увеличении толщины плёнки выше 45 Å временой спектр ядерного рассеяния начинает меняться (рис. 3), и при достижении толщины в 56 Å квантовые биения становятся быстрыми и обладают нерегулярной структурой, характерной для спинов ориетированных перпендикулярно пучку падающего излучения, т.е., параллельно кристаллографической оси [001].

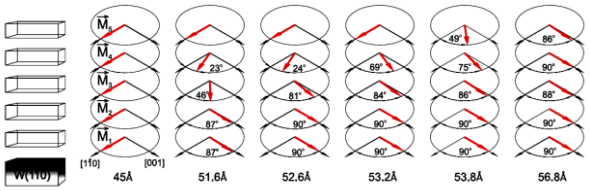


Рис. 4. Схема неколлинеарной структуры спинов сопровождающей ре-ориентационный спиновый переход эпитаксиальной плёнки железа на поверхности кристалла W(110) полученная при фитировании спектров ядерного рассеяния показанных на рис. 3. Из работы [5]

Существование наблюдаемого спинового реориентационного перехода индуцированного толщиной плёнки было известно уже из ранее опубликованных работ. Однако «сценарий» перехода был неизвестен. Предлагаемые модели описывали либо параллельный («когерентный») поворот спинов по всей толщине плёнки, либо образование взаимно ортогональных доменов. Фитирование спектров ядерного рассеяния, полученных в данной работе (сплошные линии на рис. 3), позволило определить, что ни та, ни другая модель не соответствует действительности: индуцированная толщиной реориентация спинов происходит путём образования неколлинеарной структуры спинов, изображённой на рис. 4. Переориентация спинов начинается на нижней (примыкающей к подложке) границе плёнки и распространяется вверх к поверхности плёнки в виде неколлинеарной спиновой структуры, напоминающей планарную доменную границу [5].

Ядерное резонансное рассеяние позволяет исследовать не только структуры спиновых моментов, но и магнитные доменные структуры. Физика таких измерений близка к стандартным методам малоуглового рассеяния: поскольку фаза ядерного рассеяния определяется направлением магнитного спина, волны рассеянные магнитными доменами с разными направлениями спинов некогерентны между собой. Поэтому магнитные домены для ядерного рассеяния аналогичны набору апертур, диффракция на которых приводит к малоугловому рассеянию [7].

Рис. 5 показывает результаты исследований антиферромагнитных доменов многослойной структуры $[^{57}Fe(26Å)/Cr(13Å)]_{20}$ образующихся при различных протоколах магнетизации [8]. Верхний рисунок показывает угловую зависимость электронного рассеяния, которая не зависит от структуры магнитных доменов и представляет собой инструментальную функцию рефлектометра.

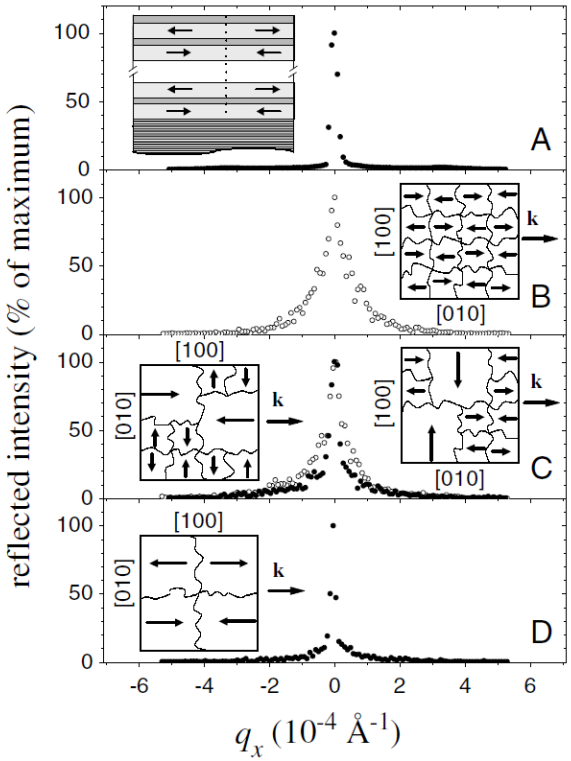


Рис. 5. Малоугловое ядерное резонансное рассеяние на антиферромагнитных доменах многослойной структуры $[^{57}Fe(26Å)/Cr(13Å)]_{20}$. (A) инструментальная функция углового разрешения; (B-D) малоугловое рассеяние: (B) на доменах образующихся спонтанно после снятия магнитного поля насыщения 4.07 T; (C) на доменах с неповернувшимся (белые точки) и повернувшимся (чёрные точки) направлением спинов после дополнительного приложения магнитного поля 13 мТ перпендикулярно начальной магнетизации; (D) на доменах образующихся после увеличения перпендикулярного магнитного поля до 35 мТ. Вставки схематически показывают соответствующие структуры доменов. Из работы [8]

Рис. 5B-D показывают малоугловое ядерное резонансное рассеяние на доменах образующихся при разных условиях магнетизации. Вначале образец был намагничен до насыщения внешним магнитным полем 4.07 T. После сброса поля наблюдалось сильное малоугловое рассеяние с угловой шириной Δq порядка 1.1×10^{-4} Å^{-1}, что соответствует линейным размерам доменов 2.6 мкм. Таким образом, домены образующиеся спонтанно после сброса насыщающего поля имеют очень малые размеры. Картина доменов кардинально меняется после приложения внешнего магнитного поля перпендикулярно направлению первоначальной магнетизации. При величине поля 13 мТ происходит поворот магнитных спинов для части доменов. При этом неповернувшиеся домены характеризуются прежним малоугловым рассеянием (рис. 5C, белые точки), что говорит о том, что они имеют по-прежнему малые размеры. Повернувшиеся же домены характеризуются очень слабым малоугловым рассеянием (рис. 5C, чёрные точки), практически не отличимым от инструментальной функции рефлектометра, что соответствует линейным размерм более 16.5 мкм. При дальнейшем увеличении поля до 35 мТ происходит завершение перехода первичной

структуры малых доменов во вторичную структуру больших доменов (рис. 5D). После выключения внешнего магнитного поля вторичная доменная структура сохраняется. После нового намагничивания до насыщения восстанавливается первичная структура доменов. При отсутствии внешних магнитных полей, обе структуры являются стабильными в течении длительного (более года) периода времени. Таким образом, картина доменов антиферромагнитной многослойной структуры Fe/Cr кардинально зависит от истории магнетизации и является стабильной при отсутствии внешних магнитных полей [8].

Помимо характеризации статических спиновых и доменных структур, ядерное рассеяние позволяет исследовать также и динамику магнитных моментов. Характерное время ядерного взаимодействия составляет примерно 1-100 нс. Если временной период между поворотами магнитного спина больше этой величины, ядерное рассеяние успевает «замечать» намагниченность. В обратном случае, ядерное рассеяние «видит» усреднённую по времени картину нулевого магнитного поля.

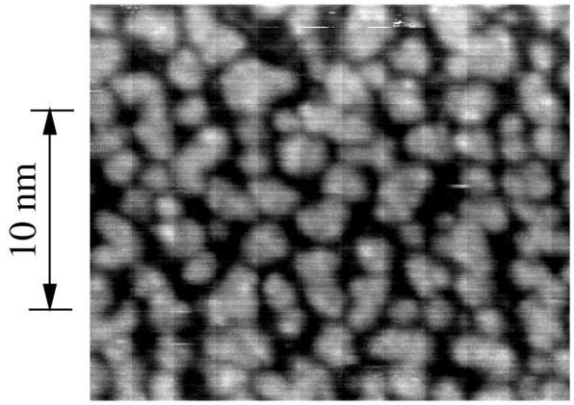


Рис. 6. Картина кластеров железа на подложке W(110) полученная сканирующей туннельной микроскопией. Из работы [9]

На рис. 6 показано изображение кластеров железа на подложке W(110) [9]. Толщина кластеров равна одному монослою, характерный диаметр кластеров равен 2 нм. Эффективная толщина поверхности железа составляет 0.57 монослоя.

Временные зависимости ядерного резонансного рассеяния измерялись в диапазоне от гелиевой до комнатной температуры. При температуре ниже 100 К, в спектрах наблюдаются квантовые биения (рис. 7, слева), показывающие что кластеры намагничены. Фитирование спектров позволяет сделать вывод, что кластеры намагничены перпендикулярно поверхности образца и определить распределение магнитных полей (рис. 7, справа) с пиком распределения на величине поля 13.5 Т. При увеличении температуры магнетизм пропадает, свидетельствуя о возникновении быстрой релаксации магнитных спинов. Обработка данных позволила определить температуру блокировки спиновой релаксации кластеров ($T_Б$ = 50 К) и константу анизотропии ($K = 1.0\times10^6$ Дж/м^3) [9].

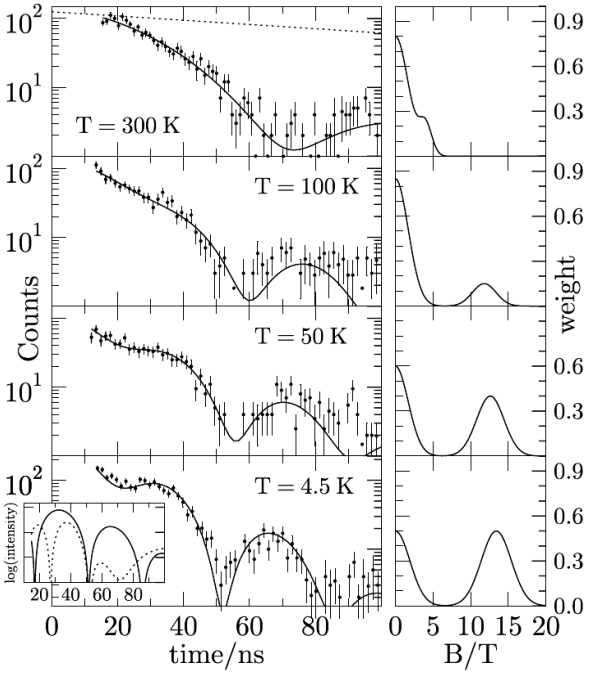


Рис. 7. Временные зависимости ядерного рассеяния кластерами железа на подложке W(110) (слева) и соответствующие распределения магнитных полей (справа). Вставка показывает результаты расчёта спектра рассеяния в модели намагниченности кластеров перпендикулярно (сплошная линия) и параллельно (штриховая линия) поверхности образца. Из работы [9]

1. www.esrf.fr/UsersAndScience/UserGuide/Applying/

2. Rüffer R.and Chumakov A.I. // Hyperfine Interact. 1996. **97–98**. P. 589.

3. Röhlsberger R., Thomas H., Schlage K., Burkel E., Leupold O., and Rüffer R. // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. P. 237201.

4. Андреева М. Данный сборник.

5. Slezak T., Slezak M., Zajac M., Freindl K., et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. **105**. P. 027206.

6. Stankov S., Rüffer R., Sladecek M., Rennhofer M., et al. // Rev. Sci. Instrum. 2008. **79**. P. 045108.

7. Shvydko Yu.V., Chumakov A.I., Baron A.Q.R., et al. // Phys. Rev. B. 1996. **54**. P. 14942.

8. Nagy D.L., Bottyán L., Croonenborghs B., Deák L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **88**. P. 157202.

9. Röhlsberger R., Bansmann J., Senz V., Jonas K.L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. P. 5597.

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

СКАНИРУЮЩАЯ ТУННЕЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛ ФТОРИРОВАННЫХ ФУЛЛЕРЕНОВ $C_{60}F_{36}$ НА ПОВЕРХНОСТИ Si

Р.З. Бахтизин[1], ***А.И. Орешкин***[2], ***В.Н. Манцевич***[2], ***С.И. Орешкин***[2], ***С.В. Савинов***[2]

[1]Башкирский государственный университет, Уфа
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

raouf@bsu.bashedu.ru

Самоорганизующиеся наноструктуры на основе молекул органических материалов, допускающие гибридизацию с Si-подложками, среди которых выделяют фуллерены и их фторпроизводные, имеют принципиальную перспективу для продвижения микроэлектронных технологий в нанометровый диапазон. Наличие атомов фтора, присоединенных непосредственно к фуллереновому каркасу, наделяет фторфуллерены выраженными электроноакцепторными свойствами, позволяющими захватывать и удерживать электроны в течение длительного времени, благодаря чему они могут быть использованы для создания солнечных батарей [1]. Другая особенность молекул фторфуллеренов – их высокий окислительный потенциал, что делает возможным применение их в качестве материала электродов для литиевых батарей. В то же время ключевой проблемой остается исследование уникальной межфазной границы полупроводник – органические молекулы, что важно для создания одномолекулярных технологий.

Ранее нами сообщалось о результатах исследования адсорбции симметричных ($C_{60}F_{44\text{-}48}$) и резко асимметричных ($C_{60}F_{18}$), обладающих большим (9 D!) дипольным моментом, молекул фторфуллеренов на поверхности Si(111)-7×7 [2]. В настоящей работе при изучении адсорбции термоди-намически наиболее стабильных молекул $C_{60}F_{36}$ на той же поверхности мы обнаружили связь между электронной структурой подложки (плотностью состояний в окрестности уровня Ферми) и ориентацией молекул в слое при изменении ее свойств.

Фторфуллерены получали с использованием твердофазных реакций между фуллереном C_{60} и фторидами переходных металлов (MnF_3) в эффузионной ячейке Кнудсена при температуре 625 К с массспектроскопическим контролем продуктов на вы-ходе [3]. Этот метод дает 3 изомера $C_{60}F_{36}$: C_3 и C_1 в соотношении 2:1 и 2% изомера с Т-симметрией [4]. Нанесение на подложку производили при 110 °С со скоростью 0.05 монослоя/мин (1.0 монослой соответствует плотности молекул на поверхности (111) объемного кристалла фторфуллерита). Все эксперименты проводили при комнатной температуре с помощью сверхвысоковакуумного СТМ Omicron Nano Technology.

Анализ СТМ изображений начальных стадий адсорбции не выявил каких-либо предпочтительных участков на поверхности (изломов ступеней, доменных границ) для расположения там молекул, что свидетельствует о достаточно сильном взаимодействии адсорбат-подложка. Вместе с тем на изображениях с атомным разрешением изолированных молекул $C_{60}F_{36}$ отчетливо видны молекулы с различной ориентацией, что говорит о присутствии изомеров с разной симметрией: *T*, C_3, C_1 (рис. 1). Вероятность получить изображение на рис. 1с выше, чем для двух других случаев, и мы от-носим его к фторированному фуллерену C_3–$C_{60}F_{36}$. Все полученные нами спектры дифференциальной туннельной проводи-мости снимались над молекулой C_3–$C_{60}F_{36}$.

Типичный спектр приведен на рис. 2 [6]. В диапазоне напряжений смещения от -2,5 В до +2,5 В отчетливо наблюдаются семь пиков: три при отрицательных значениях V_S (-1,6 В; -0,8 В; -0,2

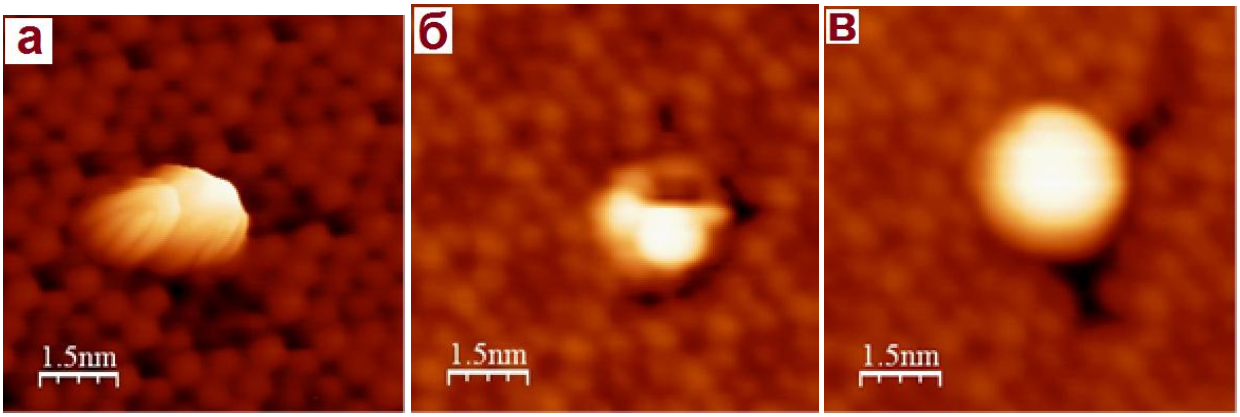


Рис. 1. Три различных СТМ изображения молекулы $C_{60}F_{36}$ на поверхности Si(111)-7×7, наблюдаемые в эксперименте, при токе туннелирования I_t = 40 pA

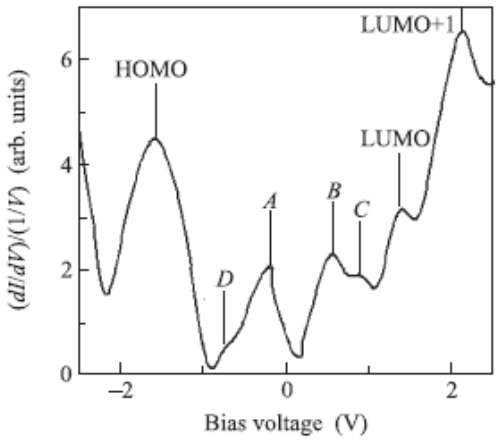


Рис. 2. Спектр дифференциальной туннельной проводимости, измеренный над молекулой $C_{60}F_{36}$

В) и четыре при поло-жительных (+0,55 В; 0,9 В; 1,4 В и 2,1 В). Максимумы на кривой (dI/dV)/(I/V), обозначенные буквами A, B, C, D, являются типичными для структуры Si(111)-7×7 и за их появление ответственны адатомы и рестатомы на поверхности кремния [5]. Оставшиеся три пика мы приписываем HOMO (высшая заполненная молекулярная орбиталь, -1,6 В) и LUMO (низшая незаполненная молекулярная орбиталь, 1,4 В) состояниям адсорбированой молекулы $C_{60}F_{36}$. Проведенные нами измерения позволяют сделать заключение, что энергетический интервал между состояниями HOMO и LUMO составляет приблизительно 3 эВ, что хорошо согласуется с данными, полученными с использованием спектроско-пической моды z(V) [6].

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (гранты № 12-02-0020606 и 11-02-97006-р_поволжье-а).

1. Taylor R. Why fluorinate fullerenes /R. Taylor // J. Fluorine Chem. 2004. V. **125**. P. 359-68.

2. Бахтизин Р.З. Низкоразмерные наноструктуры и пленки фуллеренов на поверхности полупроводников / Р.З. Бахтизин, А.И. Орешкин, Ю.Т. Садовский, Я. Фуджикава, Т. Сакурай // Известия РАН, сер. физ. 2009. Т. **73**. № 1. С. 36-39.

3. Bakhtizin R. Adsorption and electronic structure of single $C_{60}F_{18}$ molecule on Si(111)-7×7 Surface / R. Bakhtizin, A. Oreshkin, P. Murugan, V. Kumar, J. Sadowski, Y. Fujikawa, Y. Kawazoe, Sakurai T. // Chemical Physics Letters. 2009. V. **482**. P. 307-311.

4. Popov A. Infrared, Raman, & DFT vibrational spectroscopy studies of $C_{60}F_{36}$ and $C_{60}F_{48}$ / A. Popov, V. Senyavin, O. Boltalina, K. Seppelt, J. Spandl, Ch. Fiegerle, R. Compton // J. Phys. Chem. **A**. 2006. V. **110**. P. 8645-8652.

5. Oreshkin A.I. STM/STS study of $C_{60}F_{36}$ molecules adsorption on 7×7-Si(111) surface / A.I. Oreshkin, R.Z. Bakhtizin, V.N. Mantsevich, S.I. Oreshkin, S.V. Savinov, V.I. Panov // Pis'ma v ZhETP. 2012. V. **95**. Iss. 12. P. 748-750.

Лазерное наноструктурирование поверхности и объема твердых тел

Н. М. Битюрин

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

e-mail: bit@appl.sci-nnov.ru

Наноструктурирование материалов приводит к существенному изменению их физических и химических свойств, что является основой многочисленных современных нанотехнологий [1].

Лазерное излучение, благодаря развитию и совершенствованию лазерных систем, является одним из наиболее технологичных инструментов для модификации материалов. Однако, при создании наноструктур с помощью наиболее доступных лазеров оптического и ближнего ультрафиолетового диапазонов длин волн возникает проблема преодоления дифракционного предела фокусировки лазерного излучения.. Для формирования наноструктур лазерными импульсами используется острая локазизация поля лазерного излучения, в том числе, и с использованием ближнепольной оптики.

В докладе рассматривается наноструктурирование поверхности твердых тел с помощью коллоидных частиц. Диэлектрические микрочастицы (микрошарики) наносились на поверхность твердого тела из коллоидных растворов и образовывали плотноупакованный монослой. Приготовленный таким образом образец облучался лазерным импульсом. Микрошарики при этом служили в качестве микролинз, остро фокусирующих лазерное излучение на поверхность твердого тела. В результате такого воздействия на поверхности получались нанообъекты (кратеры, холмики) с характерными размерами существенно меньше, чем длина волны действующего излучения. Эти нанообъекты образовывали периодическую гексагональную структуру с периодом, равным диаметру шарика. Диаметр шарика в наших экспериментах был порядка длины действующего излучения. Нами было показано, что оптика таких слоев коллоидных частиц с размером порядка длины волны достаточно сложна. Так, например, нельзя рассматривать каждую частичку как независимую микролинзочку. Существенным оказывается эффект перерассеяния лазерного излучения частицами монослоя. Это приводит к важным оптическим эффектам [2].

Нами использовались различные среды, органические и неорганические стекла с красителями и без. Используемые микрошарики были либо из окиси кремния, либо из полистирола. В качестве лазеров использовали Nd:YAG лазер с длительностью импульсов 20 нс и его гармоники 2-я и 3-я. Использовали также излучение лазера на сапфире с титаном (800 нм), длительность импульса 50 фс, и его 2-я гармоника. Воздействие сильносфокусированного лазерного излучения на поверхность твердого тела приводила либо к его испарению (абляции), тогда возникали абляционные нанократеры с характерными размерами 100 нм, либо к возникновению нановыпуклостей, получающихся в результате эффекта лазерного свеллинга. Структуры, полученные на поверхности таким образом, визуализируются с помощью атомно-силовой микроскопии.

В докладе обсуждаются модели лазерного свеллинга. Подробно рассмотрено преимущество использования бихроматического (основная частота + вторая гармоника) для наноструктурирования поверхности с помощью фемтосекундного лазерного импульса.

Лазерное наноструктурирование объема твердых тел может быть осуществлено путем острой фокусировки лазерного излучения, приводящей к модификации вещества с использованием нелинейных эффектов с последующим сканированием. Лазерная нанополимеризация является в настоящий момент основным способом создания твердых нано-структур произвольной трехмерной конфигурации. Образование структур осуществляется путем прямой записи сфокусированным лазерным пучком, инициирующим фотополимеризацию в соответствующей среде. Данная технология востребована в задачах фотоники, микрофлюидики, трехмерного хранения информации, а также в биомедицинских приложениях.

Наличие порога полимеризации по отношению к плотности поглощенной энергии позволяет создавать отдельные элементы полимерных структур (например, линии) с размерами значительно меньшими дифракционного предела фокусировки лазерного пучка. Ограничение минимальных размеров определяется, в частности, флуктуационными эффектами [3], связанными с перколяционно – подобным характером порога полимеризации.

Эффект памяти полимеризационной среды по отношению к лазерному воздействию ограничивает дифракционным пределом минимальное расстояние, на котором можно создать два таких отдельных элемента. Предложен способ преодоления данного ограничения разрешающей способности за счет использования диффузии специально введенного в полимеризационную среду ингибитора – реагента, затрудняющего полимеризацию. Был теоретически рассмотрен такой режим записи полимерных наноструктур сфокусированным лазерным пучком, при котором уничтожение ингибитора в зоне максимума интенсивности пучка сбалансировано диффузионным переносом инги-

битора из необлученных областей. В этом случае полимеризация протекает только в небольшой зоне вблизи максимума интенсивности пучка, там, где ингибитор отсутствует. Размер этой зоны может быть произвольно уменьшен путем подбора интенсивности облучения, в то время как высокий контраст степени полимеризации достигается путем увеличения дозы облучения. В лазерном центре IESL FORTH (Гераклион, Греция) по данному методу были получены образцы фотонных кристаллов с периодом решетки 400 нм. На данный момент, это лучший результат, полученный с помощью однопучковой многофотонной лазерной полимеризации [4].

Создание наноструктурированных твердых тел можно осуществить также путем воздействия даже несфокусированного лазерного пучка, если такое воздействие приводит к развитию неустойчивости вещества с образованием нано-объектов [1]. Одним из примеров здесь являются фотоиндуцированные нанокомпозиты. Фотоиндуцированные нанокомпозиты – это диэлектрики, в которых при воздействии оптического излучения и, возможно, последующей термообработке образуются нанокластеры металлов. При этом нанокластеры образуются только в облученных областях. Рассмотрена кинетика фотоиндуцированного роста наночастиц золота в специально созданных пленочных и объемных средах на основе ПММА. Предложена модель образования нанокластеров.

Создана лазерная установка на основе эрбиевого волоконного лазера для измерения нелинейных оптических свойств таких материалов Экспериментально показано, что образование наночастиц приводит к существенному изменению их оптических свойств [5]. Другим примером развития неустойчивости является лазероиндуцированное создание остаточных нано-и- микро-пузырьков в полимерах при воздействии на них лазерного излучения. В докладе обсуждаются модели образования пузырьков и приводятся результаты соответствующих экспериментов [6].

1. Битюрин Н.М. Формирование наноструктур на поверхности и в объеме твердых тел с помощью лазерного излучения, Квант. электроника, **40**, 955 (2010).

2. Pikulin A., Afanasiev A., Alexandrov A. P., Agareva N., Bredikhin V., and Bityurin N. Effects of spherical mode coupling on near-field focusing by clusters of dielectric microspheres, Optics Express, **20**, 9052 (2012).

3. Pikulin A. and Bityurin N. Spatial confinement of percolation: Monte Carlo modeling and nanoscale laser polymerization, Phys. Rev. B. **82**, 085406 (2010).

4. Sakellari I., Kabouraki E., Gray D., Purlys V., Fotakis C., A Pikulin., Bityurin N., Vamvaraki M., Farsari M. Diffusion-assisted high-resolution direct femtosecond writing, ACS Nano, **6**, 2302 (2012).

5. Bityurin N., Alexandrov A., Afanasiev A., Agareva N., Pikulin A., Sapogova N., Soustov L., Salomatina E., Gorshkova E., Tsverova N., Smirnova L. Photoinduced nanocomposites—creation, modification, linear and nonlinear optical properties, Appl. Phys. A, DOI 10.1007/s00339-012-7213-y.

6. Selimis A., Tserevelakis G. J., Kogou S., Pouli P., Filippidis G., Sapogova N., Bityurin N. and Fotakis C. Nonlinear microscopy techniques for assessing the UV laser polymer interactions, Optics Express, **20,** 3990 (2012).

Electronic Growth in Pb Nanoislands

A.M. Ionov*[,2], ***A.S. Ksyonz***[2,3] ***D.A. Fokin***[1,2], ***S.I. Bozhko***[2], ***F. Debontridder***[1], ***T. Cren***[1], ***and D. Roditchev***[1]

[1] Institute des Nanosciences de Paris, Paris, France
[2] Institute of Solid States Physics, RAS, Chernogolovka, Moscow district
[3] Moscow State University, Russia

bozhko@issp.ac.ru

The electron growth (EG) model based on quantum size effect was proposed to explain the nature of metallic film growth. In a frame of EG model the total energy balance of a thin film also takes into account the energy of the electron gas. The electron gas is considered as confined in a two-dimensional quantum well (QW) its width d being of the film thickness. At small d comparable with electron wavelength the total energy of electron gas oscillates as a function of d. The oscillations period is determined by electron momentum at the Fermi level. Due to a difference between crystal lattice translational vectors of the film and oscillation period, minimum in energy of the electron system can be realized at certain film thicknesses only. The EG model was confirmed in experiments on growth of Pb thin films. Individual Pb islands grow following so-called bi-layer growth: the island height increases by "steps" of 2 mono layers (ML). Statistically, the islands with odd number of MLs are predominant while the islands of 7ML thickness are markedly privileged. Further increase of the island thickness resulted in a stratification of the islands with a slabs of 7ML in thick. DFT simulations argue that the observed growth mode is in good agreement with EG.

Dynamics of C60 molecule rotation in proximity to ordering transition

***S.I. Bozhko*[1,2], *S.A. Krasnikov*[1], *O. Lübben*[1], *B.E. Murphy*[1], *K. Radican*[1], *V.N. Semenov*[2], *E.A. Levchenko*[3] *Han-Chun Wu*[1], *and I.V. Shvets*[1]**

[1] Centre for Research on Adaptive Nanostructures and Nanodevices (CRANN), School of Physics, Trinity College Dublin, Dublin 2, Ireland
[2] Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka
[3] Department of Physics, Astrakhan State University, Russian Federation

e-mail: bozhko@issp.ac.ru

One of the crucial problems of contemporary molecular electronics is a stability of single molecule based junction. Previous experiments performed on individual C_{60} molecules reveal instabilities induced by electric current transfer through the molecule [1], C_{60}-induced substrate reconstructions[2]. Switching between charge states can result in the generation of noise in C_{60}-based devices [3]. Understanding of dynamic behavior in molecular monolayer is the most interesting nowtime. But systematic studies in this field are scarce.

C_{60} molecules deposited onto WO_2/W(110) surface self-assemble on the substrate forming compact two-dimensional islands of one monolayer height with a hexagonal close-packed structure [4]. Low-temperature STM performed at 78 K demonstrates well-resolved molecular orbitals within individual C_{60}. At 78 K most of the C_{60} in the complete monolayer have the same orientation on the surface [4] This behaviour changes significantly at higher temperatures (220–260 K) due to the rotation of some individual molecules within the monolayer [5].

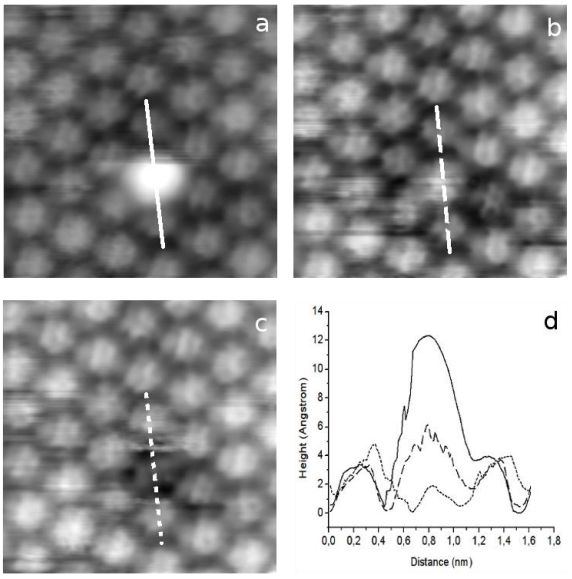


Fig.1 a)-c) Constant current STM images (5.5nm x 5.5nm) of the same area of the C_{60} monolayer on the WO_2/w(110) surface acquired at 255K. V_{sample}=1.0 V, I=0.1 nA;

d) cross-section of "blinking" C_{60} molecule: broken line corresponds to the molecule in normal state, saolid and dotted lines correspond to bright and dim molecules respectively

Apart of the molecules which orbital structure remains unchanged from one image to the next, indicating that these molecules are not rotating STM images reveal some isolated molecules, such as the one at the centre of the image (Fig.1a-c), switching between high- and low-conductance.

Such molecules appear as flashing nano-bulbs on the surface. In the temperature range of 220–260 K, these nano-bulbs "blink" continuously in a random fashion for the entire duration of the experiment.

Cross-sections in the Fig.1d demonstrate 3 states of C_{60} molecule – bright, dim and normal – which were realized during blinking. This sequence of constant-current STM images of the C_{60} monolayer self-assembled on the WO_2/W(110) surface (Fig.1), acquired at a sample bias of 1.0 V.

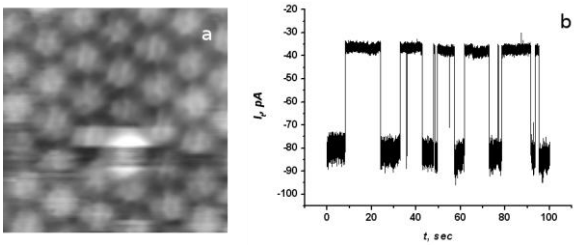


Fig.2 a) STM image of C_{60} molecule when switching occurs fast enough to be seen on a single image; b) The time evolution of tunneling current for the switchinf C_{60} molecule measured at a sample bias of 1.0 V

Switching of the molecule can be also detected in tunnelling current time evolution when the feedback loop is open. Fig. 2b reveals steep changes in a tunnelling current. For the vast majority of blinking molecules the tunnelling current switches between two levels that is evidence that the molecule switches between two states. Fig.2a demonstrates the case when switching occurs fast enough to be seen on a single image. Different molecule orbital structure before and after switching prove change of orientation of the molecule during switching. High-conductance state arises due to charging of the C_{60}, which causes changes in the local density of electron states and consequently a variation in tunnelling current. Using density functional theory calculations, these states were suggested to be charge-neutral C_{60} or negatively charged C_{60}^-, which has accepted an electron. Molecular movement accompanies the molecule's switching between these states; as the molecule

rotates, it exchanges charge with the substrate, gaining or loosing an electron. The difference ε between the energy of these two states has been evaluated by examining the statistical distribution of lifetimes for each of the levels to be of 12meV.

1. Masato Nakaya, et. al. Small, **4**, (5),538–541, (2008).

2. Grobis M., Lu X. and Crommie M. F. Phys. Rev. B, **66**, 161408, (2002).

3. Bozhko S.I. et.al. to be published.

4. Krasnikov S.A. et.al. Nano Res., 4(2): 194–203 (2011).

5. Bozhko S.I. et. al. Phys. Rev. B. **84**. 195412 (2011).

Tip-surface interaction and orbital imaging in ultimately high resolution scanning tunnelling microscopy experiments

***S.I. Bozhko*[1], *A.N. Chaika*[1,2], *S.S. Nazin*[1], *V.N. Semenov*[1], *N.N. Orlova*[1], *E.Yu. Postnova*[1], *O. Lübben*[2], *S.A. Krasnikov*[2], *K. Radican*[2], *I.V. Shvets*[2]**

[1] Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka
[2] CRANN, School of Physics, Trinity College Dublin, Ireland

e-mail: bozhko@issp.ac.ru

The invention of scanning tunneling microscopy (STM) [1,2] allowed imaging the surface electronic structure in real space with atomic resolution [3]. High spatial resolution of the STM is based on exponential tip-sample distance dependence of the tunneling current. This means that most of the tunneling current should be localized on two nearest tip and surface atoms. Therefore, STM is one of the most promising techniques for ultimately high resolution imaging with electron orbital resolution and investigation of the tip-surface interaction on atomic and subatomic level.

One of the first theoretical descriptions of the tip-sample system was given by Tersoff and Hamann who considered a spherically symmetric *s*-wave tip [4]. In this case the resulting STM images reflect the surface local density of electron states. However, as demonstrated in a number of thorough theoretical studies [5,6], this simplification may not be valid in general case since different tip electron orbitals can contribute to the tunneling current. Moreover, the electron orbitals with non-zero orbital momentum (l) and momentum projection (m) on the quantization axis can dominate at the tip apex. The spatial distribution of the tip and surface wave functions with different l and m can limit the lateral resolution and determine the atomic scale contrast in STM experiments [5-8].

In this report, we show that relative contribution of the tip electron orbitals responsible for atomically resolved surface imaging can be controlled in precise distance dependent STM experiments with oriented single crystalline tips. In our studies, the carbon orbitals of highly oriented pyrolytic graphite (HOPG) surface were used to probe different *d*-orbitals of a single crystalline W[001] tip at different sample bias voltages and tip-surface separations [9,10]. The results of distance dependent STM experiments with sub-Ångström lateral resolution and density functional theory (DFT) calculations prove the selection of particular W[001] tip electron orbitals for high resolution surface imaging at specific tunneling conditions. This is confirmed by reproducing the shapes of the W $5d_{xz,yz}$ and $5d_{xy,x^2-y^2}$ atomic orbitals.

To achieve optimal conditions for imaging different *d*-orbitals of the W[001] tips using carbon *s*- and p_z-orbitals and study relative contributions of the tip *d*-orbitals at varying distances, we applied small bias voltages in accordance with the tip partial densities of electron states (PDOS) [11] and measured HOPG(0001) STM images at fixed voltages as a function of tunneling current. At small tunneling currents (large tip-surface separations) STM images with spherically symmetric atomic features were measured.

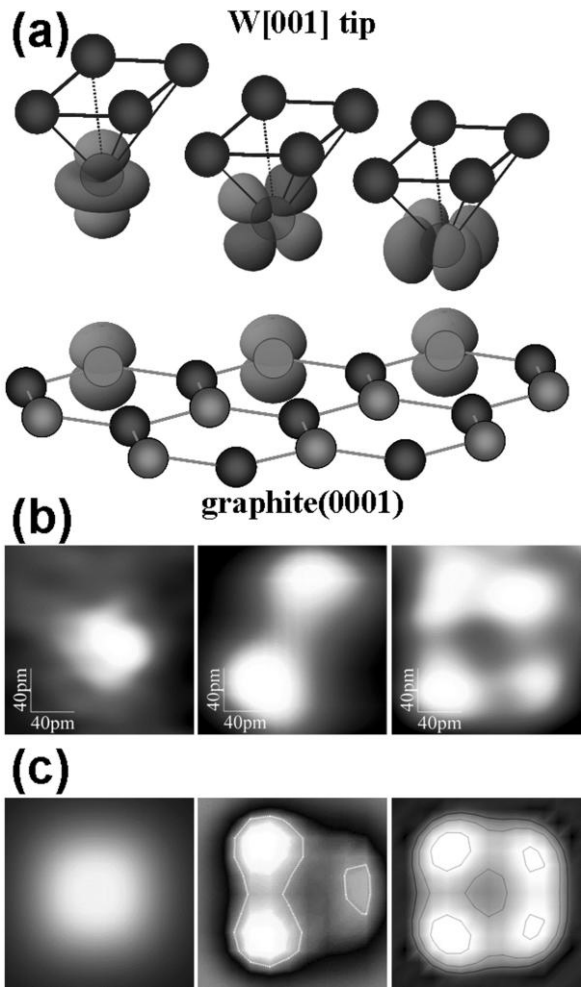


Fig. 1. (a) Schematic view of a W[001] tip with the $d_{3z^2-r^2}$ (left panel), d_{xz} (central panel) and d_{xy} (right panel) orbital at the apex above the graphite surface. (b) 22 2 STM images measured with the W[001] tip on HOPG(0001) at U=23mV and I=3.9nA (left panel), U=-35mV and I=7.2nA (central panel), and U=-0.1V and I=1.8nA (right panel). (c) Calculated charge density maps for W[001]-graphite systems in (001) planes located 0.8 Å (left panel), 0.6 Å (central panel) and 0.45 Å (right panel) above the apex atom at tip-sample distances of 2.71 Å (left panel) and 2.39 Å (right and central panels)

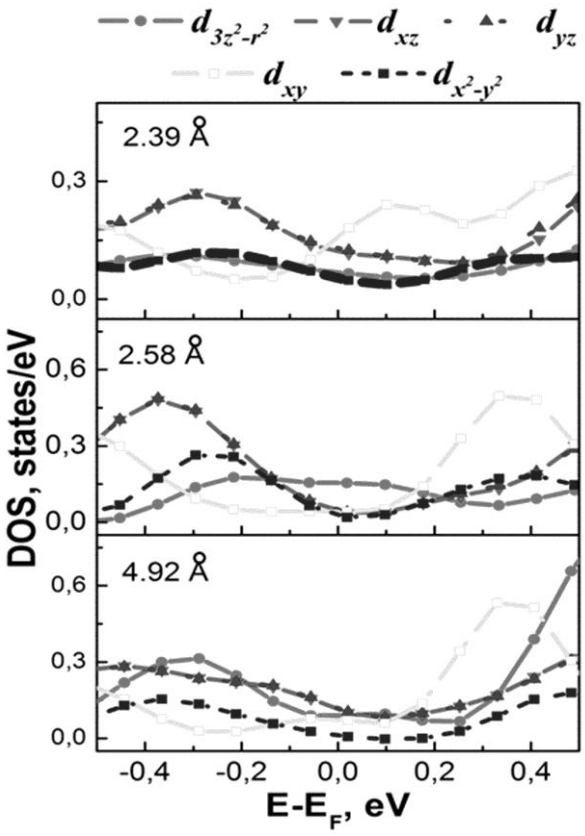


Fig. 2. PDOS associated with different *d*-orbitals of the W[001] tip apex atom interacting with the HOPG(0001) surface. The distances between tip and surface atoms obtained in fully relaxed DFT calculations are shown on each particular panel

With increasing current STM images demonstrated an enhancement of spatial resolution. As an example, the sharpest spherically symmetric atomic features measured at a sample bias voltage of 23 mV are shown in Fig. 1b (left panel). The tip-sample distances corresponding to imaging the W tip $d_{3z^2-r^2}$ electron orbitals by carbon atomic orbitals are in the range of 2.5—3.0 Å, as DFT calculations reveal [9,10]. At still smaller tip-sample distances the subatomic features demonstrating two-fold [Fig. 1b(central panel)] and four-fold [Fig. 1b(right panel)] splitting could be resolved. The four-fold splitting was better resolved at small negative voltages up to -100 mV in accordance with calculated PDOS of the isolated [11] and interacting with the graphite surface W[001] tip. The observed subatomic features qualitatively reproduce the shapes of the d_{xz} [Fig. 1b(central panel)] and d_{xy} [Fig. 1b (right panel)] electron orbitals. The observed distance dependence of the subatomic contrast agrees with the known spatial distribution of the $d_{xz,yz}$ and d_{xy,x^2-y^2} atomic orbitals and results of the PDOS calculations for the interacting «W[001] tip – graphite surface» system [9,10]. The presented charge density distribution maps (Fig. 1c) qualitatively agree with the experimentally measured subatomic features (Fig. 1b). They demonstrate that fine details of the W[001] tip atom electronic structure can be probed at small tip-surface gaps when carbon atomic orbitals penetrate into interior of the W *d*-orbital structure. The results of DFT calculations (Fig. 2) and distance dependent STM experiments (Fig. 1b) show that PDOS associated with the tip apex atom depend on the tip-surface separation at small distances. Moreover, selection of the electron orbitals responsible for high resolution STM imaging can be achieved by a precise choice of the bias voltage and tip-sample separation.

This work supported by the Russian Academy of Sciences, RFBR grant № 11-02-01256, Marie Curie IIF grant within the 7th European Community Framework Programme and Science Foundation Ireland.

1. Binnig G. et al., Appl. Phys. Lett. 40, 178 (1982).
2. Binnig G. and Rohrer H., Helv. Phys. Acta 55, 726 (1982).
3. Binnig G. et al. Phys. Rev.Lett. 49, 57 (1982).
4. Tersoff J. and Hamann D. R., Phys. Rev. Lett. 50, 1998 (1983); Phys. Rev. B 31, 805 (1985).
5. Chen C. J., Phys. Rev. Lett. 65, 448 (1990); Phys. Rev. B 42, 8841 (1990); Phys. Rev. Lett. 69, 1656 (1992).
6. Sacks W., Phys. Rev. B. 61, 7656 (2000).
7. Chaika A.N. et al., Phys. Rev. Lett. 98, 206101 (2007).
8. Murphy S. et al., Phys. Rev. B 76, 245423 (2007).
9. Chaika A.N. et al., EPL 92, 46003 (2010).
10. Chaika A.N. et al., Appl. Surf. Sci., 2012, 10.106/j.apsusc.2012.10.171.
11. Chaika A.N., S.S. Nazin and S.I. Bozhko, Surf. Sci. 602, 2078 (2008).

Неупругое резонансное многоцентровое туннелирование

Б.А. Буданов, Ф.И. Далидчик

Институт химической физики РАН, Москва

e-mail: budanov.b@gmail.com

Неупругое резонансное туннелирование, т.е. подбарьерные электронные переходы, сопровождающиеся когерентными актами обмена энергией с иными степенями свободы – колебательными, спиновыми, электронными и т.д., могут играть существенную роль в транспорте электронов в самых различных наноструктурах. При резонансных условиях, когда акты туннельных переходов осуществляются посредством образования и разрушения промежуточных (квазистационарных) состояний, такие процессы идут, как известно, с повышенной вероятностью. В экспериментах с СТМ неупругие резонансные переходы проявляются характерными, во многих случаях ярко выраженными особенностями *J-V* кривых (туннельных спектров), по положению и форме которых могут быть восстановлены параметры зондируемых нанообъектов.

Нами построена теория многоцентрового резонансного туннелирования, обобщающая результаты работы [1], на многоцентровые системы. Для оператора многоканального туннельного перехода, $T(E)$, матричные элементы которого определяют амплитуды перехода, $A_{\nu\nu'}^{kk'}$ (υ, υ' – индексы «входных» и выходных каналов, соответствующих различным состояниям зондируемого объекта до и после акта электронного перехода, k и k' – импульсы электрона до и после акта туннелирования), получена система интегральных уравнений:

$$T(E) = \sum_s T_s$$
$$T_s(E) = t_s + t_s \sum_{s' \neq s} G_0(E) T_{s'}(E) \qquad (1)$$

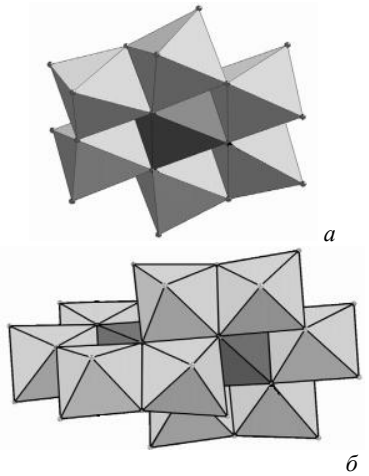
Здесь E – энергия электрона, t_s – оператор многоканального рассеяния на s-ом центре, $G_0(E)$ – функция Грина свободного электрона.

В полюсном приближении,

$$t_2 = \frac{\eta_s \mid s >< s \mid \eta_s}{E - \varepsilon_s^0 + \Omega_s} \qquad (2)$$

(η_s – взаимодействие электрона с s-ым центром, ε_s^0 – дискретный электронный уровень на s-ом центре, Ω – комплексный экспоненциально малый оператор, вид которого известен), которое соответствует резонансным условиям туннелирования, уравнения (1) сводятся к алгебраическим, что позволяет в общем случае установить зависимости многоканальных резонансных особенностей токов СТМ от характерных значений энергетических (временных) параметров зондируемых наноструктур. Нами показано, что форма резонансных особенностей $\partial^n J/\partial V_n$-$V$ кривых (n=0 или 1) определяется соотношениями трѐх энергетических (временных) параметров – распадных ширин, Г, т.е. вероятностей туннельных переходов электронов между контактами и зондируемой наноструктурой, и скоростями внутримолекулярного электронного переноса, G. При $G << (\Gamma_1+\Gamma_2)$, резонансные особенности имеют форму ОДС (пиков *J-V* кривых).

Первый пример эквидистантных серий ОДС, соответствующих двухцентровому резонансному туннелированию, сопровождающемуся колебательными переходами, был обнаружен недавно при измерениях туннельных спектров молекул фосфорномолибденовой кислоты [2] – «классического» примера обширного класса гетерополисоединений, ГПС. Ниже приводятся результаты новых безвакуумных и сверхвысоковакуумных экспериментов по туннельному зондированию молибденокобальтовых гетерополисоединений с двумя различными архитектурами Андерсона. Исследовались как квазидвумерные гексамолибдокобальтаты («общеизвестные», с архитектурой типа «бублика», см. рис.1а), так и декамолибдодикобальтаты (рис. 1б), впервые синтезированные в 2005 году с целью приготовления новых высокоэффективных ГПС - катализаторов гидродесульфирования углеводородов [3].

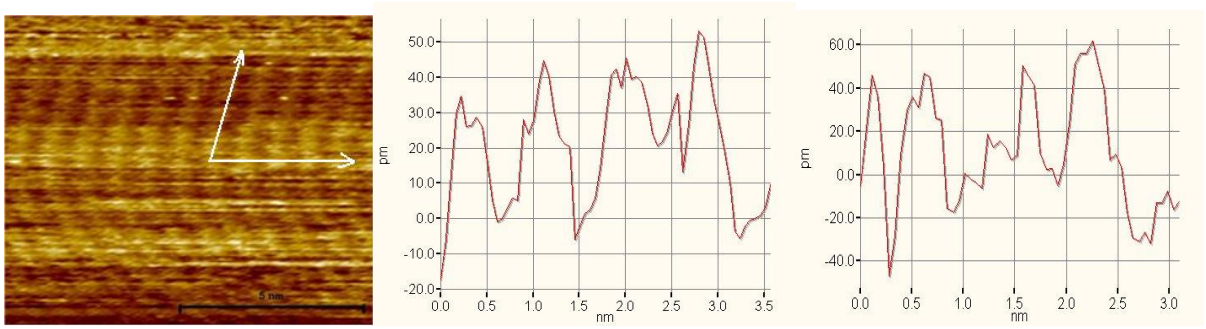


а

б

Рис. 1. Структура аниона гексамолибдокобальтата (а) и декамолибдодикобальтата (б)

Топографические изображения поверхности графита с осаждѐнным монослоем декамолибдодикобальтатов, полученные в наших экспериментах (см. рис.2), позволили впервые определить характерные размеры, $L_1 \approx 0{,}9$ нм и $L_2 \approx 0{,}5$ нм,этих наноструктур на уровне единичных молекул.



а *б* *в*

Рис. 2. Топографическое изображение декамолибдодикобальтатов, осажденных на поверхность графита, размер изображения 8x8 нм (а). Профили поверхности в 2-х направлениях, отмеченных стрелками (б,в)

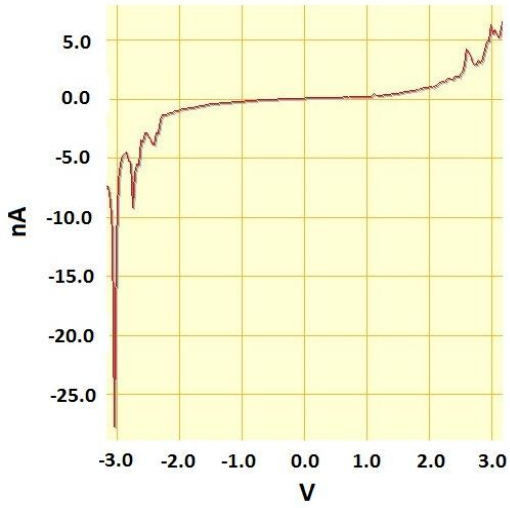


Рис. 3. Туннельный спектр декамолибдодикобальтата с колебательной серией ОДС

Спектроскопические измерения для декамолибдодикобальтатов, типичный результат которых приведен на рис.3, выявили многочисленные случаи J-V зависимостей с ярко выраженными колебательными сериями ОДС. Это позволило, используя ранее развитый подход [2], оценить значение энергетической щели между заполненными и незаполненными состояниями в рассматриваемых соединениях (≈ 2 эВ), значения колебательных квантов (для связей кислород – металл , $h\omega \approx$ 0,1 - 0,15 эВ), параметр Хуанга-Рисса, $\alpha \sim 0,3 – 0,5$).

В целом, полученные результаты демонстрируют возможность изучения молекул ГПС на качественно новом, ещѐ недавно недоступном «одномолекулярном» уровне, остро востребованном в связи с многочисленными предложениями по применениям этих соединений в науке, технике и медицине.

1. Далидчик Ф.И Многоквантовые колебательные переходы при резонансном туннелировании электронов / Ф.И. Далидчик // ЖЭТФ 1984 Т. 87 , вып.4 С. 1384.

2. Далидчик Ф.И Резонансная туннельная спектроскопия гетерополисоединений / Ф.И. Далидчик, Б.А. Буданов, Н.Н. Колченко, С.А. Ковалевский // ЖЭТФ 2012 Т. 142 , вып.6 С. 121.

3. Martin C. Evidence and Characterization of a New Decamolybdocobaltate Cabalt Salt: An Efficient Precursor for Hydrotreatment Catalyst Preparation / C. Martin, C. Lamonier, M. Fournier, O. Mentré, V. Hardlé, D. Guillaume, E. Payen // Chem. Mater. 2005 V. 17 , P. 4438-4448.

Изучение методом магнитно-силовой микроскопии термостимулированного перемагничивания ферромагнитных наночастиц

А.П. Чукланов[1], ***Д.А. Бизяев***[1], ***Н.И. Нургазизов***[1], ***Т.Ф. Ханипов***[2], ***А.А. Бухараев***[1,2], ***В.Г. Никифоров***[1], ***А.Г. Шмелев***[1], ***Г.М. Сафиуллин***[1], ***В.С. Лобков***[1]

[1] Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казань
[2] Казанский федеральный университет, Казань

e-mail: achuklanov@kfti.knc.ru

Одним из перспективных способов увеличения плотности записи информации на магнитных носителях является Heat Assisted Magnetic Recording («термоассистируемая магнитная запись») [1]. В этом методе запись информации осуществляется путем перемагничивания внешним магнитным полем элементов структурированного массива ферромагнитных однодоменных наночастиц при дополнительном локальном нагреве. Поскольку коэрцетивность ферромагнетика уменьшается с увеличением его температуры, для перемагничивания таких структур используются относительно слабые магнитные поля, которые способны перемагнитить только нагретую область, не перезаписав при этом информацию в соседних, не нагретых элементах. Скорость записи в таких структурах напрямую зависит от скорости нагрева, поэтому используются, как правило, короткие лазерные импульсы длительностью от пикосекунд до десятков фемтосекунд [2].

В работе для исследования влияния нагрева (как фемтосекундными лазерными импульсами, так и обычным термическим нагреванием) на намагниченность ферромагнитных частиц была изготовлена серия образцов, которые, представляли собой частицы пермаллоя ($Ni_{78}Fe_{22}$) вытянутой формы на подложке из оптического кварцевого стекла. Использование пермаллоя было обусловлено его магнитомягкостью и относительно низкой температурой Кюри. Недостатком является расположение вектора намагниченности в плоскости образца. Длина частиц варьировалась от 1 до 5 мкм, ширина от 300 нм до 1.3 мкм, высота от 35 до 60 нм (рис. 1а). Для изготовления подобных структур использовался усовершенствованный нами метод lift-off на основе зондовой литографии [3, 4]. Магнитные свойства частиц исследовались методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Большинство полученных частиц имело однодоменную структуру намагниченности с ярко выраженными полюсами на концах частицы.

В первой части работы для изучения коэрцетивных свойств частиц при различных температурах образец нагревался термическим способом в слабом магнитном поле, напряженности которого заведомо недостаточно для перемагничивания частиц при комнатной температуре. Изначально намагниченный в поле насыщения образец (-320 Э для комнатной температуры) помещался в противоположно направленное магнитное поле напряженностью 150 Э. Затем, температура плавно повышалась с шагом 10 ºС. После каждого повышения температуры получалось МСМ изображение в однопроходной методике и подсчитывалось число перемагнитившихся частиц. Результаты измерений представлены на рис. 1.

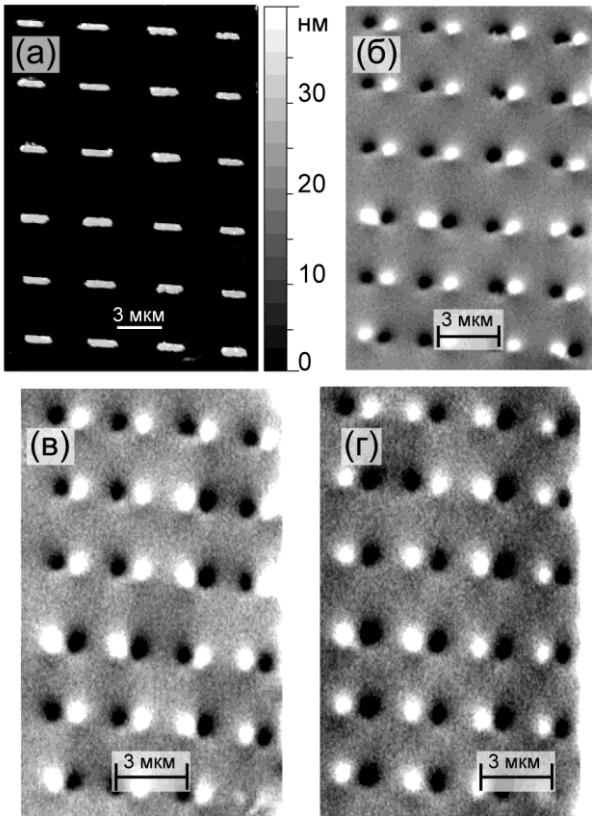


Рис. 1. АСМ-изображение пермаллоевых частиц (а); МСМ-изображения тех же частиц после намагничивания в поле насыщения (-320 Э) и помещения в магнитное поле напряженность +150 Э при различной температуре: 26 ºС (б), 90 ºС (в) и 190 ºС (г)

Из рисунка можно заметить, что для разных частиц коэрцетивность падает по разному с увеличением температуры. Даже при максимально возможном в нашей установке нагреве (190 ºС, рис. 1г) несколько частиц остались неперемагниченными. На рис. 2 представлен график зависимости перемагнитившихся частиц от температуры нагрева. На нем видно 2 резких скачка в районе 50 ºС и 160 ºС. Это может свидетельствовать о

сильном различии в коэрцетивности частиц. Причиной такого разброса может быть как небольшое различие размеров частиц (разброс длин больших осей составляет примерно 10%) так и термоактивационный механизм перемагничивания [5].

По этой причине эксперименты по перемагничиванию частиц под действием фемтосекундного лазерного излучения проводились на одной частице, коэрцетивность которой была предварительно определена при комнатной температуре.

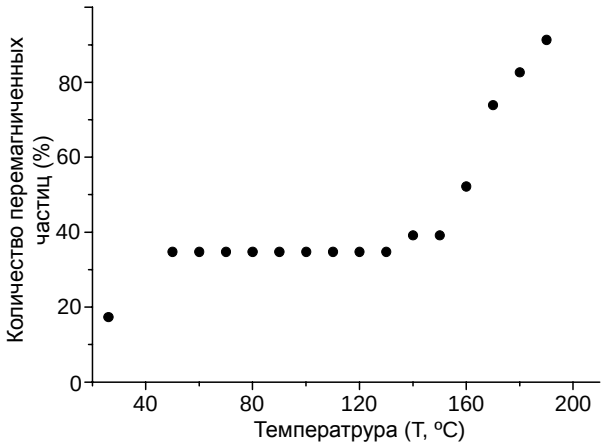


Рис. 2. Зависимость количества перемагниченных частиц пермаллоя в зависимости от температуры внешнего нагрева

Для проведения экспериментов использовался фемтосекундный лазерный спектрометр на основе Ti:Sa. Длина волны излучения 790 нм, длительность импульса 100 фс, частота следования импульсов 3 кГц. Плотность мощности одного импульса составляла 60 мДж/см^2. Время экспозиции 10 с. Измерения морфологии образцов, выполненные до и после лазерного воздействия с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ), показали, что при таких условиях фемтосекундное излучение не повреждает наночастицы. Магнитное поле создавалось специально изготовленными катушками Гельмгольца, максимальная напряженность магнитного поля катушек, приложенного вдоль плоскости образца составляло 330 Э. МСМ и АСМ исследования проводились на микроскопе Solver P47-H (NT–MDT).

На рис. 3 представлены МСМ-изображения с результатами эксперимента по перемагничиванию одной частицы. Коэрцетивность частицы при комнатной температуре составляет 200 Э. На рис. 3а показано МСМ-изображение частицы после намагничивания в поле насыщения (-330 Э). Затем образец помещался в фемтосекундное лазерное поле с описанными выше параметрами, напряженность магнитного поля была заведомо

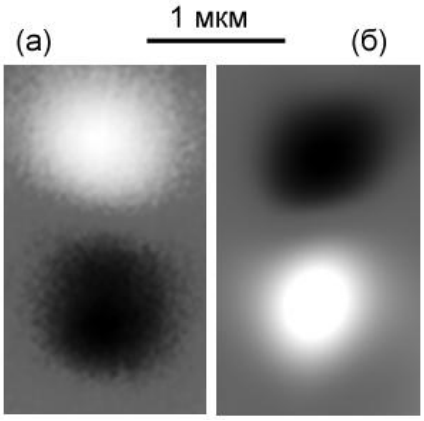


Рис. 3. МСМ изображение однородно намагниченной микрочастицы пермаллоя (а). МСМ-изображение той же микрочастицы после совместного действия фемтосе-кундного лазерного излучения и магнитного поля (б)

меньше коэрцетивного и равнялась +150 Э. МСМ-изображение на рис. 3б свидетельствует, что совместное воздействие лазерного излучения и относительно слабого магнитного поля приводит к перемагничиванию частицы.

Таким образом фемтосекундное лазерное излучение заметно снижает порог перемагничивания ферромагнитных частиц пермаллоя внешним магнитным полем. Одной из причин наблюдаемого эффекта является уменьшение коэрцитивной силы пермаллоевой частицы при ее нагреве лазерным излучением.

1. Kryder M.H. Heat Assisted Magnetic Recording / M.H. Kryder, E.C. Gage, T.W. McDaniel, W.A. Challener, R.E. Rottmayer, G. Ju, Y.T. Hsia, M.F. Erden // Proceedings of the IEEE. 2008. V. 96. P. 1810–1835.

2. Vahaplar K Ultrafast Path for Optical Magnetization Reversal via a Strongly Nonequilibrium State / K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 117201-4.

3. Бухараев А.А. Получение магнитных микро и наноструктур методом сканирующей зондовой литографии / А.А. Бухараев, Д.А. Бизяев, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов // Микроэлектроника. 2012. Т. 41. № 2. С. 90–97.

4. Бизяев Д.А. Наночастицы и нанопроволоки никеля, полученные с помошью сканирующей зондовой литографии методом точечного идентирования / Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, Д.В. Лебедев, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов // ПЖТФ. 2012. Т. 38, вып. 14. С. 8–14.

5. Kirilyuk A. Ultrafast optical manipulation of mag-netic order / Kirilyuk, A.V. Kimel, Th. Rasing // Rev. of Modern Physics. 2010. V. 82. 2010 P. 2732–2784.

Новые приборы и методы нанодиагностики для исследования материалов и структур

В.А. Быков, А.Б. Шубин, С. Леесмент, Д.И. Виноградов

Группа предприятий «НТ-МДТ», ФГУП НИИФП им. Ф.В. Лукина, Зеленоград, Москва

e.mail: vbykov@ntmdt.ru, shubin@ntmdt.ru

К настоящему времени сканирующая зондовая микроскопия вошла в состав классических методов исследования наноструктур и широко используется для качественной оценки свойств и геометрических параметров поверхностей. Тем не менее, до сегодняшнего дня СЗМ относится к числу эксклюзивных методов, требующих как для получения данных, так и для их интерпретации специальных знаний и навыков, что сдерживает широкое распространение метода.

В зависимости от типа образцов требуется использовать различные типы зондов с различной жесткостью, покрытиями, параметрами острий. Смена кантилеверов также требует специальной тренировки, является сдерживающим фактором, напрягающим пользователя. При малейшей неаккуратности возможна поломка зонда, цена которого может составлять несколько сотен долларов США. Кроме того, смена зонда требует времени и не позволяет провести измерения свойств того же самого участка поверхности различными типами зондов с интервалом задержке даже в несколько минут. Процедура смены зонда, последующего подвода и позиционирования на искомом фрагменте поверхности, прихода системы в равновесие по дрейфам может занимать более часа даже у квалифицированного пользователя.

Получение корректных результатов является отдельной и очень сложной задачей. Сама суть методов СЗМ состоит в интерпретации результатов контактного взаимодействия зонда, имеющего индивидуальную форму, жесткость, а следовательно действующего на объект с определенным давлением, резонансные свойства, химический состав поверхности кончика иглы, непосредственно взаимодействующего с поверхностными функциональными группами образца, его проводимость, намагниченность – все это оказывает влияние на регистрируемые контрасты. В большинстве случаев об этом даже не вспоминают, но это не значит, что всего этого не существует.

Точного решения задачи интерпретации на настоящее время не существует, но минимизировать ошибки возможно. Для этого к настоящему времени разработана новая технология СЗМ измерений с использованием т.н. RSI (Raster Speed Imaging) техники, идея которой заключается в интерпретации силового взаимодействия при высокоскоростном измерении силовых кривых в процессе сканирования с одновременной компенсацией Кельвин потенциала.

Реализация RSI потребовала разработки нового контроллера, с использованием которого возможно измерение и компенсация Кельвин-потенциала и высокоскоростная регистрация силовых кривых взаимодействия зонд-поверхность. Быстрый обсчет силовых кривых в настоящее время позволяет визуализовать изображение поверхности при нулевой силе взаимодействия (пока без учета деконволюции), визуализовать рельеф адсорбционного слоя, рельеф сил адгезии, распределение модуля Юнга, токов растекания. Компенсация Кельвин-потенциала осуществляется минимизацией колебаний кантилевера на второй гармонике компенсационным потенциалом.

Кроме того, применение RSI позволяет компенсировать артефакты сканирования, связанные с гидродинамическим влиянием среды при измерениях в жидкостях. Дрейф нулевого уровня силы от времени и координаты, переколебания балки после отрыва иглы от поверхности]]6 высокочастотные шумы, нелинейные искажения траектории сканера при увеличении амплитуды и частоты сканирования. Все это значительно облегчает работу пользователя и позволяет эффективно получать значимые результаты.

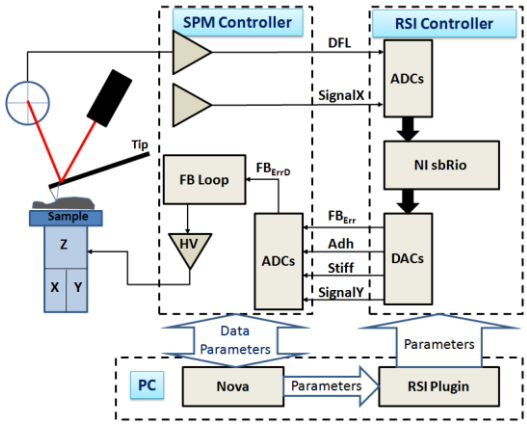


Рис. 1. Блок схема прибора с RSI контроллером и контроллером PX СЗМ

Развитие технологий производства микромеханики позволила значительно увеличить процент выхода годных кантилеверов (практически до 100%) с повторяемостью резонансных характеристик балок в 10%, что создало предпосылки реализации идеи многозондовых картриджей для АСМ. Идея картриджей зародилась в НТ-МДТ еще в 1996 году [1], однако ее техническая реализация стала возможной только сейчас.

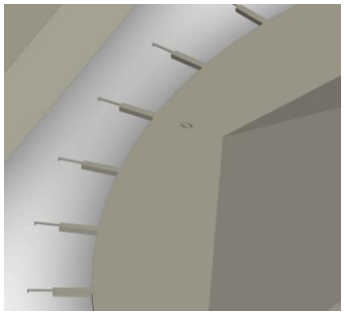


Рис. 2. Фрагмент многозондового картриджа

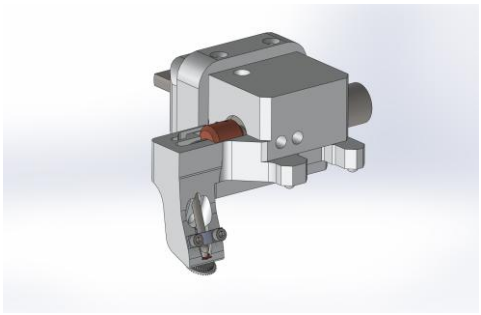


Рис. 3. СЗМ головка с многозондовым картриджем сканирующего зондового микроскопа NEXT

Картридж представляет собой многозондовый датчик контурного типа, содержащий 40 кантилеверов. Выбор действующего кантилевера осуществляется программно с оптическим контролем. Кантилеверы могут быть как однотипными, так и «цветными» с заданными типами покрытий и жесткостью. Замена картриджа осуществляется вручную и не является сложной процедурой. Для работы с картриджами созданы специальные измерительные головки, которые интегрируются в новые приборы компании (NEXT, OPEN, SOLVER-NANO, EDUCATOR-II).

Внедрение новой технологии существенно изменяют потребительские свойства приборов и придают им новое качество – качество приборов широкого пользования для количественной характеризации свойств наноструктур.

Развитие методов сканирующей спектроскопии в комбинации с СЗМ на базе комплексов NTEGRA-SPECTRA и SPECTRUM позволяют реализовать опции конфокальной лазерной люминесцентной спектроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния, надежной регистрации TERS, зондово-оптической спектроскопии магнитного резонанса высокого разрешение. Использование зондов с N-V дефектами в нанокристаллах алмаза дает возможность регистрации магнитных состояний, вплоть до регистрации единичных сипиновых состояний.

1. Заявка 96123099/09 от 06.12.1996, патент: «Многозондовый кантилевер для сканирующего зондового микроскопа» RU 2124251 C1; Заявка 2003116596/28 от 05.06.2003, патент: “Многозондовый датчик контурного типа для сканирующего зондового микроскопа” RU 2244256 C1; патентообладатель “НТ-МДТ”.

Особенности формирования рисунка в фоторезисте методами лазерной литографии

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, А.Ю. Климов

Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород

e-mail: vdovichev@ipmras.ru

В работе представлены результаты работы по формированию рисунка в слое фоторезиста и передачи в металлический слой на установке лазерной фотолитографии компании Heidelberg (Германия) μPG101 и исследованию особенностей формирования подобных рисунков. Отличительной особенностью данной установки фотолитографии является использование метода “прямого письма” для формирования рисунка, при этом нет необходимости в использовании фотошаблонов как при контактной фотолитографии.

В качестве образцов для засветки применялись стандартные полупрозрачные металлизированные фотошаблоны на основе боросиликатного стекла с маскирующим окись железа. Была произведена тестовая засветка фотопластин при различных мощностях лазера и длительности лазерного импульса. Проявление засвеченной фотопластины проводилось в растворе щелочи. В результате были определены оптимальные параметры засветки, при которых удалось получить размер рисунка в фоторезисте порядка 1мкм.

Для формирования финишной структуры были рассмотрены два метода. Первый метод заключался в проявлении засвеченной пластины, в результате удалялись засвеченные лазером области. Далее проводилось жидкостное травление окиси железа и последующее снятие оставшегося фоторезиста. В результате на поверхности стеклянной пластины оставался слой окиси железа с протравленным до поверхности стекла литографическим рисунком. Одной из основных проблем при таком способе изготовления является боковое подтравливание при жидкостном травлении окиси железа, это приводит к увеличению размеров засвеченного рисунка. При таком способе изготовления удалось получить структуры с типичным размером порядка 2мкм. На рисунке 1 показана финишная структура, представляющая собой упорядоченный массив круглых отверстий. Исходный диаметр при засветке составлял 2мкм, в результате бокового подтравливания диаметр отверстий увеличился до 3мкм.

Второй способ формирования финишной структуры заключался в проявлении засвеченной пластины, нанесении пленки кремния порядка 50нм и проведения lift-off процесса (инвертированный рисунок). В результате на поверхности пленки окиси железа формировалась структура из кремния, форма которой соответствовала исходной засветке. Финальной процедурой является удаление окружающей пленки окиси железа, в результате на поверхности прозрачного стекла формируются островки, состоящие из слоя окиси железа и покрывающего слоя кремния. При таком способе изготовления были изготовлены образцы структур с размерами порядка 1мкм.

Были изготовлены круглые диски диаметром 1мкм и расстоянием 2мкм между их центрами (рис. 2), а также полосы шириной 1 мкм и расстоянием между и+х центрами 2мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 12-02-33039 мол_а_вед и № 12-02-31660 мол_а и Минобрнауки РФ ГК 16.552.11.7007

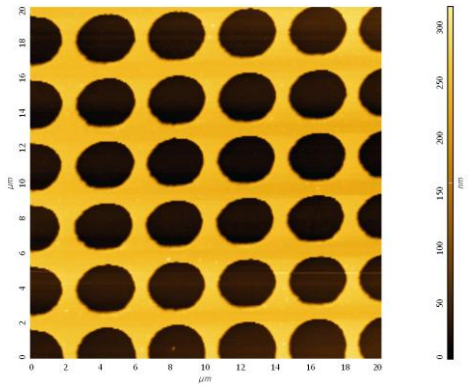


Рис. 1. Финишная структура, представляющая собой отверстия в пленке окиси железа. Диаметр отверстия порядка 3мкм

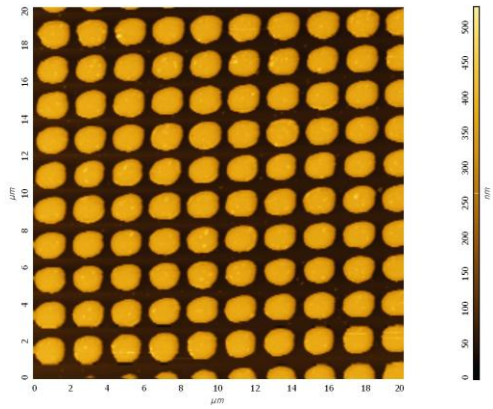


Рис. 2. Финишная структура, представляющая собой круглые диски диаметром 1мкм и расстоянием 2мкм между их центрами

Измерение колебаний механичес‹их нанорезонаторов атомно-силовым микроскопом

А.П. Володин

Католический университет Левен, Бельгия

e-mail: alexander.volodin@fys.kuleuven.be

Механические частотные характеристики резонаторов микро- и нано-электромеханических систем во многом определяют свойства и эффективность сверхчувствительных приборов, построенных на их основе. Визуализация механических колебаний и измерение частотных характеристик нано-резонаторов с собственными частотами достигающими гигагерцового диапазона - весьма непростая задача. Традиционные оптические средства измерений амплитуд колебаний неприменимы из-за ограничений, обусловленных длиной светой волны. Методы же электронной микроскопии чрезвычайно трудоемки.

Сканирующая силовая микроскопия (ССМ) предоставляет широкий спектр уникальных возможностей для исследования наноструктур. Зонд ССМ - кантилевер с острием не может отслеживать механические перемещения поверхности с частотой, намного превышающей его резонансные частоты. Однако, из-за нелинейности силового взаимодействия, кантилевер все же реагирует на высокочастотные перемещения изменением своего «среднего» положения. Использование модуляции высокочастотного возбуждения поверхности и нанорезонаторов с частотой равной одной из собственных застот ССМ кантилевера в десятки и сотни раз повышает чувствительность механического детектирования.

Детектирование сверхвысокочастотных механических колебаний поверхности средствами ССМ, предложенное в начале 90-х годов [1] было распространено на отдельный механический нанорезонатор мегагерцового диапазона, образованный спиральной углеродной нанотрубкой (УНТ) с [2]. Недавно с помощью ССМ были успешно визуализированы резонансные моды колебаний фрагмента свободно подвешенного графена [3].

В данной работе рассматриваются принципы детектирования и визуализации высокочастотных механических колебаний наноструктур посредством ССМ и анализируются условия его невозмущающего использования. Приведенные примеры результатов применения этого метода для измерения частотных характеристик и визуализации распределения амплитуд возбужденных колебаний как отдельных нанорезонаторов (см. Рис. 1.), сформированных спиральными УНТ [4], так и выращенного из газовой фазы массива резонаторов на основе УНТ [5] (см. Рис. 2.) демонстрируют его уникальные возможности и высокую эффективность.

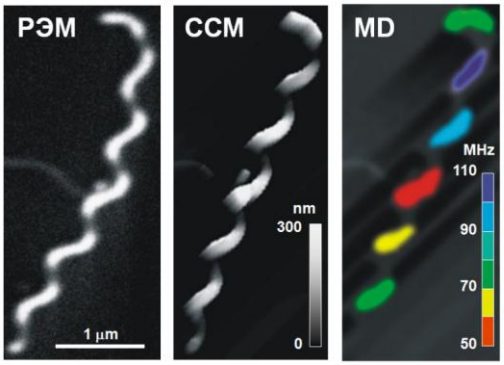


Рис. 1. Электронно-микроскопическое (РЭМ), ССМ изображения фрагмента спиральной УНТ и результат механического детектирования (МД) его колебаний, возбужденных на разных частотах

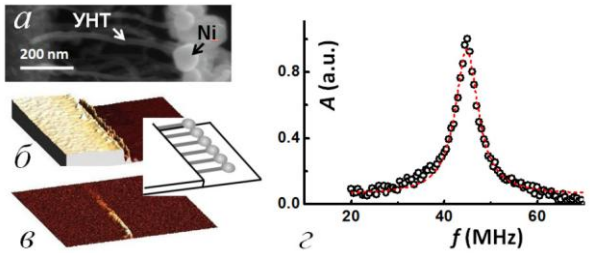


Рис. 2. РЭМ изображение УНТ, нагруженной наночастицами Ni (*а*), ССМ изображение (*б*) области размером 10×10 мкм^2 горизонтально-расположенного массива таких УНТ, (схема массива показана на вставке). Соответстующее изображение амплитуд колебаний УНТ неоднородно возбужденных в условиях ферромагнитного резонанса на частицах Ni (*в*). Резонансная кривая (*г*), полученная в результате механического детектирования кантилевером ССМ колебаний отдельного УНТ-нанорезонатора, показанного на (*а*)

1. O. Kolosov, K. Yamanaka, Japanese Journal of Appl. Phys. 32, 1095 (1993).

2. A. Volodin, C. Van Haesendonck, R. Tarkiainen, M. Ahlskog, A. Fonseca, and J. B. Nagy, Appl. Phys. A, 72, S75 (2001).

3. D. Garcia-Sanchez, A. M. van der Zande, A. San Paulo, B. Lassagne, P. L. McEuen, and A. Bachtold, Nano Letters 8, 1399 (2008).

4. A. Volodin, D. Buntinx, M. Ahlskog, A. Fonseca, J. B.Nagy, and C. Van Haesendonck, Nano Letters 4, 1775 (2004).

5. C.A. Santini, A. Volodin, C. Van Haesendonck, S. De Gendt, G. Groeseneken, and P.M. Vereecken, Carbon 49, 4004 (2011).

Создание регулярных доменных структур в кристаллах ниобата бария-стронция методом атомно-силовой микроскопии: особенности записи, временная и температурная стабильность

***Л.В. Симагина*[1], *Р.В. Гайнутдинов*[1], *Т.Р. Волк*[1], *И.Д.Мишина*, *С.В. Семин*[2], *Н.А. Ильин*[2], *А.Л. Толстихина*[1], *Я.В. Боднарчук*[1], *Л.И. Ивлева*[3]**

[1] ИКРАН, Москва МГТУ

[2] МИРЭА, Москва

[3] ИОФРАН, Москва

e-mail: rgaynutdinov@gmail.com

Практически важной задачей физики сегнетоэлектриков является запись регулярных доменных структур (РДС) для преобразования оптического излучения в режиме фазового квазисинхронизма. Для решения этой задачи наиболее привлекательным является метод атомно-силовой микроскопии (АСМ) в первую очередь из-за возможности проводить запись доменов и исследовать их динамику в широком диапазоне размеров. Кристаллы ниобата бария-стронция (SBN) представляют собою один из наиболее перспективных материалов для создания регулярных доменных структур благодаря высоким значениям практически интересных параметров в частности, нелинейной восприимчивости. Кристаллы ниобата бария-стронция (SBN) относятся к классу релаксорных сегнетоэлектриков, в которых механизм переключения фундаментально отличается от механизма переключения в классических сегнетоэлектриках. Это требует проведения детальных исследований и разработки принципиально нового подхода при описании процессов движения доменной стенки на микроскопическом уровне.

В настоящей работе методом атомно-силовой микроскопии проведено комплексное исследование сегнетоэлектрических свойств кристаллов релаксорных сегнетоэлектриков твердых растворов SBN разного состава. Характеризация сегнетоэлектрических свойств на наноуровне проводилась методом микроскопии пьезоэлектрического отклика, как в исходно полидоменных кристаллах, так и в кристаллах подвергнутых монодоменизации. Локальная переполяризация образцов осуществлялась при приложении постоянного напряжения с заданной амплитудой Udc и длительностью экспозиции tp между острием зонда и электродом нижней поверхности. Путем измерения сигнала электромеханического отклика (ЭМО) в режиме пьезоэлектрического отклика АСМ производилась визуализация доменной структуры, проводились исследования кинетики записи и релаксации микродоменов и измерения локальных петель пьезоэлектрического гистерезиса.

При изучении сегнетоэлектрических свойств кристаллов SBN различного состава на наноуровне обнаружен ряд особенностей. Рассчитанные из АСМ измерений величины Ec и Eb зависят от состава исследуемых кристаллов, в согласии с данными макроскопических измерений наибольшие величины Ec и Eb наблюдаются в SBN-0.61, несколько снижаются в SBN-0.61:0.5% Nd и резко падают в SBN-0.75, что коррелирует с зависимостью температуры фазового перехода Тфп от состава (рис. 1а). Также была обнаружена низкочастотная зависимость величины коэрцитивного поля Ec. С увеличением частоты полевого цикла в интервале 0.03-250 Hz величина Ec регулярно увеличивается. Совокупность микро- и макроскопических измерений выявляют регулярное уменьшение Ec с уменьшением частоты для АСМ- и макроскопических измерений, соответственно f = (250-0.033) Гц (рис. 1б).

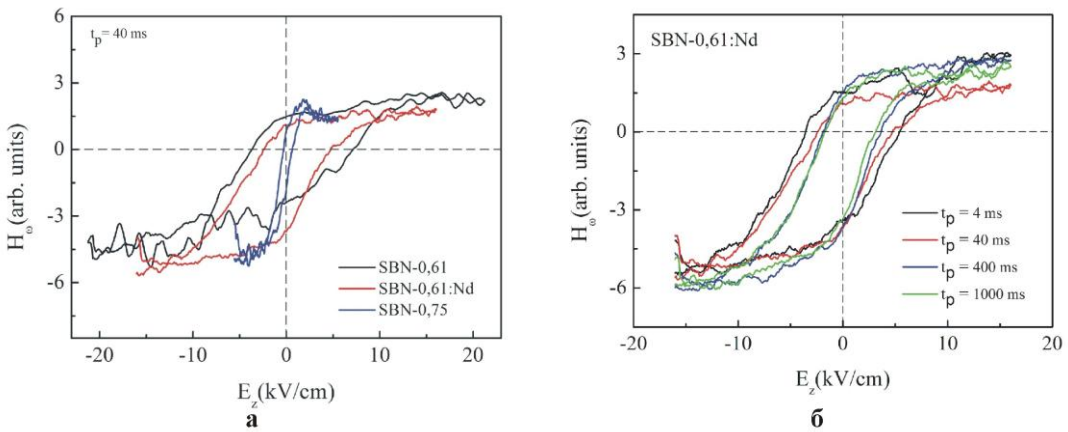


Рис. 1. Локальные петли электромеханического (пьезоэлектрического) гистерезиса: а – измеренные для кристаллов SBN различных составов, б – измеренные при различных частотах полевого цикла

Наблюдается численная корреляция результатов интегральных и микроскопических измерений, так величина коэрцитивного поля Ec в кристаллах SBN-Nd, полученная из петли диэлектрического гистерезиса и рассчитанная из данных АСМ (расчет с использованием модели пространственного распределения нормальной компоненты поля под острием АСМ-зонда [1]), составила 2.05 и 2.4 кВ/см, соответственно. Такая хорошая корреляция при учете, что в АСМ-экспериментах петля гистерезиса измеряется на области порядка диаметра зонда (50 nm), свидетельствует о применимости используемого метода расчета поля под зондом АСМ. На основании зависимости Ec от частоты можно заключить, что величина Ec в SBN-Nd стремится к некоторому равновесному значению Ec = 1.7-1.8 kV/cm при временах выдержки под полем 10 s. (рис. 1б).

Использование РДС для преобразования оптических частот предъявляет к таким структурам весьма жесткие требования. В частности устойчивость регулярных доменных структур является одним из решающих факторов. В работе было проведено исследование кинетики релаксации регулярных 1D и 2D микродоменных структур, созданных в релаксорном сегнетоэлектрике SBN-61. Доменные 1D и 2D структуры создавались путем поточечного перемещения зонда в данном направлении с заданным расстоянием d между точками, в которых прикладывалось постоянное напряжение с определенной амплитудой Ut и длительностью импульса tp. После записи измерялась кинетика спада сигнала ЭМО данных структур. В работе были получены релаксационные кривые сигналов ЭМО для доменных линий, записанных при идентичных величинах амплитуды и длительности импульса постоянного напряжения для различного расстояния между точками записи (d = 500, 270, 110, и 50 нм соответственно) (рис. 2). Кинетика релаксации с хорошим приближением аппроксимируется зависимостью y(t) = y0 + a exp (-t/T). Поскольку регистрируемый радиус одиночного домена rd ~ 50 – 60 нм, доменная линия, записанная при d = 500 нм, может рассматриваться, как совокупность одиночных доменов, линии, записанные при d = 270 и 110 нм, представляют собой доменные цепочки, а линия, записанная при d = 50 нм, – квазинепрерывную доменную линию. Полученные релаксационные зависимости показали, что с увеличением расстояния между точками записи d распад доменных линий ускоряется. Так время релаксации одиночного домена (около 10 – 20 минут) заметно короче времени распада доменной цепочки с d = 270 нм (около 2-х часов) и на порядки короче квазинепрерывной доменной линии (десятки часов). Полученные результаты демонстрируют, что время релаксации зависит, как от расстояния между точками записи, так и от геометрии записанной структуры: 0D- структура (одиночные домены) распадается быстрее, нежели 1D- структура (доменная цепочка). Эффект "самостабилизации" доменных линий по сравнению с одиночным доменом еще более выражен в 2D- структурах. Совокупность полученных результатов указывает на наличие в ансамблях микродоменов кооперативных взаимодействий, усиливающихся с возрастанием размерности структуры. Возможно, обнаруженные в работе эффекты в доменных ансамблях могут найти объяснение в терминах влияния пиннинга доменов на точечных дефектах, который особенно характерен для релаксорных сегнетоэлектриков в силу их фундаментальной структурной неоднородности, сопровождающейся существованием случайного поля Ei в объеме кристалла.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 12-02-00596 и 11-02-00888)

1. Agronin A., Molotskii M., Rosenwaks Y. et al, J. Appl. Phys. 2006, V. 99, P. 104102 – 104103

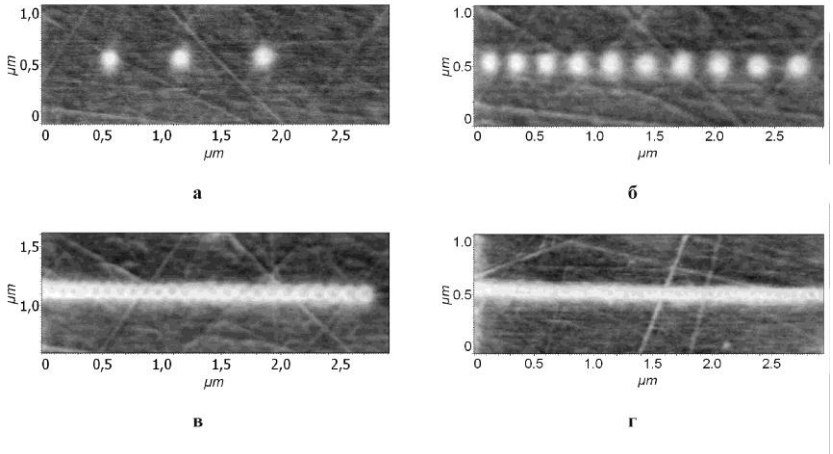


Рис. 2. Изображение 1D доменных структур, записанных в кристалле SBN с различной дискретностью

Разработка зондов высокого разрешения для метода магнитно-силовой микроскопии

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А.Гусев, Е.В.Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

e-mail: bg@ipmras.ru

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) является относительно простым и универсальным методом, позволяющим получать информацию о распределении намагниченности на поверхности образца с разрешением несколько десятков нанометров. Разрешающая способность и чувствительность МСМ метода по большей части определяется характеристиками используемых МСМ зондов. В данной работе приводятся результаты исследований двухслойных магнитных кантилеверов для магнитно-силовой микроскопии [1, 2].

Двухслойные МСМ были изготовлены следующим образом. На стандартный кремниевый кантилевер наносились два слоя ферромагнитного материала (Co), разделенных немагнитной прослойкой (Si). Определены величины магнитных полей перехода из “ферромагнитной” конфигурации (магнитные моменты в Co слоях сонаправлены) в “антиферромагнитную” (магнитные моменты в Co слоях противонаправлены) и наоборот. Проведены исследования таких зондов при помощи микродатчиков Холла. Показано, что зонд в “антиферромагнитном” состоянии обладает достаточно сложной структурой магнитного поля. Показано, что зонд в “антиферромагнитном” состоянии обладает большим пространственным разрешением, по сравнению с зондом в “ферромагнитном” состоянии. Такие двухслойные МСМ зонды являются перспективными для исследования низкокоэрцитивных объектов, так как величина магнитного поля рассеяния у такого зонда меньше, чем у стандартного однослойного. А также, для исследования низкоразмерных (с размерами несколько десятков нанометров) объектов, где необходимо повышенное пространственное разрешение МСМ зонда.

Второй подход, который был рассмотрен в данной работе, заключается в использовании сфокусированных ионных пучков для заточки и увеличения аспектного соотношения исходных игл для напыления магнитного материала [3]. В результате ионной заточки на острие зондов были сформированы нанопроволоки с радиусом кривизны порядка 10-20нм и высотой порядка нескольких сотен нанометров. Принципиальным отличием от стандартных зондов является более высокое аспектное соотношение (отношение длины к диаметру) такой нанопроволоки. Вершина стандартных зондов имеет обычно пирамидальную форму с углами у основания порядка 30 градусов, аналогичная величина для нанопроволоки имеет значение порядка 10 градусов. После на изготовленные нанопроволоки наносился слой ферромагнитного материала. Из-за высокого аспектного соотношения и малого радиуса кривизны магнитный материал хорошо локализован вблизи кончика, тем самым будет возможно достичь высоких значений пространственного разрешения таких зондов.

Авторы благодарны В.Л.Миронову и А.А. Фраерману за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 12-02-33039 мол_а_вед и № 12-02-31660 мол_а.

[1] J. O. Oti, P. Rice, and S. E. Russek // J. Appl. Phys. 75, 6881, (1994)

[2] Yihong Wu, Yatao Shen et. al. // Appl. Phys. Lett. 82, 1748, (2003)

[3] Zhiyong Liu, You Dan, and Qiu Jinjun // J. Appl. Phys. **91**, 8843, 2002

Электронные ловушки в оксидах олова и цинка

А.К. Гатин, М.В. Гришин, Н.В. Дохликова, А.А. Кирсанкин, В.А. Харитонов, Т.В. Белышева, Л.И. Трахтенберг, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва

e-mail: grishin@chph.ras.ru

Чувствительность газовых детекторов на основе пленок полупроводников определяется изменением числа носителей заряда, происходящим в процессах адсорбции и десорбции на поверхности пленок. Электроны проводимости появляются при тепловой ионизации структурных дефектов оксидов, энергетические уровни которых лежат вблизи дна зоны проводимости полупроводника. Образовавшиеся в результате диссоциативной адсорбции атомы кислорода захватывают электроны из зоны проводимости полупроводника, снижая его проводимость. При адсорбции молекул анализируемого газа происходит их реакция с отрицательными ионами кислорода с образованием нейтральных молекул и электронов, которые попадают в зону проводимости. Ток при этом растет. Чувствительность сенсора определяется положением уровня энергия и скоростью перезарядки электронных ловушек (связанных со структурными дефектами и адатомами). Цель данной работы – определение этих свойств электронных ловушек.

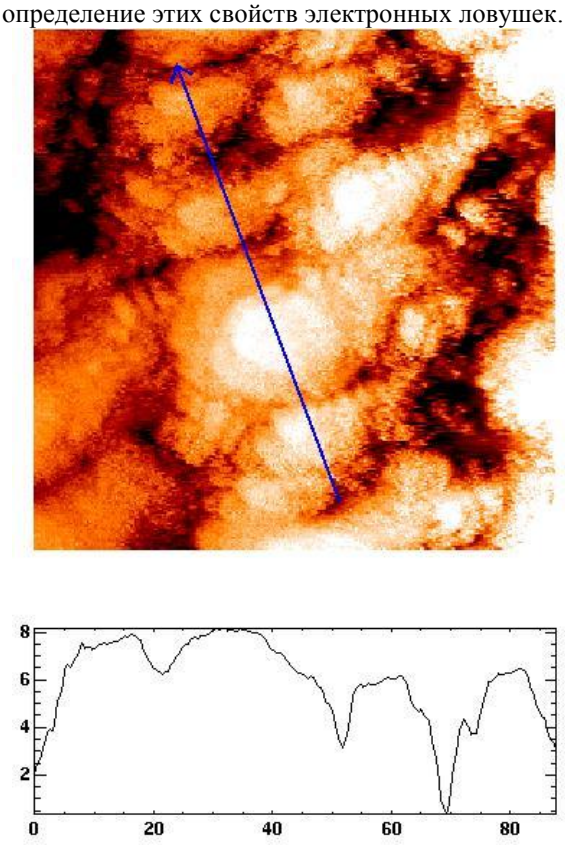


Рис. 1. Наноструктурированная пленка диоксида олова: вверху – топографическое изображение, внизу – профиль поверхности пленки вдоль выделенной линии

Свойства наноструктурированных пленок изучались в сверхвысоковакуумном исследовательском комплексе, который включает в свой состав сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), Оже- и масс-спектрометры. Все измерения были выполнены при температуре T = 300 K в сверхвысоком вакууме, давление остаточных газов в установке P = 2 x 10^{-10} Тор. После загрузки в сверхвысоковакуумную камеру образцы были прогреты при T = 500 K для устранения адсорбата. Модификация поверхности образцов осуществлялась путем контролируемой адсорбции кислорода и водорода. Для этого образец экспонировался в течение заданного времени в молекулярном кислороде (водороде) при давлении не выше P = 1 x 10^{-6} Торр. Экспозиция измерялась в Ленгмюрах (1 Л = 1 x 10^{-6} Торр x сек).

На Рис. 1 представлено топографическое изображение наноструктурированной пленки диоксида олова, нанесенной на поверхность кварцевого стекла, и профиль ее поверхности. Полученные данные позволяют оценить характерный размер наночастиц оксида олова, который приблизительно равен 20-30 нм. Структура пленки оксида цинка подобна приведенной на рисунке. Измеренные вольт-амперные зависимости прогретых в вакууме пленок SnO_2 и ZnO демонстрируют запрещенную зону, ширина которой составляет 2-2.5 эВ. После адсорбции кислорода на их поверхностях ширина запрещенной зоны возросла и составила 2.5-4.5 эВ. Взаимодействие с водородом привело к значительному сужению запрещенной зоны до 2-2.5 эВ, а спустя 16 часов она полностью исчезла. Полученные выше результаты сканирующей туннельной спектроскопии хорошо согласуются с данными Оже-спектроскопии, где после экспозиции образцов в водороде наблюдались сдвиги линий олова и цинка, означающие уход кислорода из системы.

Особенности туннельного тока, обусловленные перезарядкой электронных ловушек, подробно рассмотрены в работе [1]. Проводимость туннельного контакта СТМ обусловлена, в конечном счете, геометрией и электронным строением электродов, в том числе зарядами, находящимися на поверхности исследуемого образца. Этими зарядами могут быть электроны, захваченные ловушками. Поскольку электронная ловушка может находиться в двух состояниях – заряженном и опустошенном, то при изменении зарядового состояния ловушки (перезарядке) проводимость туннельного контакта СТМ переключается между двумя значениями – низким и высоким. В то же время, положение электронного уровня ловушки зависит от внешнего электрического поля. При

понижении энергетического уровня ловушки ниже границы заполненных состояний, ловушка с большой вероятностью захватывает электрон из зоны проводимости твердого тела. Когда этот уровень оказывается выше границы заполненных состояний в твердом теле, ловушка опустошается за счет туннельного перехода электрона на свободные состояния твердого тела. Таким образом, изменяя значение напряжения на туннельном контакте СТМ, можно управлять зарядовым состоянием электронной ловушки и проводимостью туннельного контакта. В результате на вольт-амперных зависимостях туннельного тока формируются две ветви, Рис.2, соответствующие опустошенному (пунктирная кривая N=0) и заполненному (пунктирная кривая N=1) состояниям ловушки. Если при измерении вольт-амперных зависимостей произошла перезарядка ловушки, на кривой наблюдается скачок значений туннельного тока(сплошная кривая).

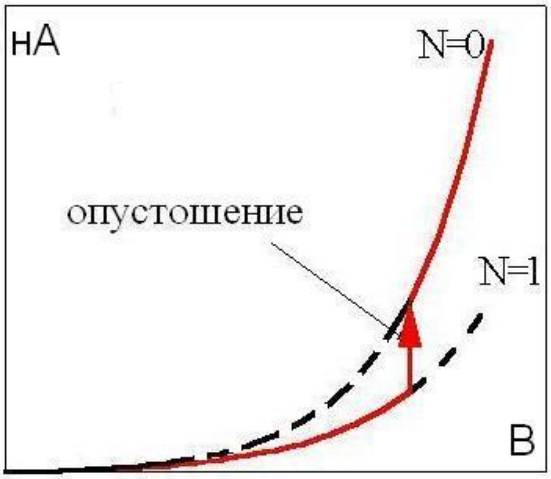


Рис. 2. Форма вольт-амперной зависимости туннельного тока при опустошении электронной ловушки, находящейся под острием СТМ

Для определения физических характеристик электронных ловушек – структурных дефектов оксида цинка, по-видимому, вакансий кислорода, были измерены несколько сотен вольт-амперных зависимостей туннельного тока. Эти измерения составили базу данных для статистической обработки, позволяющей установить положение энергетического уровня и зависимость момента перезарядки от напряжения смещения СТМ. С учетом того, что при спектроскопических измерениях напряжения смещения, U, является линейной функцией времени, t, т.е. $U = U_0 + \beta t$, где β – скорость развертки напряжения, вольт-амперные, зависимости туннельного тока могут быть преобразованы во временные зависимости. В наших условиях для электронной ловушки (кислородных вакансий), расположенной в наноструктурированной пленке оксида цинка, восстановленной в водороде, при β_1 = 40 В/с, можно определить положение энергетического уровня E ≈ 0,1 эВ и характерное время опустошения ловушки τ ≈ 15 миллисекунд.

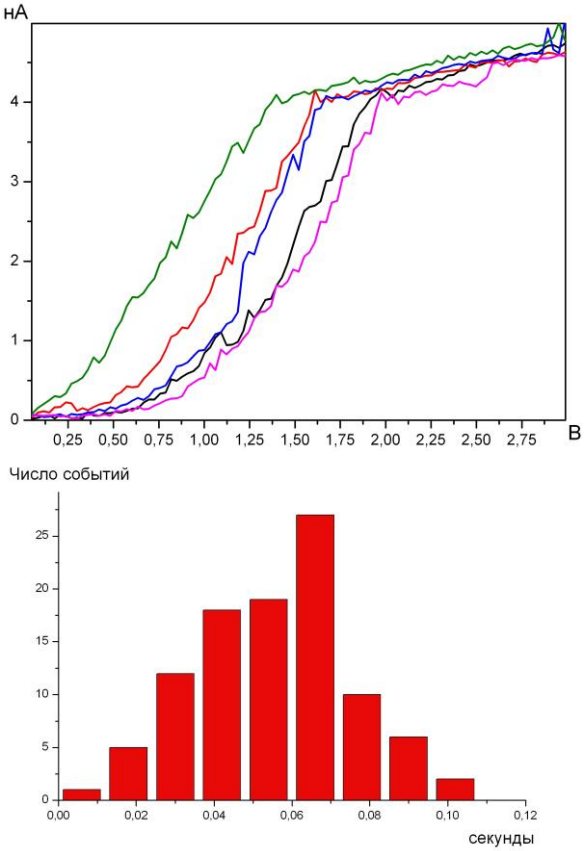


Рис. 3. Наноструктурированная пленка ZnO: вверху – набор вольт-амперных зависимостей, внизу – распределение числа переключений проводимости при опустошении электронной ловушки от времени

Аналогично вышеизложенному для электронной ловушки – адатому кислорода на поверхности наноструктурированной пленки диоксида олова при значении β = 278 В/с можно установить положение энергетического уровня E ≈ 1 эВ и характерное время опустошения τ ≈ 1.8 миллисекунд.

1. Гришин М.В., Далидчик Ф.И., Ковалевский С.А., Колченко Н.Н., Самойленко А.А. // Изучение электронных ловушек в тонких диэлектрических пленках методом сканирующей туннельной микроскопии. Микросистемная техника. 2004. № 7. С. 19.

Взаимодействие водорода и кислорода на поверхности наночастицы золота

М.В. Гришин, А.К. Гатин, Н.В. Дохликова А.А. Кирсанкин, В.А. Харитонов, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва

e-mail: grishin@chph.ras.ru

Исследование наночастиц (НЧ) золота было выполнено на экспериментальном аналитическом комплексе, включающем сверхвысоковакуумный откачной пост, сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), Оже-спектрометр, квадрупольный масс-спектрометр, шлюзовую камеру и вспомогательное оборудование, предназначенное для подготовки образцов и транспортировки их между исследовательскими модулями внутри комплекса, а также напуска в камеру газообразных реагентов. Базовое давление в исследовательском комплексе составляет p = 2 x 10^{-10} Тор. Наночастицы золота были нанесены на поверхность пиролитического графита методом методом лазерного электродиспергирования (ЛЭД) в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН (С.-Петербург) [1].

Топографические изображения позволили определить латеральный диаметр наночастиц золота – 2-4 нм. Измерения вольт-амперных зависимостей, выполненные как на наночастицах, так и на поверхности графита, показали, что проводимость наночастиц золота отличается от проводимости ВУПГ в большую сторону.

Для изучения взаимодействия водорода с наночастицами золота при комнатной температуре образец выдерживался 500 сек при комнатной температуре в молекулярном водороде при давлении p = 2 x 10^{-6} Тор (экспозиция 1000 Л). Измеренные после удаления водорода из камеры СТМ проводимости графита и наночастиц золота стали почти равными. Это означает, что при T = 300 K при взаимодействии с водородом у поверхности наночастиц формируется слой хемосорбированного водорода, что не наблюдается на массивном золоте в данном диапазоне давлений и температур. Величина энергии связи между атомами водорода и золота – не менее 3,4 эВ.

Затем наночастицы золота экспонировались в атмосфере кислорода (1000 Л), что не привело к каким-либо заметным изменениям как топографических, так и спектроскопических данных. Наконец, в сверхвысоковакуумную камеру был вновь напущен водород до давления p = 2 x 10^{-6} Тор, экспозиция составила 1000 Л. Измеренные вольт-амперные зависимости демонстрируют многочисленные локальные максимумы, расположенные почти симметрично относительно начала координат (Рис.1). Разности значений напряжения, соответствующего положению особенностей на экспериментальных кривых, между соседними особенностями составило 0.41 и 0.25 В, что с точностью до размерностного множителя соответствует квантам электронно-колебательного возбуждения связи O-H и деформационного колебания в молекуле воды.

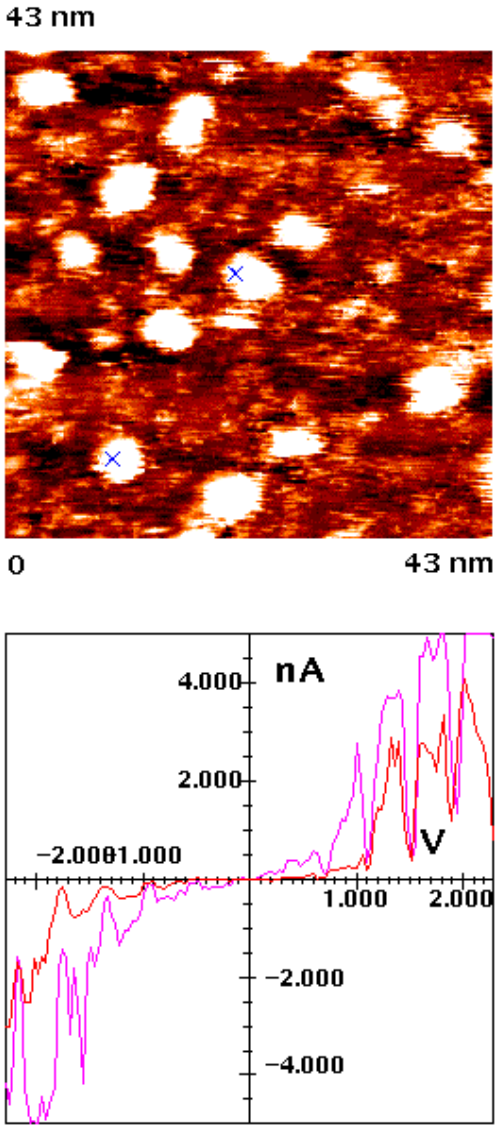


Рис. 1. Вверху – топографическое изображение поверхности графита, содержащей наночастицы золота (белые овалы). Внизу – вольт-амперные зависимости, измеренные на различных наночастицах

Контрольные эксперименты, выполненные с заменой водорода на дейтерий, показали изменение разностей, которые составили 0.27 и 0.12 В. Эти значения с точностью до размерностного множителя соответствуют энергиям квантов

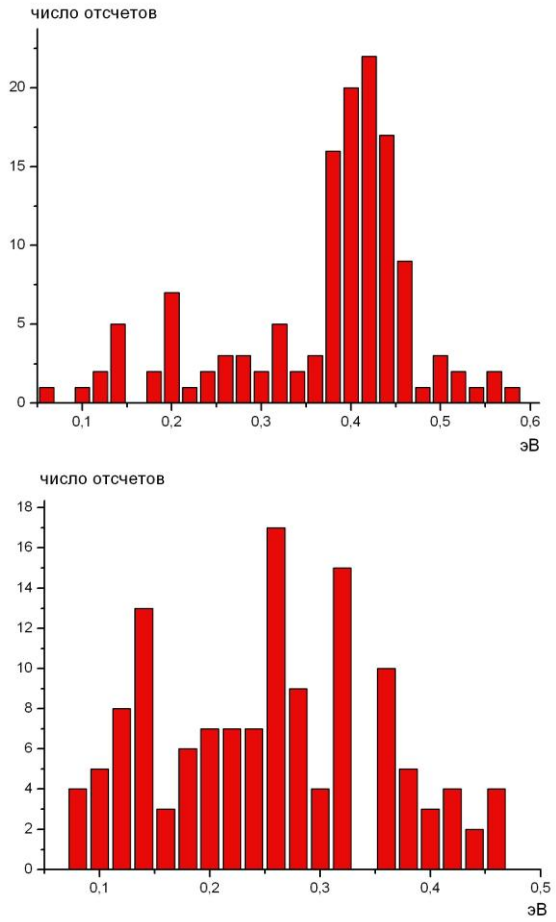


Рис.2. Распределения расстояния между соседними особенностями: вверху – при напуске кислорода и водорода; внизу – при напуске кислорода и дейтерия

электронно-колебательного возбуждения связи O-D и деформационного колебания молекулы D_2O (Рис. 2).

Для определения места адсорбции воды непосредственно после детектирования особенностей на вольт-амперных зависимостях острие СТМ перемещалось на бездефектный участок поверхности графита, свободный от наночастиц. В последнем случае измеренные вольт-амперные зависимости соответствовали наноконтакту, образованному чистыми металлами. Следовательно, молекулы воды формируются на наночастицах золота, а не не острие СТМ. В тех же условиях эксперимента проводились попытки адсорбировать водород и кислород на золотое острие, сканирующее бездефектный участок пиролитического графита. Однако при этом существенных изменений формы туннельных спектров и проводимости туннельного наноконтакта не зафиксировано.

Возможной причиной появления пиков на вольт-амперных, зависимостях туннельного тока может служить туннелирование электронов последовательно через два энергетических уровня.

Для определения энергии связи адсорбата с атомами золота образец прогревался в вакууме до температуры T = 600 K в течение 4 часов. Измеренные после этого спектрокопические зависимости не претерпели каких-либо изменений. Для оценки энергии связи использовалась уравнение Френкеля: $t = t_0 \exp(E_A/RT)$, где t – время пребывания адатома на поверхности при температуре T, t_0 – предэкспоненциальный множитель порядка 10^{-13} – 10^{-12} сек, E_A – энергия активации. При характерных для условий эксперимента значениях t = 14400 сек, T = 600 K энергия активации составляет $E_A \approx 2$ эВ. С учетом затрат энергии, необходимой для диссоциации молекулы водорода (2,2 эВ на каждый атом), величину энергии связи можно оценить приблизительно в 4,2 эВ.

По нашему мнению причиной столь необычных свойств наночастиц, находящихся на поверхности графита, является их заряжение, происходящее при выравнивании уровней Ферми на границе двух материалов (работа выхода золота равна 5,1 – 5,47 эВ, работа выхода графита – 4,7 эВ).

1. Kozhevin V.M., Yavsin D. A., Kouznetsov V. M. et. al. // Granulated metal nanostructure deposited by laser ablation accompanied by cascade drop fission. J. Vac. Sci. Techn. B. 2000. V. **18**. P. 140.

Измерение толщины слоя окисла и его электронных характеристик в СТМ

А.К. Гатин, М.В. Гришин, А.А. Кирсанкин М.А. Кожушнер, В.С. Посвянский, В.А. Харитонов, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва

e-mail: grishin@chph.ras.ru

Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия является современным мощным методом исследования поверхностей металлов и полупроводников, в том числе покрытыми пленкой окисла. Толщина пленки, а также значения расстояния между острием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и металлом, остаются неизвестными. Цель нашей работы состоит том, чтобы представить способ определения толщин непроводящих пленок, равно как и абсолютных значений расстояния между острием СТМ и поверхностью, а также некоторых характеристик электронной структуры пленок, по результатам сканирующей туннельной спектроскопии.

Экспериментальная часть работы была выполнена на сканирующем туннельном микроскопе «Омикрон» (Германия) в условиях сверхвысокого вакуума, P = 2 x 10^{-10} тор. Были измерены зависимости туннельного тока от напряжения и величины туннельного промежутка для поверхности вольфрама, экспонировавшейся в кислороде с различными выдержками 30-3000 Ленгмюр (1 Ленгмюр = 1 × 10^{-6} Тор сек). На Рис.1 представлены экспериментально измеренная вольт-амперная зависимость туннельного тока и рассчитанная по предложенной модели.

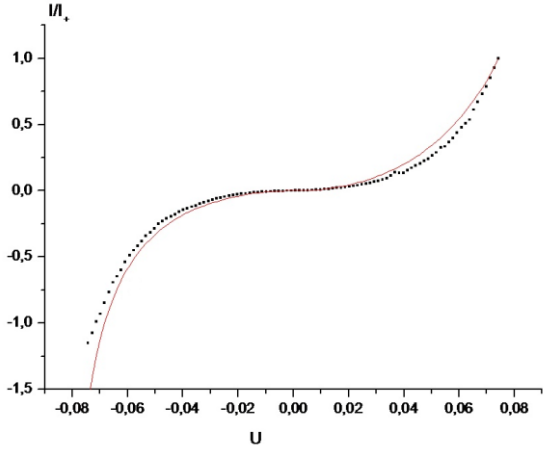


Рис.1 Зависимость I(U)/I(U_{max}) при L = 100. Сплошная линия – теоретическая кривая, точки – эксперимент

Вычислительная процедура нахождения толщины слоя окисла d и вакуумного промежутка z состоит в расчѐте теоретической вольт-амперной характеристики и минимизации квадратичного отклонения теоретической кривой от экспериментальной по величинам z, d и неизвестным параметрам спектра электронных энергий в окисле. Вид экспериментальных вольт-амперных характеристик без резких всплесков тока показывает, что ток чисто туннельный. Амплитуда туннельного перехода электрона с энергией $\varepsilon < 0$ (энергия отсчитывается от вакуумного уровня) $A(\varepsilon) \sim G(\varepsilon, d, z)$, где $G(\varepsilon, d, z)$ – одноэлектронная функция Грина (ФГ). В квазиклассическом приближении можно записать $G(\varepsilon, d, z) \sim G_{vac}(\varepsilon, z)\, G_{ox}(\varepsilon, d,)$, где $G_{vac}(\varepsilon, z)$ – ФГ в вакууме, а $G_{ox}(\varepsilon, d,)$ – ФГ в окисле. В результате получаем выражение для туннельного тока при напряжении U, которое является произведением двух вкладов: вакуумной туннельной экспоненты, зависящей от вакуумного промежутка z и падения напряжения в вакууме, и окисного, представленного суммой двух экспонент, электронной и дырочной, в которые вносят вклад состояния зоны проводимости и валентной зоны окисла.

В результате неизвестными параметрами, входящими в формулу для тока являются следующие величины: вакуумный промежуток z, толщина слоя окисла d, эффективные массы электрона и дырки m_e и m_h и значения энергий дна зоны проводимости E_e и вершины валентной зоны E_h. Абсолютные значения тока зависят не только от перечисленных параметров, но и от предэкспоненциального коэффициента, который, вообще говоря, слабо (не экспоненциально) зависит от искомых параметров и не может быть точно рассчитан. Поэтому мы будем использовать относительные величины тока, а именно, отношение $I(U)/I(U_{max})$, где максимальное напряжение U_{max} = 2 В.

Измерения для окисла вольфрама дают разумные значения: $m_e = m_h \approx m$ – масса свободного электрона, расстояние от уровня Ферми $E_e - E_F = E_F - E_h$ 1,75 эВ, т.е. запрещѐнная зона в окисле $G = E_e - E_h \approx 3{,}5$ эВ. Толщина слоя окисла одинакова для выдержек от L =30 до L = 300, $d \approx 3{,}5$ Å, а **z** ≈ 4,5 Å; при выдержке L =1000 d начинает увеличиваться $d \approx 3{,}6$ Å, а z – уменьшаться, $z \approx 4{,}4$ Å; при выдержке L =3000 толщина слоя окисла сильно увеличивается $d \approx 6{,}3$ Å, а z – сильно уменьшается, z ≈ 2,7 Å.

Электронная и ионная нанолитография металлических наноструктур

С.А. Гусев

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

e-mail: gusev@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время для формирования латерально упорядоченных металлических структур в ИФМ используется широкий набор методик оптической и электронной литографии. В последние два-три года у нас появилась возможность применять для этих целей ионную литографию, основанную на использовании остро фокусированных пучков Ga^+ (FIB). Но, если говорить о создании систем из элементов субмикронного и нанометрового размера, то электронно-лучевая литография (ЭЛЛ) пока является наиболее развитым и универсальным методом, способным обеспечить изготовление металлических структур требуемой нам топологии с приемлемой производительностью. Основная доля формируемых у нас структур состоит из ферромагнитных элементов, поэтому для демонстрации возможностей ЭЛЛ остановимся на изготовлении массивов ферромагнитных (ФМ) наночастиц двух разных типов, которые могут быть использованы в качестве элементов магнитной памяти.

Первая структура представляет собой двумерную периодическую решетку плотно расположенных ФМ дисков предельно малого диаметра. Такие паттернированные структуры являются перспективной системой в исследованиях по созданию среды для сверхплотной магнитной записи. Размер битов таких систем вплотную приближается к фундаментальным длинам, определяющим магнитную восприимчивость ферромагнетиков (около 10 нм), и при создании таких структур возникают трудности принципиального характера, сильно ограничивающие их размеры: возрастает роль термических флуктуаций, что ведет к суперпарамагнетизму, а при малых расстояниях между битами необходимо учитывать их взаимовлияние, обусловленное магнитостатическим взаимодействием. Формирование таких структур все еще представляет определенные технологические сложности, а диагностика их магнитных свойств является непростой экспериментальной задачей.

Системы второго типа, состоящие из многослойных ФМ частиц, могут использоваться в качестве основного элемента таких приборов, как магниторезистивная память или магниторезистивные сенсоры/. Основой этих элементов является многослойная структура из двух или трех слоев ферромагнетика, разделенных диэлектрическими прослойками. Сопротивление частиц, сформированных из такой многослойной структуры, зависит от взаимной ориентации намагниченности этих слоев. Подобные магниторезистивные элементы, использующие эффект туннельного магнитного сопротивления, являются основой создания новых систем магнитной памяти, получившей в англоязычной литературе название MRAM (Magnetic Random Access Memory), – магнитная память со свободным доступом. Свойства магниторезистивного элемента очень сильно определяются не только геометрическими размерами и выбором материалов, но и его формой. Так, например, теоретические модели предсказывают, что изменение прямоугольной формы элемента на эллиптическую при одинаковых размерах более чем на порядок изменяет величину магнитного поля, в котором происходит перестройка антиферромагнитного порядка в соседних слоях структуры на ферромагнитный. Это может катастрофически повлиять на электрические характеристики структур, и возможность их применения в системах магнитной записи. Кроме того, управление формой частицы при размерах порядка 100 нм и подсоединение еѐ к измерительной цепи является довольно сложной технологической задачей.

Для формирования этих двух структур использовалась ЭЛЛ с применением позитивных и негативных резистов, промежуточных масок из многослойных металлических пленок (V, Cr, Ti, Cu, Sc, Al) в комбинации с последующим их плазмохимическим и ионным травлением. При оптимизации процедур электронно-лучевой литографии для изготовления больших (общим размером до 0.5×0.5 мм) массивов магнитных частиц с линейными размерами $\geq$ 100 нм применялся позитивный резист ПММА с использованием lift-off методики. Для формирования магнитных частиц меньшего размера предпочтение было отдано высоко-разрешающим негативным электронным резистам. При этом были изучены особенности применения нескольких типов доступных нам негативных резистов: коммерческий ma-N 2403, материалы отечественного производства на основе фенолальдегидных смол ФП 9120 и ФП 051 (которые широко применяются в фотолитографии ультра-фиолетового диапазона длин волн) и фуллерены. Весьма перспективной методикой формирования масок предельно малого размера оказался и способ локального осаждения материалов из газовой фазы, стимулированный ионными и электронными пучками.

Исследования выполнялись при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8750 «Комплексная диагностика свойств функциональных металлических наноструктур» и грантов РФФИ.

Роль непрямых взаимодействий в формировании субмонослойных структур хлора на грани (111) монокристаллов золота, серебра и меди

В.В. Желтов[1], ***Б.В. Андрюшечкин***[1], ***Г.М. Жидомиров***[1], ***Б. Керрен***[2], ***К.Н. Ельцов***[1]

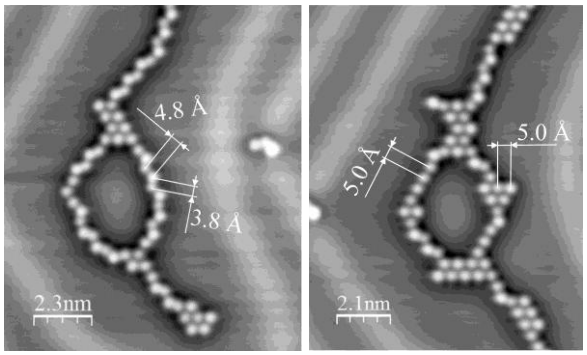
[1] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
[2] Университет Пуанкаре, Нанси, Франция

e-mail: zheltov@kapella.gpi.ru

Взаимодействие галогенов с поверхностью металлов и полупроводников активно исследуется на протяжении последних 30 лет. Интерес к этой реакции во многом обусловлен важностью технологического применения галогенов в катализе и микроэлектронике.

В данной работе представлено экспериментальное и теоретическое исследование адсорбции хлора на гранях Au(111), Ag(111) и Cu(111) при низких степенях покрытия. Экспериментальные исследования проводились *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов (ДМЭ). Теоретические расчеты проводились в рамках теории функционала плотности (ТФП) с использованием программного пакета VASP.

СТМ-исследования адсорбции хлора на поверхности Au(111) показали, что при степени покрытия θ<0,12 МС атомы хлора преимущественно формируют цепочечные структуры с чередующимися расстояниями между атомами хлора: 3,8 и 4,8 Å (рис. 1 а). Также были обнаружены цепочечные и компактные структуры с характерными расстояниями между атомами хлора 5,0 Å (рис. 1 б). Межатомные расстояния 3,8 Å в цепочечных структурах хлора являются аномально малыми по сравнению с расстоянием 5,0 Å в более плотной фазе (√3x√3)R30° (при θ=0,33 МС).



а б

Рис. 1. СТМ-изображение цепочечных структур из атомов хлора на поверхности Au(111) (U_s= –1,0 В, I_t= 0,5 нА, 5К). (а) цепочечные структуры с чередующимися расстояниями между атомами хлора 3,8 и 4,8 Å, (б) цепочечные и компактные структуры с характерным расстоянием 5,0 Å

Для выяснения движущих сил данных явлений были проведены расчеты методом ТФП. Были рассчитаны несколько конфигураций из двух атомов хлора. Получили, что наиболее выгодными являются конфигурации с расстояниями между атомами хлора 3,83 Å и 5,02 Å. В первом случае один атом хлора расположен в положении г.ц.к., а другой – в положении мостиковое. Во втором случае оба атома хлора расположены в положениях г.ц.к. При этом оказалось, что энергии адсорбции в двух данных конфигурациях близки по значению и равны соответственно 0,951 и 0,955 эВ. Данный факт согласуется с СТМ-данными (рис. 1), демонстрирующими сосуществование этих двух расстояний. Однако в связи с тем, что положение г.ц.к. энергетически более выгодно, чем мостиковое, то данная близость в энергиях адсорбции говорит о наличии специфического вида взаимодействия между атомами хлора.

Далее была рассчитана энергия парного взаимодействия Cl-Cl по формуле:

$$\Delta E_{pair} = E_{s+a+b} - E_a - E_b + E_s, \qquad (1)$$

где E_{s+a+b} – полная энергия пластины золота с двумя атомами хлора, E_a, E_b – полная энергия пластины золота с одним атомом хлора, E_s – полная энергия пластины золота без хлора. ΔE_{pair} была рассчитана для двух случаев: в первом случае атомы подложки могли свободно релаксировать во время оптимизации геометрии, во втором случае атомы подложки были фиксированы в положениях, соответствующих чистой поверхности. Результаты расчетов представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Энергия парного взаимодействия Cl-Cl

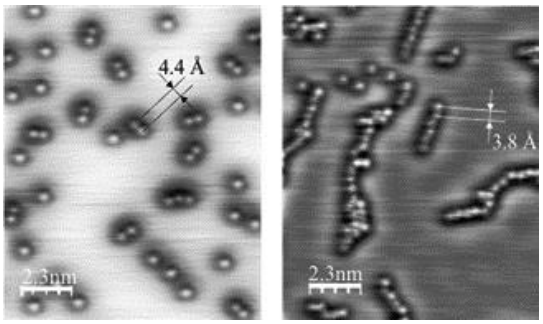
Адсорбционные положения атомов Cl	ΔE_{pair},эВ	
	Атомы подложки не фиксированы	Атомы подложки фиксированы
г.ц.к.-мостиковое	-56	нет локального минимума
г.ц.к.-г.п.у.	нет локального минимума	-22
г.ц.к.- г.ц.к.	5	-14

Из таблицы видно, что в случае, когда атомы подложки не фиксированы, на расстоянии 3,83 Å (конфигурация г.ц.к. – мостиковое) возникает притяжение между атомами хлора, при увеличении расстояния до 5,02 Å (конфигурация г.ц.к.-г.ц.к.) появляется небольшое отталкивание. При фиксировании атомов подложки локальный минимум на расстоянии 3,83 Å исчезает (атом хлора

из положения мостиковое переходит в положение г.п.у.), а в оставшихся двух конфигурациях наблюдается притяжение, величина которого более чем в два раза меньше притяжения в случае «незамороженных» атомов подложки.

Таким образом, было установлено, что между атомами хлора в ближайшей координационной сфере (< 4,5 Å) возникает притяжение, основной вклад в которое вносит **непрямое упругое взаимодействие**. Данное взаимодействие, в свою очередь, приводит к возникновению аномально малых расстояний 3,8 Å между атомами хлора при низких степенях покрытия.

На основании ТФП-расчетов установлено, что формирование цепочечных структур из атомов хлора, наблюдаемых в эксперименте, обусловлено анизотропией деформации подложки.



а б

Рис. 2. СТМ-изображение цепочечных структур из атомов хлора на поверхности (а) Ag(111) (U_s= –0,78 В, I_t= 1,0 нА, 5К), (б) Cu(111) (U_s= –0,78 В, I_t= 0,5 нА, 5К)

СТМ-исследования адсорбции хлора на поверхности Ag(111) и Cu(111) показали, что при степени покрытия θ<0,12 МС атомы хлора преимущественно формируют цепочечные структуры с характерными расстояниями между атомами хлора 4,4 Å на поверхности Ag(111) (рис. 2 а) и 3,8 Å на поверхности Cu(111) (рис. 2б). Аналогично случаю адсорбции хлора на поверхности Au(111) межатомные расстояния в цепочечных структурах хлора являются аномально малыми по сравнению с расстоянием в более плотной фазе (√3x√3)R30°.

Далее для рассматриваемых систем были проведены ТФП-расчеты энергии парного взаимодействия Cl-Cl по формуле (1). Расчеты показали, что между атомами хлора, адсорбированными на поверхностях Ag(111) и Cu(111) существует притяжение, приводящее к возникновению аномально малых расстояний. Согласно расчетам основной вклад в притяжение между атомами хлора вносит **непрямое электронное взаимодействие**.

Дополнительные ТФП расчеты показали, что непрямое электронное взаимодействие также способствует формированию цепочечных структур из атомов хлора, которые наблюдаются в эксперименте.

Таким образом, было установлено, что в системах Cl/Au(111), Cl/Ag(111) и Cl/Cu(111) между атомами хлора существует **непрямое взаимодействие**, определяющее структуру адсорбата при субмонослойных степенях покрытия. Данное взаимодействие приводит к формированию цепочечных структур с аномально малыми расстояниями между атомами хлора.

Движение доменной стенки в ферромагнитной нанопроволоке под действием поля зонда МСМ

О.Л. Ермолаева, В. Л Миронов, Е.В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

e-mail: Ermolaeva@ipmras.ru

Интерес к исследованиям движения доменных стенок в нанопроволоке связан с перспективой их применения в приборах спинтроники и магнитной логики [1-5].

Настоящая работа посвящена исследованиям индуцированного полем МСМ зонда движения доменной стенки в ферромагнитной нанопроволоке.

Магнитно-силовой микроскоп (МСМ) предоставляет уникальные возможности для исследования процессов перемагничивания ферромагнитных объектов, поскольку, с одной стороны, зонд МСМ обладает значительными полями рассеяния, вызывающими эффекты перемагничивания, а с другой стороны, МСМ одновременно позволяет контролировать результаты такого локального воздействия.

Нормированный профиль энергии взаимодействия намагниченности нанопроволоки с полем зонда в зависимости от положения доменной стенки относительно точки, над которой расположен зонд (x), представлен на рисунке 1.

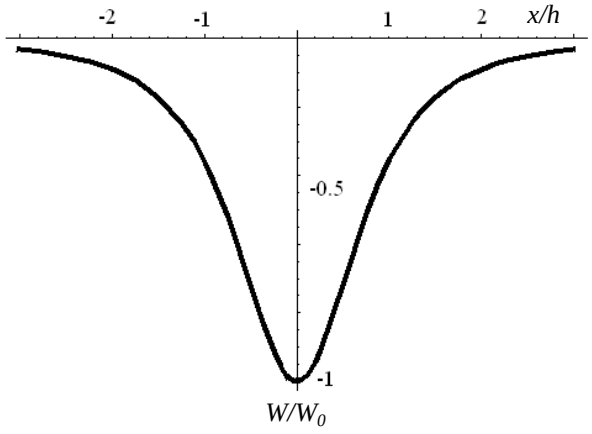


Рис. 1. Нормированный профиль энергии взаимодействия намагниченности нанопроволоки с полем зонда МСМ

Величина энергии взаимодействия нанопроволоки и поля зонда минимальна, когда доменная стенка располагается точно под зондом и равна:

$$W_0 = \frac{4m_t M_s wd}{h^3}$$

где m_t - магнитный момент зонда, M_s - намагниченность материала зонда в насыщении, w и d - толщина и ширина нанопроволоки, h - высота прохода зонда.

Нами исследовалась ферромагнитная система, представляющая собой нанопроволоку и две наночастицы (рис. 2). Как было показано в работе [6], в такой системе магнитное поле частиц при определенной конфигурации намагниченности частиц и доменов нанопроволоки способно приводить к пиннингу доменной стенки.

Система нанопроволока - наночастицы была изготовлена методом электронной литографии и ионного травления. Многослойная структура $Co_{60}Fe_{40}$ (20 нм) / V (15 нм) / Cu (10 нм) была нанесена на подложку Si при помощи магнетронного напыления. После этого структура покрывалась слоем фуллеренов C_{60} (80 нм), который использовался в качестве электронного резиста. Начальная защитная маска формировалась в слое C_{60} при помощи системы ELPHY PLUS (на основе сканирующего электронного микроскопа “SUPRA 50VP”) с последующим химическим травлением в органическом растворителе. После чего, изображение переносилось на слой Cu ионным травлением Ar^+ и далее на слой V плазменным травлением в атмосфере фреона. На конечном этапе система, состоящая из нанопроволоки и наночастиц, была сформирована в слое $Co_{60}Fe_{40}$ ионным травлением в Ar^+. Характерное СЭМ изображение структуры приведено на рис. 4.10.

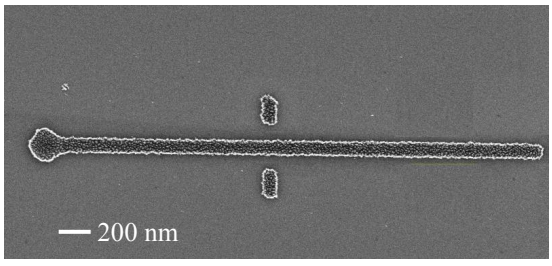


Рис. 2. СЭМ изображение системы нанопроволока-наночастицы

Система имела следующие геометрические параметры. Толщина нанопроволоки и частиц составляет 20 нм, ширина нанопроволоки – 100 нм, длина – 3 мкм, диаметр затравочной части – 200 нм; латеральные размеры наночастиц – 100 × 200 нм, расстояние от частиц до нанопроволоки – 100 нм.

Были проведены эксперименты по движению доменной стенки в поле зонда магнитно-силового микроскопа. МСМ изображения последовательных стадий эксперимента представлены на рисунке 2. Стрелками на рисунке схематично обозначено направление намагниченности в системе.

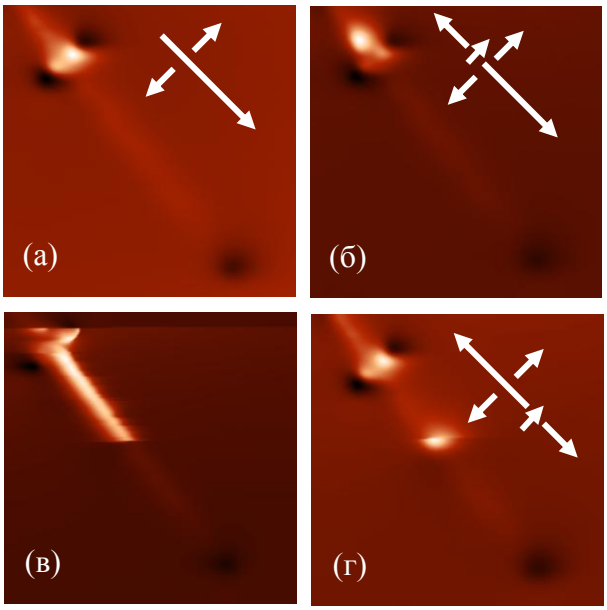


Рис. 3. МСМ изображения последовательных стадий процесса индуцированного зондом перемещения доменной стенки. а) исходная структура; б) формирование доменной стенки во внешнем однородном поле *H=450 Гс*; в) движение доменной стенки за зондом, сканирование проводиться сверху вниз; г) результат перемещения доменной стенки

Магнитная конфигурация системы выбиралась нами таким образом, что бы магнитное поле частиц создавало потенциальный барьер для движения доменной стенки. Сначала к системе прикладывалось внешнее однородное магнитное поле с амплитудой 450 Гс, направление которого было противоположно направлению намагниченности в нанопроволоки. Под действием внешнего поля, в утолщенном конце нанопроволоки, обладающем более низкой коэрцитивностью, происходило зарождение доменной стенки. Доменная стенка двигалась вдоль нанопроволоки до области непосредственно перед наночастицами, где она пининговалась на потенциальном барьере, создаваемом локальным магнитным полем наночастиц (рис.3б). Затем производилось сканирование зондом МСМ над частицей на малой высоте (рис.3.в). Во время сканирования зонд двигался по горизонтальной строчкам, снимая развертку от верхнего края скана к нижнему. При этом доменная стенка движется вслед за зондом, преодолевая потенциальный барьер магнитного поля управляющих частиц. После удаления зонда от поверхности структуры доменная стенка стабилизируется (рис. 3г).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 11-02-00434, № 12-02-33039 мол_а_вед и № 12-02-31660 мол_а.

1. Zhu X., Allwood D.A., Xiong G., Cowburn R.P., Grütter P. // Applied Physics Letters. – 2005. – V.87. – N.25 – P.062503.

2. Ono T., Miyajima H., Shigeto K., Mibu K., Hosoito N., Shinjo T., // Science. – 1999. – V.284. – P.468.

3. Prinz G.A. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. –V. 309. – P.57.

4. Allwood D.A., Xiong G., Faulkner C.C., Atkinson D., Petit D., Cowburn R.P.// Science – 2005. – V.309. – P.1688.

5. Petit D., Jausovec A.V., H.T. Zeng, Lewis E.R., O'Brien L., Read D.E., Cowburn R.P. // Applied Physics Letters. – 2009. – V.93 – P.163108.

2009. – V.79. – P.214405.

6. Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Skorohodov E.V., Klimov A.Yu. // Physical Review B. – 2012. – V.85. – P. 144418.

Электрофизические свойства атомных поверхностных структур

С.В. Зайцев-Зотов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

e-mail: serzz@cplire.ru

До недавнего времени наиболее распространенными объектами исследования, в которых реализуется двумерный электронный газ, были структуры типа полевого транзистора и гетероструктуры. Характерная толщина области, в которой локализован электронный газ, в этих структурах составляет десятки нанометров. Однако в последние годы постепенно возрастает интерес и к структурам, имеющим толщину порядка атомной. К таким структурам относятся отщепленные чешуйки одноатомной толщины слоистых материалов, таких как графен, MoS_2, FeSe, а также атомные поверхностные структуры, формирующиеся в условиях сверхвысокого вакуума на атомарно чистых поверхностях полупроводников, в том числе под воздействием адсорбатов. Цель настоящего краткого обзора — подвести предварительный итог изучения электрофизических свойств этих структур, продемонстрировать разнообразие наблюдающихся явлений и показать перспективность их дальнейшего изучения.

С появлением и распространением сверхвысоковакуумных устройств и методик возникла возможность изучать атомарно чистые поверхности, а также и свойства адсорбированных слоев. Возникло то, что мы теперь называем физикой поверхности. Современная физика поверхности — чрезвычайно богатая и интересная область, в которой накоплена масса информации об устройстве различных поверхностей, в том числе чистых поверхностей и поверхностей с различными адсорбатами [1]. Как правило, толщина слоя, затронутого реконструкцией, составляет лишь несколько межатомных расстояний. Основной особенностью, определяющей различие между свойствами гетероструктур и поверхностных структур является именно их толщина, от которой зависит расстояние между уровнями размерного квантования. В результате, расщепление уровней размерного квантования, типичное значение которого в гетероструктурах составляет десятки мэВ, в структурах атомного масштаба оказывается порядка эВ. По этому параметру сравнительно близкими аналогами атомных поверхностных структур являются однослойные кристаллы. Основное различие между атомными поверхностными структурами и однослойными кристаллами - это отсутствие между подложкой и однослойным кристаллом химических связей, которые кардинально изменяют свойства поверхностных атомных структур. Если иметь в виду практическое применение подобных систем, то наиболее перспективными представляются как раз системы, выращенные на кристаллических подложках, а не отщепленные чешуйки, что также свидетельствует в пользу всестороннего изучения свойств таких систем.

Достоинством атомных поверхностных структур является сравнительная простота их получения и развитость методов контроля и исследования. Так, для получения нескольких сотен разнообразных реконструированных поверхностей достаточно иметь в своем распоряжении сверхвысоковакуумную установку с устройствами нагрева образца, а также устройства напыления различных материалов. Что касается методов их контроля и исследования, то они являются заметно более сложными и дорогостоящими. К основным можно отнести сканирующую туннельную микроскопию и спектроскопию (СТМ и СТС), дифракцию медленных электронов, а также фотоэлектронную спектроскопию с угловым разрешением. Если же нас интересуют также и электрофизические свойства, то следует добавить и методику измерения проводимости.

Для изучения проводимости атомных поверхностных структур используются методы, позволяющие проводить исследования *in situ*. Простейшим является одноконтактный метод определения проводимости по сопротивлению растекания. Для этой цели обычно используется СТМ в режиме снятия кривой подвода туннельного зонда. Приведению туннельного зонда в контакт с изучаемой поверхностью соответствует выход экспоненциальной зависимости туннельного тока от расстояния на полку при приближении зонда к изучаемой поверхности. Достоинство этого метода — возможность контроля структуры изучаемой области поверхности методами СТМ. Наиболее серьезная проблема этого метода — трудность интерпретации данных, для чего необходимо уметь отделять вклад поверхности от вклада объема образца.

Более сложным в реализации является четырехконтактный метод измерения проводимости. В простейшем случае для измерений используется четыре контакта, закрепленных на одном держателе и подводимых к изучаемой поверхности. Вклад объема подложки в измеряемую величину проводимости можно оценить из измерений, проведенных при различном расстоянии между контактами. Можно также воспользоваться и тем обстоятельством, что проводимость полупроводниковой подложки быстро уменьшается при понижении температуры, что при достаточно низких температурах позволяет измерять обычно более высокую величину проводимости поверхности. Наиболее сложной и универсальной модификацией четырехконтактного метода является использование туннельного микроскопа с четырьмя независимыми туннельными зондами при одновременном контроле позиций зондов с помощью сканирующего электронного микроскопа. Существует также и разновидность четырехконтакт-

ной методики, при которой на изучаемую поверхность через маску напыляются контактные площадки, к которым и прижимаются четыре зонда.

В настоящее время электрофизические свойства изучены примерно у десятка атомных поверхностных структур. Тем не менее, несмотря на столь малое количество изученных структур, их электрофизические свойства оказались весьма разнообразны и интересны. Наиболее просты для изучения структуры с ярко выраженным металлическим поведением проводимости. Такими структурами являются, например, реконструированные поверхности Si(111)√3×√3-Ag, Si(111)√7×√3-In и Si(111)√7×√3-Pb, получающиеся в результате напыления на грань Si(111) менее одного монослоя металла. Интересно отметить, что эти металлические поверхности можно легко легировать. Так, напыление 0,01, 0,02 и 0,03 монослоя Au на поверхность Si(111)√3×√3-Ag приводит к появлению носителей тока с концентрацией $6{,}9\cdot10^{12}$, $1{,}4\cdot10^{13}$ и $2{,}0\cdot10^{13}$ $см^{-2}$ [2]. Si(111)√7×√3-In и Si(111)√7×√3-Pb являются первыми примерами двумерных сверхпроводников (критическая температура T_c = 3.2 и 1.5 К соответственно) [3]. Следует также отметить, что недавно сверхпроводимость была обнаружена также и у монослоя FeSe с T_c = 55 К [4].

На поверхности полупроводников могут формироваться также и структуры с квазиодномерным энергетическим спектром электронов [1]. Как и в объемных квазиодномерных проводниках, в таких двумерных слоях происходит переход металл-диэлектрик с образованием сверхструктуры, который интерпретируется как переход в состояние с волной зарядовой плотности.

Далеко не всегда электрофизические свойства атомных поверхностных структур удается предвидеть. Так, например, весьма показательны результаты изучения одной из наиболее известных поверхностей — Si(111)-7×7. В литературе распространено мнение, что эта поверхность является металлической [1], так как в элементарной ячейке содержится нечетное количество электронов. Это мнение поддерживалось данными ARPES, а также данными СТС при T = 80 К [1]. Определенные сомнения, однако, вносили многочисленные попытки измерения величины поверхностной проводимости этой поверхности [5], которая оказывалась меньше величины минимальной металлической проводимости. Сравнительно недавно удалось установить, что на самом деле данная поверхность не является металлической — по крайней мере при низких температурах в ней наблюдается энергетическая щель величиной несколько десятков миллиэлектронвольт, формирующаяся на поверхности Ферми [6,7]. При этом щель имеет вид, который не характерен для двумерных систем с кулоновским взаимодействием и скорее напоминает щель, возникающую при кулоновской блокаде или же при наличии сверхструктуры. Исключить динамическую кулоновскую блокаду позволили как раз измерения электронного транспорта — оказалось, что температурная зависимость проводимости поверхности [8] имеет активационную зависимость с энергией активации, согласующейся с данными сканирующей туннельной микроскопии. Физический механизм, приводящий к образованию этой щели, до сих пор остается неизвестным.

Таким образом, атомные поверхностные структуры представляют собой новый класс низкоразмерных структур, который имеет чрезвычайно интересные и разнообразные свойства. Приведенные выше примеры отражают специфику поверхностных структур — при нанесении тонких слоев металла (менее одного монослоя) между атомами металла не устанавливается металлических связей. Вместо этого связи возникают с подложкой, что радикальным образом изменяет физические свойства такой «металлической» поверхности. В результате один и тот же металл различной толщины может давать разные структуры с существенно различными свойствами — быть диэлектриком, квазиодномерным металлом, простым металлом или сверхпроводником. Достоинством получаемых таким образом структур является полная определенность в расположении атомов и наличие дополнительной информации, получаемой с помощью методов физики поверхности. Таким образом, поверхностные атомные структуры представляют собой удобный полигон для проверки разнообразных физических идей и адекватности существующих теорий и представлений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Программ Президиума РАН и ОФН РАН.

1. Оура К, Введение в физику поверхности / Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А., Зотов А.В., Катаяма М. – М.: Наука, 2006. – 490 с.

2. Liu C., Interaction between Adatom-Induced Localized States and a Quasi-Two-Dimensional Electron Gas / C. Liu, I. Matsuda, R. Hobara, Sh. Hasegawa // Phys. Rev. Lett.2006. V. 96, P. 036803.

3. Zhang T., Superconductivity in one-atomic-layer metal films grown on Si(111) / Zhang T., et. al., Nature Physics 2010. V. 6, P. 104.

4. Liu, D. Electronic origin of high-temperature superconductivity in single-layer FeSe superconductor / Liu, D.. et al., Nat. Commun. 2012. V. 3, P. 931.

5. D'angelo M, Conductivity of the Si(111)7x7 dangling-bond state / M. D'angelo, K. Takase, N. Miyata, T. Hirahara, Sh. Hasegawa // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 135318.

6. Modesti S., Correction of systematic errors in scanning tunneling spectra on semiconductor surfaces: The energy gap of Si(111)- 7×7 at 0.3 K / S. Modesti, H. Gutzmann, J. Wiebe, and R. Wiesendanger // Phys. Rev. B 2009. V. 80, P. 125326.

7. Odobsecu A.B., Energy gap revealed by low-temperature scanning–tunnelling spectroscopy of the Si(111)-7×7 surface in illuminated slightly doped crystals / A.B. Odobescu, S.V. Zaitsev-Zotov // J. Phys.: Cond. Matter. 2012. V. 24, P. 395003.

8. Одобеску, А.Б., Температурные зависимости проводимости и туннельной плотности состояний поверхностной реконструкции Si(111)-7x7 в слаболегированных образцах кремния / А.Б. Одобеску, А.Ю. Рогозин, С.В. Зайцев-Зотов // Журнал радиоэлектроники, 2012. № 9 http://jre.cplire.ru/jre/sep12/4/text.pdf

Миграция фуллеренов C_{60} на поверхности Au/Si(111) с двумерным газом адатомов

А.В. Зотов[1,2,3], ***Д.В. Грузнев***[1], ***А.В. Матецкий***[1], ***Л.В. Бондаренко***[1], ***А.А. Саранин***[1,2], ***J.P. Chou***[4], ***C.R. Hsing***[4], ***C.M. Wei***[4], ***Y.L. Wang***[4]

[1] Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
[2] Дальневосточный федеральный университет, Владивосток
[3] Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток
[4] Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, Taiwan

e-mail: zotov@iacp.dvo.ru

Определение закономерностей формирования атомных и молекулярных островков является классической задачей физики поверхности. Значительный прогресс в этой области во многом связан с развитием эффективных теоретических подходов. В частности, в рамках кинетической теории зародышеобразования была установлена прямая количественная связь между поверхностной концентрацией островков N (которая может быть непосредственно определена в эксперименте, как функция скорости осаждения R и температуры роста T) и такими характеристиками атомных процессов, как размер критического зародыша i, энергия активации поверхностной диффузии $E_{\mathbf{diff}}$ и энергия образования критического зародыша E_i [1]:

$$N \propto \left(\frac{R}{\nu_0}\right)^{i/(i+2)} \exp\left(\frac{iE_{\mathrm{diff}} + E_i}{(i+2)k_{\mathrm{B}}T}\right),$$

где ν_0 – частота попыток, а $k_{\mathbf{B}}$ – постоянная Больцмана. Напомним, что размер критического зародыша i определяется таким образом, что островок, состоящий из $i+1$ атома, представляет собой минимальное стабильное образование. Этот подход подтвердил свою эффективность в многочисленных исследованиях роста островков в самых разнообразных системах адсорбат/подложка.

В последние годы все большее внимание привлекает самоорганизация молекул в сложные супрамолекулярные комплексы на поверхности. Одним из наиболее перспективных кандидатов для формирования молекулярных наноструктур являются фуллерены C_{60}. С одной стороны, они могут стать идеальным элементом для молекулярных приборов благодаря способности принимать электроны от других молекул и атомов. С другой стороны, из-за своей симметричной сферической формы они являются удобным объектом для исследования базовых процессов самоорганизации в молекулярных слоях. Возможность успешного применения кинетической теории для количественного анализа диффузии молекул C_{60} была недавно продемонстрирована для поверхности изолятора CaF_2(111) [2].

В настоящей работе аналогичный подход был использован при изучении диффузии C_{60} на поверхности Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Au, модифицированной In. Подготовка поверхности (Au,In)/Si(111) заключалась в осаждении In на поверхность Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Au при комнатной температуре с последующим отжигом при ~550°C, в результате чего с нее полностью удаляются доменные стенки, характерные для исходной поверхности. При этом, атомное строение фазы Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Au сохраняется, а около 0,15 моноатомного слоя In, оставшегося на поверхности, образует двумерный газ подвижных адатомов [3,4]. Таким образом, в данном исследовании нами был рассмотрен интересный случай, когда два типа частиц (атомы и молекулы) одновременно участвуют в диффузионном процессе на поверхности.

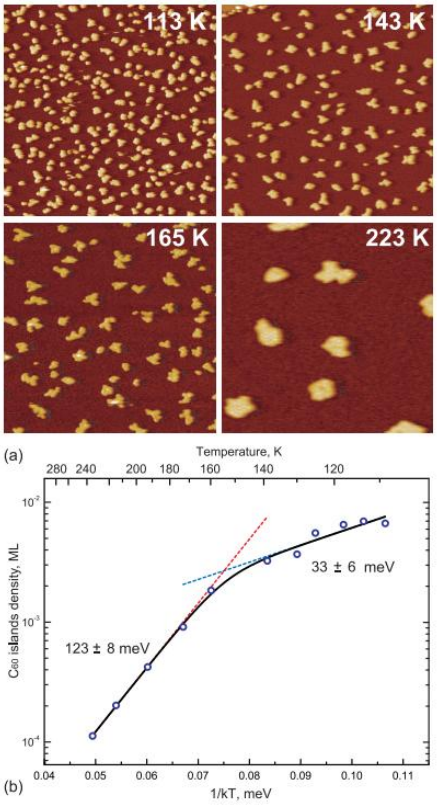


Рис. 1. (a) СТМ изображения (200×200 нм) массивов островков C_{60} на поверхности Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-(Au,In), полученных при различных температурах. (b) Температурная зависимость (график Аррениуса) поверхностной концентрации островков

Рисунок 1 иллюстрирует влияние температуры подложки во время осаждения фуллеренов на концентрацию молекулярных островков. На зависимости Аррениуса видны два четко выраженных участка, отражающих различные режимы заро-

дышеобразования на «холодной» (при 110-140 K) и «горячей» (при 160-240 K) поверхностях. Эти режимы характеризуются эффективной энергией активации, равной 33 и 123 мэВ, соответственно.

Для дальнейшего количественного анализа параметров диффузии необходимо определить размер критического зародыша *i*, для чего были определены зависимости концентрации островков от скорости напыления для «холодной» и «горячей» поверхностей (рис. 2). Наклон этих зависимостей, построенных в двойном логарифмическом масштабе, согласно уравнению (1) дает величину $i/(i+2)$, которая оказалась 0.28±0.04 при 109 K и 0.31±0.01 при 180 K. Обе величины находятся в соответствии с размером критического зародыша i=1, для которого в идеальном случае показатель степени был бы 1/3. Так как критический кластер - мономер, E_i=0 и можно сразу получить величину диффузионного барьера E_{diff}, которая оказалась 99 мэВ для «холодной» поверхности и 370 мэВ для «горячей» поверхности.

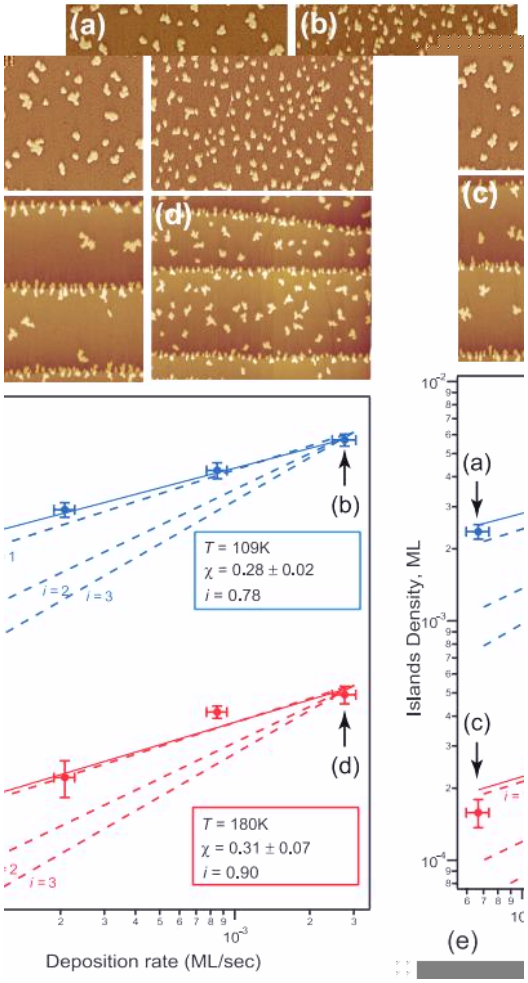


Рис. 2. Влияние скорости осаждения C_{60} на концентрацию островков. (a) и (b) СТМ-изображения (170×142 нм) массивов островков C_{60}, сформированных при 102 K при скорости осаждения 7×10^{-5} и 3×10^{-3} МС/с, соответственно. (c) и (d) СТМ-изображения (440×365 нм) массивов островков C_{60}, сформированных при 180 K при скорости осаждения 7×10^{-5} и 3×10^{-3} МС/с, соответственно. (e) Графики зависимости концентрации островков от скорости осаждения при температурах 109 и 180 K (верхний and нижний графики, соответственно), построенные в двойном логарифмическом масштабе

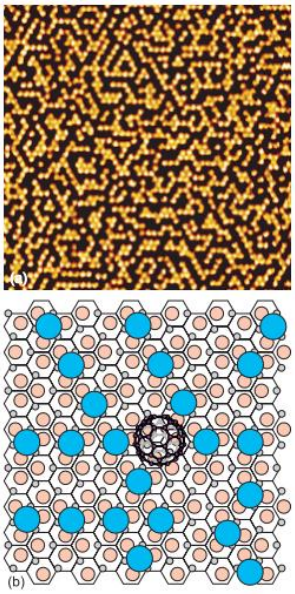


Рис. 3. (a) СТМ-изображение (27×27 нм) поверхности (Au,In)/Si(111) при 110 K, показывающее массив неподвижных («замороженных») атомов In. (b) Схематическое изображение, иллюстрирующее положение молекулы C60 в лабиринте, образованном атомами In (показаны голубыми кружками) на поверхности Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Au, где атомы Au показаны оранжевыми кружками, а атомы кремния серыми

Разумно предположить, что наличие двух режимов диффузии связано с присутствием на поверхности атомов In, подвижность которых ниже, чем у фуллеренов. Таким образом, миграция молекул C60 происходит в «лабиринте», образованном атомами In. При этом, барьеры для диффузии внутри лабиринта заметно ниже, чем для пересечения его стенок (атомных рядов In), что подтверждается результатами расчетов в рамках теории функционала электронной плотности. В этом случае, при низких температурах миграция молекул C60 ограничена каналами лабиринта, а при высоких температурах фуллерены приобретают достаточную тепловую энергию для того, чтобы преодолеть стенки лабиринта. В результате, в эксперименте наблюдаются два диффузионных режимах с различными энергиями активации.

1. Venables J.A. Nucleation and growth of thin films / J.A. Venables, G.D.T. Spiller, M. Hanbueken // Repts. Prog. Phys. 1984. V. 47. P. 399 – 459.

2. Loske F. Quantitative description of C60 diffusion on an insulating surface / F. Loske, J. Luebbe, J. Schuette, M. Reichling, A. Kuehnle // Phys. Rev. B 2010. V. 82. P. 155428-1 – 155428-5.

3. Gruznev D.V. Si(111)-α-$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Au phase modified by In adsorption: Stabilization of a homogeneous surface by stress relief / D.V. Gruznev, I.N. Filippov, D.A. Olyanich, D.N. Chubenko, I.A. Kuyanov, A.A. Saranin, A.V. Zotov, V.G. Lifshits // Phys. Rev. B 2006. V. 73. P. 115335-1 – 115335-7.

4. Kim J.K. Two-dimensional electron gas formed on the indium-adsorbed Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Au surface // J.K. Kim, K.S. Kim, J.L. Chesney, E. Rotenberg, H.N. Hwang, C.C. Hwang, H.W. Yeom // Phys. Rev. B 2009. V. 80. P. 075312-1 – 075312-7.

Исследование распределения поверхностного потенциала чувствительного элемента микрогироскопа методом зонда Кельвина

С.В. Казаринов[1], ***Р.З. Бахтизин***[1], ***И.И. Амиров***[2], ***О.В. Морозов***[2], ***А.В. Соловьев***[3], ***А.Н. Тарасов***[3]

[1]Башкирский государственный университет, Уфа
[2]ЯФ ФТИАН РАН, Ярославль
[3]ЦЭНКИ, Москва

e-mail: serjikk86@gmail.com

Накопление зарядов на поверхности чувствительных элементов (ЧЭ) устройств микроэлектромеханических систем (МЭМС) является негативным эффектом, приводящим к их нестабильной работе. Метод зонда Кельвина (МЗК), позволяющий получить распределение поверхностного потенциала образца с субмикронным разрешением, является эффективным методом исследования зарядовых процессов.

Как правило, МЗК в сканирующей зондовой микроскопии представляет собой двухпроходную методику. На первом проходе снимается рельеф образца по полуконтакной методике. На втором проходе зонд поднимается над поверхностью на определенное расстояние и перемещается, повторяя рельеф. При этом на зонд подается переменное напряжение с частотой, равной резонансной частоте зондового датчика, что вызывает его колебания. Возникающая между зондом и образцом емкостная сила компенсируется с помощью подачи на зонд дополнительного напряжения смещения. Значение напряжение смещения, при котором амплитуда колебаний зондового датчика становится равной нулю, взятое с противоположным знаком соответствует значению поверхностного потенциала в данной точке образца.

МЗК в данной работе был реализован с помощью сканирующего зондового микроскопа «ИНТЕГРА» (НТ-МДТ, Зеленоград, Россия). Использовались зондовые датчики типа NSG01, обладающие следующими характеристиками: типичное значение резонансной частоты – 150кГц, проводящее покрытие – PtIr. Измерения проводились по двухпроходной методике, при этом на втором проходе зонд поднимался на высоту 30 нм, амплитуда подаваемого на зонд переменного напряжения была равна 3В.

В данной работе приведены результаты МЗК исследований временных изменений потенциала поверхности ЧЭ элемента микрогироскопа в зависимости от приложенного напряжения. С помощью МЗК были проведены измерения значений поверхностного потенциала в разных точках образца МЭМС. Релаксация потенциала исследовалась после приложения к образцу на 10 минут сначала 2В, затем 20В. Установлено, что процесс релаксации потенциала имеет экспоненциальный характер, причем уменьшение (по абсолютной величине) потенциала до исходного значения происходило в течение не менее 2 часов. Обнаружено, что после приложения 2В начальное значения поверхностного потенциала, как правило, было отрицательным (рис. 1), а после приложения 20В – положительным (рис. 2).

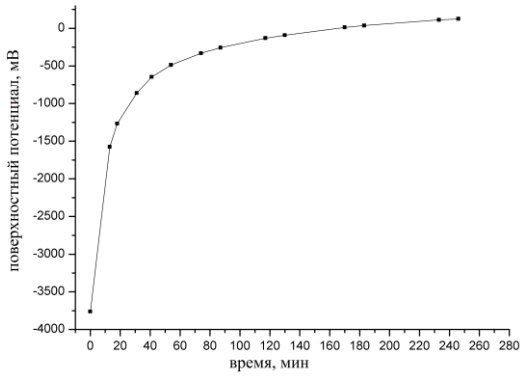


Рис. 1. Зависимость значения поверхностного потенциала от времени после приложения 2В

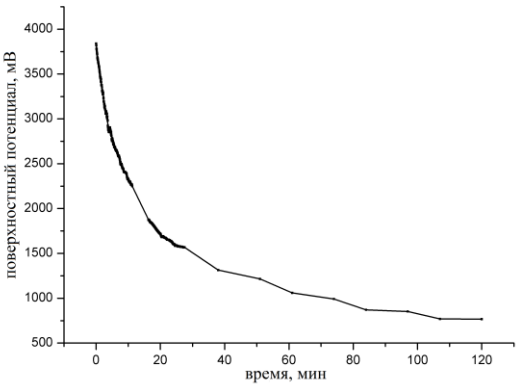


Рис. 2. Зависимость значения поверхностного потенциала от времени после приложения 20В

В целом, полученные результаты подтверждают накопление заряда в исследованных образцах МЭМС.

Методы анализа и коррекции экспериментальных данных в АСМ

О.В. Карбань

Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск

ocsa123@yahoo.com

В настоящее время в мире резко возрос интерес к наноструктурным материалам, используемых не только в электронике, но и в качестве функциональных и конструкционных материалов. В связи с этим актуальной становится разработка новых методов и средств диагностики материалов и изделий с нанометровым разрешением. В первую очередь, речь идет о разработке методов диагностики структуры и локального строения поверхностных слоев основе атомной силовой микроскопии (АСМ). В то же время при исследовании материалов методом АСМ часто приходится сталкиваться с решением целого ряда методологических проблем, связанных с обработкой и анализом экспериментальных данных.

Одной из важных характеристик, получаемых при анализе данных АСМ, является распределение размеров элементов структуры на поверхности исследуемого образца. Для получения такой информации автоматизированными методами, АСМ-изображение подвергается сегментации – разбиению на непересекающиеся области, соответствующие фону и элементам структуры.

Некорректная настройка параметров сканирования, сложная форма поверхности образца и другие факторы могут приводить к кратковременной потере контакта между зондом и поверхностью образца. Возникающие в результате искажения проявляются на АСМ изображении в виде линейных участков, резко контрастирующих по уровню яркости с окружающим фоном – строчных выбросов. Обусловленные ими скачкообразные изменения значений в матрице высот поверхности, приводят к появлению ложных границ при сегментации АСМ изображений и, как следствие, искажению информации о количестве и размерах элементов структуры.

Для автоматизированного устранения искажений, вызванных нестабильностью контакта зонд-образец разработан метод адаптивной локальной медианной фильтрации. Локализация искаженных участков строк осуществляется на основе сопоставления значений вторых частных разностных производных высоты поверхности в продольном и поперечном направлениях. После того как положение искаженных участков матрицы высот установлено, к ним локально применяется медианный фильтр с адаптивно настраиваемым размером окна. Такой подход позволяет при корректировке каждого искаженного значения использовать минимально необходимый размер окна, обеспечивая тем самым оптимальные параметры работы медианного фильтра.

С целью уменьшения эффекта размытия объектов и увеличения контрастности границ предложен самосогласованный ранговый фильтр высоких частот (СРФ), осуществляющий следующее преобразование исходного изображения:

$$F_K(x,y) = F_0(x,y) + LE_{LX,LY}(F_0(x,y)) \cdot K, \qquad (1)$$

где: $F_K(x,y)$ – результирующая матрица; $F_0(x,y)$ – матрица исходного изображения; $LE_{LX,LY}(F_0(x,y))$ – процедура локальной эквализации исходного изображения с окном {LX,LY}, определяемым корреляционными длинами в соответствующих направлениях; K – коэффициент компенсации размытия. Процедура локальной эквализации [1] является методом повышения локальных контрастов и призвана усилить различия в значениях яркости соседних элементов, что чрезвычайно важно для последующей задачи сегментации.

Для применения данного СРФ фильтра в качестве окна эквализации используется скользящее окно с размерами, характерными для среднестатистического объекта исходного изображения. Выбор размера окна осуществлялся с использованием пространственной автокорреляционной функции, вычисляемой на окне заданного размера и при фиксированном сдвиге.

Для устранения межстрочных скачков широкого класса изображений в работе предложен метод построчного вычитания полиномиального фона на основе гистограммы АСМ изображения. Выбор диапазона высот на гистограмме формализован на основе апостериорной оценки, рассчитываемой из среднеквадратического отклонения между двумя изображениями, обработанных при соседних значениях положений границ диапазона выделения. Метод был использован в методике создания панорамных изображений для проведения предварительной фильтрации фрагментов с целью устранения искажений на границах.

Создание панорамных АСМ-изображений на основе полученных массивов данных без учета тренда поверхности и искажений может приводить к изменению формы, размеров и местоположения анализируемых объектов и, соответственно, к искажению результатов исследования. Как правило, на границе объединяемых массивов данных наблюдаются нелинейные эффекты, что приводит к появлению несуществующих линий на панорамных АСМ-изображениях, визуализирующих участки с различными параметрами сканирования.

Для приведения яркости объединяемых АСМ-изображений к одному уровню требуется, чтобы сканирование производилось с наложением, так как перекрывающиеся фрагменты несут в себе дополнительную информацию об измене-

нии условий измерений, необходимую для корректного объединения. Особенности изменения значений высот на исследуемой площади образца могут быть представлены графиками, где по оси абсцисс отложены значения высот в пределах зоны перекрытия, а по оси ординат доля ячеек, имеющих значение меньшее или равное заданному F(z). В случае отсутствия искажений, построенные таким образом графики должны совпадать. Однако вклад различного рода искажений и вариации параметров сканирования приводят к изменению диапазона измеренных высот, вследствие чего изменяется угол наклона и смещение графика F(z). Исходя из того, что один из участков является «эталонным», устранение искажения предполагает нормализацию – приведение распределения высот «искаженного» участка к виду соответствующему «эталонному» $F_{эт}(z)$.

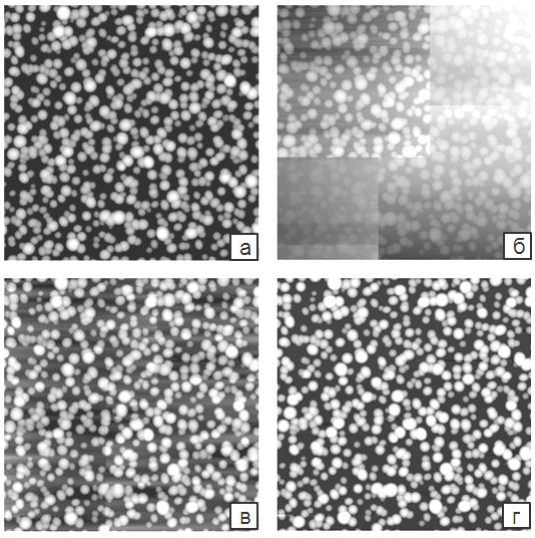


Рисунок 1. а) исходное модельное изображение, б) результат панорамирования без предварительной обработки фрагментов, в) с применением обычного алгоритма построчного вычитания аппроксимирующих полиномов и г) с использованием фрагментов, обработанных предложенным методом

С этой целью к графику $F_{иск}(z)$ применяются операции смещения и сдвига, параметры которых определяются на основе аппроксимации функций распределения высот $F_{иск}(z)$ и $F_{эт}(z)$ линейной моделью.

При сегментации АСМ-изображения разбиение матрицы высот на области выпуклости осуществляется на основе сравнения значения каждого элемента матрицы с полусуммой значений пары симметричных относительно него элементов, что соответствует высоте середины хорды, соединяющей пару точек в каждом из выделенных направлений. При этом рассматривается четыре возможных варианта взаимного расположения пар точек: два диагональных, горизонтальное и вертикальное.

Так как всякая выпуклая замкнутая фигура целиком содержит отрезок, соединяющий любые две еѐ точки, то участки поверхности, на которых центр хотя бы одной из четырех хорд находится выше уровня поверхности, будут относиться к участкам вогнутости, а остальные - к плоским участкам или участкам выпуклости. Данное условие определяет следующее решающее правило $\alpha(x, y)$:

$$\alpha(x,y) = \begin{cases} 1, \textit{ если } \exists\ \mathrm{i} = 0,1,2,3 : z(x,y) < T(x,y,i) \\ 0, \textit{ в противном случае} \end{cases},$$

где $z(x,y)$ высота поверхности в центральной точке рассматриваемой окрестности, $i=0..3$ – номер рассматриваемого направления, а $T(x,y,i)$ – величина порога, определяемая согласно выражению:

$$T(x,y,i) = \frac{z(x+dx_i, y+dy_i) + z(x-dx_i, y-dy_i)}{2} + h,$$

где $z(x+dx_i, y+dy_i)$ и $z(x-dx_i, y-dy_i)$ – высота поверхности соединенных i-ой хордой; dx_i и dy_i – величина смещения этих точек по координатам x и y, относительно центральной точки окрестности; $h > 0$ –минимальный уровень регистрируемых отклонений по координате z середины хорды от центральной точки окрестности. Запись $\alpha(x,y)=1$ обозначает принадлежность элемент с координатами (x,y) к области выпуклости поверхности, $\alpha(x,y)=0$ – принадлежность элемента к области плоской или вогнутой поверхности.

Необходимость введения поправки h обусловлена наличием в АСМ-данных высокочастотных помех. Предложенный метод относится к числу адаптивных пороговых методов, величина локального порога T в котором определяется как: $T = \max_{i=1,2,3,4}\left[T(x,y,i)\right]$.

В отличие от традиционно применяемых для сегментации градиентных и глобальных пороговых методов и метода водораздела, разработанный подход устойчив к влиянию формы фоновой поверхности и высокочастотных шумов, а так же обеспечивает возможность разделения смежных и частично перекрывающихся объектов. При этом формализация процедур обработки и анализа АСМ-данных позволяет существенно повысить эффективность исследований наноматериалов, сократить время исследований и снизить субъективность получаемых результатов.

1. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений: Пер. с англ. - М.: Техносфера, 2005. 1072 с.

Спиновая поляризация квантовых и интерфейсных состояний в системе 2 ML Bi/1 ML Ag/W(110)

И.И. Климовских, А.А. Рыбкина, А.Г. Рыбкин, Е.В. Жижин, М.В. Русинова и А.М. Шикин

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

e-mail: klimovskih_ilya@mail.ru

Эффекты спиновой поляризации электронных состояний привлекают все большее внимание в последнее время, так как имеют важное значение в быстро развивающейся спинтронике. Спин-орбитальное расщепление, впервые найденное в полупроводниковых гетеростуктурах, на данный момент исследовано во многих системах, и простейшей моделью для описания этого эффекта является модель Рашба для двумерного электронного газа [1]. Рассматривая модель сильной связи и включая дополнительные факторы в Рашба гамильтониан, можно получить спиновое расщепление в более сложных структурах [2].

Другой способ получения спин-зависимой электронной структуры – это поляризация начальных состояний на поверхности из-за отражения блоховских волн от поверхностного барьера. В работе [3] эта идея была успешно подтверждена на Bi(111). В соответствии с этой моделью поверхностные состояния и резонансы Bi характеризуются явной антисимметричной поляризацией, инверсной относительно нормальной эмиссии. Позже эта модель была использована для анализа спиновой структуры поверхности W(110) [4]. В результате была обнаружена спиновая поляризация поверхностных состояний, локализованных в спин-орбитальной запрещенной зоне вольфрама. Более того, эти состояния образуют Дираковский конус, спиновая структура которого схожа со структурой топологических изоляторов. Модификация этой структуры за счет адсорбции ультратонких металлических пленок является интересной и перспективной задачей.

Главной целью данной работы было исследование электронной и спиновой структуры системы, состоящей из двух монослоев Bi на поверхности 1MLAg/W(110). Была проанализирована модификация поверхностных состояний и поверхностных резонансов исходной поверхности W(110), выявлена спиновая структура квантовых состояния Bi и Ag и роль промежуточного монослоя Ag в формируемой структуре. Были выявлены факторы, влияющие на спиновую системы, и оценена применимость моделей Рашба и Крассовского. Анализ производится на основе экспериментальных данных, измеренных методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением, дифракции медленных электронов.

На рис. 1 представлены фотоэлектронные спектры валентной зоны, измеренные при нормальной эмиссии для различных стадий формирования системы. Формирование 1 монослоя Ag соответствует квантовым состояниям при энергиях связи 4.2, 4.6 эВ и 4.9 эВ.

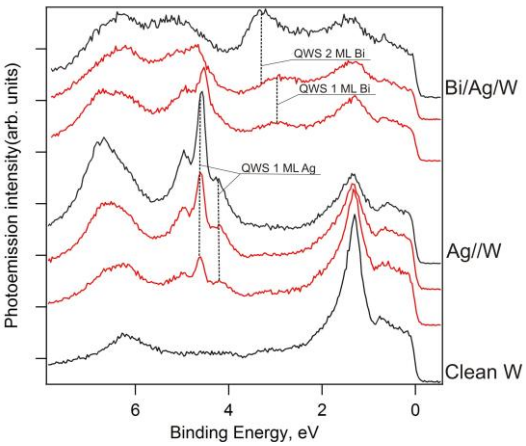


Рис. 1. Фотоэлектронные спектры, измеренные в направлении нормальной эмиссии, отвечающие различным стадиям формирования системы

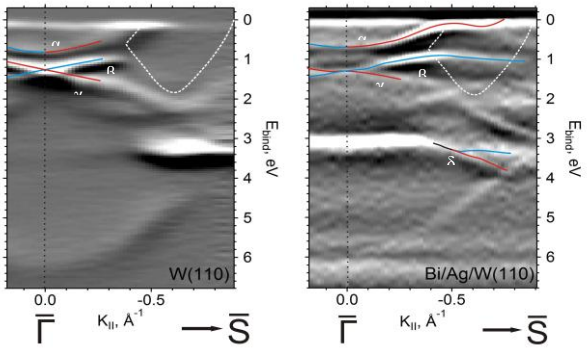


Рис. 2. Дисперсии электронных состояний валентной зоны для чистой поверхности W(110) (а) и для системы Bi/Ag/W(110) (б), измеренные с помощью метода ФЭС

При этом интенсивность особенностей вольфрамовой подложки уменьшается в ~2 раза. После формирования монослойного покрытия Ag производилось напыление Bi. Квантовые состояния (КС), отвечающее 1 монослою висмута при 3 эВ сменяется КС при 3.4 эВ соответствующее 2 монослоям Bi. Наличие данных особенностей и соответствующее уменьшение интенсивностей пиков W позволяет сделать заключение, что сформированная система представляет собой 2 монослоя Bi на поверхности 1 монослой Ag на W(110).

Дисперсионные зависимости электронных состояний системы Bi/Ag/W(110), полученные методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, изображены на рис. 2.б Дисперсии были измерены в направлении ГS поверхностной зоны Бриллюэна, при энергии фотонов 62 эВ. Для сравнения на рис.2.а представлены дисперсионные зависимости для чистой поверхности W(110), взятые из работы [4] . На обоих рисунках белым пунктиром отмечена поверхностная локальная запрещенная зона W(110). Поверхностные состояния, которые являются поверхностными d-резонансами с энергией 0.8 эВ и 1.3 эВ при $k_{II} = 0$, помечены буквами α, β и γ. Кроме квантового состояния висмута в валентной зоне системы Bi/Ag/W(110) наблюдается изменение поведения поверхностных состояний α и β по сравнению с W(110). Особенность α диспергирует в сторону меньших энергий связи, пересекает границу поверхностной запрещенной зоны W и достигает уровня Ферми при $k_{II}\approx 0.5$ Å^{-1} . Затем, с увеличением k_{II} от 0.5 до 0.9 Å^{-1} локализуется на уровне Ферми, и переходит в зону незаполненых состояний. Рассматривая поведение состояния β, видно что оно также пересекает поверхностную запрещенную зону, и затем при увеличении k_{II} располагается в запрещенной зоне при энергии 1 эВ. При этом квантовое состояние Bi с энергией 3.2 эВ при нормальной эмиссии практически не изменяет энергии до значений $k_{II} \approx 0.6$ Å^{-1}, а затем расщепляется на два состояния, которые диспергируют в сторону больших энергий связи, и смешиваются с состояниями подложки. Отмеченные выше состояния характеризуются особенной спиновой структурой.

На рисунке 3 представлены спин-разрешенные спектры валентной зоны системы Bi/Ag/W(110) для различных полярных углов. Спектры представлены как для положительных, так и отрицательных полярных углов относительно нормали к поверхности, или положительных и отрицательных значений k_{II}. На представленном рисунке видно, что состояния α и β полностью поляризованы по спину. Причем данная поляризация является инверсной относительно нормали к поверхности. При положительных k_{II} состояние α имеет проекцию спина «спин-вниз», в то время как β – «спин-вверх». В случае отрицательных k_{II} проекции спина соответствующих состояний меняются на противоположные. Необходимо отметить, что энергетическая разница между состояниями с различными спинами составляет 0.7 эВ при $k_{II} \approx 0.6$ Å^{-1}, что является аномально высокой величиной для спинового расщепления. При рассмотрении спиновой структуры квантового состояния Bi видно, что с увеличением k_{II} вырождение по спину пропадает, и состояние расщепляется на два противоположно поляризованных состояния.

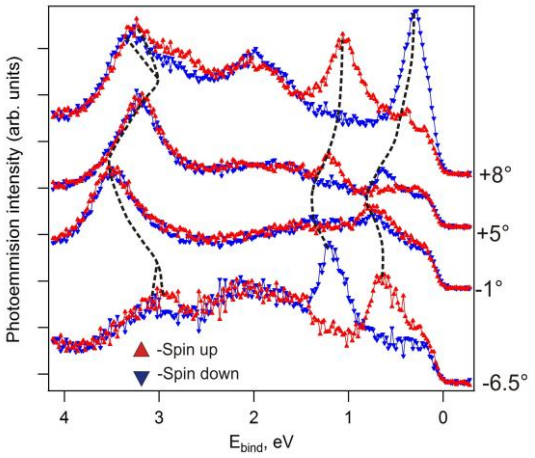


Рис. 3. Спин-разрешенные спектры системы Bi/Ag/W(110). Полярные углы относительно нормальной эмиссии, для каждого спектра, указаны справа от рисунка

Таким образом, было проведено исследование электронной и спиновой структуры системы Bi/Ag/W(110). Сравнительный анализ дисперсионных зависимостей чистого вольфрама и Bi/Ag/W показал, что в системе формируются новые интерфейсные состояния, локализованные в поверхностной запрещенной зоне, и являющиеся полностью поляризованными по спину. Поляризация состояний является инверсной относительно нормали, максимальная величина спин-орбитального расщепления, формируемого в данной системе между состояниями с противоположно поляризованных состояний составляет 0.7 эВ, что является аномально высокой величиной для подобных систем. Поведение этих состояний отличается от поведения в системах Al/W(110), Ag/W(110) [4,5] вследствие особой спиновой структуры, присущей висмуту. Необходимо отметить, что состояние α локализовано на уровне Ферми при kII от 0.5 до 0.9 Å-1 в то время как β его не пересекает. Благодаря этим особенностям подобные системы могут использоваться в спинтронике, как спиновые инжекторы и устройства для бездиссипативного спинового транспорта.

1. Bychkov Y. A. and Rashba E. I., JETP Lett. **39**, 78 (1984)
2. Ast C. R. et. al. Phys. Rev. Lett. **98**, 186807 (2007).
3. Kimura A., Krasovskii E. E. et. al. Phys. Rev. Lett. **105**, 076804 (2010)
4. Rybkin A., Krassovskii E.E. et. al. Phys. Rev. B **86**, 035117 (2012)
5. Varykhalov A. et. al. Phys. Rev. Lett. **101**, 256 601 (2008).

Зондовая микроскопия как методика контроля протяженных самоорганизующихся биополимерных нановолокон

П.Б. Логинов, Д.В. Клинов

Институт биоорганической химии имени академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН, Москва

e-mail: loginovpb@gmail.com

Метод электроспиннинга [1] позволил создавать биополимерные самоорганизующиеся нановолокна, не только конкурирующие по прочности с шелком, но и имеющие новые свойства для медицины – биосовместимость, приживаемость, естественную утилизацию организмом. Для технологического контроля производства тканей из таких волокон в данной работе предложен метод АСМ.

Такие сложности АСМ-контроля этих объектов, как высокая развитость поверхности, резкие перепады высот, мягкость и вибрация нановолокон, преодолены двумя путями.

Во-первых, разработана плазмохимическая технология выращивания на стандартных АСМ-зондах алмазоподобных шипов (рис. 1) длиной порядка 100 нм и радиусом закругления 2–3 нм, которые позволили с высоким разрешением сканировать нановолокна без их уширения [2].

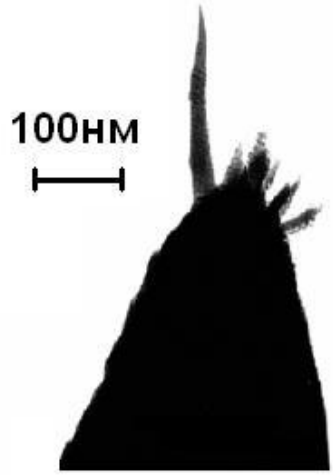


Рис. 1. Кантилевер с алмазоподобными шипами

Во-вторых, подобран режим сканирования – «полуконтактная» мода притяжения с амплитудой вибрации зонда не более 20 нм, что позволило получать сканы нановолокон, не раскачивая их.

Иллюстрация работы такого АСМ-контроля показана на ткани из смеси полиоксибутирата и белка натурального шелка, разработанной нами для заживления ран и сосудов с функцией фильтрации от вирусных частиц. На рисунке 2 показан обзорный АСМ-кадр этой ткани, положенной на слюду. По глубине пор ткани здесь определяется толщина ткани, что возможно только из-за наличия шипа на конце зонда, достигающего подложку сквозь ткань.

На рисунке 3 показан более подробный кадр этой ткани в ее исходном состоянии, по которому производится технологический контроль разброса диаметров нановолокон и размера пор между ними.

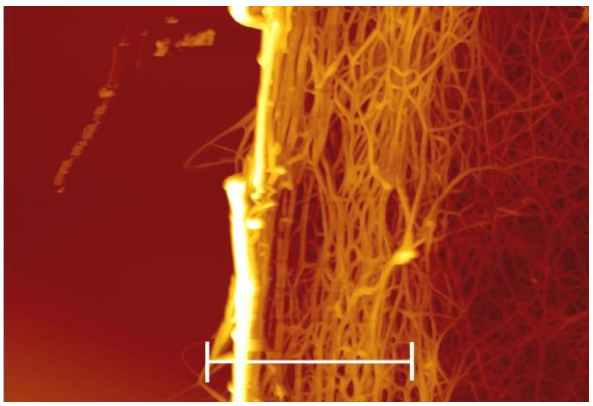


Рис. 2. АСМ-изображение края ткани, лежащей на слюдяной подложке. Размер метки 20 мкм

Разработанным методом АСМ-котроля показано, что, варьируя параметры электрораспыления, можно получать толщину ткани от 1мкм и выше, и получать нановолокна диаметром от 20 до 1000 нм. АСМ-контроль ткани после ее использования в качестве фильтра регистрирует способность ткани задерживать наночастицы, в т.ч. вирусы, диаметром от 20 нм и выше, адсорбируя их на поверхности нановолокон из жидкостей или воздуха.

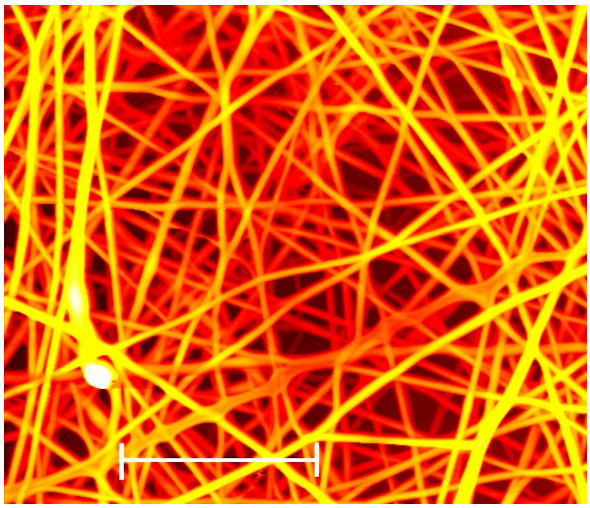


Рис. 3. АСМ-изображение ткани из нановолокон. Размер метки 10 мкм

1. Morozov, V.N. Electrospray-neutralizationmethod for manufacting free and supported nanomats / V. N. Morozov, N. N. Vsevolodov // Advanced Materials, volume 19, issue 24, 4381–4386, 2007.

2. High-resolution atomic force microscopy of duplex and triplex DNA molecules / D. Klinov, B. Dwir, E. Kapon, N. Borovok, T. Molotsky and A. Kotlyar // Nanotechnology 18 (2007) 225102.

STM/STS study of Ni-Nb bulk metallic glasses surface

***A.I. Oreshkin*[1], *V.N. Mantsevich*[1], *S.V. Savinov*[1], *S.I. Oreshkin*[2], *V.I. Panov*[1], *N.S. Maslova*[1] *and D.V. Louzguine-Luzgin*[3]**

[1] Department of Physics, Moscow State University, Moscow
[2] Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow,
[3] WPI-AIMR, Tohoku University 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Japan

e-mail: oreshkin@spmlab.phys.msu.su

Metallic glasses (especially bulk metallic glasses) currently attract significant attention of the scientists involved in the materials science investigation. Their unique mechanical (high strength and large elastic deformation limit), chemical (high corrosion resistance) and magnetic properties (either extremely soft or moderately hard magnetism) [1] make them useful for different applications. These unusual properties are mostly caused by the disordered structure of metallic

glasses and are not observed when alloys are in a single crystalline phase state. Nevertheless, partial crystallization of amorphous alloys has a number of engineering implications. For example, it may leads to the formation of a mixed-type composite microstructure containing inclusions of crystalline phase in the residual glassy matrix, which results in drastic improvement of ductility and fracture toughness. The mechanism of bulk metallic glasses crystallization was studied by different technics. It was revealed that their crystallization proceeds by nucleation and growth processes in the bulk or at the surface. But until the advent of scanning probe microscopy it has not been possible to get a detail information about the alloys surface at nanoscale range during crystallization. The crystalline samples with different phase composition (and, therefore, with different short-range order) and crystalline phases morphology can be obtained by forming ordered regions with different composition and structure in amorphous phase. In this work we present the results of direct *in situ* STM/STS (Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy) investigations of phase transformation at the surface of bulk metallic glasses from initial nucleation to full crystallization. We showed the possibility of different surface nanostructures creation by ion bombardment and annealing of original amorphous alloy in ultra high vacuum conditions. Atomic locations in these surface nanostructures are completely different from those formed according to Ni-Nb binary phase diagram in the bulk area of the sample. The Ni-Nb amorphous alloys were produced by various methods such as mechanical alloying, vapor quenching and splat quenching. Their crystallization behavior was studied by the differential scanning calorimetry and by the x-ray diffraction. Moreover, these binary alloys form high-strength bulk metallic glassy samples with of 1 mm in diameter. Ni-based metallic glass was chosen due to its higher thermal stability against crystallization compared to Cu- and Zr-based glasses and strong corrosion resistance. The high thermal stability of Ni-Nb made controllable ion-polishing and annealing possible. Also Ni-Nb alloys in general have a good surface quality.

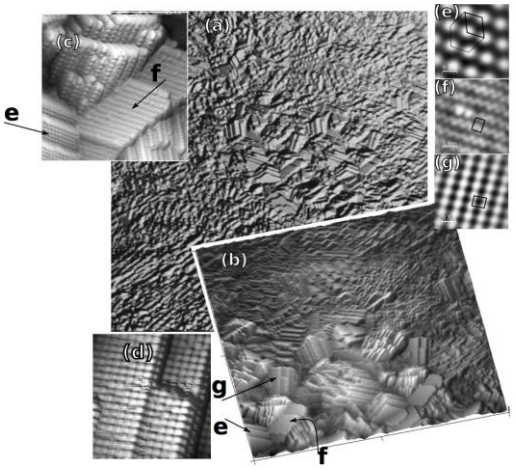


Fig. 1. (a) Constant current STM image of the sample $Ni_{63.5}Nb_{36.5}$ annealed at 973 K representing a nanostructured eutectic; 300 nm × 300 nm; V = -2.1 V; I= 62 pA; (b)Constant current STM image of the sample $Ni_{63.5}Nb_{36.5}$ annealed at 973 K representing a nanostructured eutectic; 150 nm ×150 nm; V = -2.1 V; I= 62 pA; (c) Constant current STM image of the sample $Ni_{63.5}Nb_{36.5}$ annealed at 973 K representing a nanostructured eutectic; 30 nm × 30 nm; V = -2.1 V; I= 62 pA; (d) Constant current STM image of the sample $Ni_{63.5}Nb_{36.5}$ annealed at 973 K representing a nanostructured eutectic; 15 nm × 15 nm; V = -1.8 V; I= 105 pA; (e) High-resolution STM image of area indicated by arrows **e** in Fig.3b and Fig.3c: 3.1 nm × 3.1 nm; V = -2.1 V; I = 62 pA; (f) High-resolution STM image of area indicated by arrows **f** in Fig.3b and Fig.3c: 6.5 nm × 6.5 nm; V = -2.1 V; I = 62 pA; (g) High-resolution STM image of area indicated by arrow **g** in Fig.3b: 4.9 nm × 4.9 nm; V = -2.1 V; I = 105 pA

Rod-shaped cylindrical $Ni_{63.5}Nb_{36.5}$ bulk metallic glassy samples of 1 mm in diameter were prepared by the injection casting technique in an argon atmosphere from the initial arc-melted ingots. The samples were cut along the rod longitudinal axis to fit the STM sample holder. The surface suitable for STM/STS study was obtained by grinding process with further treatment of the surface using polishing slurry with particle sizes of 5, 1, and 0.5 μm to get flat and mirror like surface. The quality of prepared surface was controlled by optical microscope with 800 nm resolution. Before placing the samples in STM holder they were ultrasonically cleaned in acetone and distilled water. Samples were degassed at 673 K during 24 hours and processed with argon-ion-sputtering (1.5 kV, 30 μA,

60 min) at 9.0×10^{-6} torr argon pressure. At the final stage of clean surface preparation the samples were heated again starting at 673 K (to get clean surface in amorphous state) (which is 257 K below its crystallization temperature equal to 930 K) and higher (up to 973 K) during 12 hours at 10^{-10} torr pressure range. All experiments were performed using commercial UHV Omicron system with base pressure 4×10^{-11} torr at room temperature. In our experiments we used tungsten tips obtained by electrochemical etching. To remove the oxide layer from the STM tip apex, they were annealed at 1473 K at ultra high vacuum conditions (up to 1.0×10^{-10} torr). The current imaging tunneling spectroscopy (CITS) with bias voltage applied to the sample, while STM tip was virtually grounded, were obtained simultaneously with constant current images. The constant current images were 400×400 points in size, while the CITS images were 80×80 points. The I(V) spectrum was taken at each fifth point of each fifth line of the scanning frame. Transmission electron microscopy (TEM) investigations were carried out using a JEOL JEM 2010 microscope operating at 200 kV. Samples for TEM were prepared mechanically and subsequently by an ion polishing technique. In order to avoid structural damage the ion-beam energy was kept as low as 2 keV.

Fig.1 demonstrates a sequence of metallic glass $Ni_{63.5}$ $Nb_{36.5}$ surface STM images after full crystallization. The constant current STM image of the sample $Ni_{63.5}$ $Nb_{36.5}$ annealed at 973 K demonstrates a nanostructured eutectic at large scale (300 nm×300 nm) (Fig.1a). Owing to the morphology of the crystalline phase one can suggest that the nanoscale particles nucleate close to the surface but in the bulk of the sample and grew towards the surface. Clear atomic steps are seen on the surface of the eutectic crystals. Fig.1b,c,d represent sequentially zoomed areas of STM image in Fig.1a. The analysis of facets structure reveals the presence of three different surface reconstructions: hexagonal, rectangular and zigzag (Fig.1 e,f,g). It is possible to observe three typical surface structures on different image's sites marked by corresponding arrows. The high resolution STM image of surface's area denoted as **e** demonstrates hexagonal structure (Fig.1e). Outlined black lines on this figure show rhomb-shaped primitive unit cell with sizes 7.6 Å×7.6 Å. In our opinion, the origin of this structure, is due to the similar symmetry, and takes place from Ni_6Nb_7 bulk phase (Pearson symbol, hR13; Strukturbericht notation, $D8_5$; Schnflies, R3m; space group 166; prototype, Fe_7W_6) which is a tetrahe- dral close-packed (tcp) structure. More detailed information about site occupation in the Ni_6Nb_7 phase can be found in reference [2]. Our statement is based on the fact that second possible phase of metallic glass $Ni_{63.5}Nb_{36.5}$ after full crystallization is Ni_3Nb which has orthorhombic structure and it is scarcely probable that this kind of structure or it's reconstructions can be transformed to new close-packed structure because this process is energetically unfavorable. Figure 1f demonstrates zigzag surface structure which takes place in the area indicated by arrows **f** in Fig.1b,c. The outlined rectangular shows the primitive unit cell with sizes 7.9 Å×10.3 Å. Figure 1g is the high-resolution STM image of rectangular surface structure observed in the area indicated by arrows **g** in Fig.1b and presented separately in Fig.1d. The determined parameters of the primitive unit cell are 8.4 Å×7.6 Å. This one is identical to the structure observed in our experiments with the partially crystallized $Ni_{63.5}Nb_{36.5}$ metallic glass and most probably corresponds to orthorhombic Ni_3Nb surface reconstruction. All images represented in Fig.3e,f,g were obtained at the same negative bias voltage (filled states). Therefore we can state that three different surface structures indeed exist. We estimated mean square roughness of the studied sample in three different states (amorphous, partially crystallized and full crystallized). Averaged values for amorphous, partially crystallized and full crystallized states are $R_q = 0.19$; $R_q = 0.17$; $R_q = 0.30$ correspondingly. The R_q reduction for partially crystallized surface in comparison with amorphous state is probably caused by material redistribution during crystallization. The surface structure formed due to primary crystallization is atomically flat and uniform and therefore induces the mean square roughness parameter reduction. The R_q enlargement in full crystallized state is caused by surface deformation during concurrent bulk phases Ni_3Nb and Ni_6Nb_7 growth.

We performed direct nanoscale range visualization of structural evolution on the surface of bulk metallic glassy sample by means of STM/STS in a wide temperature range. Three different surface structures were observed during full sample crystallization which correspond to bulk Ni_3Nb and Ni_6Nb_7 phases of $Ni_{63.5}Nb_{36.5}$ metallic glass. The characteristic size of the grains in the bulk glassy alloy was estimated by direct visualization with STM. A detailed structure of the crystalline eutectic structure on the surface was observed. Another fundamental fact is that metallic glasses exhibit surface reconstruction similar to semiconductors. We explained the appearance of different surface nanostructures by annealing of original clean amorphous alloy in ultra high vacuum conditions. These surface nanostructures are completely different from ones predicted by Ni-Nb binary phase diagram. It is possible to conclude from our STM measurements that primary crystallization takes place originally from the Ni_3Nb phase formation. The mean square roughness R_q enlargement in full crystallized state is caused by concurrent bulk phases Ni_3Nb and Ni_6Nb_7 growth. The obtained results [3] shed a light on the growth of the eutectic structure with nanoscale faceted crystals and can be useful for the creation of nanostructures based on full or partial crystallization of metallic glasses.

1. Inoue A. Stabilization of metallic supercooled liquid and bulk amorphous alloys/ A. Inoue // Acta Mater. 2000. V. 48, p. 279.

2. Sluiter M.H.F. Site occupation in the Ni-Nb μ phase /M.H.F. Sluiter, A. Pasturel, and Y. Kawazoe// Phys. Rev. B. 2003. V. 67, p. 174203.

3. Oreshkin A.I. Direct visualization of Ni-Nb bulk metallic glasses surface: From initial nucleation to full crystallization / A. I. Oreshkin, V. N. Mantsevich,S. V. Savinov, S. I. Oreshkin, V. I. Panov, N. S. Maslova, and D. V. Louzguine-Luzgin // Applied Phys. Lett. 2012. V. 101, p. 181601.

определить параметры f_0, Q_0, когда t=0. Данные измерений отмечены в опорных точках кривых $y_E(x)$ идентификаторами соответствующих эталонов. В этих точках определялись подгоночные параметры модели БПМ: эффективный диаметр антенны D^* и эффективный зазор между апертурой и поверхностью образца h^*.

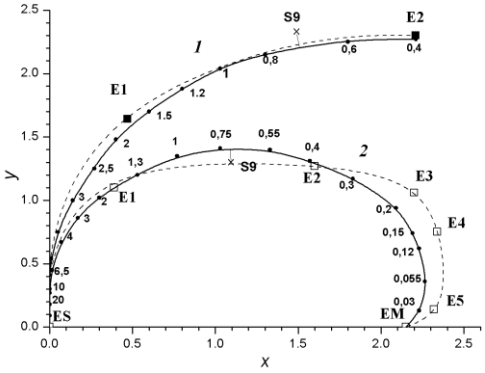


Рис. 2. Калибровочные кривые $y_E(x)$ (штриховые линии) и целевые функции $y_S(x)$ (сплошные линии). Кривые 1 – t = 0; 2 – t = 10 мкм. На кривых $y_S(x)$ показаны вычисленные значения R_{sh} в кОм в точках, отмеченных •. Значки ■ – измерения $\{x,y\}$ для эталонов ES, E1, E2 (t = 0); □ – ES, E1–E5, EM (t = 10 мкм). Показан пример определения R_{sh} для образца S9 (R_{sh}=0,70 кОм)

Тестирование плёночных структур. Вычисленная целевая функция $y_S(x)$, которая ставит в соответствие измеряемым параметрам f_0, Q_0 определенные значения R_{sh} плѐнок, показана на рис.2 сплошными линиями для двух вариантов тестирования: при t=0 и t=10 мкм. Функции $y_S(x)$ рассчитаны по антенной теории БПМ [1] в предположении, что наиболее близким между собой точкам кривых $y_E(x)$ и $y_S(x)$ отвечают одинаковые значения параметров модели D^* и h^*. Кривые $y_S(x)$ имеют три характерных участка. Крайние два соответствуют высокоомным R_{sh} > 2,5 кОм и низкоомным R_{sh} < 0,25 кОм пленкам (для t=0 низкоомный участок не приведѐн ввиду сильного рассогласования зонда, не позволяющего измерить параметры f_0 и Q_0). Для первых характерна резко падающая, для вторых – возрастающая зависимость добротности $Q_0(R_{sh})$. При этом частота f_0 меняется мало. В промежуточной области 0,25 кОм < R_{sh} < 2,5 кОм имеет место обратная картина – с уменьшением R_{sh} резко понижается f_0, в то время как Q_0 мало меняется, оставаясь вблизи минимального значения. Таким образом, при тестировании пленок необходимо измерять оба параметра – f_0 и Q_0, что позволяет определять R_{sh} в широком динамическом диапазоне 0,02 – 30 кОм.

Объектами, на которых апробировалась методика диагностики, служили эпитаксиальные пленки n-GaN толщиной d=0,4–2 мкм, выращенные на сапфировой подложке ориентации (0001). Пленочное сопротивление образцов R_{sh}, измеренное методом ВДП, составило 0,03–15 кОм при концентрации свободных носителей $N \sim 10^{17} - 10^{19}$ см$^{-3}$. Расчѐты показали, что при $D \geq 1$ мм, f<10 ГГц, N>10^{16} см$^{-3}$, d<10 мкм электромагнитный отклик БПМ полностью характеризуется сопротивлением $R_{sh}=1/(\zeta d)$, а не проводимостью ζ и толщиной d пленки в отдельности. Таким образом, БП тестирование в рассматриваемом диапазоне параметров дает информацию о сопротивлении R_{sh} полупроводниковых пленок. Указанное упрощающее обстоятельство явилось одной из причин выбора размера апертуры D = 1 мм (см. рис.1).

Нами исследовано 18 образцов (S1–S18). Соответствующие значения R_{sh}^n (n – номер образца) определялись проекцией экспериментальных точек $S_n = \{x_n, y_n\}$ на кривую $y_S(x)$. Пример определения R_{sh} для образца S9 (R_{sh}=0,70 кОм) показан на рис.2. Низкоомные образцы, R_{sh} < 0,5 кОм, тестировались при использовании тефлоновой прокладки, что позволяло избежать сильного рассогласования зонда, но снижало чувствительность устройства. Для структур с R_{sh} > 0,5 кОм прокладка не использовалась, т.е. измерения проводились при максимальной чувствительности БПМ.

Полученные значения сопротивлений в диапазоне R_{sh} < 4 кОм (S4–S18) оказались в удовлетворительном согласии с ВДП измерениями. Среднеквадратичное отклонение данных по соответствующим структурам составило $\delta \approx 20\%$. Указанное различие может объясняться латеральной неоднородностью распределения сопротивления R_{sh}, связанным с ~30%-ой неоднородностью толщины слоя GaN, измерявшейся по данным оптической рефлектометрии. Для наиболее высокоомных образцов R_{sh} > 4 кОм (S1–S3) имело место существенное (50–100%) расхождение результатов БП и ВДП тестирования. Высокая дефектность этих образцов, связанная с влиянием дислокаций в кристаллической структуре при $N \sim 10^{17}$ см$^{-3}$, может приводить к возникновению случайного потенциала и сильной неоднородности слоя GaN. Как следствие, возможна специфическая картина растекания постоянного тока, что приводит к неточному учету форм-фактора в методе ВДП. Другая вероятная причина – различие путей протекания постоянного и переменного (микроволнового) тока на микродефектах.

Выводы. Разработан способ определения сопротивления R_{sh} полупроводниковой пленки на диэлектрической подложке при помощи БПМ микроволнового диапазона. Основу метода составляет антенная теория БПМ, развитая в [1] для зондирования плоскослоистой среды с произвольным профилем $\varepsilon(z)$. Значения подгоночных параметров модели D^*, h^* получены по данным калибровочных измерений, выполненных на универсальной системе эталонов. В качестве последней мы использовали набор из нескольких объемно однородных образцов, проницаемость/проводимость которых определена и обеспечивает равномерное заполнение всего динамического диапазона БПМ. По результатам сравнения с данными ВДП измерений средняя погрешность определения R_{sh} < 4 кОм оценивается не хуже 20%.

1. *Reznik A.N.* Electrodynamics of microwave near-field probing: Application to medical diagnostics / *A. N. Reznik, N. V. Yurasova* // J. Appl. Phys. 2005. V. 98, № 11. P. 114701.

Структура и динамика границы раздела в системе Pb/Al: компьютерное моделирование

Г.Г. Русина[1,2], ***С.Д. Борисова***[1,2], ***И.Ю. Скляднева***[3]

[1] Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск
[2] Томский Исследовательский Госуниверситет, Томск,
[3]Donostia International Physics Center (DIPC), San Sebastian/Donostia, Spain

rusina@ispms.tsc.ru

Бинарная система Pb/Al представляется типичной моноэвтектической фазовой диаграммой. Поскольку элементы демонстрируют экстремально низкую взаимную растворимость в твердом состоянии, они активно используется в качестве модельной системы при исследовании условий формирования границы раздела между твердыми телами. Процесс образования протяженной границы раздела можно моделировать поэтапно: 1) одиночные кластерные образования на поверхности подложки; 2) послойный рост тонких пленок; 3) интерфейс между объёмными материалами. В настоящей работе, было исследовано влияние структуры и размерности кластера и тонкой пленки на формирование динамически устойчивой границы раздела при адсорбции Pb на поверхность Al(100). Несоответствие параметра решетки (~19%) и атомной массы (> в 13 раз) Pb по отношению к Al, приводит к значительным релаксационным эффектам в системе, и, как следствие, к модификации её динамических характеристик. Структурная релаксация рассчитывалась методом молекулярной динамики при нулевой температуре, с использованием скоростной схемы Верлета и многочастичных потенциалов взаимодействия, полученных в приближении погруженного атома (МПА). Поскольку в данном методе электронная плотность описывается не самосогласованно, то для проверки адекватности МПА при описании фононных спектров и распределения плотности колебательных состояний, был проведен *ab initio* расчет, основанный на методе линейного отклика в рамках DFT (код Espesso) и LDA приближений.

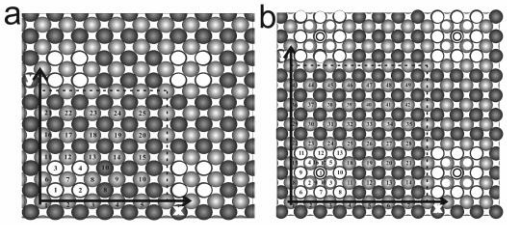


Рис. 1. Кластеры Pb на поверхности Al(100). Атомы кластера обозначены светлыми кружками. (*а*) плоский 4-х атомный, (*б*) объемный 14-ти атомный

Адсорбированные кластеры Pb были представлены 4-х атомным плоским и 14-ти атомным объёмным, сформированным по островковому типу (рис.1 а, б). После релаксации кластеры формируют кубически ориентированную, по отношению к подложке, структуру.

Показано, что для системы Pb/Al(100) характерна выраженная латеральная релаксация граничных атомов кластера и атомов подложки, расположенных под кластером. В обоих случаях происходит увеличение длин связи на ~10% в кластере и на ~2.5% в подложке, по сравнению со свободным кластером Pb и чистой поверхностью Al(100).

Наибольшие релаксационные смещения в подложке наблюдаются в направлении перпендикулярном поверхности. При адсорбции 4-х атомного кластера вертикальная релаксация ближайших атомов подложки имеет знакопеременный характер: центральный атом (7 на рис.1а), имеющий в ближайших соседях четыре атома свинца, смещается на +5.3%, краевые атомы, соседствующие с одним атомом свинца, смещаются на – 6.5%. Знаки “+” и “–” соответствуют расширению и сокращению первого межслоевого расстояния подложки. При увеличении размерности и пространственной конфигурации кластера (от 2D к 3D) первое межплоскостное расстояние в подложке сокращается для всех групп атомов, соседствующих с адатомами. Сокращение составило – 3.1% в центре под кластером и, по мере удаления от центра, увеличивалось до – 8.3% под краевыми атомами кластера.

При адсорбции плоского кластера, его колебательные свойства определяются продольной трансляционной и дипольно-активной (Z-поляризованной) модами, к которым добавляется мода, связанная с поворотными смещениями кластера (TR-мода на рис. 2 а). Степень гибридизации этих мод с колебательными модами подложки определяет характер взаимодействия с подложкой и устойчивость кластеров на её поверхности. Для 4 –х атомного кластера степень гибридизации с колебаниями подложки минимальная, а энергии возбуждения продольной трансляционной и вертикальной мод кластера имеют очень низкие значения: 2.5 мэВ и 3 мэВ, соответственно. При этом все колебательные моды подложки сохраняются, не изменяется и их поляризация. Происходит лишь уменьшение степени локализации и незначительное (~1.5 мэВ) повышение энергии. Такое поведение фононной подсистемы в Pb_4/Al(100) свидетельствует о слабой динамической устойчивости системы и её метастабильном характере. Адсорбция объемного кластера (рис.1 б) приводит к повышению плотности Z-мод и более сильной гибридизации с колебаниями по-

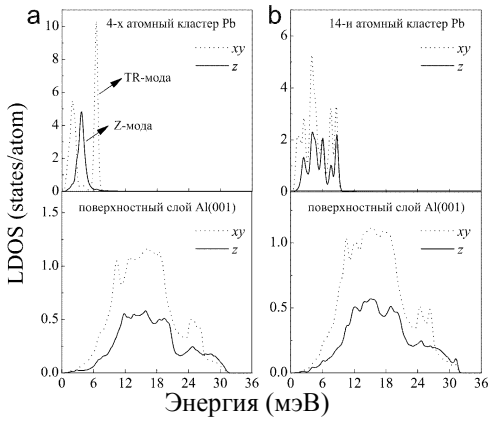


Рис. 2. Распределение плотности фононных состояний на атомах Pb и Al: (*а*) 4-х атомный кластер, (*б*) 14-ти атомный кластер

верхностных атомов подложки, что повышает десорбционную устойчивость кластера.

В фононном спектре появляются низкочастотные Z-колебания локализованные на атомах Al и не свойственные для чистой поверхности. Эти колебания, смешиваясь с продольными трансляционными смещениями адатомов, придают им возвратный характер и препятствуют миграции интерфейсовых адатомов по плоскости поверхности. Этому процессу препятствуют и связанные колебания адатомов внутри самого кластера. Таким образом, для объемного кластера Pb_{14}, наблюдается большая динамическая устойчивость на поверхности Al(100).

Для определения фононной структуры системы использовалась модель пленки. При МПА расчете пленка, имитирующая поверхность подложки, состояла из 31 слоя Al (100), при DFT расчете из 11 слоев Al (100), разделенные вакуумным промежутков в 7 атомных слоев. Фононная структура тонких пленок Pb исследована для 1 и 2 монослоев, нанесенных на поверхность Al(100). При степени адсорбции 0.5 МС (насыщенный монослой) на поверхности подложки формируется упорядоченный поверхностный сплав со структурой c(2×2). На рис.3 (а, б) приведено распределение плотности фононных состояний в системах Al(100)-1 МС Pb и Al(100)-2 МС Pb.

Для Al(100)-1 МС Pb характерно динамически устойчивое состояние, что подтверждается наличием выраженной гибридизации продольных и Z-колебаний адатомов с низкочастотными вертикальными колебаниями ближайших атомов подложки. В случае Al(100)-2 МС Pb наблюдается кардинальное изменение фононной структуры системы. В спектре колебаний появляются мнимые частоты, соответствующие продольным колебаниям атомов подложки и поверхностного слоя Pb. Анализ поляризации колебаний показал, что динамическая неустойчивость проявляется в направлении [100] и на границе двумерной зоны Бриллюэна. Рассмотрение других, геометрически реализуемых, упорядоченных структур не обна-

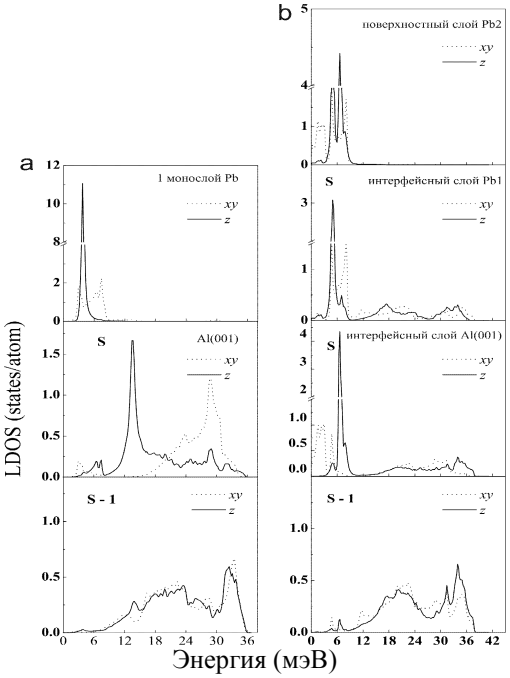


Рис. 3. Распределение плотности фононных состояний на атомах Pb и Al (*а*) 1 МС Pb, (*б*) 2 МС Pb

ружило ни одной динамически устойчивой конфигурации адатомов при нанесении 2 монослоев Pb.

Данные проведенного *ab initio* расчета подтвердили данный вывод. Кроме того, эти данные согласуются с HAS экспериментом по исследованию динамики системы Pb/Cu(111). Как и в нашем случае, не удалось обнаружить упорядоченную структуру в пленке Pb, вплоть до 4 монослоя [1]. Аналогичные результаты были получены при структурных исследованиях адсорбции тонких пленок свинца на поверхностях различных металлов и Si [2,3]. Было показано, что при осаждении 1 МС Pb формируется упорядоченный поверхностный сплав. В интервале от 2 до 5 МС Pb в пленке формируется доменная структура, с локальным упорядочением и различными углами разворота доменов относительно друг друга. Фактически можно говорить о аморфизации тонкого приграничного слоя при нанесении пленок свинца на поверхность металлов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №11-08-00460-а

1. Braun J. Surface phonon dispersion curved of thin Pb films on Cu(111)/Ruggerone P.,Zhang G., Toennies J-P.// Phys. Rev. B. 2009. 79. P. 205423-205436.

2. Shuan P. Interface effects on the quantum well states of Pb thin films/Liu Q., Ming F., Wang K., Xiao X. //J. Physics: Conden. Matter. 23.2011. P. 485001-485008.

3. Deniozou Th. Aperiodic and modulated Pb thin films on fivefold icosahedral Al-Cu-Fe and Al(111): Tailoring the structure of Pb / Ledieu J., Fournée V., Wu D. M., Lograsso T. A., Li H. I., Diehl R. D. // Phys. Rev. B. 2009. 79. P. 245405 245-414.

Индуцированное спин-орбитальное расщепление в графене после интеркаляции Au и Bi

***А.А. Рыбкина*[1], *Е.В. Жижин*[1], *А.Г. Рыбкин*[1], *И.И. Климовских*[1], *Д. Марченко*[1], *А. Варыхалов*[2], *О. Радер*[2] *и А.М. Шикин*[1]**

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Петродворец, Санкт-Петербург
[2] Helmholtz Zentrum Berlin, BESSY II, Berlin

e-mail: rybkina-anna@bk.ru

В настоящее время исследования спиновой электронной структуры различных низкоразмерных систем, в том числе и графена, привлекают повышенное внимание вследствие интенсивного развития нового направления наноэлектроники – спинтроники, основанной на управлении спином электрона [2, 3]. При обычных условиях величина спин-орбитального расщепления электронных состояний графена пренебрежимо мала, однако интеркаляция атомов Au под графеновый монослой приводит к эффектам индуцированного подложкой спин-орбитального расщепления π состояний графена [6,7]. При этом предполагается, что наблюдаемые при интеркаляции Au под графеновый монослой эффекты обусловлены в значительной степени гибридизацией π состояний графена с *d* состояниями Au и формированием соответствующих гибридизированных (π–*d*) состояний [4–7], а также высоким внутриатомным градиентом потенциала, характерного для атомов Au, как тяжелого металла. На рис. 1а представлена электронная структура графена, сформированного после интеркаляции атомов Au под графеновый монослой, сформированный на Ni(111). После ин-

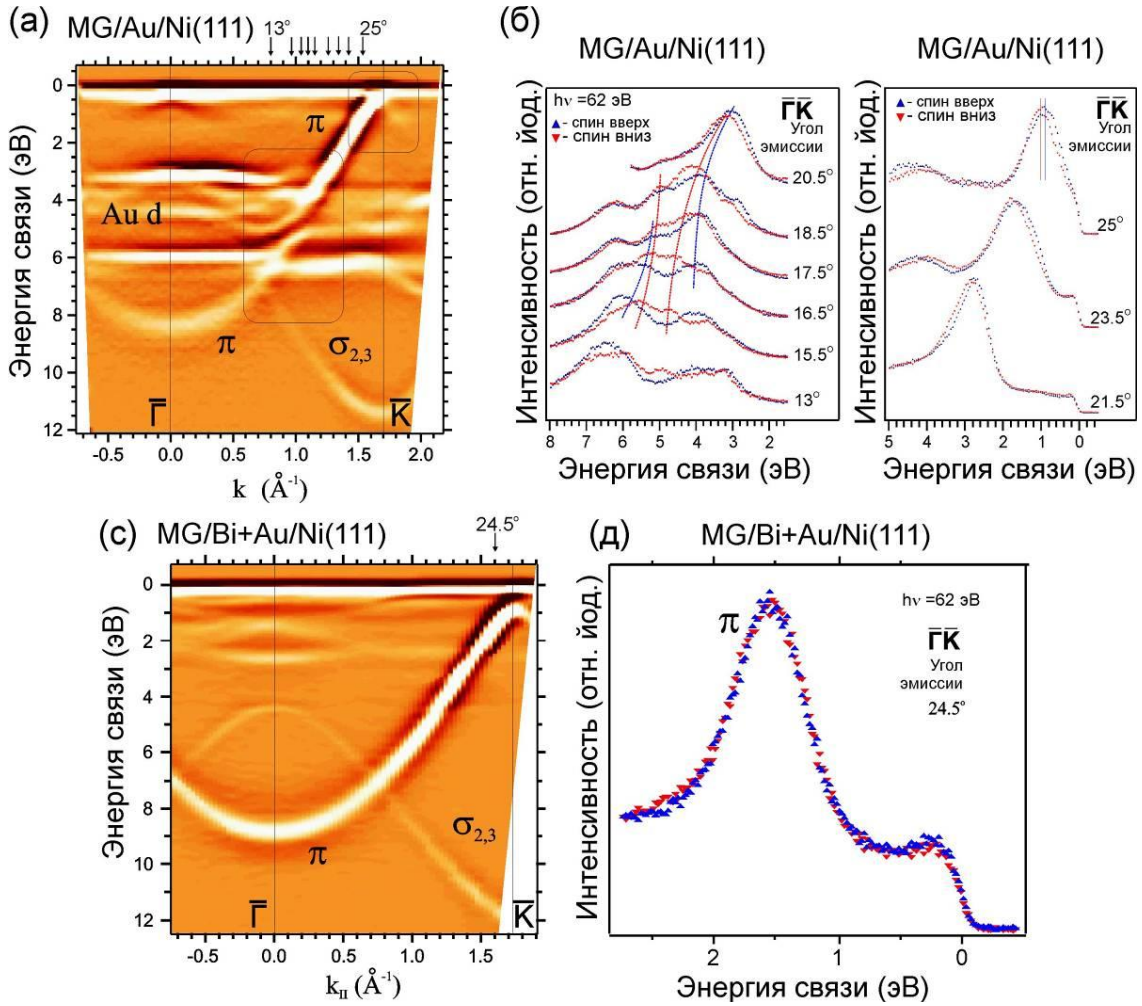


Рис.1. (а) – Электронная структура системы графен/Au/Ni(111) и соответствующие дисперсионные зависимости, измеренные в ГК направлении зоны Бриллюэна графена. (б) - Фотоэлектронные спектры, измеренные со спиновым разрешением для системы графен/Au/Ni(111). (с) - Электронная структура системы графен/Bi/Ni(111) и соответствующие дисперсионные зависимости, измеренные в ГК направлении зоны Бриллюэна графена. (д) - Фотоэлектронный спектр, измеренные со спиновым разрешением для системы графен/Bi/Ni(111)

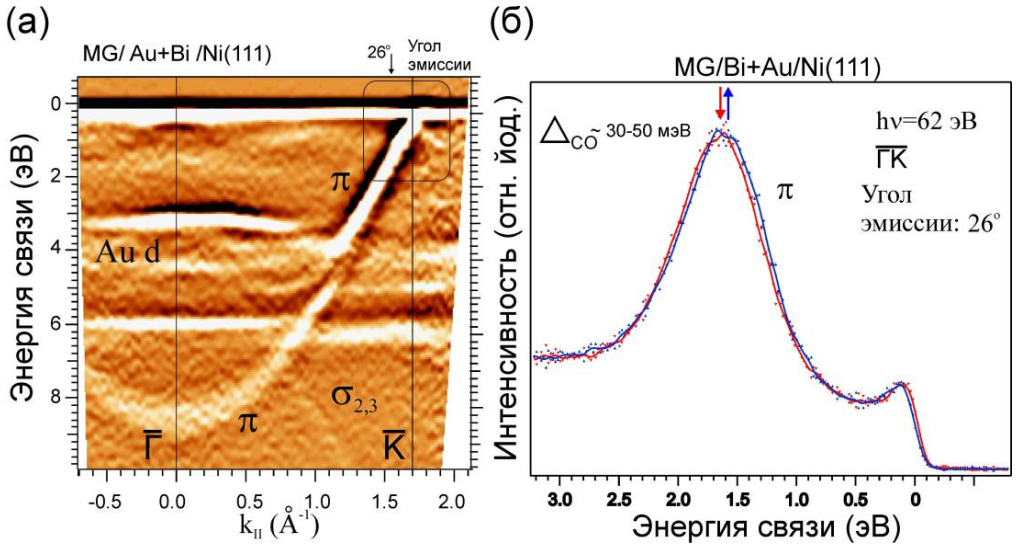


Рис.2. (а) – Электронная структура и соответствующие дисперсионные зависимости, измеренные в ГК направлении зоны Бриллюэна графена для системы графен/Bi+Au/Ni(111). (б) – Фотоэлектронный спектр для системы графен/Bi+Au/Ni(111), измеренный со спиновым разрешением

терkаляции Au наблюдается блокировка сильного взаимодействия графена с Ni(111) подложкой, и электронная структура становится подобной электронной структуре квази-свободного графена (наблюдается линейная дисперсионная зависимость π состояний графена и точка Дирака располагается непосредственно вблизи уровня Ферми).

На рис. 1б представлены фотоэлектронные спектры, измеренные со спиновым разрешением для системы графен/Au/Ni(111). Величина спинового расщепления π состояний графена при интеркаляции Au в области линейности дисперсионных зависимостей π состояний графена около точки К зоны Бриллюэна может достигать ~100 мэВ [6, 7].

Целью настоящей работы являлось сравнительное изучение модификации электронной и спиновой структуры при интеркаляции тяжелых *d*-металла Au и sp-металла Bi, а также при совместной интеркаляции данных металлов. Атомы Bi и Au имеют принципиально различную электронную структуру. Висмут характеризуется *sp* структурой валентной зоны, т.е. отсутствием валентных *d* электронов, которые должны обусловливать высокую величину спин-орбитального расщепления.

На рис. 2 представлена электронная структура графена после совместной интеркаляции атомов Bi и Au. Для того чтобы осуществить совместную интеркаляцию атомов Bi и Au, часть атомов интеркалированного Bi предварительно удалялась из под графенового монослоя путем прогрева системы с интеркалированным монослоем Bi при слегка повышенных температурах: $T \approx 400$°C. На поверхность сформированной таким образом системы напылялось ~0.5 монослоя Au с последующим прогревом при температуре 350°C. В результате такой совместной интеркаляции также имеет место блокировка сильной связи графенового монослоя с Ni подложкой по всей поверхности, что свидетельствует о полном заполнении атомами Au и Bi пространства под графеновым монослоем. Кроме данных особенностей в энергетическом спектре наблюдаются пики в области энергий связи 2.5–7.0 эВ, связанные с *d* состояниями Au. Соответствующие дисперсионные зависимости π состояний графена и Au 5*d* состояний представлены на рис. 2а.

На рис. 2б представлен фотоэлектронный спектр со спиновым разрешением для системы с интеркалированными совместно атомами Au и Bi, который был измерен в направлении ГК зоны Бриллюэна при полярном угле 26° относительно нормали к поверхности, т.е. в области линейности дисперсионной зависимости π состояний графена. На представленном спектре ясно видно расщепление по спину для π состояний графена с величиной энергетического сдвига между компонентами с различным направлением спина ~30–50 мэВ. Это значение явно меньше, чем при интеркаляции только атомов Au, которое в этом случае составляет величину ~100 мэВ [6,7], т.е. при совместной интеркаляции атомов Au и Bi спиновое расщепление находится между значениями, наблюдающимися при раздельной интеркаляции атомов Au и Bi. Мы предполагаем, что при совместной интеркаляции атомов Au и Bi происходит изменение степени гибридизации *d* состояний Au и π состояний графена, приводящее к уменьшению величины индуцированного спин-орбитального расщепления.

1. E Zhizhin. V. и др., Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, **77** (1) 39–42 (2013).

2. Rashba E.I. J. Supercond., **15** (1), 13 (2002).

3. Varykhalov A. et al., Phys. Rev. Lett., 2008, **101**, 157601 (2008).

4. Shikin A.M. et al., Nanotechnol in Russia, **6**, 910, 36–41 (2011).

5. Popova A. et al., Physics of the Solid State, **53**, 12, 2539–2544 (2011).

6. Marchenko D. et al., O., Nature Communications, **3**, 1232 (2012).

7. Shikin A. M. et al., New J. Phys., **15**, 013016 (2013).

Генерация излучения в коллоидных кристаллах ПММА допированных органическими красителями

***М.В. Сапожников*[1], *Ю.Н. Ноздрин*[1], *Е.В. Скороходов*[1], *Б.Б. Троицкий*[2]**

[1]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2]Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, Нижний Новгород

e-mail: msap@ipm.sci-nnov.ru

В настоящей работе исследована генерация излучения в коллоидном кристалле из частиц ПММА содержащих оптический краситель (флуоресцин, родамин 6G). Исходные образцы приготавливались методом безэмульгаторной полимеризации. Добавление красителя осуществлялось двумя методами – инфильтрацией раствора красителя в поры коллоидного кристалла или непосредственным допированием частиц ПММА в процессе полимеризации. Образцы были получены безэмульгаторной эмульсионную полимеризацией ММА, которая проводилась в две стадии в нейтральной водной среде. На первом этапе в трехгорлую колбу, снабженную обратным холодильником, мешалкой и капилляром для подачи инертного газа, помещали 12 мл бидистиллированной воды. Воду нагревали до заданной температуры (85, 95°C) при постоянном продувании аргоном. Загружали 1.5 мл очищенного перегонкой под вакуумом мономера и добавляли 1 мл 1%-ного раствора инициатора персульфата калия марки ЧДА (0.07 мас%). Смесь нагревали при интенсивном перемешивании со скоростью 1200 об/мин в течение 1.0-1.5 часов. На втором этапе в образовавшуюся эмульсию добавляли 5% метакриловой кислоты (МАК). Кислоту (0.075 мл) добавляли в эмульсию ПММА через час после начала полимеризации, и одновременно добавляли 0.1 мл раствора катализатора и продолжали перемешивание в течение 1-2 часов. После добавки МАК вводили небольшие количества 0.01 – 0.1% красителя. После полимеризации эмульсию охлаждали до комнатной температуры. Коллоидные кристаллы, с частицами непосредственно допированными Родамином 6G, получали при медленном испарении воды в результате осаждения на стеклянную подложку.

Морфология полученных образцов контролировалась методами электронно-лучвой микроскопии. Получены образцы с размерами частиц 200-300 нм как с регулярной структурой так и без оной. Лучшие регулярные образцы имели размер бездефектных доменов порядка 50нм

Нами была исследована генерация оптического излучения полученными образцами в условиях оптической накачки. Оптическая накачка образцов осуществлялась с использованием параметрического генератора излучения ЛОТИС LT-2215-PC с лазером накачки ЛОТИС LS-2137/4 (диапазон генерации 415-2300нм); Нам не удалось получить заметной генерации излучения от образцов, допированных флуоресцином, что вероятно связано с тем, что оптические свойства его молекул изменяются при помещении в матрицу ПММА. Напротив образцы, с частицами допированными родамином-6ж продемонстрировали генерацию излучения, насыщающуюся с увеличением мощности накачки. Увеличение мощности накачки также приводит к обужению спектра излучения. Измерения показали, что оптимальной является накачка образцов на длине волны 500нм.

Данная работа поддержана грантами РФФИ.

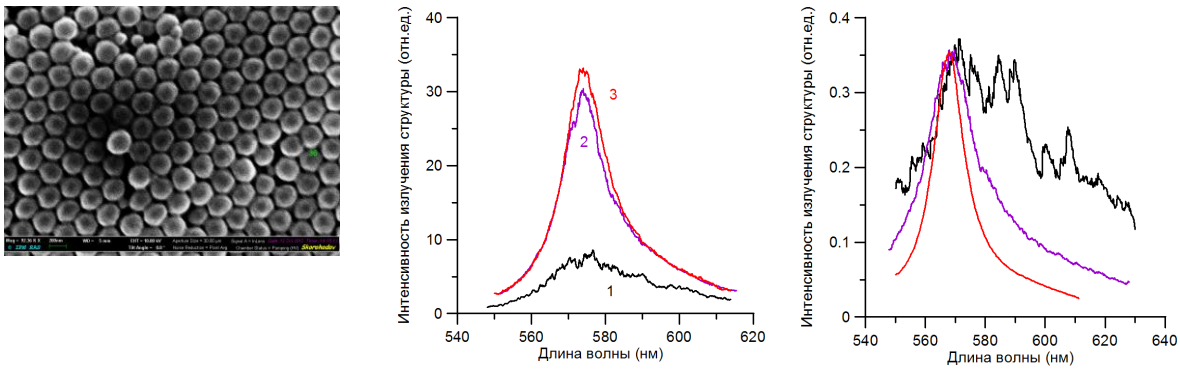


Рис. 1. а) Структура коллоидного кристалла с частицами ПММА, допированными родамином-6ж. Изображение получено с использованием электронного микроскопа Carl Zeiss SUPRA 50 VP. Размер частиц образца составляет 300 нм. б) Зависимость интенсивности спектра излучения от энергии импульса лазера накачки (t=8нс), которая составляет в среднем, соответственно, 9.6,.23 и 34.8 мДж. . в) Обужение спектра излучения образца при увеличении мощности накачки 1.2 -> .14.6 -> 34.8 мДж (графики изображены с разным масштабом мощности излучения)

Влияние адсорбции Na на структурные и электронные свойства поверхности Si(111)√3×√3-Au

***А.А. Саранин*[1,2], *Л.В. Бондаренко*[1,2], *Д.В. Грузнев*[1,2], *А.В. Матецкий*[1,2], *М.В. Рыжкова*[1,2], *Д.А. Цуканов*[1,2], *Д. Усачев*[3], *О. Вилков*[3], *А. Федоров*[3], *Д.В. Вялых*[3,4], *А.В. Зотов*[1,2,5]**

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
[2]Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток
[3]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
[4]Institute of Solid State Physics, Dresden University of Technology, Dresden, Germany
[5]Факультет электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток

saranin@iacp.dvo.ru

Системы с двумерным электронным газом привлекают повышенный интерес в связи с большим разнообразием уникальных свойств. Одними из перспективных материалов для изучения этого явления служат поверхностные реконструкции из атомов металлов на поверхности кремния Si(111), однако, число таких систем достаточно ограничено. К ним относятся поверхностные реконструкции Si(111)√3×√3-Ag, Si(111)-α-√3×√3-Pb и Si(111)√7×√3-In. Еще одним потенциальным кандидатом на роль такого рода систем является поверхность Si(111)-α-√3×√3-Au. Характерной особенностью этой поверхности является наличие металлических состояний [1], однако, наличие структурных дефектов, так называемых доменных стенок [2], нарушает дальний порядок в этой системе и в значительной степени затрудняет наблюдения свойств двумерного электронного газа на этой поверхности. Оказалось, что адсорбция атомов индия в количестве не превышающем ~0,14 МС и последующий кратковременный отжиг приводят к исчезновению доменных стенок [3] и существенному изменению электронных свойств поверхности (Рис. 1).

Если заполнение зоны поверхностных состояний S1 исходной поверхности Si(111)-α-√3×√3-Au является низким и составляет примерно 0,1 электрон на элементарную ячейку то после «плавления» доменных стенок и формирования поверхности она увеличивается в три раза (до 0,3 электрона на ячейку) [4]. Такие изменения в электронной структуре поверхности отражаются в увеличении поверхностной проводимости [5], а также росту интенсивности отклика второй гармоники [6].

В настоящей работе проведено исследование влияния адсорбции натрия на структурные и электронные свойства поверхности Si(111)-α-√3×√3-Au.

На рисунке 2а, показаны картины дифракции медленных электронов исходных поверхности Si(111)-α-√3×√3-Au, а на рисунке 2б после адсорбции 0,1-0,2 МС натрия и отжига при температуре около 300°C. Видно, что структурное совершенство поверхности в значительной степени увеличивается. Это свидетельствует о том, что

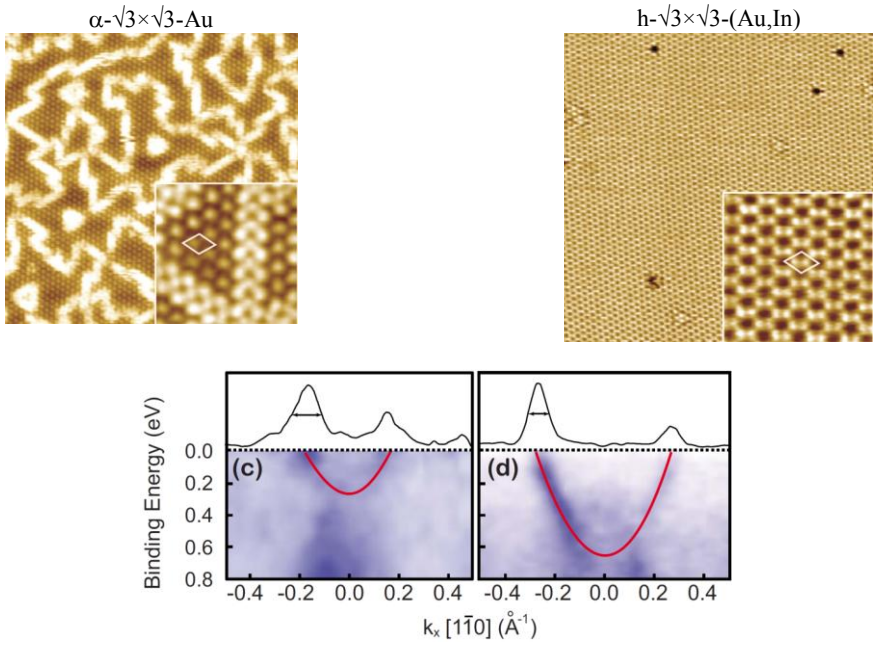


Рис. 1. СТМ изображения поверхности и дисперсия электронных состояний вблизи уровня Ферми поверхностей Si(111)-α-√3×√3-Au и Si(111)√3×√3-(Au,In)

взаимодействие с атомами натрия приводит к исчезновению доменных стенок исходной поверхности о чем непосредственно свидетельствуют данные сканирующей туннельной микроскопии, приведенные на Рис. 2в и г.

На рисунке 3 проиллюстрировано влияние адсорбции натрия на дисперсию поверхностных зон Si(111)-α-√3×√3-Au, которое наблюдали с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Как и в случае с адсорбцией индия на поверхность Si(111)-α-√3×√3-Au [4], адсорбция натрия приводит к изменениям электронной структуры поверхности. Все особенности спектра поверхности Si(111)-α-√3×√3-Au хорошо различимы на картине, например, зоны поверхностных состояний S1, S2 и S3 [1,4,7], а также дырочная зона инверсного слоя, который формируется в приповерхностной области подложки n-типа в результате изгиба зон [8]. Основное отличие спектра после исчезновения доменных стенок состоит в том, все спектральные особенности становятся более резкими и весь спектр как целое смещается в область меньших энергий связи. Кроме зон, оставшихся от Si(111)-α-√3×√3-Au, можно отметить зону с почти линейной дисперсией вблизи центра поверхностной зоны Бриллюэна (Г), которую можно интерпретировать как зону поверхностных состояний S1 с высокой плотностью заряда.

Зона S1 для исходной поверхности является небольшой и сильно размытой из-за наличия на поверхности неупорядоченных антифазных границ [4]. Формирование чѐткой зоны S1 после адсорбции натрия на исходную поверхность Si(111)-α-√3×√3-Au связывается с исчезновением доменных границ, и данный процесс хорошо фиксируется при наблюдении картин ДМЭ и СТМ (см. рисунок 2). Вместе с тем, фиксируемый с помощью ФЭСУР сдвиг зоны S1 в область более высоких энергий связи можно отнести на счѐт перехода электронов от адатомов к атомам подложки [9,10]. При этом, в отличие от индия на поверхности Si(111)-α-√3×√3-Au, сдвиг зоны S1 происходит на 0,6 эВ, в то время как зоны S2 и S3, а также объѐмная зона LH (“лѐгкие” дырки) сдвигаются на 0,3 эВ, что свидетельствует о том, что сдвиг зоны S1 не вызван изгибом зон, а связан именно с заполнением зоны поверхностных состояний. Принимая во внимание, что зона S1 является изотропной, измеренные волновые векторы Ферми (0,11 $Å^{-1}$ и 0,23 $Å^{-1}$ для исходной и модифицированной поверхности, соответственно) соответствуют числу электронов в S1 как $1{,}93\times10^{17}$ $м^{-2}$ и $9{,}17\times10^{17}$ $м^{-2}$, соответственно. Это соответствует 0,09 электрона на ячейку √3×√3 для исходной поверхности Si(111)-α-√3×√3-Au, что находится в соответствии с данными, полученными в работе [4]. После адсорбции натрия число электронов составило 0,4 на ячейку. Принимая во внимание, что в фазе Si(111)-h-√3×√3-(Au,Na) насыщающее покрытие натрия составляет 0,09 МС, заполнение зоны составляет 1 электрон от каждого атома натрия.

Так как зона S1 сдвигается вниз, еѐ дисперсия отличается от параболической, что указывает на межзонное взаимодействие. В работе [9] такое явление наблюдалось для адатомов золота, формирующих двумерный газ адатомов на поверхности Si(111)√3×√3-Ag имеющей подобную электронную структуру. Отклонение формы S1 от параболической

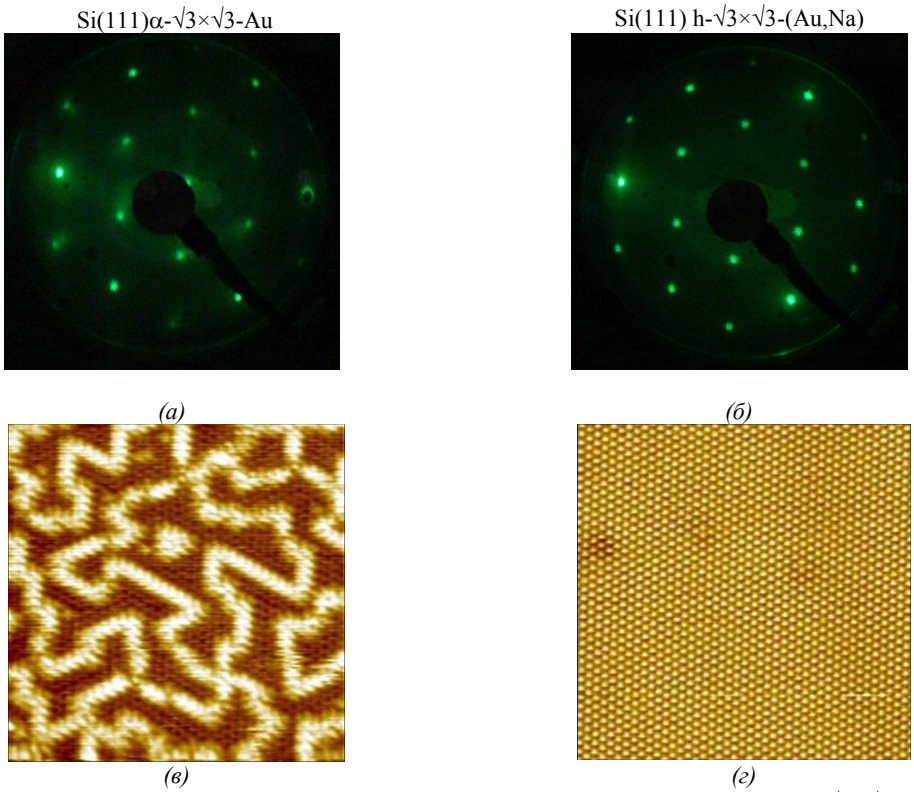


Рис. 2. Картины дифракции медленных электронов исходных поверхностей (а) Si(111)-α-√3×√3-Au, а также (б) поверхности Si(111)-h-√3×√3-(Au,Na), формирующейся после адсорбции натрия. Рисунок (в) и (г) – соответствующие изображения поверхности (25×25 нм), полученные с помощью СТМ

объясняется её взаимодействием с S2 и S3 при их сближении друг с другом. Линейный характер дисперсии зоны поверхностных состояний S1 указывает, что простая модель свободных электронов не может быть применена в этом случае. Такая форма дисперсии может быть описана в рамках теории возмущения в случае межзонного взаимодействия. Из подгоночных параметров эффективная масса может быть определена как $(0,12\pm0,05)m_e$, что в 2,5 раза меньше, чем для исходной поверхности до напыления натрия ($0,3m_e$).

1. Zhang H.M., Balasubramanian T., Uhrberg R.I.G. Core-level photoelectron spectroscopy study of the Au/Si(111) 5×2, α-√3×√3, β-√3×√3, and 6×6 surfaces // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 65, No. 3. – P. 35314 – 1-6.
2. Nagao T., Hasegawa S., Tsuchie K., Ino S., Voges C., Klos G., Pfnür H., Henzler M. Structural phase transitions of Si(111)-(√3×√3)R30°-Au: Phase transitions in domain-wall configurations // Phys. Rev. B. – 1998. – V. 57, No. 16. – P. 10100–10109.
3. Gruznev D.V., Filippov I.N., Olyanich D.A., Chubenko D.N., Kuyanov I.A., Saranin A.A., Zotov A.V., Lifshits V.G. Si(111)-α√3-Au phase modified by In adsorption: Stabilization of a homogeneous surface by stress relief // Phys. Rev. B. – 2006. – V. 73. – P. 115335 – 1-7.
4. Kim J.K., Kim K.S., McChesney J.L., Rotenberg E., Hwang H.N., Hwang C.C., Yeom H.W. Two-dimensional electron gas formed on the indium-adsorbed Si(111)√3×√3-Au surface // Phys. Rev. B. – 2009. – V. 80, No. 7. – p. 075312 – 1-7.
5. Gruznev D.V., Matetskiy A.V., Bondarenko L.V., Borisenko E.A., Tsukanov D.A., Zotov A.V., Saranin A.A. Structural transformations in (Au,In)/Si(111) system and their effect on surface conductivity // Surf. Sci. – 2011. – V. 605. – P. 1420-1425.
6. Ignatovich K.V., Zotov A.V., Saranin A.A. Characterization of Si(111)√3×√3 -(Au,In) surface by optical second-harmonic generation // Appl. Surf. Sci. – 2012. – V. 258, No. 10. – P. 4642-4644.
7. Altman K.N., Crain J.N., Kirakosian A., Lin J.-L., Petrovykh D.Y., Himpsel F.J., Losio R. Electronic structure of atomic chains on vicinal Si(111)-Au // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 64, No. 3. – P. 035406 – 1-11.
8. Kim K.S., Jung S.C., Kang M.H., Yeom H.W. Nearly Massless Electrons in the Silicon Interface with a Metal Film // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 104, No. 24. – P. 246803 – 1-4.
9. Liu C., Matsuda I., Hobara R., Hasegawa S. Interaction between adatom-induced localized states and quasi-two-dimensional electron gas // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 96, No. 3. – P. 036803 – 1-4.
10. Nakajima Y., Takeda S., Nagao T., Hasegawa S., Tong X. Surface electrical conduction due to carrier doping into a surface-state band on Si(111)-√3×√3-Ag // Phys. Rev. B. – 1997. – V. 56. – P. 6782-6787.

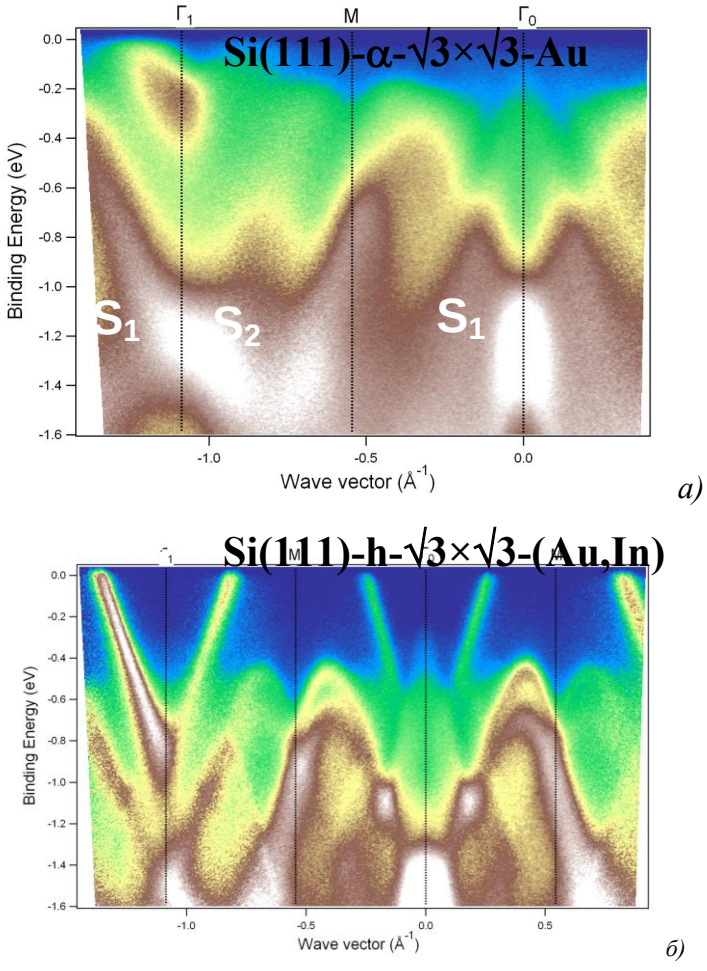


Рис. 3. Дисперсия электронных состояний для поверхности (а) Si(111)-α-√3×√3-Au и (б) поверхности Si(111)-*h*-√3×√3-(Au,Na) при температуре 78 К

Гибридные полимерные наносистемы на основе наночастиц селена и селенида цинка: морфология, электронная структура и термодинамические свойства

Т.Е. Суханова[1], ***С.В. Валуева***[1], ***М.Э. Вылегжанина***[1], ***Г.Н. Матвеева***[1], ***А.А. Кутин***[1], ***М.П. Соколова***[1], ***К.И. Борыгина***[1,2], ***В.К. Адамчук***[2]

[1] Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург
[2] Санкт-Петербургский государственный университет, Петергоф, Санкт-Петербург

e-mail: tat_sukhanova@mail.ru

В настоящее время нами разрабатываются новые подходы к созданию наноматериалов для избирательной фотодинамической терапии (ФДТ) на основе гибридных наностуктур с наночастицами селенида цинка (ZnSe) и селена (Se^0), сформированных в водных растворах полимеров различной природы и фотосенсибилизатора (ФС). Установлено, что в зависимости от условий синтеза и используемого в качестве стабилизатора полимера можно получать наносистемы различной структуры, морфологии и физико-химических свойств [1-5]. Одним из возможных путей повышения стабильности, снижения токсичности и улучшения селективности накопления ФС в опухоли является использование гибридных наносистем, включающих в свой состав наночастицы и полимеры, способные к образованию комплексов с молекулами ФС.

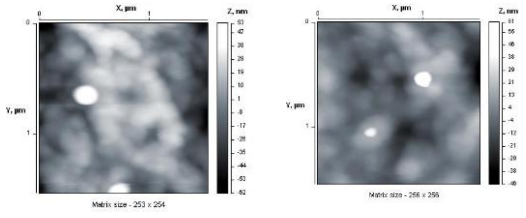
Целью данной работы являлось комплексное исследование структуры, морфологии и термодинамических характеристик новых гибридных полимерных наносистем на основе наночастиц ZnSe и Se^0, стабилизированных водорастворимыми полимерами различной природы. Эти системы являются базовой компонентой для разработки нанотехнологии получения мультифункциональных биологически активных наноструктур для ФДТ.

Наноструктуры ZnSe/полимер получали методом гидротермального синтеза [1,2]. Наноструктуры на основе наночастиц Se^0/полимер получали восстановлением селенистой кислоты аскорбиновой кислотой [3,4]. В качестве полимерных стабилизаторов (ПС) использовали поли(N-винил-2-пирролидон) (ПВП) с молекулярной массой M_w = 12.6 и 23×10^3 или полиметакриловую кислоту (ПМАК) с $M_w = 35\times10^3$.

Термодинамические характеристики наносистем (величину второго вириального коэффициента A_2^*), молекулярные массы (M_w^*) и среднеквадратичные радиусы инерции R_g^* наноструктур определяли методом статического светорассеяния (ССР) [6]. Методом ДСР [7] определяли средние гидродинамические размеры наноструктур R_h^*. На основании данных по M_w^* и R_g^* определяли величину средней плотности сферической наноструктуры: $\Phi^*=3\ M_w^*/4\pi N_a R^3_{сф}$, где $R_{сф} = 1.29\ R_g^*$ [3,4].

Морфологию наносистем исследовали с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) на приборах Nanotop NT-206 («Микротестмашины», Беларусь), Solver Pro-M и Ntegra Aura («NT-MDT», Россия). АСМ измерения проводили в контактном и полуконтактном режимах в атмосферных условиях с использованием кремниевых кантилеверов. РЭМ исследования проводили на автоэмиссионном растровом электронном микроскопе Zeiss SUPRA 55VP (Carl Zeiss AG, Германия). Исследования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводили на установке ESCALab-5 («Vacuum Generator», Англия). Спектры получали по нормали к поверхности. Энергетическое разрешение составляло 0.5 ÷ 1 эВ.

Анализ АСМ изображений (**рис. 1**) поверхности тонких пленок, полученных из растворов Se^0/ПМАК с различными значениями массового соотношения (ν) Se^0:ПС показал, что по мере увеличения ν происходят значительные изменения размеров, формы и характера агрегирования наноструктур. Если при ν = 0.05 и 0.15 наблюдаются крупные (доли микрон) ассоциаты, состоящие из частиц вытянутой формы, то при ν = 0.1 (**рис. 1а**) на поверхности пленки видны изолированные наноструктуры сферической формы со средним значением радиуса $R_{АСМ}$= 110 нм. По данным ССР при ν = 0.1 размеры наноструктур в растворе составляют $R_{сф}$*= 120 нм. При ν = 0.2 (**рис. 1б**) оценка размеров дает значения $R_{АСМ}$= 50-75 нм и $R_{сф}$*= 80 нм.



а *б*

Рис. 1. АСМ-изображения поверхности тонких пленок, полученных из водных растворов Se^0/ПМАК со значениями ν = 0.1 (а) и 0.2 (б)

То есть, при увеличении содержания Se^0 в два раза радиус образующихся наноструктур уменьшается в ~ 1.5-2 раза, что свидетельствует о процессах компактизации и уплотнении гибридных наноструктур [3]. Действительно, методом ССР показано, что средняя плотность Φ^* наноструктур Se^0/ПМАК (Φ^*= 0.02÷0.08 г/см^3) зависит от концентрации Se^0 в растворе и возрастает с уве-

личением ν, при этом наблюдается немонотонное изменение величины термодинамического параметра A_2^* (**рис. 2**) с минимумом при ν = 0.1 (точка, соответствующая насыщению адсорбционной емкости наночастиц Se^0 [3,4]).

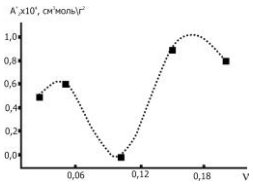
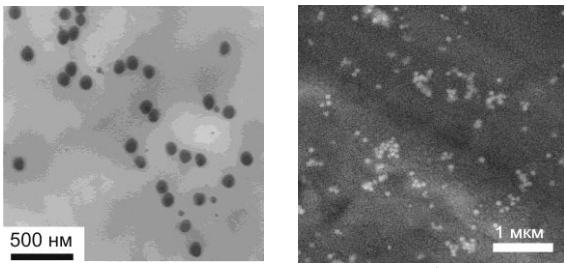


Рис. 2. Зависимость второго вириального коэффициента A_2^* для системы Se^0/ПМАК от массового соотношения ν селен:полимер в растворе

Радиус наноструктур системы Se^0/ПВП (ν = 0.1) по данным АСМ - 100 нм, ПЭМ – 60 нм (**рис. 3а**), что соответствует величине $R_h^* = 57$ нм, при этом $A_2^* = 0.2\times10^{-4}$ см^{3}моль/г^2, что близко к идеальному термодинамическому состоянию раствора [4]. В области ν ≤ 0.05 наблюдаются ассоциаты с размерами ~ 200 нм, при этом $A_2^* = -1.52\times10^{-4}$ см^{3}моль/г^2, что свидетельствует о плохом термодинамическом качестве раствора.



а б

Рис. 3. ПЭМ изображение наносистемы Se^0/ПВП (а), и РЭМ изображение наносистемы ZnSe/ПВП (б)

Методами ССР и ДСР установлено, что в процессе самоорганизации наночастиц Se^0 в водных растворах ПМАК и ПВП при ν = 0.025-0.2 формируются плотные сферические наноструктуры, характеризующиеся высокой молекулярной массой $M_w = (24\text{-}150)\times10^6$.

Использование ПВП в качестве стабилизатора дало возможность получить сферические наноструктуры ZnSe/ПВП радиусами 30-40 нм с достаточно узким распределением по размерам (**рис. 3б**).

Напротив, наносистема ZnSe/ПМАК состоит из изолированных наноструктур, имеющих эллиптическую форму [2]. Длина наноструктур составляет 300- 400 нм, а ширина их практически одинакова и равна ~ 200 нм, высота ~ 30 нм. На АСМ-изображениях видно, что эти структуры имеют сложную морфологию и состоят из двух-трех субъединиц длиной 150-200 нм, шириной - порядка 100 нм, высотой - 10 нм [2].

Для определения химического состояния ZnSe были получены РФЭС спектры внутренних уровней Zn 2p и Se 2p для систем ZnSe/полимер (**рис. 4**). Оценка величины химических сдвигов (ΔZn 2p=+0.7 эВ и ΔSe 3p= -0.7 эВ) показала, что атомы Zn и Se находятся в химическом соединении ZnSe, в котором более электроотрицательный селен оттягивает на себя электронную плотность с атомов цинка [5].

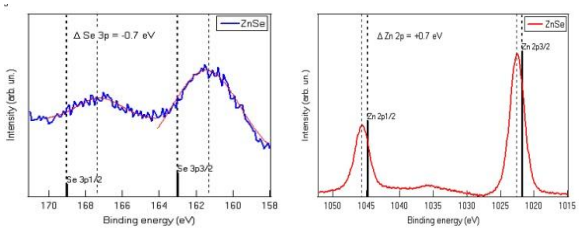


Рис. 4. РФЭС-спектры внутренних уровней Zn 2p и Se 3p наночастиц ZnSe, стабилизированных водорастворимыми полимерами

Таким образом, природа ПС, тип наночастицы и условия проведения синтеза оказывают существенное влияние на структурно-морфологические и термодинамические характеристики полученных гибридных наносистем. Эти наносистемы перспективны для создания нового поколения фоточувствительных материалов биомедицинского назначения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 10-03-01075.

1. Sukhanova, T. Formation of Water-Soluble ZnSe/PMAA/Photosensitizer Complexes in Novel Hybrid Nanosystems for Photodynamic Therapy./ T. Sukhanova, V. Bershtein, S. Valueva, A. Volkov, L. Borovikova, G. Matveeva, M. Vylegzhanina, N. Matveeva, L. Egorova, V. Ryzov, M. Gelfond // Abst. 14th IUPAC Int. Symp. MacroMolecular Complexes MMC-14. Helsinki, Finland. 2011. 64 p.

2. Суханова, Т.Е. Атомно-силовая микроскопия гибридных наносистем для фотодинамической терапии / Т.Е. Суханова, М.Э. Вылегжанина, С.В. Валуева, М.П. Соколова, А.А. Кутин, А.Я. Волков, Л.Н. Боровикова, М.Л. Гельфонд // X Межд. конф. «Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии» БелСЗМ-2012 г. 13-16 ноября 2012. Минск, Беларусь. Сб. статей. С. 25-33.

3. Валуева, С.В. Морфология и термодинамические характеристики селенсодержащих наноструктур на основе полиметакриловой кислоты / С.В. Валуева, Л.Н. Боровикова, М.Э. Вылегжанина, Т.Е. Суханова // Журн. физ. химии, 2010, Т. 84, № 9. 1619-1623 с.

4. Валуева, С.В. Морфология и биологическая активность наносистем на основе наночастиц селена / С.В. Валуева, С.Г. Азизбекян, М.П. Кучинский, А.Р. Набиуллин, Т.Е. Суханова // Нанотехника, 2012, № 12, 53-58 с.

5. Borygina, K.I. AFM and XPS Studies of ZnSe-Containing Hybrid Polymer Nanosystems. / K.I. Borygina, P.G. Ulyanov, V.K. Adamchuk, M.L. Gelfond, S.V. Valueva, L.N. Borovikova, M.E. Vylegzhanina, F.Ya. Volkov, A.A. Kutin, T.E. Sukhanova // German-Russian Conference on Fundamentals and Applications of Nanoscience. May 19-21, 2012. Berlin, Germany. 113 c.

6. Эскин, В.Е. Рассеяние света растворами полимеров и свойства макромолекул / В.Е. Эскин // Л. Наука, 1986. 288 с.

7. Dynamic light scattering. Applications of photon correlation spectroscopy. / Ed. by R. Pecora. // N.Y. Plenum Press. 1985. 454 c.

Использование диссипативной моды в атомно-силовой микроскопии высокого разрешения

А.Г. Темирязев[1], ***А.В. Краев***[2], ***С.А. Саунин***[2]

[1]Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино
[2] ООО АИСТ-НТ, Зеленоград

e-mail: temiryazev@gmail.com

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) обеспечивает очень высокое, атомарное, разрешение при работе в вакууме и в жидкости. При сканировании на воздухе латеральное разрешение ниже, лучшие результаты были продемонстрированы в нескольких работах, где достигнуто молекулярное разрешение [1-3]. При этом использовались режимы либо амплитудной модуляции (АМ), либо частотной модуляции (ЧМ). Наши измерения, проведенные на атомно-силовом микроскопе Smart-SPM (АИСТ-НТ), показали возможность получения молекулярного разрешения на воздухе в режиме диссипативной моды – рис.1.

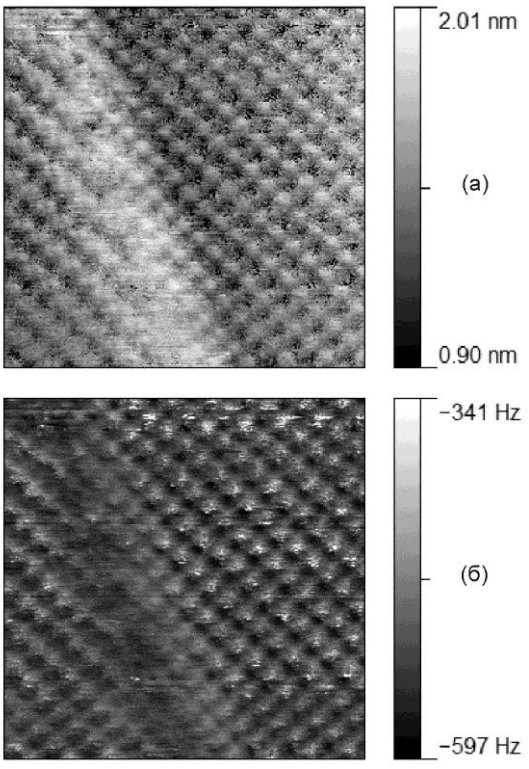


Рис. 1. Молекулы стеарата холестерина на поверхности графита. Скан 30x30 нм. (а) — высота, (б) — изменение частоты

Под диссипативной модой (ДМ) мы будем понимать динамическую моду атомно-силового микроскопа, в которой система фазовой автоподстройки частоты обеспечивает накачку на частоте резонанса колебаний кантилевера (аналогично ЧМ), а сигналом на входе обратной связи, поддерживающей заданное расстояние от зонда до поверхности, является амплитуда колебаний (аналогично АМ). Профиль поверхности, измеренный в таком режиме, является профилем постоянной диссипации. ДМ используется в АСМ существенно реже, чем амплитудная или частотная модуляция, и возможности еѐ, видимо, недооцениваются.

Для получения высокого латерального разрешения необходимо использовать острые иглы. Однако это не гарантирует успеха, так как не менее важно знать оптимальные параметры сканирования, которые, в конечном счете, и определяют характер взаимодействия зонда с поверхностью. Для диссипативной моды такими параметрами являются амплитуда свободных колебаний кантилевера и рабочая точка - амплитуда, поддерживаемая при сканировании. Выбор параметров не является универсальным, а зависит от характеристик зонда, в частности, от остроты иглы. Одним из преимуществ ДМ является наличие простой процедуры, позволяющей определить эти параметры. Рассмотрим этот вопрос подробнее. На рис. 2 представлены графики изменения амплитуды и частоты при приближении зонда к поверхности. Рис. 2(а,б) соответствуют амплитуде свободных колебаний, равной 40 нм, рис.2(г,д) – амплитуде в 80 нм. Видно, что с ростом амплитуды характер изменения частотной зависимости меняется, наблюдается разворот частотной кривой. Это и является критерием выбора свободной амплитуды: мы увеличиваем амплитуду до тех пор, пока на частотной зависимости не появляется точка минимума. Следующий вопрос - выбор рабочей точки. Он решается путем построения графика изменения частоты как функции амплитуды — рис. 2(е) и выбора в качестве рабочей точки амплитуды, примерно соответствующей минимуму частотной кривой. Такая процедура позволяет легко установить начальные параметры, которые далее можно корректировать в процессе сканирования.

Отметим, что конкретные значения амплитуд зависят от остроты иглы. Графики, приведенные на рис.2, соответствуют тупой игле. Для острых зондов разворот частотной кривой наблюдается при меньших амплитудах, порядка 5-10 нм. Соответственно, чем острее игла, тем при меньшей свободной амплитуде следует проводить измерения. Заметим также, что регистрация частотных зависимостей дает возможность оценить качество зонда еще до начала сканирования. Вышеописанная процедура позволяет определить оптимальные параметры для каждого конкретного зонда, однако получаемые результаты, конечно, будут зависеть от остроты иглы. При относительно тупом зонде

мелкие детали лучше видны на частотной картине, более острые иглы позволяют наблюдать высокое разрешение и на топографии. Кроме того, имеется еще два сигнала ошибки — амплитуда для обратной связи по высоте и фаза для обратной связи по частоте. Они также могут быть использованы для визуализации мелкой структуры — рис.3.

Еще одним важным преимуществом диссипативной моды является отсутствие бистабильности, характерной для АМ в зоне перехода от режима притяжения к отталкиванию. Если же сравнивать с ЧМ, то диссипативная мода позволяет существенно проще организовать обратную связь, поскольку зависимость амплитуды от расстояния монотонна. ДМ дает возможность выбрать рабочую точку вблизи разворота частотной кривой, то есть там, где в ЧМ требуется менять знак обратной связи.

1. Klinov D., and Magonov S. —True molecular resolution in tapping mode atomic force microscopy" Appl. Phys. Lett., **84**, 2697 (2004**)**.

2. Fukuma T., Ichii T., Kobayashi K., Yamada H., and Matsushige K. —True-molecular resolution imaging by frequency modulation atomic force microscopy in various environments" Appl. Phys. Lett. **86**, 034103 (2005**)**.

3. Mullin N. and Hobbs J. K. —Direct Imaging of Polyethylene Films at Single-Chain Resolution with Torsional Tapping Atomic Force Microscopy" Phys.Rev. Lett, , **107**, 197801 (**2011)**.

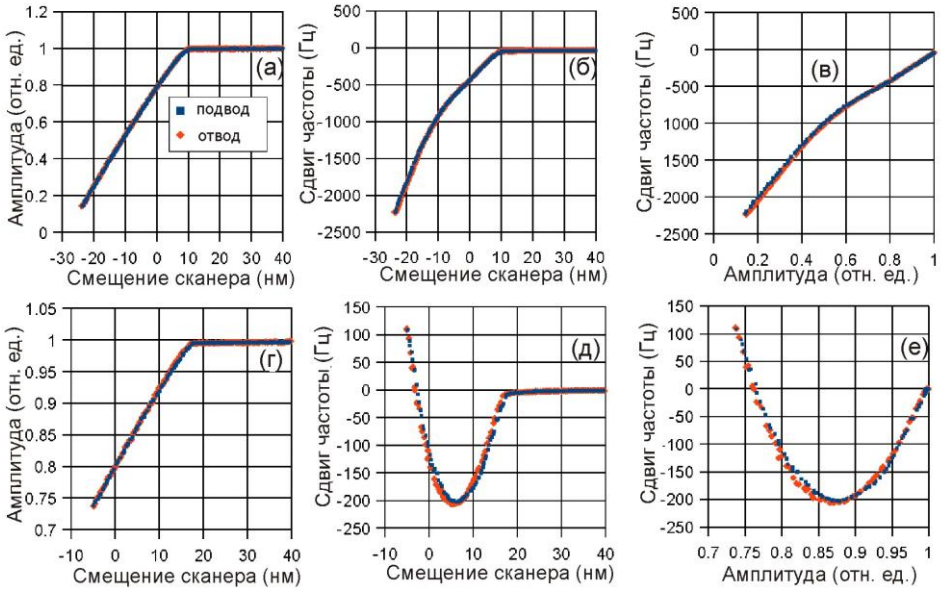


Рис. 2. Зависимости амплитуды и частоты от смещения сканера.

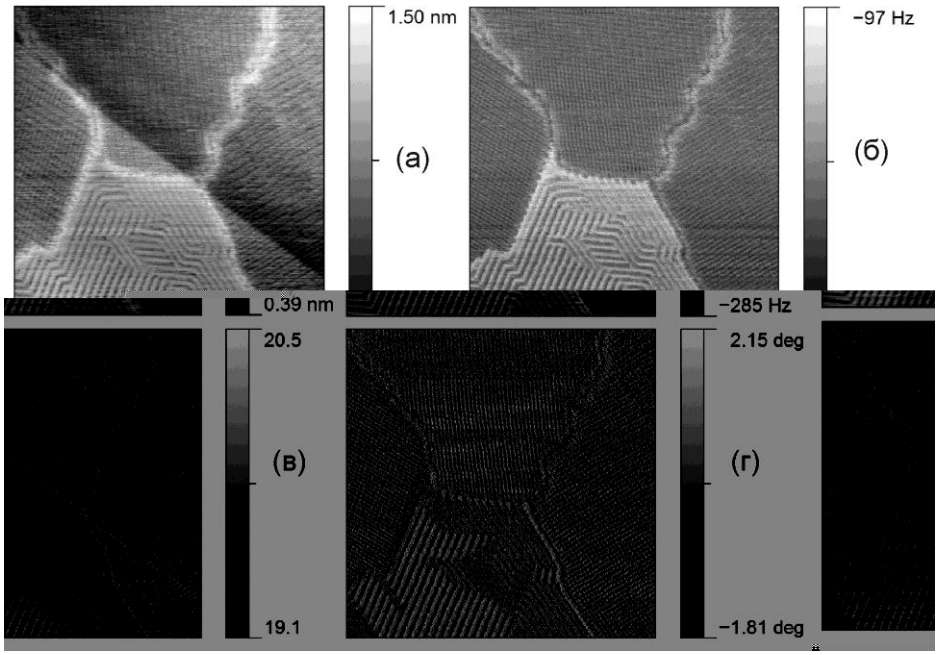


Рис. 3. АСМ изображения молекул мелиссовой кислота на поверхности графита. Скан 315x315 нм. (а) - высота, (б) –изменение резонансной частоты, (в)- амплитуда колебаний (отн. ед.), (г) -фаза колебаний кантилевера

Атомно-силовая микроскопия на поверхностях с развитым профилем

А.Г. Темирязев[1], ***В.И. Борисов***[1], ***С.А. Саунин***[2]

[1]Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино
[2] ООО АИСТ-НТ, Зеленоград

e-mail: temiryazev@gmail.com

Измерение профиля поверхности с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) обычно осуществляется с помощью обратной связи, поддерживающей фиксированное расстояние от кончика зонда до поверхности образца. Для динамических мод АСМ сигналом, поступающим на вход интегрального или пропорционально-интегрального регулятора, чаще всего служит амплитуда, реже - фаза или частота колебаний кантилевера. Обратная связь подстраивает положение образца или зонда таким образом, чтобы обеспечить постоянство уровня входного сигнала. Подобная схема весьма эффективна при измерении относительно гладких поверхностей, однако, при наличии развитого профиля поверхности, например, вертикальных стенок, глубоких колодцев и т.д. возникают серьезные проблемы. Связано это с тем, что в этом случае площадь контакта иглы с поверхностью может резко меняться, приводя к неустойчивой работе обратной связи. Возникает автогенерация, что сказывается на качестве получаемых изображений. Еще одной отличительной особенностью стандартных режимов сканирования является поддержание постоянной скорости передвижения сканера. При наличии резких перепадов высоты объекта это может приводить как к существенным ошибкам в определении профиля, так и к повреждению зонда.

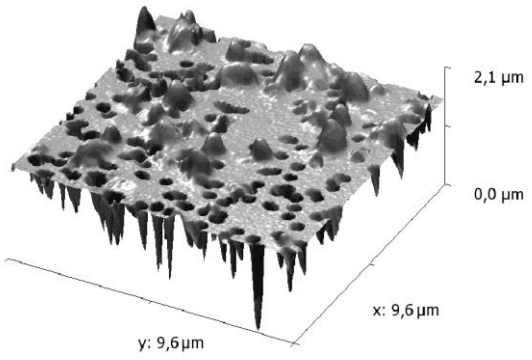


Рис. 1. АСМ изображение мембраны с порами

Нам бы хотелось обратить внимание на перспективность несколько иного подхода к измерению профиля поверхности, связанного с отказом от поддержания постоянства как высоты, так и скорости латерального перемещения. Суть его заключается в том, что в каждой точке, где проводится измерение, осуществляется сближение зонда с образцом. Скорость вертикального движения постоянна. Замер высоты происходит при достижении определенного порогового уровня входного сигнала (амплитуды или частоты колебаний). Перемещение между точками в горизонтальном направлении происходит лишь при амплитуде колебаний, превышающей пороговый уровень на заданную величину. В отличие от режима, известного как ”jumping-mode” [1], подъем зонда на определенную высоту не производится, что сокращает время сканирования. Средняя скорость сканера остается достаточно высокой на плоских участках, однако при резком изменении высоты сканирование замедляется. Подобный режим позволяет работать с объектами, имеющими глубокие поры, вертикальные стенки и значительные перепады высоты. В качестве примера приведем несколько изображений, полученных на атомно-силовом микроскопе Smart-SPM (АИСТ-НТ).

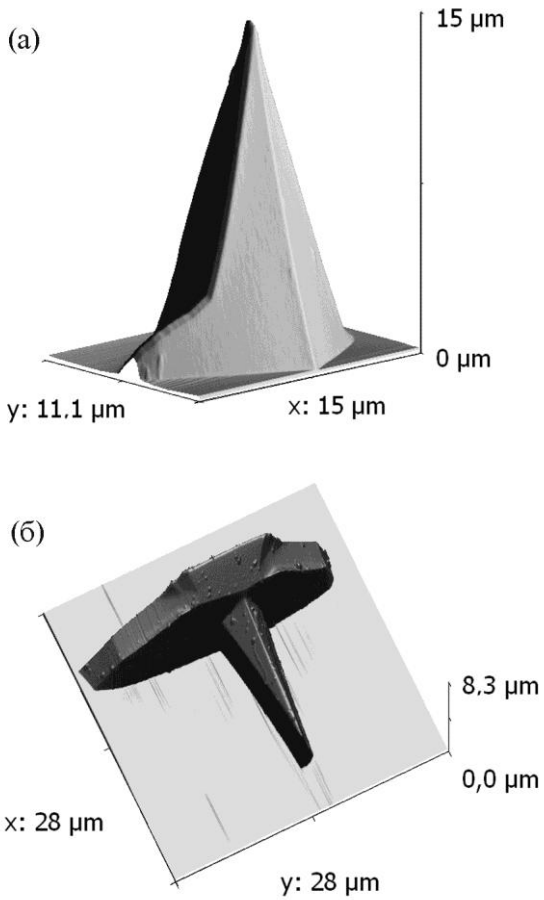


Рис. 2. АСМ изображения игл кантилеверов

На рис.1 представлена поверхность мембраны, имеющей узкие сквозные поры. Как видно, игла проникает вглубь пор на глубину до 2 мкм, при этом отсутствуют артефакты, связанные с автоге-

нерацией обратной связи на стенках. На рис. 2 приведены АСМ изображения двух игл кантилеверов, используемых в атомно-силовой микроскопии. В первом случае (рис. 2а) сканирование велось со стороны острия иглы, во втором (рис. 2б) — с торца консоли. Отметим, что подобные изображения напоминают картинки, получаемые с помощью сканирующей электронной микроскопии, однако АСМ позволяет определить точные координаты всех элементов объекта.

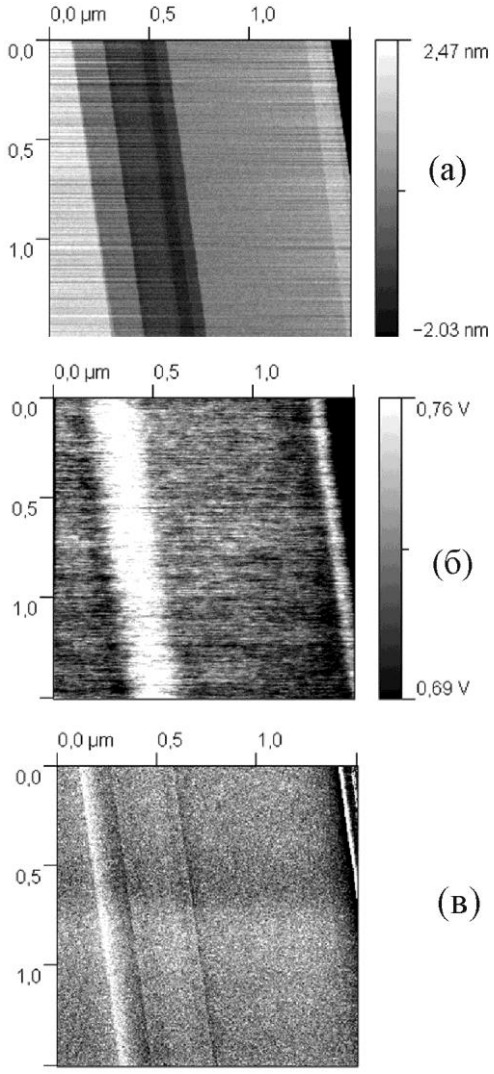


Рис. 3. Образец – скол гетероструктуры на основе GaAs, На топографии (а), темная область в правом верхнем углу - граница скола. (б) - потенциал, (в) – сигнал, пропорциональный емкости. Видно, что потенциал и емкостной сигналы имеют особенности вблизи гетероперехода (примерно 100 нм от поверхности) и вблизи границы буферного слоя (примерно 1 мкм от поверхности)

Возможность точно замерить положение поверхности даже при сложной геометрии объекта позволяет проводить исследование не только топографии, но также электрических или магнитных свойств. Для этого в каждой точке достаточно задать требуемое расстояние от зонда до поверхности и перевести АСМ в соответствующий режим. Для поверхностей с развитым профилем такая процедура является более точной и безопасной, чем обычно используемое двухпроходное сканирование. Особенно важно это при измерении потенциала поверхности градиентным методом Кельвина, где желательно иметь малое расстояние от зонда до поверхности (порядка 5-10 нм), в то же время электрический контакт иглы с образцом может привести к повреждению зонда. Пример проведения измерения электрических параметров на сколе гетероструктуры с непосредственной привязкой к границе образца приведен на рис.3.

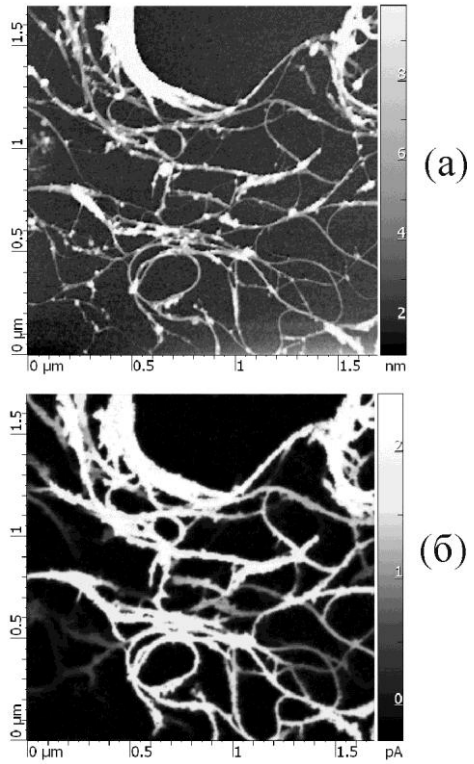


Рис. 4. Образец - сеть нанотрубок, (а) - топография, (б)– распределение тока

Идея точечных измерений может быть обобщена и для случая, когда необходим контакт зонда с поверхностью (измерения тока или пьезоотклика). Обычно в этом случае сканирование проводится в контактном режиме, что приводит к быстрому загрязнению и износу иглы. Стабильность сканирования можно существенно повысить, если переход в контактный режим осуществлять в каждой точке, а движение между точками реализовать в динамической моде. Это позволяет выполнить измерения и в том случае, когда на поверхности находятся плохо закрепленные объекты, как, например, показанная на рис. 4 сеть нанотрубок, лежащих на диэлектрике. На нанотрубки подан потенциал и проведено измерение распределения тока. Видно, что некоторые трубки не соединены с сетью и не отображаются в токовой картине.

1. Pablo P. J. de, Colchero J., Gómez-Herrero J., and Baró A. M. Jumping mode scanning force microscopy, Appl. Phys. Lett. **73,** 3300 (1998)

Градиентная Кельвин зонд микроскопия материалов и устройств наноэлектроники

А.Н. Титков

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

e-mail: Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru

Важным направлением в изучении материалов и устройств наноэлектроники является рассмотрение пространственных распределений в них зарядов и электрических полей. Такие исследования успешно проводятся методами сканирующей Кельвин зонд микроскопии (КЗМ), идея которой состоит в сопоставлении величин поверхностных потенциалов изучаемой поверхности и сканирующего ее зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) [1,2]. Традиционно КЗМ измерения выполнялись посредством измерения кулоновской силы электростатического взаимодействия между зондом АСМ и изучаемой поверхностью с последующим обнулением силы за счет приложения между зондом и поверхностью внешнего напряжения, равного по величине, но противоположного по знаку разности исходных потенциалов поверхностей зонда и изучаемого образца. К сожалению, в силу дальнодействующего характера кулоновского взаимодействия имеет место взаимодействие с поверхностью всех конструктивных элементов зонда АСМ: окончания пирамиды зонда, ее боковых стенок и даже несущего пирамиду коромысла зонда. В результате, латеральное разрешение и точность измерения локальных значений потенциала сильно страдают. В последние годы была предложена модификация метода КЗМ, в которой вместо электростатической силы осуществляется детектирование ее градиента в направлении перпендикулярно поверхности [3,4,5]. По мере удаления от поверхности градиент силы спадает быстрее силы, что приводит к доминированию взаимодействия поверхности преимущественно с окончанием зондирующей пирамиды, что, естественно, должно улучшать латеральное разрешение и повышать точность локальных измерений поверхностных потенциалов.

Представление об условиях реализации максимальных разрешений обоими вышеназванными подходами можно получить из сопоставления приведенных на Рис. 1 зависимостей электростатической силы и ее градиента от расстояния z между зондом и поверхностью. Как уже отмечалось, максимальное разрешение достигается, когда во взаимодействии с поверхностью доминирует взаимодействие только со сферическим окончанием зондирующей пирамиды. В этом случае при увеличении расстояния зонда от поверхности сила взаимодействия должна уменьшаться пропорционально z-1, а ее градиент как z-2.

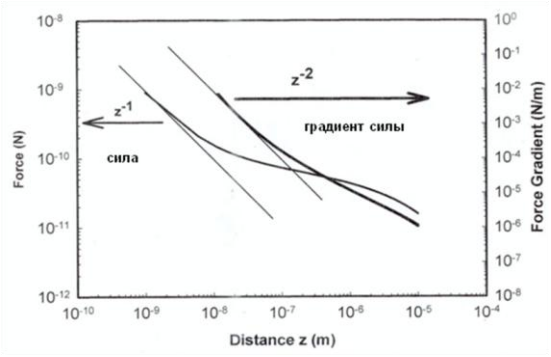


Рис. 1. Расчет зависимостей электростатической силы и ее градиента для взаимодействия зонда АСМ с однородной поверхностью в зависимости от расстояния до поверхности. Зависимости получены при следующем выборе параметров: радиус окончания пирамиды R = 20 нм, высота пирамиды 15 μm, угол пирамиды при вершине 20^0, напряжение на зонде U_0 = 1 V [6]

Из данных Рис.1 видно, для реализации максимального разрешения в моде регистрации силы расстояния зода от поверхности должно быть менее 1 нм, что трудно реализовать. К чему это может приводить видно на примере, приведенном на Рис.2.

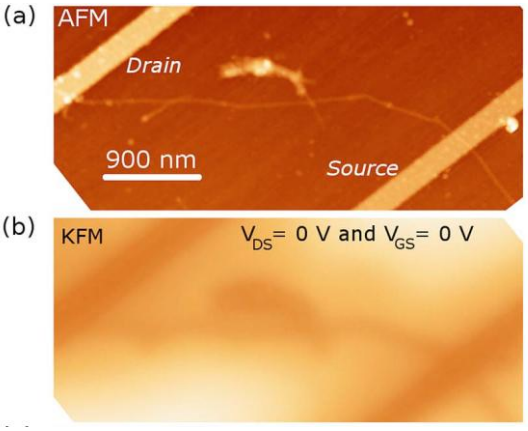


Рис 2. АСМ топография (a) и Кельвин изображение в моде регистрации силы (b) углеродной нанопроволоки, соединяющей два электрических контакта [7]

Хорошо видно сильное размытие Кельвин изображения по сравнению с топографическим изображением. В то же время на Рис.1 видно, что в моде градиентной Кельвин зонд микроскопии (ГКЗМ) режим максимального разрешения может реализовываться при расстояние зонда от поверхности больше 10 нм, что осуществимо. При этом

реально достигается существенно более высокое разрешение (см. Рис.3).

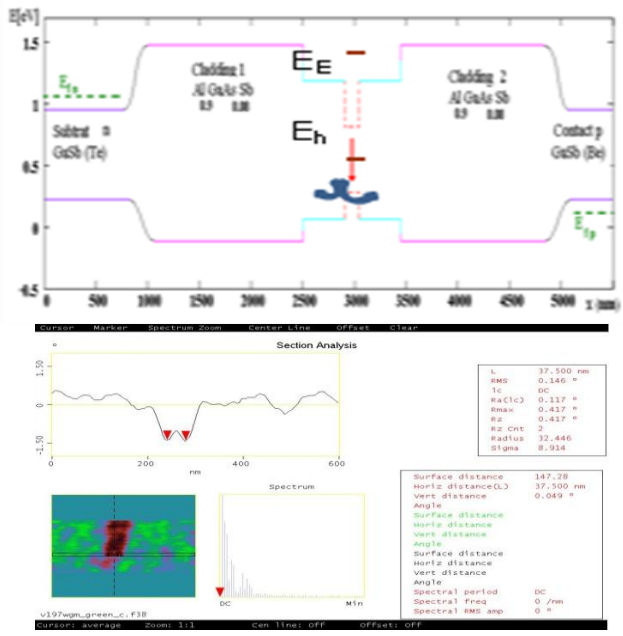


Рис. 3. Наблюдение в моде ГКЗМ заполнения электронами двух квантовых ям в активной области лазерной гетероструктуры (отмечены стрелками два располагающихся рядом провала в ходе потенциала в активной области, приведенном на нижней части рисунка). Ширины квантовых ям составляли 10 нм, а расстояние между ямами было 30 нм. На верхней части рисунка дается схема энергетической диаграммы исследовавшегося лазера

Переход в исследованиях к применению ГКЗМ моды отвечает современной тенденции в сканирующей зондовой микроскопии сделать результаты исследований более количественными – “more quantitative”.

В докладе будут кратко рассмотрены принципы и способы экспериментальной реализации ГКЗМ моды Кельвин микроскопии. Также обсуждаются характерные артефакты ГКЗМ экспериментов. Будут приведены результаты недавно выполненного авторами аналитического рассмотрения формы ГКЗМ изображения, получаемого при сканировании АСМ зондом точечного заряда на поверхности диэлектрика [8]. Было продемонстрировано, что чувствительность ГКЗМ моды достаточна для регистрации заряда даже в один электрон, при этом соответствующеу ГКЗМ изображение может быть получено шириной менее 10 нм. Результаты аналитического рассмотрения находятся в хорошем согласии с экспериментальными ГКЗМ наблюдениями авторов по локальной зарядке планарного ансамбля отдельно стоящих квантовых точек Si в диоксиде кремния [9]. Выполненные сопоставительные аналитические и экспериментальные исследования позволяют обсуждать условия и способы выполнения ГКЗМ экспериментов с максимально достижимой точностью.

В заключение доклада будут продемонстрированы широкие возможности применения ГКЗМ моды Кельвин микроскопии при изучении распределений зарядов и потенциалов в материалах и устройствах наноэлектроники. Будут представлены Кельвин исследования: 1) резких N+/n переходах в GaAs, 2) эффектов аккумуляции зарядов на поверхности нитевидных полупроводниковых кристаллов GaAs-НПК вблизи встроенных переходов Шоттки, 3) влияния химической пассивации поверхности НПК на распределение зарядов в них, 4) распределения зарядов в активных областях органических транзисторов, формируемых проводящими полимерными пленками, а также 5) пространственного распределения локальных зарядов в нанотонких слоях high-k диэлектриков на поверхности кремния.

Работа поддержана проектами РФФИ и РАН.

1. Terris B. D., Stern J. E., Rugar D. and Mamin H. J. Phys. Rev. Lett. 63, 2669 (1989)

2. Schonenberger C. and Alvarado S. F. Phys. Rev. Lett. 65, 3162 (1990)

3. Colchego J., Gil A., and Baro A. M. Phys. Rev. B 64, 245403, (2001)

4. J Lambert., Guthmann Cl. and Saint-Jean M. J.Appl. Phys. 93, 5369 (2003)

5. Girard P., and Titkov A. “Electrostatic force and force gradient microscopy: Princiles, points of interest and application to characterization of semiconductor materials and devices”, in Applied Scanning Probe Methods, edited by B. Bhushan and H. Fuchs (Springer-Verlag, Heidelberg, 2006), Vol. 2, Chap. 9.

6. Leveque G., Girard P. and Yarekha D., Nanotechnology, 12, 485 (2001)

7. Brunel D., Appl. Phys. Lett. 94, 223508 (2009)

8. Dunaeffsky M., Alexeev P., Girard P., Lahderanta E., Lashkul A., Titkov A. J. Appl. Phys. 112, 035406 (2012)

9. Dunaeffsky M., Alexeev P., Lahderanta E., Lashkul A., Titkov A. J. Appl. Phys. 110, 084304 (2011)

АСМ-исследование структурной организации ленгмюровских слоев преполимера на разных этапах формирования

А.Л. Толстихина[1], ***Р.В. Гайнутдинов***[1], ***Н.Д. Степина***[1], ***В.П. Склизкова***[2], ***Н.А. Калинина***[2], ***В.В. Кудрявцев***[2]

[1]Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ран, Москва
[2]Институт высокомолекулярных соединений РАН,

e-mail: alla@ns.crys.ras.ru

Интерес к исследованию сверхтонких термостойких полиимидных (ПИ) пленок, связан с решением задач микроэлектроники, мембранной и сенсорной технологии. Для оптимизации свойств полимерных пленок требуются знания закономерностей формирования их надмолекулярной структуры. В работе исследованы высокоупорядоченные пленки жесткоцепного ароматического ПИ, полученные с применением технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ). Для формирования полимерных мономолекулярных слоев использованы разбавленные растворы амфифильного преполимера ПИ – N,N-диметилгексадециламмонийной соли полиамидокислоты (ПАК-C_{16}), синтезированной на основе о-толидина и дифенилтетракарбоновой кислоты.

Исследование ленгмюровских монослоев преполимера на поверхности водной субфазы и формирование многослойных пленок методом горизонтального и вертикального лифта проводили на установке MDT-LB5. Структуру поверхности пленок, сформированных на основе растворов преполимера в смешанных растворителях разной природы и при разной величине поверхностного давления монослоя, изучали с помощью атомно-силового микроскопа P47-SPM-MDT (HT-MDT, Москва) в прерывисто-контактном режиме съемки. Охарактеризована морфология пленок, измерены линейные размеры элементов микрорельефа и проведена оценка таких характеристик поверхности как перепад высот- R_{max} и величина среднего значения шероховатости поверхности образца - Ra в пределах измеряемой области.

В работе исследовано влияние структурной организации разбавленных растворов преполимера ПИ в разных растворителях на морфологию сформированных из них ЛБ пленок. Это вызвано особенностью строения преполимеров - гребнеобразных солей ПАК, дифильный характер которых обуславливает повышенную конформационную чувствительность макромолекул к термодинамическому качеству используемых растворителей. Для разбавленных растворов соли ПАК-C_{16} в смесях ДМАА/бензол, ДМАА/диоксан и МП/бензол экспериментально измерены индикатрисы изотропной и анизотропной компонент поляризованного света и оценены концентрационные зависимости статистических структурных параметров для этих растворов. Из экспериментальных угловых зависимостей интенсивности рассеянного света с использованием теории Дебая-Штейна рассчитаны статистические структурные параметры в зависимости от природы компонентов смешанного растворителя, позволяющие охарактеризовать количественно флуктуационную неоднородность систем – микрогетерогенность и микроупорядоченность раствора ($\langle\eta^2\rangle$ - средний квадрат флуктуации поляризуемости, $\langle\delta^2\rangle$ - средний квадрат оптической анизотропии рассеивающих элементов обьема раствора), а также оценить корреляционные размеры оптически наиболее плотных и ориентированных областей. (a_V и a_H – радиусы корреляции флуктуации поляризуемости и ориентации главных оптических осей рассеивающих элементов). В исследованном интервале концентраций преполимера размеры флуктуационных образований для системы ПАК-C_{16}- МП/бензол меняются в интервале от 12 нм до 28 нм, для системы ПАК-C_{16}- ДМАА/бензол – в интервале 18-28 нм, для системы ПАК-C_{16}-ДМАА/диоксан - интервале от 40 до 50 нм. Для ПАК диоксан является более слабым осадителем, чем бензол, и макромолекулярный клубок соли оказывается в смеси ДМАА-диоксан более рыхлым, имеет большие молекулярные размеры. Природа растворителя влияет на конформационные характеристики макромолекул. В системе полимер-растворитель возможно специфическое взаимодействие как между растворителем и полимерной цепью, так и между сегментами макромолекулы в силу селективной сольватации растворителя и избирательного взаимодействия полимерных сегментов. Из зависимости среднего квадрата флуктуаций поляризуемости $\langle\eta^2\rangle$ (количество рассеивающих центров) для растворов ПАК-C_{16} в смеси ДМАА/диоксан, ДМАА/бензол и МП/бензол следует, что максимальные значения параметра $\langle\eta^2\rangle$ достигаются в смеси МП/бензол и при концентрациях менее 0.1г/дл наблюдается наибольшая микрогетерогенности раствора.

Изменение конформации макромолекул и ориентации цепей может повлиять на микроанизотропных свойств раствора. При изучении структурообразования в растворах преполимера обнаружена заметная асимметрия анизотропного рассеяния. Это позволило оценить статистические размеры упорядоченных областей α_H и среднеквадра-

тичную анизотропию рассеивающего объема $<\delta^2>$ раствора.

Комплексное использование метода АСМ и ленгмюровской технологии позволило сформировать пленки на твердой подложке при различном поверхностном давлении давлении (3, 25, 35 мН/м), и провести анализ состояния структурной агрегации макромолекул на субфазе. Из сравнения топографических изображений поверхности многослойных ЛБ пленок преполимера, полученных методом горизонтального лифта при π=25мН/м, следует, что пленка из раствора преполимера в ДМАА/бензол более однородная ровная и характеризуется величиной среднего значения шероховатости поверхности R_a=0.8 нм. Размер надмолекулярных образований составляет 10-15 нм, образования большего размера встречаются редко. Для пленки, полученной с использованием раствора преполимера в МП/бензол, характерна неоднородность надмолекулярных образований по размерам, которые варьируются от 10 до 70 нм. Величина размаха высот для этой пленки - 8нм, а значение параметра шероховатости R_a = 2нм. Полученные экспериментальные результаты коррелируют с данными по структуре растворов. Микрогетерогенность раствора полимера отражается на морфологии формируемых из них нанопленок, а именно при увеличении параметра $<\eta^2>$ и уменьшении α_V наблюдается увеличение шероховатости пленки.

Аналогичная зависимость наблюдается при сравнении пленок, полученных из растворов в смеси ДМАА/диоксан до и после хранения ПАК. Увеличение в процессе хранения раствора полимера параметра $<\eta^2>$ при уменьшении α_V приводит к увеличению размеров элементов в плоскости пленок. Рис. 1(а,б) При этом в процессе хранения раствора ПАК наряду с увеличением микрогетерогенности наблюдается заметное увеличение анизотропного структурного параметра α_H, свидетельствующее о возрастании корреляций взаимной ориентации сегментов макромолекул в растворе. Из анализа топографических изображений поверхности ЛБ пленок, полученных из растворов соли в смеси ДМАА/диоксан при поверхностном давлении 3мН/м, видно, что хранение раствора приводит к формированию пленок, состоящих из отдельных хорошо ориентированных нитей. То есть, увеличение взаимной ориентации сегментов макромолекул в растворе в процессе хранения приводит к появлению ориентированных элементов в ЛБ пленках (Рис. 1(а,б)).

Сопоставляя данные по структуре растворов с результатами АСМ-измерений морфологии ЛБ пленок, полученных из этих растворов при 25 нМ/м, выявлено, что из раствора преполимера в смеси МП/бензол, который характеризуется наиболее высоким значением параметра $<\delta^2>$, получаются пленки с более ориентированными рядами доменов, чем из раствора в смеси на основе ДМАА. Во всей изученной области концентраций преполимера в смеси ДМАА/диоксан флуктуации поляризуемости больше по размерам, и распространяются на существенно большее расстояние. Наличие в растворе соли в смеси ДМАА/диоксан менее плотных структурных образований различного уровня обуславливает формирование из этих растворов нанопленок с рыхлой сетчатоподобной структурой (Рис.1(а)). Ленгмюровский монослой на основе этого раствора отличается максимальным коэффициентом сжимаемости.

При организации монослоя на субфазе с увеличением поверхностного давления (25мН/м) усиливается межмолекулярное взаимодействие и формирование ассоциатов макромолекул с образованием упорядоченной структуры (Рис.1(в)). Метод АСМ дает возможность качественного и количественного изучения начальных процессов межмолекулярной укладки в 2-мерной пленке полимера особенно при изучении монослоев при низком давлении. В слое, полученном при 3мН/м на основе преполимера в растворителе ДМАА/диоксан, высота частиц -9нм, на основе растворителя ДМАА/бензол – 4нм, на основе растворителя МП/бензол - 3нм. Эти результаты коррелируют с данными по структуре растворов, а именно, что в растворителе ДМАА/диоксан наибольшие молекулярные образования.

Таким образом, микрогетерогенность и микроанизотропные свойства исходного раствора полимера влияют на структуру пленок.

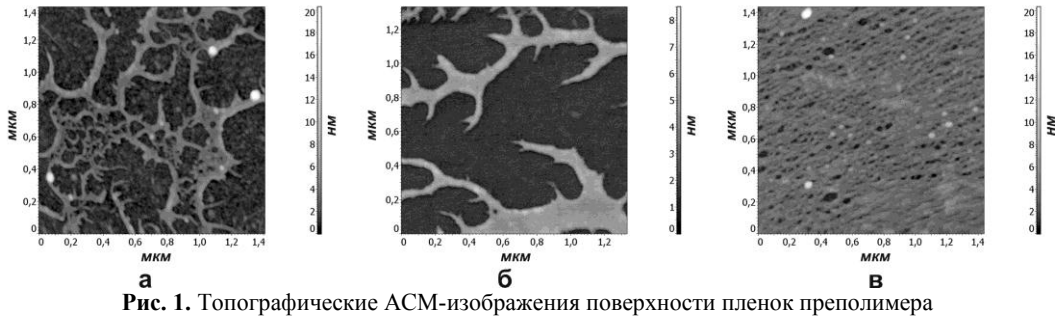


Рис. 1. Топографические АСМ-изображения поверхности пленок преполимера

Создание магнитных туннельных наноструктур с помощью зондовой литографии

А.Ю. Павлова [1,2], ***Ю.В. Хивинцев*** [1], ***Ю.А. Филимонов*** [1,2], ***N. Tiercelin*** [3], ***P. Pernod*** [3]

[1] Саратовский государственный технический университет, Саратов
[2] СФ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Саратов
[3] Ecole centrale de Lille, Cité Scientifique, Villeneuve d'Ascq

e-mail: anastasia.pavlova.1988@gmail.com

В настоящее время актуальной задачей при создании современных электронных устройств является уменьшение линейных размеров компонент. В связи с этим ведется активное изучение различных методов формирования наноструктур. Одним из таких методов является сканирующая зондовая литография (СЗЛ), в основе которой лежит воздействие с помощью зонда сканирующего зондового микроскопа на материал с целью его модификации [1].

Одной из разновидностей СЗЛ является локальное анодное окисление (ЛАО), возможность которого была впервые продемонстрирована в [2]. Принцип ЛАО заключается в протекании химической реакции окисления материала подложки при подаче напряжения между зондом и подложкой. Химическая реакция протекает непосредственно под зондом микроскопа, что позволяет получать оксидные структуры шириной несколько сотен нанометров и менее. А поскольку в результате окисления меняются физические свойства материала и в частности элекропроводность, то воздействуя с помощью ЛАО на металлические и полупроводниковые пленки можно создавать планарные электронные устройства [3-5]. В частности ЛАО может быть использована для формирования планарных туннельных переходов на основе пленок ферромагнитных металлов [6].

Магнитные туннельные переходы (МТП) ферромагнитный металл-изолятор-ферромагнитный металл демонстрируют высокое магнитосопротивление вследствие спин-поляризованного туннелирования и поэтому представляют практический интерес с точки зрения создания устройств магниторезистивной памяти, датчиков магнитного поля и других устройств спинтроники [7]. В настоящем наибольшее распространение получила технология, при которой такие МТП формируются за счет создания слоистых структур из различных материалов. Между тем возможности ЛАО также могут представлять существенный интерес с точки зрения создания МТП. ЛАО позволяет уменьшить площадь туннельного перехода, что открывает возможности для реализации одноэлектронного туннелирования [8]. Кроме того, геометрия планарных переходов формируемых с помощью ЛАО дает возможность для изготовления дополнительных электродов управляющих их характеристиками [9].

На данный момент возможности ЛАО по созданию МТП наиболее подробно изучены применительно к пленкам Ni [6, 8]. Проводились также эксперименты с пленками NiFe [8]. Целью данной работы являлось изготовление и исследование туннельных переходов на основе тонких ферромагнитных пленок Ni и FeCo.

Эксперименты проводились с микрополосками Ni и FeCo толщиной 3 нм и шириной 2-4 мкм, полученными с помощью магнетронного распыления и фотолитографии. Для последующих измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) микрополоски формировались между двумя контактными площадками из Au, выполненными на стеклянной подложке (рис. 1а). ЛАО осуществлялось с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) MultiMode в полуконтактном режиме так, чтобы линия из окисла пересекала магнитную микрополоску под прямым углом по всей ширине. Параметры проведения ЛАО приведены в таблице 1.

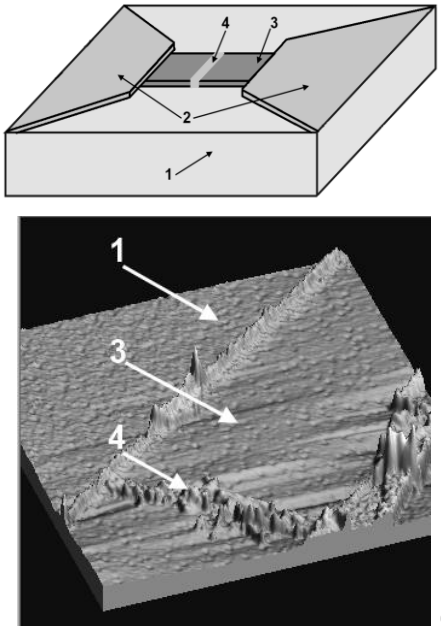


Рис. 1. Геометрия образцов для окисления (а) и АСМ изображение магнитной микрополоски после ЛАО (б): 1 – стеклянная подложка, 2 – контактные площадки из Au, 3 – магнитная микрополоска, 4 – линия окисла

О формировании окисла и об эффективности ЛАО в исследуемых структурах свидетельствовало изменение рельефа магнитной микрополоски в области окисления, наблюдаемое с помощью АСМ (рис. 1б). В результате ЛАО происходило изменение рельефа в виде формирования холма

Таблица 1

Параметры проведения ЛАО

	Скорость движения зонда, мкм/сек	Разность потенциалов между зондом и образцом, В	Относительная влажность окружающего воздуха, %	Тип кантилевера
Ni	0.01	–12	75	ANSCM-PA
FeCo		–9		HYDRA2R-50N

высотой 10–20 нм и шириной 300–500 нм в месте прохода зонда.

Результаты ранних исследований [6] показали, что при успешном формировании туннельного барьера ВАХ структур становится нелинейной при низких температурах. Поэтому до и после проведения ЛАО измерялись ВАХ структур при двух различных температурах: комнатной (300К) и температуре жидкого азота (77К).

До проведения ЛАО все исследованные микрополоски обладали ВАХ типичными для металлов: характеристики были линейны, а при понижении температуры до 77К демонстрировали снижение сопротивления (рис. 2). После ЛАО сопротивление микрополосок, измеренное при комнатной температуре, возрастало по сравнению с сопротивлением до окисления. Кроме того, при понижении температуры сопротивление увеличивалось и ВАХ становились нелинейными, то есть наблюдались особенности типичные для формирования туннельных переходов [6]. Указанные особенности продемонстрированы на рис. 2 на примере микрополоски FeCo.

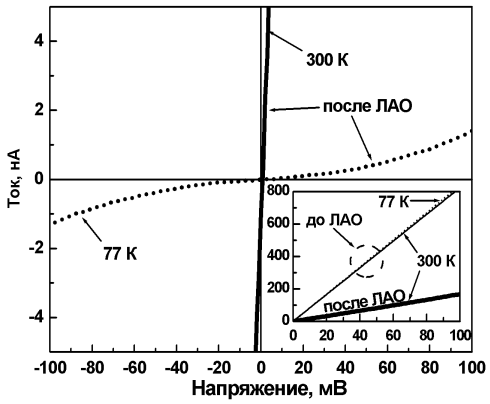


Рис. 2. ВАХ микрополоски FeCo до (тонкие линии) и после (жирные линии) процесса ЛАО измеренные при 300 К (сплошные линии) и 77 К (пунктир)

В качестве характеристики нелинейности ВАХ можно использовать коэффициент нелинейности:

$$\alpha = \frac{V}{I}\frac{dI}{dV},$$

где V и I – напряжение и ток соответственно. В таблице 2 приведены α для ВАХ микрополосок до и после окисления. Видно, что для структур на основе Ni нелинейность ВАХ, появляющаяся в результате ЛАО, проявлялась даже при комнатной температуре и возрастала с понижением температуры. Для структур на основе FeCo нелинейность ВАХ наблюдалась лишь при низкой температуре. При этом коэффициент нелинейности был таким же, как и в структуре на основе Ni.

Таблица 2

Коэффициент нелинейности ВАХ микрополосок

	Ni		FeCo	
	300 К	77 К	300 К	77 К
до окисления	1	1	1	1
после окисления	1.3	1.6	1	1.6

Таким образом, в ходе данной работы исследовано ЛАО микрополосок Ni и FeCo. Впервые продемонстрирована возможность использования ЛАО для создания туннельных переходов на основе пленок FeCo. Показано, что при криогенных температурах такие туннельные структуры по коэффициенту нелинейности ВАХ не уступают структурам на основе Ni.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-07-000233, 11-07-12081 и 12-07-90010) и проекта Правительства России для государственной поддержки научных исследований проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (проект № 11.G34.31.0030).

1. Xie, X.N. Nanoscale materials patterning and engineering by atomic force microscopy nanolithography / X.N. Xie, H.J. Chung, C.H. Sow, A.T.S. Wee // Materials Science and Engineering. 2006. No R54. P. 1–48.

2. Dagata, J.A. Modification of hydrogen passivated silicon by a scanning tunneling microscope operating in air / J.A. Dagata, J. Schneir, H. H. Harary, C. J. Evans, M. T. Postek, J. Bennett // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. P. 2001–2003.

3. Dubois, E. Nanometer scale lithography on silicon, titanium and PMMA resist using scanning probe microscopy / E. Dubois,J.-L. Bubbendorff // Solid-State Electronics. 1999. No 43. P. 1085–1089.

4. Keyser, U.F. Fabrication of a single-electron transistor by current-controlled local oxidation of a two-dimensional electron system / U.F. Keyser, H.W. Schumacher, U. Zeitler, R.J. Haug // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76, No 4. P. 457–459.

5. Tsai, J.T.H. Fabrication of ZnO thin film transistors by atomic force microscopy nanolithography through zinc thin films / J.T.H. Tsai, B.H.B. Lee, M.S. Yang // Phys. Rev. B. 2009. V. 80, No 24. P. 1–4.

6. Shirakashi, J. SPM fabrication of nanometerscale ferromagnetic metal-oxide devices / J. Shirakashi, Y. Takemura // J. Magn. Magn. Mater. 2004. Vol. 272–276, P. 1581–1583.

7. Ферт, А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники / А. Ферт // УФН. . 2008. Т. 178, № 12. С. 1336–1348.

8. Takemura, Y. AFM lithography for fabrication of magnetic nanostructures and devices / Y. Takemura, J. Shirakashi // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 304. P. 19–22.

9. Takemura, Y. Applied voltage dependence of nano-oxidation of ferromagnetic thin films using atomic force microscope / Y. Takemura, S. Kidaka, K. Watanabe, Y. Nasu, T. Yamada, J. Shirkashi // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 7346-7348.

Эффекты индуцированного спин-орбитального взаимодействия при формировании спиновой структуры квантовых sp-состояний и d-резонансов низкоразмерных систем

А.М. Шикин, А.А. Рыбкина, И. Климовских, М. Русинова, Е. Жижин, А.Г. Рыбкин

Санкт-Петербургский государственнй универсистет, Петродворец, Санкт-Петербург

e-mail: ashikin@inbox.ru

Изучению спиновой структуры металлических низкоразмерных систем, формирующейся вследствие эффектов спин-орбитального взаимодействия, уделяется в последнее время значительное внимание вследствие существенно большей величины спин-орбитального расщепления по сравнению с полупроводниками и большей величине спиновых токов, которые могут формироваться в подобных системах благодаря спиновому эффекту Холла. Это особенно важно в спинтронике для осуществления возможности управления спином электронов без использования магнитного поля, где в основе работы электронных устройств предполагается управление спинами электронов вместо управления зарядами. Среди них важное место занимают эффекты индуцированного подложкой спин-орбитального расщепления валентных состояний в тонких слоях легких металлов на поверхности тяжелых металлов. В результате спиновая структура наносимых металлов существенно изменяется, а величина формируемого спин-орбитального расщепления валентных состояний становится существенно больше, чем следует ожидать исходя из объемных спиновых характеристик наносимого металла [1-3]. Данные эффекты существенно расширяют список металлов и систем, которые могут быть использованы в спинтронике, и поэтому требуют детального изучения.

Хорошо известно, что для валентных состояний металлических систем с центральной инверсной симметрией волновых функций спин-орбитальное взаимодействие вырождено по спину в объеме металла, и спин-орбитальное расщепление наблюдается либо для поверхностных, либо для квантовых sp-состояний. Спиновая структура данных состояний может быть описана в рамках модели Рашба для двумерного электронного газа [4.5], согласно которой спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению ветвей параболических дисперсионных зависимостей двумерных электронных состояний на две ветви, характеризующиеся противоположными направлениями спина. Экспериментальные исследования подтвердили справедливость модели Рашба для поверхностных и квантовых состояний металлических систем [6]. При этом было выявлено, что величина спин-орбитального расщепления реально зависит от атомного номера элемента и соответствующего градиента внутриатомного потенциала [5]. Для поверхности Ag(111) наблюдаемая величина спин-орбитального расщепления поверхностных состояний существенно меньше, чем для поверхности Au(111). На рис. 1 представлен ряд фотоэлектронных спектров со спиновым разрешением, для которых явно видно спин-орбитальное расщепление квантовых состояний, формируемых в тонких пленках Au на поверхности W(110). В соответствии с теорией Рашбы величина формируемого спин-орбитального расщепления Au sp квантовых состояний увеливается с ростом k_{II},. При этом имеет место инверсия спинового расщепления относительно точки Г зоны Бриллюэна или нормали к поверхности.

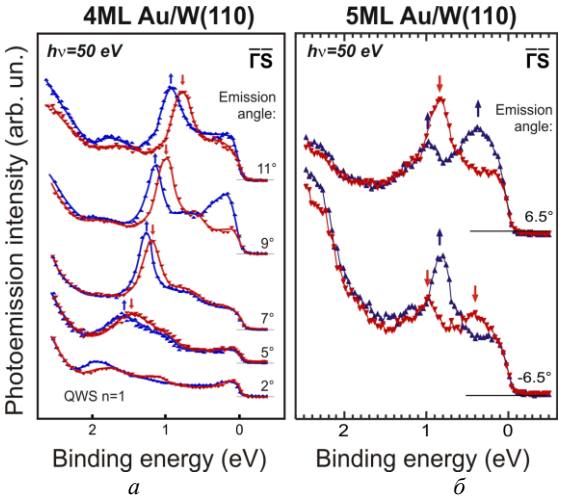


Рис. 1. Серия фотоэлектронных спектров sp квантовых состояний, формируемых в пленке Au с толщиной 4 монослоя на поверхности W(110), измеренных методом спин-разрешенной фотоэлектронной спектроскопии в направлении ГS зоны Бриллюэна при различных полярных углах относительно нормали к поверхности – (а). Спектры квантовых состояний с разрешением по спину для слоя Au толщиной 5 монослоев на поверхности W(110), измеренные при отрицательных и положительных полярных углах (±6.5◦) относительно нормали к поверхности – (б). Состояния, отвечающие различным спинам, показаны разнонаправленными треугольниками и соответствующими стрелками

С другой стороны, в ряде работ [7,8] была выявлена другая возможность проявления спин-орбитального взаимодействия, которое также может быть описано гамильтонианом Рашба, но проявляется не в виде спинового расщепления на две параболические дисперсионные зависимости, а скорее в виде антисимметричной спиновой поляризации соответствующих электронных состояний. В работе [8] было показано, что для поверхностных резонансов спиновая поляризация может возникать вследствие зависящего от спина отра-

жения блоховских объемо-подобных электронных волн от поверхности монокристалла. Вследствие разницы в фазах между падающей и отраженной волн, зависящей от направления спина электрона, в приповерхностной области формируются биения спиновой поляризации, затухающие вглубь кристалла от поверхности. В результате усреднения по приповерхностной области фотоэлектронные спектры показывают спиновую поляризацию соответствующих поверхностных резонансов, антисимметричную относительно точки Γ поверхностной зоны Бриллюэна в соответствии с условием симметрии обращения времени.

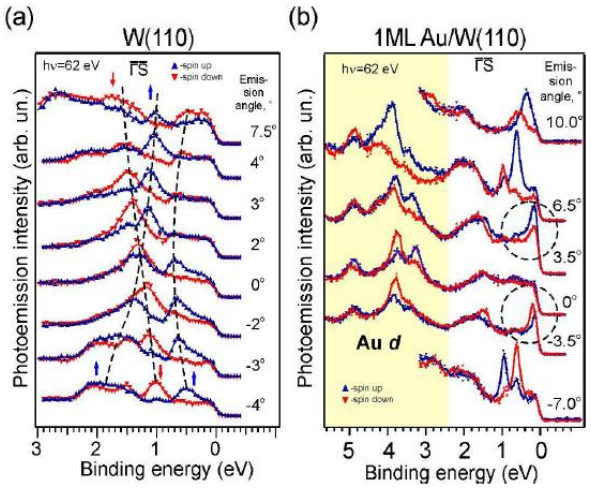


Рис. 2. Фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением, измеренные при полярных углах симметричных относительно нормали к поверхности для чистой поверхности W(110) – (a) и монослоя Au на поверхности W(110) – (b). Видна явная антисимметричная спиновая поляризация W и Au d-состояний, а также состояний, формирующихся в результате гибридизации состояний подложки и напыляемого металла, см область энергий 0-1.5 eV для системы 1MLAu/W(110)

При этом возникает вопрос, как поведут себя эти два типа проявления спин-орбитального взаимодействия, если перейти от полуограниченного кристалла к тонким пленкам на поверхности монокристаллов, которые также являются квазидвумерными системами, как и поверхностные состояния? Как будет влиять вторая граница с нижележащим монокристаллом, которые также ограничивает волновые функции квантовых состояний, формируемых в данной квазидвумерной системе?

Вопрос о влиянии подложки на спиновую структуру состояний, формируемых в монослое Au или Ag на W(110) Mo(110) и Al или Cu на W(110) вследствие спин-орбитального взаимодействия изучался в работах [1,3,7]. Было показано, что величина спин-орбитального расщепления формируемых состояний для монослоев этих металлов на поверхности W(110) практически не зависит от напыляемого металла и его атомного номера. При этом если заменить W(110) подложку на Mo(110), то величина спин-орбитального расщепления (для монослоев Au и Ag) значительно уменьшается. Было выявлено, что формируемые в монослоях данных металлов состояния (поверхностные резонансы) носят в основном d-характер и характеризуются существенной гибридизацией с 5d состояниями подложки. При этом их спиновая структура не может быть описана в рамках модели Рашба для двумерного электронного газа.

В докладе предполагается сравнить проявления эффектов спин-орбитального взаимодействия для квантовых состояний sp и d характера, формируемых в тонких пленках Au на поверхности W(110) и Mo(110). Т.е. выявить роль второй границы с подложкой (и соответствующего градиента потенциала) в формировании спиновой структуры квантовых состояний различной природы (sp и d характера), в которых спин-орбитальное взаимодействие проявляет себя различным образом: а) в соответствии с моделью Рашба для двумерного электронного газа [4] и б) исходя из теории поверхностных резонансов [8]. Предполагается сравнить и проанализировать две эти модели и их применимость к анализу эффектов индуцированной спин-орбитальной поляризации и спинового расщепления электронных состояний в тонких пленках на примере слоев Au, сформированных на поверхности W(110) и Mo(110), как подложек с подобной электронной структурой, но характеризующихся существенно различными атомными номерами, что определяет соответствующую величину спин-орбитального взаимодействия. Будут обсуждены возможности формирования Дираковских конусов спиновых электронных состояний в подобного типа системах, измеренных методом фотоэлектронной спектроскопии с высоким угловым и спиновым разрешением.

1. Shikin, A.M. et al. Origin of spin-orbit splitting for monolayeres of Au and Ag on W(110) and Mo(110) // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100, P. 057601.

2. Varykhalov A. et al. Quantum cavity for spin due to spin-orbit interaction at metal boundary // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101, P. 256601.

3. Шикин, А.М. и др. Индуцированное подложкой спин-орбитальное расщепление квантовых и интерфейсных состояний в слоях Au, Ag и Cu различной толщины на поверхностях W(110) и Mo(110) // ФТТ. 2010. Т. 52, № 7. С. 1412-1422.

4. Бычков, Ю. А. Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра / Рашба, Э.И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39, № 2. С. 66-69.

5. Petersen, L. et al. A simple tight-binding model of spin-orbit splitting of sp-derived surface states // Surf. Sci. 2000. V. 459, P. 49–56.

6. Hoesch, M. et al. Spin structure of the Shockley surface states on Au(111) // Phys. Rev. B. 2004. V. 69, P. 241401.

7. Rybkin, A.G. et al. Topology of spin polarization of the 5d states on W(110) and Al/W(110) surfaces // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 86, P. 035117.

8. Krasovskii, E.E. et al. Rashba polarization of bulk continuum states // Phys. Rev. B. 2011. V. 83, P. 155401.

Формирование самоорганизованных нанодоменных структур в сегнетоэлектриках при переключении поляризации в сильнонеравновесных условиях

В.Я. Шур

Уральский центр коллективного пользования «Современные нанотехнологии»,
Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, Екатеринбург

e-mail: vladimir.shur@usu.ru

В работе представлены новейшие результаты систематических исследований формирования самоорганизованных нанодоменных структур при переключении поляризации в одноосных сегнетоэлектриках. Продемонстрировано, что аномальные доменные структуры образуются в сильнонеравновесных условиях переключения, обусловленных полностью неэффективным экранированием деполяризующих полей [1-3].

Решение указанной проблемы имеет не только значительный фундаментальный интерес и качественно изменяет представления о кинетике доменной структуры в сегнетоэлектриках [4,5], но и способствует развитию доменной инженерии, направленной на создание стабильных микронных и субмикронных доменных структур с заданными параметрами для нелинейно-оптических устройств с рекордными характеристиками [3].

В качестве модельных материалов использовались одноосные сегнетоэлектрические кристаллы со сравнительно простой доменной структурой семейства ниобата лития $LiNbO_3$ (LN) и танталата лития $LiTaO_3$ (LT), а также релаксорного сегнетоэлектрика ниобата бария-стронция $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ (SBN). Следует отметить, что LN и LT конгруэнтного и стехиометрического состава, как номинально чистые, так и легированные MgO, являются наиболее широко используемыми нелинейно-оптическими кристаллами и самыми популярными объектами для развития методов микро- и нанодоменной инженерии.

Для проведения исследований применялись традиционные и оригинальные методы оптической, сканирующей зондовой и сканирующей электронной микроскопии [6-9]. Оптическая микроскопия использовалась для визуализации эволюции доменной структуры непосредственно в процессе переключения поляризации с высоким разрешением по времени. Микроскопия пьезоэлектрического отклика обеспечивала не повреждающую визуализацию статической доменной структуры с высоким пространственным разрешением. Конфокальная микроскопия комбинационного рассеяния позволяла получать уникальную информацию о форме доменов в объеме кристаллов, которая использовалась для выявления отдельных стадий формирования микро- и нанодоменных структур [6-9]. Использование сканирующей электронной микроскопии позволяло получать изображения статических доменных структур с рекордным пространственным разрешением около 1.5 нм [10].

Кинетика доменов при переключении поляризации в сегнетоэлектриках рассматривалась как пример фазового перехода первого рода, при котором вероятность зародышеобразования определяется локальным значением переключающего поля, представляющего собой суммарное воздействие внешнего, деполяризующего и экранирующего полей [1,2]. Показано, что при неполном экранировании деполяризующего поля распределение переключающего поля вблизи доменной стенки приводит к замедлению бокового роста доменов (уменьшению вероятности пристеночного зародышеобразования) и стимулирует «коррелированное зародышеобразование» - образование изолированных нанодоменов на определенном расстоянии от существующих доменных стенок [1,2].

В качестве величины характеризующей степень отклонения от равновесного переключения рассматривается неэффективность экранирования деполяризующих полей [1,2]. Для реализации сильнонеравновесных условий переключения использовалось переключение под действием пироэлектрического поля, возникающего при изменении температуры, в том числе при охлаждении после поверхностного нагрева излучением импульсного инфракрасного лазера, при котором, благодаря отсутствию электродов, практически полностью отсутствовало внешнее экранирование [11,12]. Кроме того различными методами уменьшалb эффективность внешнего экранирования за счет создания поверхностных диэлектрических слоев [1,2]. Во-первых, на полярную поверхность кристалла наносили слои фоторезиста [13]. Во-вторых, поверхностный слой модифицировали методом протонного обмена [14] или ионной имплантации [15-17].

Экспериментально и методами компьютерного моделирования показано, что уменьшение эффективности экранирования деполяризующих полей приводит к качественному изменению формы изолированных доменов и типа доменной структуры. Детально изучен переход от классического роста доменов в форме многоугольников к «дискретному переключению» (discrete switching), при котором образуются и растут самоорганизованные квази-регулярные ансамбли изолированных нанодоменов различной размерности.

Впервые выявлен механизм формирования ансамблей нанодоменных лучей в результате замедления встречного движения доменных стенок при самопроизвольном обратном переключении (spontaneous backswitching) под действием пироэлектрического поля обратного знака, возникающего в поверхностном слое растущих доменов в CLT.

Продемонстрировано образование нанодоменных ансамблей при потере устойчивости фор-

мы доменной стенки и формировании пальцеобразной доменной структуры в CLN с поверхностным слоем, модифицированным протонным обменом. Выявлены три типа структур: (1) узкие ориентированные нанодоменные лучи (streamers), (2) самоподобные структуры, (3) цепи остаточных нанодоменов.

Формирование дендритных самоподобных микро и нанодоменных структур обнаружено при переключении поляризации в стехиометрическом LN при повышенных температурах [10].

Впервые с помощью скоростной камеры непосредственно визуализирован процесс формирования самоорганизованной самоподобной структуры в CLN, состоящей из доменных лучей, и показано, что рост доменов происходит под действием пироэлектрического поля, образующегося при охлаждении после завершения лазерного облучения [12].

Выявлено формирование регулярных нанодоменных ансамблей, возникающих в результате многократного воздействия циклов нагрев-охлаждение при импульсном облучении поверхности кристалла CLT инфракрасным лазером.

Показано, что переключение поляризации в кристаллах CLN, облученных ионами при высокой температуре радиационного нагрева, сопровождается образованием ориентированных цепей нанодоменов и их слиянием в нанодоменные лучи [16].

Впервые в SBN при переключении из монодоменного состояния в однородном поле с высоким пространственным разрешением методами визуализации доменной структуры выявлено формирование и рост квазирегулярных ансамблей изолированных клиновидных нанодоменов [18-20].

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» ИЕН УрФУ, при поддержке РФФИ (гранты 11-02-91066-НЦНИ-а, 13-02-01391-а).

1. Shur, V.Ya. Nano- and micro-domain engineering in normal and relaxor ferroelectrics in advanced dielectric, piezoelectric and ferroelectric materials - synthesis, characterization & applications / ed. by Z. G. Ye, Woodhead Publ. Ltd, 2008. – P. 622-669.

2. Shur, V.Ya. Kinetics of ferroelectric domains: application of general approach to $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$ // Journal of Materials Science. 2006. V. 41. № 1. P. 199–210.

3. Shur, V.Ya. Domain nanotechnology in lithium niobate and lithium tantalate crystals / V.Ya. Shur // Ferroelectrics. 2010. V. 399. P. 97-106.

4. Shur, V.Ya. 3D modeling of domain structure evolution during discrete switching in lithium niobate / V.Ya. Shur, A.I. Lobov, E.L. Rumyantsev, D.K. Kuznetsov // Ferroelectrics. 2010. V. 399. P. 68-75.

5. Shur, V.Ya. Polarization reversal and jump-like domain wall motion in stoichiometric $LiTaO_3$ produced by vapor transport equilibration / V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, I.S. Baturin, E.V. Shishkina // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 14101.

6. Zelenovskiy, P.S. Raman visualization of micro- and nanoscale domain structures in lithium niobate /P.S. Zelenovskiy, M.D. Fontana, V.Ya. Shur, P. Bourson, D.K. Kuznetsov // Applied Physics A. 2010. V. 99. P. 741-744.

7. Shur, V.Ya. Investigation of the nanodomain structure formation by piezoelectric force microscopy and Raman confocal microscopy in LiNbO3 and LiTaO3 crystals / V.Ya. Shur, M.S. Nebogatikov, D.O. Alikin, P.S. Zelenovskiy, M.F. Sarmanova, A.V. Ievlev, E.A. Mingaliev, D.K. Kuznetsov // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 052013-1-6.

8. Shur, V.Ya. Study of nanoscale domain structure formation using Raman confocal microscopy / V.Ya. Shur, E.I. Shishkin, E.V. Nikolaeva, M.S. Nebogatikov, D.O. Alikin, P.S. Zelenovskiy, M.F. Sarmanova, M.A. Dolbilov // Ferroelectrics. 2010. V. 398. P. 91-97.

9. Зеленовский, П.С., Визуализация нанодоменов в монокристаллах ниобата лития методом сканирующей лазерной конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния /П.С. Зеленовский, В.Я. Шур, Д.К. Кузнецов, Е.А. Мингалиев, M. Fontana, P. Bourson // ФТТ. 2011. Т. 53. № 1. С. 106-109.

10. Shur, V.Ya. Formation of dendrite domain structures in stoichiometric lithium niobate at elevated temperatures / V.Ya. Shur, D.S. Chezganov, M.S. Nebogatikov, I.S. Baturin M.M. Neradovskiy // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 104113-1-6.

11. Kuznetsov, D.K. Nanoscale domain structuring in lithium niobate single crystals by pulse laser heating / D.K. Kuznetsov, V.Ya. Shur, E.A. Mingaliev, S.A. Negashev, A.I. Lobov, E.L. Rumyantsev, P.A. Novikov // Ferroelectrics. 2010. V. 398. P. 49-54.

12. Shur, V.Ya. In situ investigation of formation of self-assembled nanodomain structure in lithium niobate after pulse laser irradiation / V.Ya. Shur, D.K. Kuznetsov, E.A. Mingaliev, E.M. Yakunina, A.I. Lobov, A.V. Ievlev // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 082901-1-3.

13. Akhmatkhanov, A.R. Domain kinetics in lithium niobate single crystals with photoresist dielectric layer / A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur, I.S. Baturin, D.V. Zorikhin, A.M. Lukmanova, P.S. Zelenovskiy, M.M. Neradovskiy // Ferroelectrics. 2012. V. 439. P. 3-12.

14. Dolbilov, M.A. Abnormal domain growth in lithium niobate with surface layer modified by proton exchange / M.A. Dolbilov, E.I. Shishkin, V.Ya. Shur, S. Tascu, P. Baldi, M.P. De Micheli // Ferroelectrics. 2010. V. 398. P. 108-114.

15. Shur, V.Ya. Formation of nanodomain structures in lithium niobate with surface layer modified by Ar ion implantation / V.Ya. Shur, D.O. Alikin, A.V. Ievlev, M.A. Dolbilov, M.F. Sarmanova, N.V. Gavrilov // Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control (TUFFC), 2012. V. 59. № 9. P. 1934-1941.

16. Alikin, D.O. The domain kinetics in congruent lithium niobate modified by low and high energy ion irradiation / D.O. Alikin, V.Ya. Shur, V.I. Pryakhina, N.V. Gavrilov, M. Carrascosa, J. Olivares//Ferroelectrics. 2012. V.441. P.17-24

17. Pryakhina, V.I. Polarization reversal in $MgO:LiNbO_3$ single crystals modified by plasma-source ion irradiation, V.I. Pryakhina, V.Ya. Shur, D.O. Alikin, S.A. Negashev // Ferroelectrics. 2012. V. 439. P. 20-32.

18. Shur, V.Ya. Nanodomain structures formation during polarization reversal in uniform electric field in strontium barium niobate single crystals / V. Shur, V. Shikhova, A. Ievlev, P. Zelenovskiy, M. Neradovskiy, D. Pelegov, L. Ivleva // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 064117-1-5.

19. Шур, В.Я. Формирование ансамблей нанодоменов при переключении поляризации в монокристаллах $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$:Ce /В.Я. Шур, В.А. Шихова, Д.В. Пелегов, А.В. Иевлев, Л.И. Ивлева // ФТТ. 2011. Т. 53, № 11, С. 2195-2199.

20. Zelenovskiy, P.S. Micro-Raman visualization of domain structure in strontium barium niobate single crystals /P.S. Zelenovskiy, V.A. Shikhova, A.V. Ievlev, M.M. Neradovskiy, V.Ya. Shur // Ferroelectrics. 2012. V. 439. P.33-39.

Механизмы вращения туннельным током единичной молекулы ацетилена на поверхности Cu(001)

Ю.Е. Щадилова[1], ***С.Г. Тиходеев***[1,2], ***M. Paulsson***[2,3], ***H. Ueba***[3]

[1] Институт Общей Физики РАН, Москва
[2] Division of Nanotechnology and New Functional Material Science, Graduate School of Science and Engineering, University of Toyama, Japan
[3] School of Computer Science, Physics and Mathematics, Linnaeus University, Kalmar, Sweden

e-mail: y.shchadilova@gmail.com

Развитие сканирующей туннельной микроскопии привело к возникновению методов управления единичными молекулами и атомами с помощью неупругого туннельного тока. Туннелирующие электроны неупруго рассеиваются на электронном уровне адсорбата и происходит локальный разогрев колебательных мод. Это приводит к возможности управления положением адсорбатов в пространстве [1 2 3] формированию и разрушению химических связей [4 5] управлению изомеризацией [6]. Особый интерес представляют эксперименты в которых управление адсорбатами происходит за счет взаимодействия нескольких колебательных степеней свободы [1 2 6].

Данная работа посвящена исследованию вращения единичной молекулы ацетилена C_2H_2 на поверхности Cu(001) которое наблюдалось с помощью СТМ [1]. В обсуждаемом эксперименте [1] впервые было показано что управление единичными молекулами возможно не только за счет прямого возбуждения колебательных мод ответственных за движение но и за счет взаимодействия между модами.

Экспериментальные зависимости [1] частоты поворотов молекулы (в расчете на один туннелирующий электрон) от приложенного напряжения при полном туннельном токе 400 нА показаны на Рис. 1 а от тока при фиксированных напряжениях – на Рис. 2.

Зависимость скорости вращения на один электрон от напряжения смещения (Рис. 1 символы) показывает пороговый характер при напряжении ~360 мэВ которое соответствует энергии возбуждения моды растяжения С-Н связи. Это означает что возбуждение вращательной моды (с энергией ~78 мэВ) происходит за счет связи между этими модами.

Еще одной особенностью эксперимента [1] является наличие перехода между одно- и многоэлектронным процессом возбуждения ответственной за вращения моды (Рис. 2). Этот кроссовер не может быть связан с резонансным неупругим рассеянием электронов на молекуле с возбуждением вращательной моды как в случае вращения O_2/Pt(111) [3 7] в связи с отсутствием прямого возбуждения моды скрытого вращения. С другой стороны высокочастотная С-Н мода является коротко живущей и возможность возбуждения вращательного движения за счет процесса релаксации с первого возбужденного состояния моды высокочастотной моды маловероятна.

Более того в случае C_2H_2/Cu(001) в эксперименте обнаружен низкочастотный порог на 260 мэВ (Рис. 1) который не соответствует ни одной из колебательных мод молекулы ацетилена на поверхности Cu(001).

В данной работе мы исследуем механизмы возбуждения вращательной моды ацетилена. Выполненный нами расчет из первых принципов позволил рассчитать собственные колебательные моды системы а также оценить величину коэффициента ангармонического взаимодействия между ними. Затем в рамках диаграммной техники Келдыша нами были рассчитаны скорости возбуждения низкочастотных фононов. В результате нам удалось объяснить количественно все основные особенности вращения ацетилена на поверхности Cu(100) наблюдаемые экспериментально (теоретические результаты показаны линиями на Рис. 1 и 2).

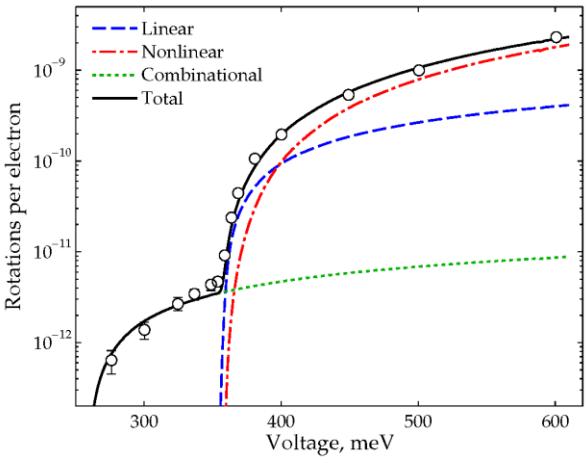


Рис. 1. Зависимость скорости вращения молекулы ацетилена на один электрон от напряжения смещения. Кружками показаны экспериментальные данные [1]. Штриховая линия соответствует линейному по числу туннелирующих электронов процессу возбуждения вращательной моды штрих-пунктирная — квадратичному пунктирная — комбинационному. Сплошной линией показана сумма всех вкладов

Основным механизмом вращения с порогом ~360 мэВ является возбуждение неупругим туннельным током высокочастотной колебательной моды растяжения-сжатия С-Н связи. Переход возбуждения

этой моды к низкочастотной моде «ограниченного» вращения приводит к инициации вращательного движения ацетилена и идет как линейно так и квадратично по числу туннелирующих электронов (штриховая и штрих-пунктирная линии на Рис. 1). Последний происходит за счет распада высокочастотной колебательной моды С-Н связи на пару низкочастотных фононов «ограниченного» вращения через механизм «лестничного» надбарьерного возбуждения [8].

Другой механизм вращения с более низкоэнергетическим порогом (~260 мэВ) является комбинационным: обусловлен неупругим туннелированием электронов с возбуждением пары низкочастотных колебательных мод молекулы ацетилена — моды качания в плоскости ~118 мэВ и моды качения ~141 мэВ (пунктирная кривая на рис. 2). В последнее время аналогичные механизмы вращения были обнаружены и для других адсорбированных молекул [6].

Предложенная теоретическая модель позволяет воспроизвести все основные особенности вращения ацетилена на Cu(001) и идентифицировать колебательные моды определить моды ответственные за вращение а также рассчитать коэффициент ангармоничной связи между модами.

1. Stipe B. C., Rezaei M. A., and Ho W., Phys. Rev. Lett. **81**, 1263 (1998).

2. Komeda T., Kim Y., Kawai M., Persson B. N. J., and Ueba H., Science **295**, 2055 (2002).

3. Stipe B. C., Rezaei M. A., and Ho W., Science **280**, 1732 (1998).

4. Lee H. J. and Ho W., Science, **286**, 1719-1722 (1999).

5. S Hla. W., Bartels L., Meyer G. & Riedr K.-H., Phys. Rev. Lett. **85**, 2777 (2000).

6. Simic-Milosevic V., M. Mehlhorn, Rieder K.-H., Meyer J., Morgenstern K., Phys. Rev. Lett. **98**, 116102 (2007).

7. Teillet-Billy D., Gauyacq J. P., and Persson M., Phys. Rev. B **62**, R13306 (2000).

8. Gao S. W., Surf. Sci. **313**, 448 (1994).

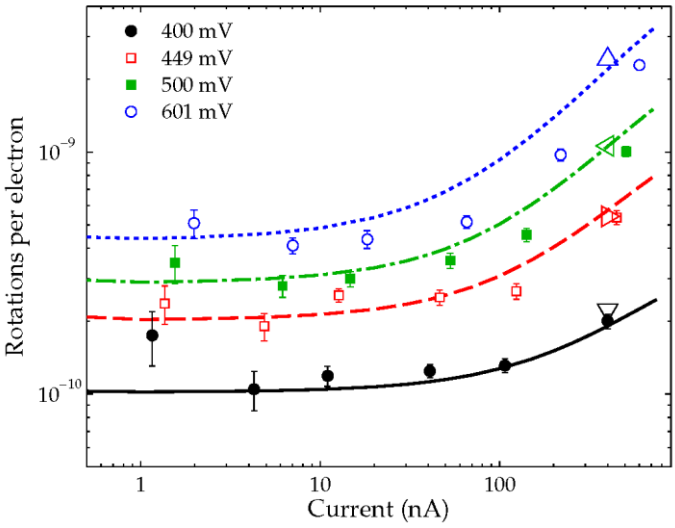


Рис. 2. Зависимость скорости вращения молекулы ацетилена на один электрон от величины туннельного тока. Символами показаны экспериментальные данные [1]. Треугольники соответствуют значениям экстраполированным из зависимости скорости реакции от напряжения при туннельном токе в 40 нА. Линии на графике соответствуют расчету для различных напряжений в туннельном контакте: V = 400 мВ (сплошная) 449 мВ (штриховая) 500 мВ (штрих-пунктирная) 600 мВ (пунктирная). Расчет произведен с теми же параметрами что и на Рис. 1

Исследование нелинейно-оптических свойств золотых наночастиц с помощью атомно-силовой микроскопии и фемтосекундного лазерного излучения

Н.В. Ильин, А.И. Смирнов, А.Н. Степанов, Д.А. Яшунин

Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород

e-mail: yashuninda@yandex.ru

Золотые наночастицы находят все более широкое применение в современной наноэлектронике и медицине [1]. Использование их оптических свойств открывает новые возможности для конструирования принципиально новых наноразмерных оптических устройств, диагностики и лечения целого ряда заболеваний.

Оптические свойства золотых наночастиц сильно зависят не только от их размера и формы, но и от характеристик возбуждающего излучения [2]. Данный доклад посвящен разработке оригинальной методики исследования нелинейно-оптического отклика и структуры образцов, содержащих золотые нанокластеры. В ее основе лежит использование атомно-силовой микроскопии в комбинации с фемтосекундным лазерным излучением. Основная идея такого объединения заключается в следующем. Проводящая игла зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) находится вблизи поверхности, на которой расположены наноразмерные объекты. При облучении зонда лазерными импульсами в зазоре между острием иглы и наночастицей возникает сильное «квазистатическое» электрическое поле, локализованное на малых по сравнению с длиной волны масштабах (порядка радиуса кривизны кончика иглы). Это поле приводит к возникновению нелинейно-оптического отклика в системе зонд-наночастица. В результате сканирование иглой атомно-силового микроскопа по поверхности позволяет осуществлять нелинейную оптическую диагностику образца с расположенными на нем нанообъектами с разрешением в несколько десятков нанометров.

Эксперимент проводился на установке, качественная схема которой изображена на Рис. 1. Излучение Ti:Sa лазера с длиной волны 800 нм, длительностью импульсов 50 фс фокусировалось иммерсионным микроскопическим объективом с числовой апертурой NA=1.3 снизу на верхнюю поверхность покровного стекла с нанесенными золотыми наночастицами вытянутой формы с характерными размерами 45 нм×65 нм. Игла АСМ подводилась к поверхности образца примерно в центр фокального пятна лазерного пучка. Рассеянный оптический сигнал от поверхности образца с наночастицами и иглы атомно-силового микроскопа собирался тем же самым объективом и попадал на систему счета фотонов. Приемная система позволяла регистрировать рассеянное излучение в спектральном диапазоне 350-630 нм. Образец с наночастицами закреплялся на подвижной пьезоплатформе, позволявшей проводить сканирование образца по двум координатам в плоскости перпендикулярной направлению распространения лазерного излучения. В эксперименте применялись кремниевые иглы, покрытые слоем золота. Угол наклона зонда относительно вертикали составлял около 20^0. Последовательность проведения экспериментов была следующей. Перемещением образца с помощью пьезоплатформы отдельная золотая наночастица помещалась в фокус лазерного пучка. Далее в контактном двухпроходном режиме проводилось сканирование неподвижного образца в пределах фокального пятна с помощью перемещения иглы АСМ. При первом проходе снималась топография рельефа поверхности, а при втором – при каждом положении зонда записывалась величина нелинейно-оптического сигнала со счетчика фотонов. Это позволяло получить двумерное распределение фотолюминесценции при различных взаимных расположениях иглы АСМ и золотых наночастиц в фокусе пучка совместно с топографией поверхности.

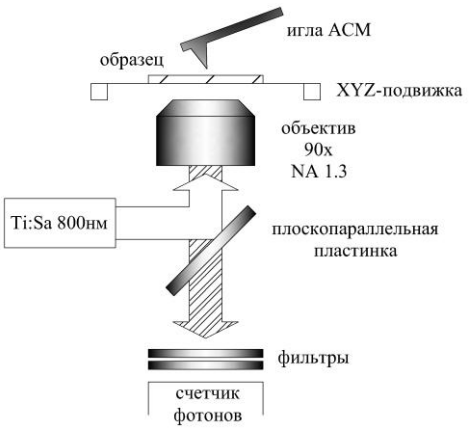
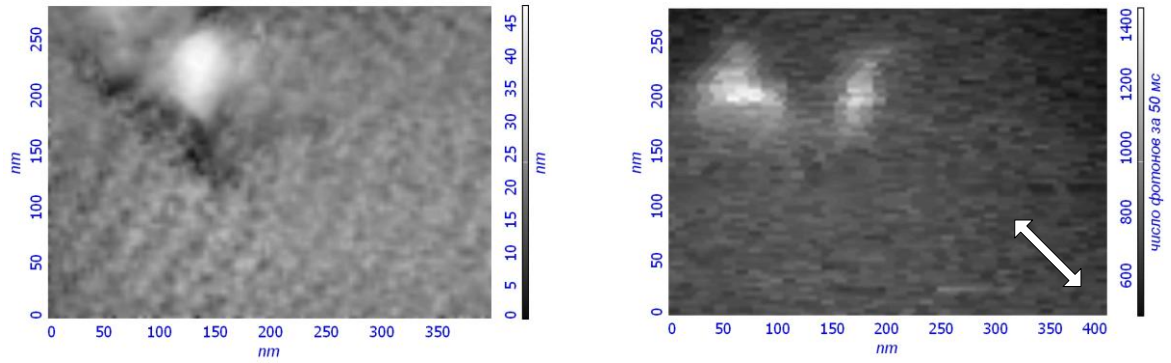


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В результате была получена пространственная нелинейно-оптическая «карта» отдельной золотой наночастицы. Характерный поперечный размер наноструктуры, как следует из топографии (Рис. 2а), составлял величину ~ 60 нм, а высота достигала 30 нм. В нелинейно-оптическом распределении (Рис. 2б) хорошо различимы две яркие области вблизи золотой наночастицы, связанные с наличием квазиста-



(а) (б)

Рис. 2. (а) Топография поверхности образца. (б) Пространственное распределение фотолюминесценции при различных взаимных расположениях иглы АСМ и золотой наночастицы. Стрелкой показано направление поляризации электрического поля

тического усиления падающего на иглу и наночастицу светового поля. Характерный размер областей усиленного поля составил 30 нм. Структура нелинейно-оптического распределения, по-видимому, определяется вытянутой формой наночастицы.

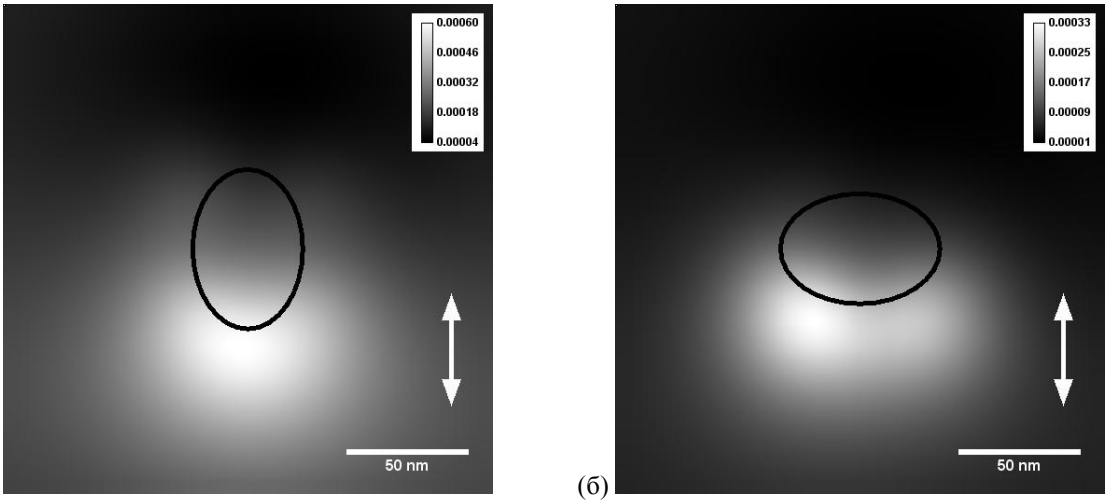
Численное моделирование взаимодействия золотой наночастицы и зонда АСМ во внешнем поле было проведено методом FDTD с помощью программного комплекса Meep [3]. Расчет проводился в кубике размерами 300 нм×300 нм×400 нм. Золотая наночастица моделировалась эллипсоидом с размерами 45 нм×45 нм×65 нм, наклоненный под углом 30^0 к вертикальной оси зонд из золота – усеченным конусом с расположенной на вершине полусферой радиуса 35 нм.

В качестве величины, характеризующей нелинейный (квадратичный) отклик, рассчитывался интеграл от четвертой степени электрического поля E по объему наночастицы и зонда при различных взаимных положениях зонда и частицы. Характерные изображения, получаемые в расчете, приведены на Рис.3. Результаты численного моделирования показывают, что двумерная картина нелинейного отклика существенно зависит от взаимной ориентации зонда и наночастицы, а также поляризации внешнего электрического поля. Это позволяет не только определять по нелинейно-оптическому сигналу место расположения наночастиц на поверхности, но и получать дополнительную информацию, например, об ориентации несимметричных наночастиц, что не может быть достигнуто при помощи методов атомно-силовой микроскопии в силу недостаточного пространственного разрешения.

1. Huang X. et al. J. Am. Chem. Soc. **128**, 2115 (2006).

2. Bouhelier A. et al. Phys. Rev. Lett. **95**, 267405 (2005).

3. http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep.



(а) (б)

Рис. 3. Численно рассчитанное распределение нелинейного отклика золотой наночастицы при различных положениях зонда АСМ над частицей. Овалом обозначено положение наночастицы. Стрелкой показано направление поляризации электрического поля

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Исследование LPP источника излучающего в области 6.7нм

***Д.Б. Абраменко*[1], *В.С. Бушуев*[3,1], *Р.Р. Гаязов*[2], *В.М. Кривцун*[2], *М.В. Спиридонов*[4], *А.М. Чекмарев*[3], *О.Ф. Якушев*[3], *К.Н. Кошелев*[2]**

[1] УЭФ-Лабс, Троицк, Москва
[2] Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва
[3]Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва
[4]Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

e-mail: dbabramenko@gmail.com.

Коротковолновая проекционная нанолитография является одной из важных и интенсивно исследуемых научно-технических задач на данный момент. Для её реализации необходимо создать мощный источник излучения в заданном спектральном диапазоне BEUV (beyond extreme ultraviolet). Выбор спектральной области определяется наличием соответствующих хорошо отражающих многослойных зеркал. Такой источник можно реализовать на основе лазерной плазмы (LPP) с мишенью на основе гадолиния (Gd) и тербия (Tb). Высокоионизированная плазма данных элементов излучает достаточно узкий квазиконтинуум в искомой спектральной области. Плазма создаётся импульсным CO_2 лазером (λ = 10.6мкм) или лазером на неодимовом стекле (λ = 1.06 мкм).

В работе исследовались источники со следующими лазерами. CO_2 лазер атмосферного давления с энергией порядка 1 Дж и длительностью импульса 80-120нс. При этом обеспечивалась плотность мощности на мишени 10^9 - $2*10^{10}$ Вт/см^2. Лазер на неодимовом стекле с энергией порядка 1Дж и длительностью импульса 1-2нс с плотностью мощности порядка 10^{12}-10^{13}Вт/см^2. Nd-YAG лазер с длительностью 20нс и плотностью мощности на мишени порядка 10^{10}Вт/см^2.

Подробно исследованы пространственные, временные и спектральные характеристики BEUV источников. Для измерения размеров источника использовался метод камеры-обскуры с регистрацией на CCD матрице. Размеры BEUV источника существенны для нанолитографических применений. Спектральный диапазон излучающей плазмы исследовался с помощью спектрометра скользящего падения с CCD регистрацией. Характерный вид спектров получаемых на BEUV источниках с Gd плазмой показан на **Рис. 1.** При помощи быстрого фотодиода изучались также временные характеристики источника излучения. В данной работе подробно представлена процедура измерения CE (conversion efficiency) в гадолинии на центральной длине волны 6.775нм в полосе 0.6%.

Использование лазеров с сильно различающимися длинами волн генерации (CO_2 лазер – 10.6мкм, Nd лазер – 1.06мкм) кардинальным образом сказывается на виде спектра гадолиневой плазмы. Спектр полученный с помощью CO_2 лазера имеет характер узкого квазиконтинуума с выделеным пиом на 6.7нм. Спектр же полученый с помощью Nd лазера (с длительностью 20нс) напоминает спектр черного тела, гораздо более широкополосный с слабо выраженным пиком на 6.7нм. Это связано с разницей критической электронной плотности для длин волн 1.06мкм и 10.6мкм. В случае Nd лазера критическая плотность на два порядка превосходит критическую плотность CO_2 лазера. В результате Gd плазма в случае Nd лазера является оптически плотной для излучения на длине волны 6.7нм, что приводит к широкополосному спектру. Использовали два способа для решения этой проблемы. В первом случае менялась геометрия разлёта – стреляли в торец Gd фольги. Плазма разлеталась в существенно больший телесный угол нежели при стрельбе по плоской мишени. В результате плотность плазмы падала быстрее, чем в плоском случае. Во втором случае изменялась концентрация гадолиния. В качестве мишени использовался порошок Gd_2O_3 размешанный в полиэтилене. Таким образом существенно снижали содержание Gd в плазме. Оба метода приводили к тому, что спектр гадолиния становился узкополосным с ярко выделенным пиком на длине волны 6.7нм.

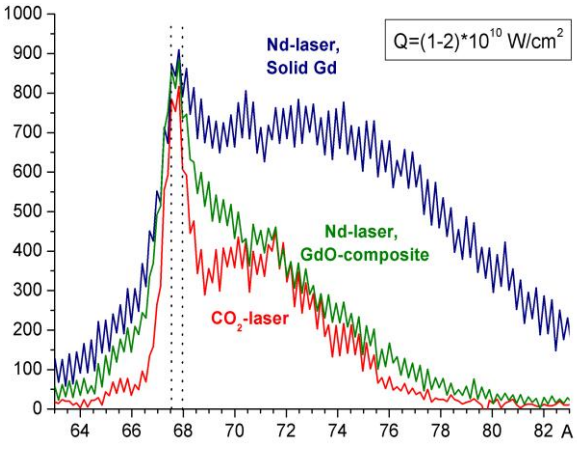


Рис. 1. Характерные спектры излучения BEUV источников с различными лазерами и мишенями

Максимальный CE был получен с CO_2 лазером на Gd мишени с «кратером» и составил 1.65%.

Рентгеновские исследования магнитных многослойных пленок

М.А. Андреева

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

e-mail: Mandreeva1@yandex.ru

Рентгеновская резонансная магнитная рефлектометрия (XRMR – X-ray resonant magnetic reflectivity), осуществляемая вблизи краев поглощения на поляризованном излучении на специализированных синхротронных станциях, дает уникальной информацию об особенностях магнитного упорядочения в многослойных структурах и составляет мощную конкуренцию рефлектометрии поляризованных нейтронов. Основные преимущества XRMR - элементная селективность и возможность работы не только с угловыми зависимостями, но и со спектрами отражения. Однако интерпретация данных XRMR, например, поляризационных свойств отраженного пучка или асимметрии отражения по знаку круговой поляризации, намного сложнее, чем обычных рефлектометрических кривых, что требует развития новых алгоритмов решения проблемы.

Одной из первых работ, где наблюдался впечатляюще большой «дихроизм» в отражении (до ~ 80%), была работа C.-C. Kao, et al. [1]. Эксперимент проводился на синхротроне NSLS (Bell laboratories) в L-MOKE геометрии (магнитное поле в плоскости рассеяния). Исследуемая ОЦК пленка Co была составной частью многослойной структуры GaAs/ZnSe(56 нм)/Fe(0.5 нм)/Co(3.7 нм)/Al_2O_3 (36 нм).

Зависимость отражения от направления намагниченности (или, что то же самое почти всегда, от знака круговой поляризации) приводит к возникновению брэгговских максимумов с полуцелыми индексами на кривых отражения, если исследуемая периодическая многослойная структура (ПМС) имеет антиферрромагнитное (AF) межслойное упорядочение, приводящее к удвоению магнитного периода по сравнению с химическим. Такие максимумы впервые наблюдались в работе [2] для AF структуры $[Ag(1.1\text{ нм}/Ni_{80}Fe_{20}(1.3\text{ нм})]_n$ на излучении вблизи L_3 края поглощения Ni (E_{ph}=707 эВ). «Магнитные» максимумы наблюдались также для s-поляризованного излучения (773.5 эВ, Co L_3 edge) при отражении от AF структуры $[Co/Cr]_n$ в работе [3].

Таким образом, в отражении можно изучать магнитные свойства не только с кругополяризованным излучением. При исследовании ферромагнитно упорядоченных слоев отражение для π-поляризованного излучения зависит от знака поля, приложенного перпендикулярно поверхности – это известный экваториальный эффект Керра (T-MOKE). Интересно, что теоретическое описание должно учитывать, что тангенциальные компоненты электрического и магнитного поля излучения, непрерывные на границе раздела, не просто пропорциональны амплитуде поля и ее z- производным (как это принято в обычной рентгеновской оптике), а зависят от направления намагниченности. Экспериментально угловая зависимость асимметрии по знаку поля была измерена для очень мягкого излучения в окрестности 3p краев поглощения Fe (для энергий фотонов 56.5 эВ и 51.8 эВ) [4]. Образец представлял собой тонкую пленку железа на GaAs. Эффект достигал 55 %.

При скользящих углах падения эффект становится пренебрежимо малым, и зависимостью амплитуды рассеяния от знака поля в экваториальной геометрии обычно пренебрегают. Однако, эффект может быть усилен в случае AF ПМС, для которых он обуславливает появление “магнитных” брэгговских максимумов не только для мягкого рентгеновского излучения, но и, например, для мёссбауэровского отражения (λ=0.086 нм) при скользящих углах [5].

Наличие AF-упорядоченной структуры в одиночном слое может быть детектировано за счет эффекта линейного дихроизма, не зависящего от знака намагниченности в слое. В этом случае различие спектров отражения для π-поляризованного излучения, получаемое при повороте образца на 90^o дает нужную информацию. В образце Ta/MnNi/Co/Ta/Cu, исследованном в работе [6], направление AF упорядочения в слое MnNi было задано направлением намагниченности в прилегающем слое Co. Эффект линейного дихроизма в отражении при 90^o-повороте образца в L_3 резонансе Ni составил ~ 22 %. Таким образом, была продемонстрирована возможность исследования AF слоев, находящихся в глубине многослойной структуры («buried layers»).

Важным отличием XRMR от метода рентгеновского кругового дихроизма (XMCD) является возможность исследовать магнитные свойства резонансных атомов селективно по глубине. Профили распределения магнитных свойств методом XRMR исследованы в интерфейсе Py/CoO для атомов Ni и Co [7], по атомным монослям для ультратонких fcc Fe слоев на Cu [8], в интефейсах структуры $CaRuO_3/CaMnO_3$ [9], методом XRMR обнаружена ферромагнитная связь слоя CoO с прилегающим слоем Co-Pt, обладающим перпендикулярной магнитной анизотропией в структуре $[NiO(3ML)/CoO(3ML)]_3$/Pt-Co/Pt(111) [10], зафиксирован пиннинг орбитальных моментов атомов Mn в интерфейсе структуры $Mn_{52}Pd_{48}$(75nm)/ Fe(8.5nm) [11] и т.д.

В случае ПМС асимметрия спектров отражения зависит от распределения магнитных момен-

тов резонансных атомов по глубине периода, то есть с нанометроввым разрешением. Теоретическая иллюстрация такой зависимости была представлена в [12]. Исследование профилей распределения магнитных моментов Co и Mn в мультилоях, включающих полуметаллические соединения Гейслера с немагнитными прослойками $[Co_2MnGe/Au]_n$ и $[Co_2MnGe/V]_n$, проведено в работе [13]. Спиральные развороты магнитных моментов в слоях Gd при приложении внешнего поля в направлении, перпендикулярном к жесткой оси намагничивания для структуры $[Fe/Gd]_n$, предложены для интерпретации данных XRMR в работах [14-15].

Анализ влияния распределения магнитного момента атомов железа по глубине периода на асимметрию резонансных спектров интегральной интенсивности брэгговских максимумов проведен в [16]. Экспериментальные спектры отражения от ПМС MgO/[Fe(6ML)/(Co(6ML)]$_{50}$/V(10Å) для излучения в окрестности $L_{2,3}$ краев поглощения Fe и Co были получены на станция D1011 синхротрона MAX-lab в Лунде (Швеция). К сожалению, период структуры этого образца был очень мал (1.08 нм), поэтому для резонансного излучения с длиной волны ~1.7 нм существовал только брэгговский максимум первого порядка (θ_B~54^o), который характеризует состояние средней части резонансных слоев. Анализ асимметрии спектров интегральных интенсивностей дал значение магнитного момента на атом железа ~ 2.6 μ_B.

Элементная селективность метода обеспечивает выявление магнитных свойств у различных атомов в структуре, и, в частности, позволяет доказать наличие наведенных магнитных моментов у немагнитных атомов в магнито-упорядоченной структуре. Профиль изменения наведенных магнитных моментов на атомах Pt в интерфейсе Pt/Co исследовался в работе [17]. Экспериментальные исследования распределения по периоду наведенного магнитного момента на атомах церия и лантана в структурах $[Ce/Fe]_n$ и $[La/Fe]_n$ соответственно были проведены на ESRF (ID12A BeamLine) [18] по асимметрии спектров отражения, измеренных в нескольких порядках брэгговского отражения. Наведенные магнитные моменты на атомах W исследовались в ПМС [Fe(3 нм)/W(1.1 нм)]$_n$, в которой при обработке спектров асимметрии отражения в 4^x брэгговских максимумах обнаружено AF упорядочение для атомных слоев W в каждом периоде структуры [19].

Задача восстановления профиля изменения наведенного магнитного момента резонансных атомов Au решалась для структуры [Co (4.8 нм) / Au (1.2 нм)]$_{10}$, изготовленной в условиях UHV (10^{-9} мбар) на Si/SiO_2 подложке (Институт физики г. Братислава). О высоком качестве многослойки свидетельствовало наличие брэгговских максимумов 4^x порядков на рефлектометрических кривых. Различные порядки отражения характеризуют различные слои в периоде повторения структуры. Обработка спектров асимметрии отражения по знаку круговой поляризации, измеренных в 4х порядках брэгговского отражения, позволила восстановить профили изменения по глубине одного периода наведенного магнитного момента на атомах Au, которое оказалось несимметричным и осциллирующим (**Рис. 1**) [20]. Исследования аналогичным способом ПМС $[Fe/Au]_n$ привели к противоположному заключению о монотонном убывании наведенного магнитного момента атомов Au с удалением от границы раздела Fe/Au [21-22]. Отметим, что интерпретация данных XRMR достаточно сложна и дает неоднозначные результаты.

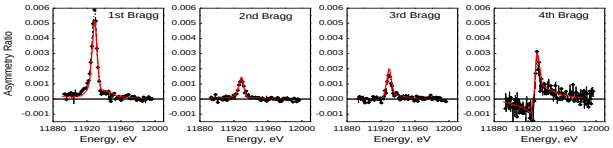


Рис. 1. Для магнитных исследований представляют интерес исследования петель магнитного гистерезиса, измеряемых по изменению асимметрии магнитных брэгговских максимумов от ПМС, а также в диффузном рассеянии [23]. Однако, ввиду сложной трансформации формы брэгговских максимумов при изменении энергии падающих фотонов [24-25], такие исследования могут давать противоречивые результаты

Важной проблемой в интерпретации и моделировании спектров и угловых зависимостей XRMR является отсутствие надежных табличных данных для восприимчивостей среды (показателей преломления) вблизи краев поглощения и, в частности, магнитных добавок в тензоре восприимчивости. Определение оптических констант, включая магнитные добавки, методом XRMR для $L_{2,3}$ краев поглощения иттрия (то есть в энергетических интервалах 2071 – 2095 эВ и 2145 – 2185 эВ) проведено на образце Nb(4 nm)/YFe_2(40 nm<110>)/Fe(1.5 nm)/Nb(50nm)/сапфир, изготовленом в Университете г. Нанси. Измерения рефлектометрических кривых для набора энергий вблизи $L_{2,3}$ краев поглощения иттрия проводились в L-MOKE геометрии на излучении круговой поляризации на станции ID12 ESRF [26].

В теории ренгеновской рефлектометрии в связи с необходимостью учета анизотропии магнитного рассеяния возникли существенные усложнения. Хотя теория отражения от анизотропных слоев развита достаточно давно в оптике видимого диапазона (см, например, [27-28]), для рентгеновского диапазона большинство работ по теории XRMR использует подход, основанный на вычислении собственных поляризаций в каждом анизотропном слое [29-31, 14]. Расчеты при этом

становятся очень громоздкими, но и использование более продвинутого метода 4x4-матриц распространения, развитого нами для случая XRMR [32-34], не слишком существенно ускоряет счет. Поэтому предпринимаются различные попытки использовать приближенные подходы: введение суперматриц [15], использование дифракционного подхода [35]), упрощают вычисление магнитной «добавки» [36] и т.д. В работе [37] проанализирована применимость различных приближений.

Наиболее радикальным упрощением является переход к кинематическому пределу, который практически всегда применим для углов скольжения существенно больших критического угла полного отражения. В случае, когда рассеяние изотропно, известный алгоритм Паррата в кинематическом пределе дает простую формулу для амплитуды отраженной волны [38-39]:

$$R = \frac{1}{4\sin^2\theta}\sum_{j=1}^{L}(\chi_{j-1}-\chi_j)\,e^{i(Qz_{j-1}+\frac{\kappa}{\sin\theta}\sum_{k=1}^{j-1}\chi_{0k}d_k)}, \quad (1)$$

$Q = 2\kappa\sin\theta = \frac{4\pi}{\lambda}\sin\theta$ - вектор рассеяния, $\kappa = \omega/c$, z_{j-1} - глубина границы раздела j-1 и j слоев, d_k - толщины слоев.

Получить аналогичное выражение для случая анизотропного рассеяния можно из матричных рекуррентных соотношений, полученных, например, в [40-41]. Эти соотношения формулируются в терминах 2x2-матриц поверхностного импеданса $\hat{\gamma}^{\pm}$, связывающего тангенциальные компоненты электрического и магнитного поля излучения, и нормальной рефракции $\hat{\mathbf{N}}^{\pm}$ векторов магнитного поля излучения, распространяющегося в прямом и обратном направлениях. Процедура вычисления этих планарных тензоров описана в [28]:

$$\hat{\gamma}^{\pm} = [(\eta_1^{\pm}+\eta_2^{\pm})\hat{\mathbf{B}} - \hat{\mathbf{A}}\hat{\mathbf{B}} - \hat{\mathbf{B}}\hat{\mathbf{D}}]^{-1} \times [\hat{\mathbf{B}}\hat{\mathbf{C}} + (\hat{\mathbf{A}}-\eta_1^{\pm}\hat{\mathbf{I}})(\hat{\mathbf{A}}-\eta_2^{\pm}\hat{\mathbf{I}})] \quad (2)$$

$$\hat{\mathbf{N}}^{\pm} = \hat{\mathbf{A}} + \hat{\mathbf{B}}\hat{\gamma}^{\pm} \quad (3)$$

В этих соотношениях $\eta_1^{\pm}, \eta_2^{\pm}$ - собственные значения нормальных компонент волновых векторов (в единицах ω/c), а $\hat{\mathbf{A}}, \hat{\mathbf{B}}, \hat{\mathbf{C}}, \hat{\mathbf{D}}$ - 2x2 блоки матрицы распространения $\hat{\mathbf{M}}(z) = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{A}} & \hat{\mathbf{B}} \\ \hat{\mathbf{C}} & \hat{\mathbf{D}} \end{pmatrix}$.

Отражение для тангенциальных компонент магнитного поля $\hat{\mathbf{p}}$ вычисляется на каждой границе $j/(j+1)$ с помощью тензорного соотношения

$$\hat{\mathbf{p}} = (\hat{\gamma}_{j+1}^{+} - \hat{\gamma}_j^{-})^{-1}(\hat{\gamma}_j^{+} - \hat{\gamma}_{j+1}^{+}) \quad (4)$$

Упрощая матричное рекуррентное соотношение в кинематическом пределе для углов скольжения, существенно больших критического, и переходя от рассмотрения тангенциальных компонент магнитного поля к коэффициенту отражения для π и σ поляризаций, получаем кинематическую формулу в виде:

$$\hat{\mathbf{R}} = \begin{pmatrix} R_{\sigma\sigma} & R_{\sigma\pi} \\ R_{\pi\sigma} & R_{\pi\pi} \end{pmatrix} \cong \sum_j e^{-i\kappa_1 d_1 \hat{\mathbf{n}}_1^-}\ldots e^{-i\kappa d_{j-1}\hat{\mathbf{n}}_{j-1}^-} \times \hat{\mathbf{r}}_{j-1,j}\, e^{+i\kappa d_{j-1}\hat{\mathbf{n}}_{j-1}^+}\ldots e^{+i\kappa\kappa_1\hat{\mathbf{n}}_1^+} \quad (5)$$

Для конкретного вида диэлектрического тензора (намагниченность в плоскости поверхности, образует произвольный угол ψ с нормалью к плоскости рассеяния):

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} 1+\chi_0 & 0 & i\Delta\chi_m\sin\psi \\ 0 & 1+\chi_0 & -i\Delta\chi_m\cos\psi \\ -i\Delta\chi_m\sin\psi & i\Delta\chi_m\cos\psi & 1+\chi_0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

мы реализовали алгоритм (2-5) и провели соответствующие кинематическому случаю упрощения, что дало [42]:

$$\hat{\mathbf{r}}_{j-1,j} = \begin{pmatrix} R_{\sigma\sigma} & R_{\sigma\pi} \\ R_{\pi\sigma} & R_{\pi\pi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{22} & -p_{21}\sin\theta \\ \frac{p_{12}}{\sin\theta} & -p_{11} \end{pmatrix} \cong \frac{1}{4\sin^2\theta}\times \times \begin{pmatrix} \chi_{0\,j-1}-\chi_{0j} & -(b_{j-1}-b_j) \\ (b_{j-1}-b_j) & (\chi_{0\,j-1}-\chi_{0j})\cos 2\theta - 2\sin\theta(a_{j-1}-a_j) \end{pmatrix} \quad (7)$$

где

$$b = i\Delta\chi_m\sin\psi\cos\theta = \chi_{xz}\cos\theta,\ a = i\Delta\chi_m\cos\psi\cos\theta. \quad (8)$$

Матричные показатели преломления для случая (6) получаются в виде:

$$\mathbf{n}^{\pm} = \begin{pmatrix} n^{\pm}_{\sigma\sigma} & n^{\pm}_{\sigma\pi} \\ n^{\pm}_{\pi\sigma} & n^{\pm}_{\pi\pi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pm(\sin\theta + \frac{\chi_0}{2\sin\theta}) & \mp\frac{b}{2\sin\theta} \\ \pm\frac{b}{2\sin\theta} & \pm(\sin\theta+\frac{\chi_0}{2\sin\theta}) \end{pmatrix} \quad (9)$$

Можно легко убедиться, что (7) соответствует градиенту на границах раздела поперечного тензора восприимчивости $\hat{\chi}^{\perp sc}$, который в случае произвольного тензора $\hat{\varepsilon}$ имеет вид:

$$\hat{\chi}^{\perp sc} = (E_{2\sigma}, E_{2\pi})\chi\begin{pmatrix} E_{1\sigma} \\ E_{1\pi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy}\sin\theta - \chi_{xz}\cos\theta \\ -\chi_{yx}\sin\theta - \chi_{zx}\cos\theta & \chi_{zz}\cos^2\theta - \chi_{yy}\sin^2\theta + \cos\theta\sin\theta(\chi_{yz}-\chi_{zy}) \end{pmatrix} \quad (10)$$

Аналогично можно получить матрицы показателей преломления для общего случая.

Применимость кинематического алгоритма иллюстрирует **Рис. 2.** Расчет сравнивался с точным расчетом, выполненным с помощью пакета программ [34]. Точечная кривая получена в пренебрежении магнитными добавками в показателе

преломления, что существенно упрощает кинематическую формулу (6), однако, как видно на вставке, в отдельных случаях это пренебрежение не оправдано.

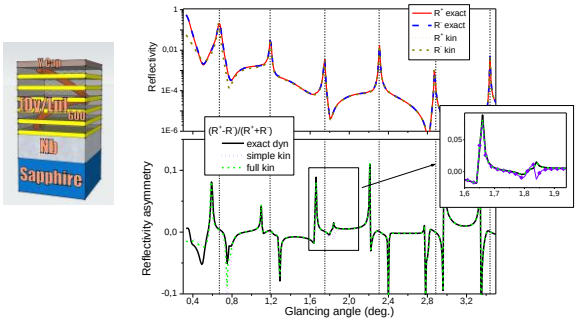


Рис. 2. Расчет коэффициента отражения и его асимметрии по знаку круговой поляризации излучения с энергией фотонов E_{ph}=7790 eV (L_3-край поглощения Dy) от ПМС $[Dy(5нм)/Lu(3нм)]_{70}$ с геликоидальным магнитным упорядочением намагниченности слоев Dy. Магнитный период равен 6 химическим периодам. «Магнитные» сателлиты проявляются только на кривых асимметрии (нижний график)

Ряд приведенных примеров разнообразных магнитных исследований характеризуют метод XRMR как исключительно эффективный и плодотворный метод, позволяющий решать фундаментальные проблемы в теории магнетизма и проводить расшифровку магнитной структуры многослойных пленок, в том числе и тех, которые являются базовыми элементами спинтроники. В то же время интерпретация и обработка экспериментальных резонансных спектров отражения и их асимметрии по поляризации или по направлению поля представляет значительные трудности и требует дальнейшего развития теории и совершенствования способов подгонки экспериментальных данных. В нашей работе представлен наиболее простой алгоритм вычисления спектров и угловых зависимостей XRMR.

Работа поддержана РФФИ №12-02-00924-а.

1. Kao C.-C., Chen C.T., Johnson E. D. et al., Phys. Rev. B **50**, 9599 (1994).
2. Tonnerre J.-M. et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 740 (1995).
3. Mirone A., Sacchi M., Dudzik E., et al., JMMM **218**, 137 (2000).
4. Kleibert A., Valencia S., Mertins H.-Ch., Bansmann J., BESSY- Annual reports 2003, p.163.
5. Andreeva M.A., Journal of Physics: Conference Series **217**, 012013 (2010).
6. Oppeneer P.M., Mertins H.-Ch., Abramsohn D., et al., Phys. Rev. B **67**, 052401 (2003).
7. Roy S., Sanchez-Hanke C., Park S., et al., Phys. Rev. B **75**, 014442 (2007).
8. Meyerheim H. L., Tonnerre J.-M., Sandratskii L., et al., PRL **103**, 267202 (2009).
9. Freeland J. W., Chakhalian J., Boris A. V., et al., Phys.Rev. B **81**, 094414 (2010).
10. Tonnerre J. M., De Santis M., Grenier S., et al., PRL **100**, 157202 (2008).
11. Brück S., Schütz G., Goering E. et al., PRL **101**, 126402 (2008).
12. Sacchi M., Rassegna Scientifica **4**, 3 (1999).
13. Bergmann A., Grabis J., Nefedov A., Westerholt K., Zabel H., J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 842 (2006).
14. Ishimatsu N., Hashizume H., Hamada S., et.al., Phys. Rev. B **60**, 9596 (1999).
15. Kravtsov E., Haskel D., te Velthuis S.G.E., et.al., Phys. Rev. B. **79**, 1334438 (2009).
16. Andreeva M.A., Smekhova A.G., Lindgren B., Björck M., Andersson G., JMMM **300**, e371 (2006).
17. Geissler J., Goering E., Justen M., et.al., Phys. Rev. B **65**, 020405 (2001).
18. Séve L., Jaouen N., Tonnerre J.M. et al., Phys.Rev. B **60**, 9662 (1999).
19. Jaouen N., Van der Laan G., Johal T. K.,, Phys. Rev.B **70**, 094417 (2004).
20. Andreeva M., Rogalev A., Smekhova A., et al. “Fourth Seeheim Conference on Magnetism (SCM - 2010)”, Program and Abstracts, P-07, p.168.
21. Ohkochi T., Mibu K., Hosoito N., Journal of the Physical Society of Japan, **75**, 104707 (2006).
22. Hosoito N., Ohkochi T., Kodama K., Yamagishi R., Journal of the Physical Society of Japan, **78**, 094716 (2009).
23. Marrows C. H., Steadman P., Hampson A. C., et al., Phys. Rev. B **72**, 024421 (2005).
24. Valvidares S. M., Quirós C., Mirone A., et al., Phys. Rev. B **78**, 064406 (2008).
25. Андреева М.А., Одинцова Е.Е., Письма в ЖЭТФ **93**, 78-82 (2011).
26. Смехова А.Г., Andreeva M.A., Одинцова Е.Е. и др., Кристаллография **55**, 883 (2010).
27. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука. 1970. 855 с.
28. Барковский Л.М., Борздов Г.Н., Лаврукович В.И., Журнал прикладной спектроскопии **25**, 526 (1976).
29. J. Zak, E.R. Moog, C. Liu, S.D. Bader, Phys. Rev. B. **43**, 6423 (1991).
30. Stepanov S.A., Sinha S.A., Phys. Rev. B **61**, 15302 (2000).
31. M. Elzo, E.Jal, O.Bunau et al., JMMM **324**, 105 (2012).
32. Andreeva M.A., Smekhova A.G., Applied Surface Science **252**, 5619 (2006).
33. Андреева М.А., Смехова А.Г., Изв. РАН, сер. физическая **72**, No.5, 693 (2008).
34. http://kftt.phys.msu.ru/personalii/Andreeva/XRMR
35. Татарский Д.А., Фраерман А.А. Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтр. исслед. № 7, 10 (2012).
36. Ott H., Schubetaler-Langeheine C., et al., Appl. Phys. Lett. **88**, 212507 (2006).
37. Одинцова Е.Е., Андреева М.А., Поверхность: Рентген., синхр. и нейтр. исслед., № 11, 46 (2010).
38. Hamley I.W., Pedersen J.S., J Appl. Cryst. **27**, 29 (1994).
39. Andreeva M.A., Lindgren B., Phys. Rev. B **72**, 125422 (2005).
40. Хайдуков Ю.Н., Андреева М.А. Вестник Моск. Ун-та, серия физическая, № 2, 30 (2004).
41. Смехова А.Г., канд. диссер., физфак МГУ (2006).
42. Andreeva M.A., Репченко Ю.Л., Кристаллография, в печати.

Изготовление рентгеновских зеркал в форме сектора фигур вращения

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Д.Г. Волгунов, Л.А. Мазо, А.И. Харитонов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Для коллимации или фокусировки излучения квазиточечных источников рентгеновского излучения жесткого рентгеновского диапазона длин волн (λ~0,1 нм) в настоящее время широко используются симметричные системы зеркал Киркпатрика-Байеза (К-Б), состоящие из двух одинаковых зеркал в форме параболического или эллиптического цилиндра, образующие которых взаимно перпендикулярны. Их характерная угловая апертура составляет 0,0001 стерадиан. В данной работе предлагается методика изготовления поверхностей в виде сектора вращения с близкой по величине угловой апертурой, которые могут служить альтернативой системам К-Б.

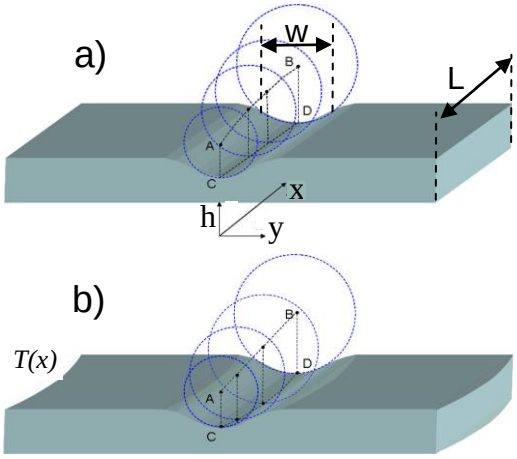


Рис. 1. Схема методики

Методика изготовления

Методика изготовления состоит из двух стадий. На первой стадии (рис.1a) на поверхности плоской тонкой подложки вытравливается длинная (*L*~40-60 мм) канавка. Вблизи дна канавки на размере w~1 мм распределение радиусов кривизны *R(x)* вдоль оси *x* в плоскостях перпендикулярных оси должно быть равно расчетному распределению радиусов фигуры вращения $R(x)=R_{calc}(x)$. Кроме того, геометрическое место нижних точек поперечных окружностей (кривая $h_0(x)$=CD) должны лежать в одной плоскости (*hx*).

Для реализации первой стадии выбран метод реактивного ионно-лучевого травления (РИЛТ) с использованием фокусирующей щели на установке, описанной в [1] (рис. 2). Этот метод позволяет сохранять шероховатость атомарно гладкой поверхности при травлении на глубину более 50 микрон. Кроме того, метод обладает довольно высокой производительностью и позволяет создавать удобную зону травления.

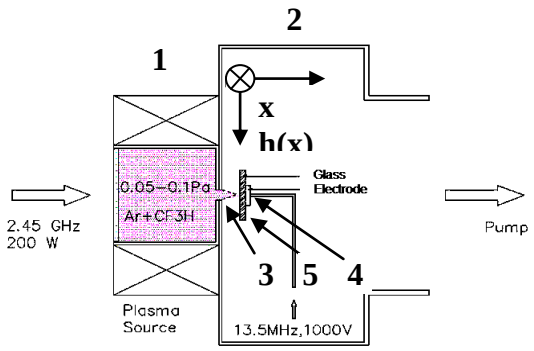


Рис. 2. Схема установки реактивного ионно – лучевого травления. 1- разрядная камера. 2- камера травления. 3- щель, расположенная вдоль оси x. 4- электрод смещения. 5-образец

Для получения поперечных сечений в виде дуг окружности, подложка перемещается поперек щели (вдоль оси y) по закону движения *t=t(y)*, полученному путем компьютерного моделирования процесса травления [2].

Для обеспечения необходимого распределения радиусов кривизны вдоль щели *R(x)*, используется щель с меняющейся вдоль оси *x* шириной *D=D(x).*

На второй стадии (рис.1b) подложку необходимо изогнуть относительно оси *y* по цилиндрической поверхности так, чтобы центры радиусов поперечных окружностей легли на одну прямую. Направляющая *T(x)* этой цилиндрической поверхности находится из условия:

$$\frac{dT(x)}{dx}=\frac{dR_{calk}}{dx}-\frac{dh_0(x)}{dx} \qquad (1)$$

Отсюда, задавая конкретную зависимость $R_{calc}(x)$ и измеряя зависимость $h_0(x)$, находим направляющую цилиндрической поверхности *T(x)*. Измерения поперечных радиусов *R(x)* и рельефа дна $h_0(x)$ проводились на интерференционном микроскопе Talysurf CCI 2000 по методике [4].

Для реализации второй стадии использован широко применяемый нами метод реплик [3]. Вначале изготавливается стеклянный выпуклый шаблон, имеющий форму цилиндра с направляющей T(x), полученной из выражения (1). Образец с нужным распределением радиусов R(x) сажается на оптический контакт на шаблон. Затем к нему приклеивается толстая матрица для фиксации формы. Полученная поверхность будет иметь форму сектора фигуры вращения.

Вогнутое параболическое зеркало

По изложенной методике был изготовлен сектор поверхности параболоида вращения со

следующими параметрами: $R_{calc}(x)=(2px)^{0,5}$, где $p=0.1$ мм, x= 70-130 мм.

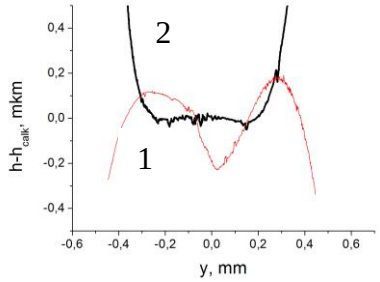


Рис.3. Отличие профиля травления от окружности (1-вогнутое зеркало, 2-выпуклое).

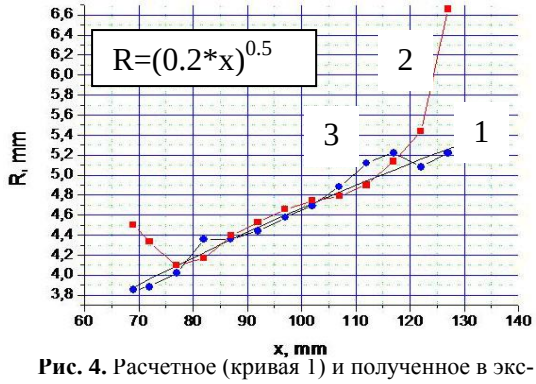


Рис. 4. Расчетное (кривая 1) и полученное в эксперименте распределение поперечных радиусов кривизны для вогнутого (кривая 2) и выпуклого (кривая 3) сектора вдоль зоны травления

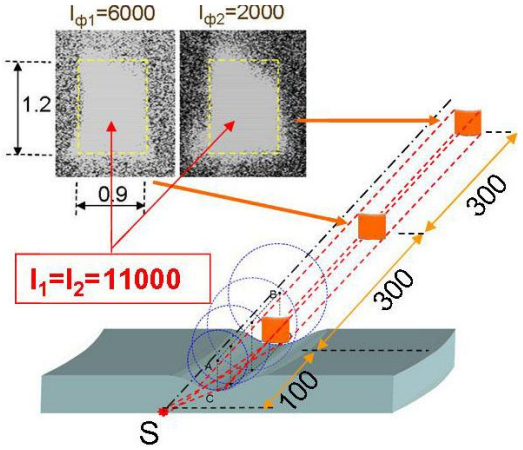


Рис. 5. Схема и результаты измерений вогнутого коллимирующего зеркала

Во всех сечениях вблизи дна канавки травления отклонение поперечного профиля от окружности не превышает Δh<0.5 мкм (рис.3, кривая1). Для получения нужного распределения радиусов был выбран простейший случай линейной зависимости $D(x)=kx+c$. Даже в линейном случае удалось получить хорошее совпадение эксперимента с расчетом – отклонение поперечных радиусов кривизны от расчета ΔR не превышает 200 микрон на длине Δx= 40 мм (рис.4, кривая 1). Рост отклонения ΔR на концах связан с изменением конфигурации фокусирующей системы на краях щели. Дальнейшего уменьшения величины ΔR можно добиться за счет применения диафрагмы с нелинейным законом изменения ее ширины. Далее подложка с канавкой изгибалась, как было указано выше. В конце на готовую поверхность вращения напылялось соответствующее градиентное многослойное зеркало на длину волны 0,154 нм.

Зеркало испытывалось на рентгеновском стенде. Источник S (микрофокусная трубка с фокусом d=30 мкм) помещался в расчетный фокус зеркала на расстоянии 100 мм от центра зеркала. Далее зеркало юстировалось и снималось распределение интенсивности в двух плоскостях, перпендикулярных оси на расстоянии 300 и 600 мм от центра зеркала (рис.5). Поскольку зеркало параболическое, размер пучка и распределение интенсивности в нем не должно меняться с расстоянием. Это и наблюдается в эксперименте, причем продольный и поперечный размеры не меняются и соответствуют расчету. Интенсивность фонового излучения падает примерно по закону $1/r^2$. Т.о. данная методика позволяет изготавливать коллимирующие зеркала с апертурами, близкими к апертурам симметричных К-Б систем. Отметим, что изготовление эллиптических зеркал может вестись по той же схеме.

По этой же методике была предпринята попытка изготовления поверхности в виде выпуклого сектора вращения. Эта работа не закончена, однако необходимое распределение радиусов получено, причем на большей длине (60мм). Отклонение поперечного профиля от окружности также улучшено почти на порядок (рис. 3, 4 кривые 2, 3). Такие поверхности перспективны в качестве шаблонов для метода реплик.

Работа поддержана РФФИ, проекты 10-02-00597, 13-02-97040.

1. Ахсахалян А.А. Возможности использования метода реактивного ионно-лучевого травления для изготовления двояко изогнутых поверхностей / А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Д.Г. Волгунов, Б.А. Грибков, А.И. Харитонов // Матер. симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, 2012. С. 536-537.

2. Ахсахалян А.А. Применение реактивного ионно – лучевого травления для коррекции формы рентгеновских зеркал / А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, Д.Г. Волгунов, М.В. Зорина, Е.Б. Клюенков, А.И. Каськов, М.И. Кузнецов, И.М. Нефедов, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов // Известия РАН. Сер. физическая. 2012. Т.76 №2. С. 196-198.

3. Ахсахалян А.Д. Компьютерное моделирование и оптимизация процесса травления цилиндрических зеркал / А.Д. Ахсахалян, М.В. Зорина, И.М. Нефедов, А.И. Харитонов // Матер. симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника-2011». Нижний Новгород, 2011. С. 598-599.

4. Ахсахалян А.Д. Изготовление многослойных рентгеновских цилиндрических отражателей / А.Д. Ахсахалян, Б.А. Володин, Е.Б. Клюенков, В.А.Муравьев, Н.Н. Салащенко, А.И.Харитонов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1999. Т.1. С.162-166.

5. Ахсахалян А.А. Методика измерений формы поверхности вращения на интерференционном микроскопе “Talysurf CCI 2000” / А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, М.В.Зорина, А.И. Харитонов // Известия РАН. Сер. физическая. 2011. Т.75 №1. С. 102-105.

Localized Mossbauer Edge Modes

V.A. Belyakov

L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Moscow

e-mail:bel@landau.ac.ru

Introduction Localized optical modes demonstrated some efficient applications in linear and nonlinear optics of periodical structures, and specifically, in the optics of photonic liquid crystals [1-3]. It is quite naturally to try to find also efficient applications of the localized modes in the optics of short wave length electromagnetic radiation up to X-ray range. The first publications related to X-ray localized modes [4,5] showed that experimental observation of X-ray localized modes assumes very high demands on the monochromatization of radiation and on the perfection of samples. It is why the studies of localized Mossbauer modes look as attractive approach to the problem. In this case there are no problems with the monochromatization of radiation because of extremely high monochromatization of Mossbauer radiation [6,7]. In the case of samples not containing Mossbauer isotopes the using of Mossbauer radiation solves the monochromatization problem being in all other aspects just the same as in the case of X-ray source of radiation [4,5]. For the samples containing Mossbauer isotopes the study of the problem requires an approach different from the case of X-ray and the results of corresponding study reveal qualitatively new effects. It is why main attention is paid here for the studying of the localized Mossbauer mode in structures containing Mossbauer isotope, specifically, Mossbauer edge mode (MEM). Schematic of the structure for which one has to solve the boundary problem is presented at Fig.1.

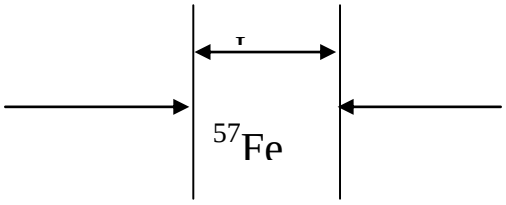


Fig. 1. Schematic of the boundary problem for edge mode

The solution of the problem for X-rays in the two-wave dynamical diffraction theory approximation is discussed in [4] and, in particular, a typical frequency dependence (in the same units as in [2]) of the layer reflection coefficient close to the stop band edge is presented at Fig.2. It is well known [1,2] that the real parts of edge mode (EM) frequencies coincide with the frequencies of the reflection coefficient minima, so EMs (being the localized at the thickness of layer eigen solutions of the electromagnetic boundary problem for the structure presented at Fig.1) may be numerated by integer numbers n (with the number of maxima in the distribution of EM energy inside the layer equal to n, and n=1 for the minimum closest to the stop band edge). Therefore in the investigation below we have to accept that the Mossbauer frequency coincides with the real part of one of EM frequencies.

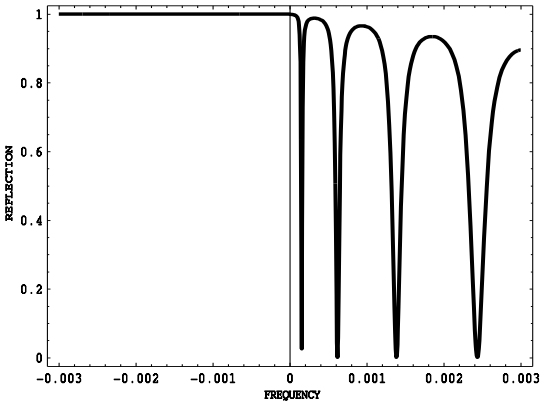


Fig.2 Reflection coefficient versus frequency

Main relations The specific of MEM compared with the X-ray edge mode (XEM) is connected with resonant nuclear interaction of Mossbauer radiation with nuclei of Mossbauer isotope present in the sample. The Mossbauer resonant scattering amplitude (and consequently the difference of effective dielectric constant from unity) is much larger than the one for X-ray. Another very important property of Mossbauer resonant scattering is a very sharp resonance. Solving the boundary problem for the Mossbauer radiation we have to use the explicit expression for the elastic Mossbauer forward scattering amplitude (see, for example, [6.7]):

$$f_M(\omega)=-(k/8\pi)\sigma_M[(\Delta\omega)/(\omega-\omega_M-i\Delta\omega/2)]\chi F_{LM} \quad (1)$$

where ω_M and $\Delta\omega$ are the Mossbauer resonant frequency and the width of Mossbauer line, respectively, σ_M is the maximum resonance cross section, k is the wave vector of Mossbauer radiation, F_{LM} is the Lamb-Mossbauer factor and χ is the isotopic enrichment of the sample. In the case of ^{57}Fe Mossbauer isotope the energy of transition is 14.4 kev, $\sigma_M = 2.56*10^6$ barn and the resonance sharpness $\Delta\omega/\omega_M = 10^{-12}$.

At the present stage of investigations it is reasonable to use a model of modulated continues distribution of the Mossbauer isotope in the sample and to use the effective dielectric constant for

Mossbauer radiation related to the scattering amplitude (1) by the following way:

$$\varepsilon_M(\omega)=1+(4\pi/k^2)f_M(\omega)N_M, \qquad (2)$$

where N_M is the density of Mossbauer nuclei.

MEM life-time Let us find the MEM life-time for the layer presented at Fig.1 with modulated dielectric constant given by (2) and the modulation amplitude δ. The approach to the problem is same as in [2] so we present here the final results. The typical value of the modulation amplitude δ for Mossbauer radiation is 10^{-3} - 10^{-4} and for X-ray by two orders less. The MEM will essentially influence the interaction of Mossbauer radiation with the layer if the MEM life-time τ_{MEM} is comparable with the Mossbauer level life-time. It means that for Mossbauer radiation the product of modulation amplitude and the number of periods in the layer N has to be large enough, i.e. $\delta N>1$. Because the real part of MEM frequency is coinciding with Mossbauer frequency ω_M (due to the sharpness of Mossbauer resonance) the condition for minimum of reflection coefficient [2] determines the value of period d in the layer ensuring coincidence of the nth edge mode frequency with the Mossbauer frequency ω_M :

$$n\pi/Lk_0 = \varepsilon^{1/2}\{1+(\tau/2k_0)^2/\varepsilon-[(\tau/k_0)^2/\varepsilon+\delta^2]^{1/2}\}^{1/2}, \qquad (3)$$

where $\tau=2\pi/d$, $k_0=\omega_M/c$, c is the speed of light, L is the layer thickness and ε is given by (2). A direct way of finding MEM life-time is solution of dispersion equation (similar to the Eq.(13) in [2]) relative to small parameter Δ determining imaginary part of the edge mode frequency ω_E: $\omega_E = \omega_M(1+i\Delta)$. Another option is to find the divergence of reflection or transmission coefficient for ω_E as a function of Δ. The found by these ways Δ determines $\tau_{MEM} = 1/\omega_M\Delta$.

The Fig.3 presents the divergence of reflection coefficient versus Δ calculated at δ=0.0005, N= L/d=50000 and is approximately related to the case of ^{57}Fe Mossbauer radiation for layer thickness L=2.5 μm (with the found $\Delta = -4*10^{-8}$). The corresponding τ_{MEM} ~ 6 psec what is much less than the life-time of Mossbauer level τ_M in ^{57}Fe which is close to 10 nsec. So, if the thickness of layer is increased by 10 times (L=25 μm) τ_{MEM} occurs to be almost the same as τ_M because τ_{MEM} for thick layers is proportional to the third power of L [2].

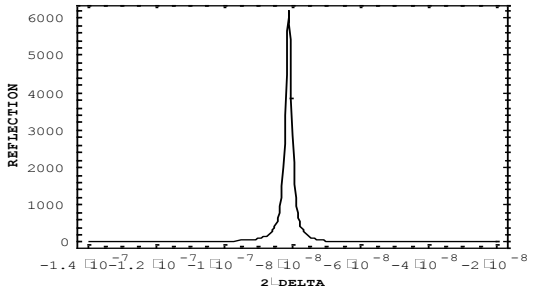


Fig. 3. Reflection coefficient versus Δ

For the X-ray edge mode (XEM) the calculation results in the XEM life-time τ_{XEM} ~ 2 fsec for the same layer of thickness L=2.5 μm. It is of interest also to estimate the lasing threshold at the MEM frequency. It may be done by the same way as in [2] introducing a small negative imaginary addition to the effective dielectric constant, i.e. assuming $\varepsilon=\varepsilon_M(\omega)(1+i\gamma)$, where small quantity γ is negative. Fig.4 shows that the divergence of reflection coefficient for the first MEM (n=1) happens approximately at $\gamma = -7.967*10^{-8}$. The obtained value of γ corresponds to the following population inversion of the levels in Mossbauer transition ensuring an onset of the lasing threshold $N_M^*/N_M = 1/2 - \gamma(\varepsilon_M k_0/2N_M\sigma_M)$, where N_M^* is the density of excited Mossbauer nuclei (for ^{57}Fe Mossbauer isotope at L=2.5 μm it occurs to be $N_M^*/N_M = 1/2 + 0.00012$).

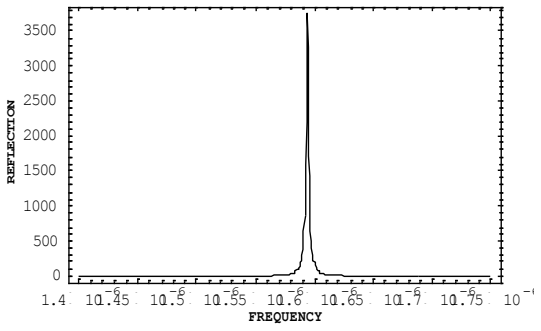


Fig. 4. Reflection coefficient versus frequency at $\gamma = -7.967*10^{-8}$

Discussion The obtained results show that the localization of Mossbauer radiation by MEM may influence the Mossbauer life-time. However, the rate of this influence is limited by inelastic nuclear processes (practically most important from them is the internal electron conversion). So, the MEM life-time may be increased up to the excited Mossbauer nucleus life-time relative to the internal electron conversion. Another process influencing the MEM life-time is a recoil emission of a quantum by Mossbauer nucleus depending on the Lamb-Mossbauer factor F_{LM}. However, in this process the shift of quantum energy from the resonant value is very small and the emitted recoil quantum is capable to excite XEM. One would expect that a more efficient localization of Mossbauer radiation may be achieved at the defect localized modes [3]. And finally it should be noted that a similar in the nature change of the Mossbauer life-time (superradiance) was experimentally observed in [8].

The work is supported by the RFBR grants 13-02-00240-a, 12-02-01016-a, 13-02-9045-Ucr-f-a, 13-02-90625-Arm-a.

1. Kopp V. I., Locolized optical modes in LC / V. I .Kopp, Z.-Q. Zhang, andA. Z.Genack //Prog. Quant. Electron. 2003. V.27, n6. P. 369.

2. Belyakov V.A. Edge optical modes/ V.A.Belyakov, S.V.Semenov// JETP. 2009, 109, 687.

3. Belyakov V.A. Defect modes in photonic LC / V.A. Belyakov, S.V.Semenov// JETP, 2011. V.112, P. 694.

4. Belyakov V.A. Труды XIV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»/ V.A.Belyakov, N.Kaputkina //Нижний Новгород, 2010, т.2, с. 327.

5. Belyakov V.A.Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» / V.A.Belyakov // Нижний Новгород, 2012. Т. 2. С. 542.

6. Belyakov V.A. Diffraction Optics of Complex Structured Media / V.A.Belyakov - Springer Verlag, New York, 1992.

7. Smirnov G.V. Nuclear resonant scattering / G.V.Smirnov//Preprint IAE-5907/9, Moscow, 1995.

8. Rohlsberger R. Single-photon superradiance / R. Rohlsberger et al.//Science. 2010. V.328, P.1248-1251.

Влияние молекулярно-массовых характеристик полимерной матрицы и химического строения фотогенератора кислоты на литографические свойства химически усиленного фоторезиста

***С.А. Булгакова*[1], *Д.А. Гурова*[1], *М.М. Джонс*[1], *С.Д. Зайцев*[1], *Е.В. Скороходов*[2], *М.Н. Торопов*[2], *Д.А. Пряхин*[2], *А.Е. Пестов*[2], *Н.И. Чхало*[2], *Н.Н. Салащенко*[2]**

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: sbulg@mail.ru

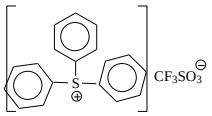
Развитие информационных технологий неразрывно связано с достижениями микроэлектроники. Исторически задача увеличения быстродействия интегральных микросхем (ИМС) и снижения их энергопотребления решалась путем перехода к более короткой длине волны экспонирующего оборудования, что позволяло повышать плотность размещения полупроводниковых элементов и снижать их размеры. В настоящее время мировое литографическое сообщество ожидает дальнейшего прогресса в создании ИМС с помощью литографии экстремального ультрафиолетового излучения (ЭУФ) диапазона 13.5 нм. По современным оценкам этот метод позволит изготавливать ИМС с проектной нормой 22 нм и менее.

Основными причинами, которые могут затормозить внедрение ЭУФ-литографии, являются стоимость оборудования и отсутствие резистивных материалов, отвечающих всей совокупности требований данной технологии. Так, полимерные резисты должны обладать высокими характеристиками по чувствительности (не хуже 10 мДж/см^2) и разрешению (22 нм и менее) и одновременно низкой шероховатостью линий (менее 3 нм). Согласно анализу современной литературы достижение поставленных целей видится в использовании химически усиленных резистов и в прецизионном контроле размеров и строения молекул полимерной матрицы, в однородном распределении их по молекулярной массе (ММ). Кроме того, для химически усиленных резистов большое значение приобретает другой компонент композиции – фоточувствительный генератор кислоты (ФГК), от строения которого зависит диапазон требуемых доз излучения, т.е. чувствительность резиста, и диффузионные характеристики, ответственные за шероховатость линий.

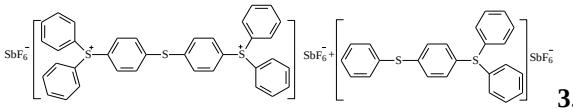
В данной работе было изучено влияние ММ полимерной матрицы и строения ониевой соли на качество литографического изображения, формируемого в водном растворе тетраметиламмоний гидроксида (ТМАГ) при ДУФ, ЭУФ и электронно-лучевом экспонировании. Впервые проведена оценка плазмостойкости изучаемых нами резистов в зависимости от их химического строения.

Методом контролируемой радикальной полимеризации синтезированы сополимеры изоборнилакрилата (ИБА) с метилметакрилатом (ММА) и акриловой кислотой (АК) состава 53:27:20 мас.% с различным строением концевой группы и молекулярно-массовыми характеристиками (ММХ). Влияние строения ониевых солей, используемых в качестве ФГК, представленное ниже, было исследовано на модельном сополимере *трет*-бутоксикарбонилоксистирол (ТБОК)-ММА-МАК=70:10:20 мас.%.

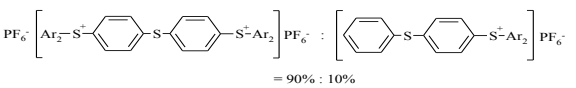
1.ТФСТФ: Трифенилсульфонийтрифлат



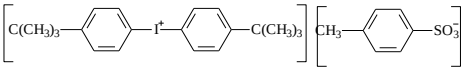
2. UVI 6974: 90% + 10%



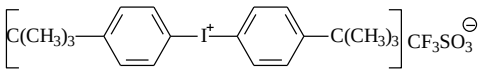
3. UVI 6990:



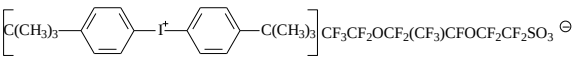
4. ИОС-1: Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний) *п*-толуол сульфонат



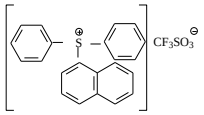
5.ИОС-2:Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний) трифлат



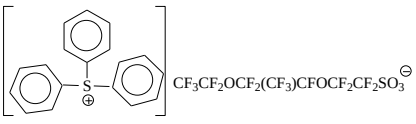
6.ФИС: Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний)-3,6-диокса-перфтор-4-трифторметилоктансульфонат



7. НСТФ: 1-нафтил-дифенил-сульфоний трифлат



8. ФСС:Трифенилсульфоний-3,6-диокса-перфтор-4-трифторметил-октансульфонат



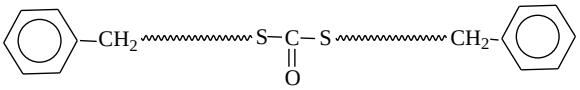
В таблице 1 представлены результаты литографических испытаний шести образцов в композиции с 5% ТФСТФ и их ММХ.

Таблица 1

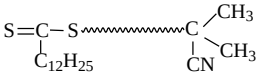
Литографические и ММ характеристики резистов на основе ИБА-ММА-МАК с 5% ТФСТФ, до-и постэкспозиционное прогревание при 130°С в течение 60 и 15 сек, соответственно. ДУФ (222 нм)

Шифр резиста	M_n 10^{-3}	$\frac{M_w}{M_n}$	N ТМАГ	D, мДж/см^2	γ
I	28	1.50	0.0017	5.0	1.55
II	50	1.55	0.002	5.0	1.6
III	92	1.43	0.0035	7.9	8.32
IV	24	1.40	0.001	4.2	3.14
V	50	1.39	0.0025	6.5	2.0
VI	53	1.51	0.0035	6.3	3.3

Образцы **I - III** имеют следующее строение цепей:



а образцы **IV- VI** не имеют в середине фрагмента передатчика цепи и отличаются другим строением концевых групп:



Как следует из таблицы 1, повышение ММ полимера приводит к снижению чувствительности. При этом литографические характеристики первых трех образцов несколько хуже, чем резистов серии **IV- VI.** Предположительно, это может быть связано с центральным фрагментом передатчика цепи, который вносит вклад в повышение гибкости цепей и их растворимости, что снижает разность в скоростях растворения облученных и необлученных областей резиста и его чувствительность.

Результаты, представленные в таблице 2, показывают, что высокое поглощение ФГК не означает высокой чувствительности резиста. Так, ряд ФГК по возрастанию поглощения НСТФ > ИОС-1 > ФИС > ФСС > ТФСТФ > ИОС-2 не соответствует ряду по улучшению чувствительности резистов ФСС > ИОС-2= ТФСТФ> ФИС= НСТФ> ИОС-1. Особо следует остановиться на резисте с ФСС. Для него было оценено влияние концентрации катализатора, представленное на рис. 1. Согласно полученным результатам резист имеет чувствительность 4 мДж/см^2 при концентрации всего лишь 2 мас.%, в то время как для ТФСТФ и ИОС-2, подобное значение достигается при четырехкратном увеличении концентрации катализатора. Во избежание ошибочной трактовки результатов массовые концентрации ФГК были пересчитаны в молярные. Как видно из таблицы 2, молярная концентрация ФСС в резистивной композиции находится на уровне значений для резистов с ФИС и UVI 6990, при этом последние обладают в 8 и более раз худшей чувствительностью к ДУФ (222 нм).

Любопытно, что при оценке электроночувствительности резистов с различными ФГК при 30 кЭв ФСС оказался не самым чувствительным катализатором:

	ТФСТФ	ФСС	ФИС	НСТФ	ИОС-2
Q, мкКл см$^{-2}$	18	24	40	40	80

Такие катализаторы, как 6974, 6990 и ИОС-1, в данных условиях экспонирования не вызвали изменений в растворимости полимерной матрицы.

Таблица 2

Чувствительность фоторезистов на основе сополимера ТБОК-ММА-МАК = 70:10:20 мас.% с 8% ФГК различного строения в области 222 нм

№	ФГК	D, мДж см$^{-2}$	ФГК, мол.%
1	ИОС-1	24	0.17
2	ИОС-2	4	0.18
3	ФИС	8	0.11
4	UVI 6990	20	0.12
5	UVI 6974	10	0.097
6	ТФСТФ	4	0.23
7	НСТФ	8	0.21
8	ФСС	1	0.13

Условия прогревания до и после экспонирования 90°С/1 мин и 90°С/30 сек, соответственно; проявитель 0.05 N ТМАГ/5-10 сек

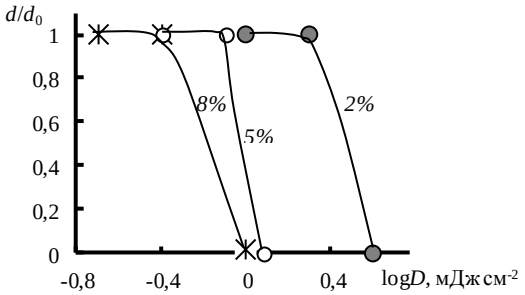


Рис. 1. Кривые чувствительности резиста на основе сополимера ТБОК-ММА-МАК = 70:10:20 мас.% при различной концентрации ФСС для ДУФ 222 нм. Условия прогревания и проявления – как в таблице 2

Такое поведение резистов может быть вызвано другим механизмом генерации фотокислоты из ФГК. При ДУФ-экспонировании кислота образуется непосредственно после поглощения фотонов молекулами ФГК, которые в результате этого испытывают фотолиз. При электронно-лучевом и ЭУФ-экспонировании энергия молекулам ФГК передается в результате возбуждения полимерной матрицы и, вероятно, ее достаточно не для всех ФГК, что может быть связано с их сродством к электрону [1]. Еще более сложным поведение резистов оказалось при ЭУФ-облучении: изображение с дозами 4-10 мДж см$^{-2}$ удалось получить только в резисте с 8% ИОС-2. В остальных системах в этом интервале доз изображение не формируется.

При изучении плазмостойкости резистов было установлено, что изоборнил-содержащий сополимер травится со скоростью 4.7 нм/мин, а ТБОК-сополимер – со скоростью 17.8 нм/мин в условиях, когда кремний травится со скоростью 51.8 нм/мин.

1. Kozawa T., Yoshida Y., Uesaka M., Tagawa S. Radiation-induced acid generation reactions in chemically amplified resists for electron beam and X-Ray lithography // Jpn. J. Appl. Phys. 1992. V.31. Pt1. № 12B. P. 4301-4306.

Влияние нестационарного тепловыделения в кристаллах на спектральные характеристики импульсов при дифракции излучения рентгеновского лазера на свободных электронах

В.А. Бушуев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

e-mail: vabushuev@yandex.ru

Высокая яркость излучения рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ), которая на 8-10 порядов превышает яркость источников синхротронного излучения 3-го поколения [1], приводит к существенному возрастанию тепловой нагрузки на различные элементы рентгеновской оптики, в том числе и на совершенные кристаллы в системах монохроматизации и в линиях задержки. Неоднородное в пространстве и нестационарное во времени тепловыделение в кристаллах негативным образом влияет на интенсивность дифракции мощных импульсов РЛСЭ [2].

В настоящем докладе более детально, чем в [2], проведен учет граничных условий при решении уравнения теплопроводности, а также проведен расчет неоднородного и нестационарного температурного поля и поля деформаций в кристалле. Основное внимание уделено анализу спектрально-временных характеристик и когерентных свойств отраженных и прошедших импульсов.

Излучение Европейского РЛСЭ представляет собой серии импульсов с длиной волны $\lambda \sim 0.05$-0.16 нм, расходимостью $\Delta\vartheta_p \sim 1$-3 мкрад, длительностью отдельных импульсов $\tau_p \sim 10$-100 фс и энергией $Q_p = \hbar\omega N$, где $N \sim (0.1\div 20)\cdot 10^{11}$ – число фотонов в импульсе [1]. Импульсы сгруппированы в пачки с длительностью $\tau_b \approx 0.6$ мс и частотой повторения 10 Гц, число импульсов в пачке $n_b \approx 2700$. Излучение РЛСЭ характеризуются практически полной пространственной когерентностью и крайне низкой временно́й когерентностью с временем $\tau_c \sim 0.1$-0.3 фс $<< \tau_p$, что приводит к достаточно большой спектральной ширине $\Delta E/E \sim 10^{-3}$.

Пространственно-временно́е распределение температуры $T(\mathbf{r}, t)$ определяется из параболического уравнения теплопроводности

$$c_p\rho(\partial T/\partial t) = \mathrm{div}(\kappa\cdot\mathrm{grad}T) - s(T - T_s) + F, \qquad (1)$$

где c_p – удельная теплоемкость, ρ - плотность, κ - теплопроводность, s – коэффициент теплообмена с окружающей средой с температурой T_s, $F(\mathbf{r}, t)$ – плотность тепловых источников, $\mathbf{r} = (x, y)$ – координата на поверхности кристалла. Температура в (1) и ниже отсчитывается от начальной температуры $T_0(x, y, 0) = \mathrm{const}$. Рассмотрим кристалл в виде пластинки с размерами $L\times L\times l$, где l – толщина кристалла. Доля поглощенной в кристалле энергии $f_{\mathrm{abs}} = 1 - \exp(-\mu l/\gamma_0)$, где μ – коэффициент поглощения, $\gamma_0 = \cos\theta$, θ - угол падения импульсов. Для импульсов с гауссовой формой плотность тепловых источников

$F(\mathbf{r}, t) = f_{\mathrm{abs}}(\gamma_0 Q_p/\pi l r_1^2) g_x g_y f(t)$, где

$$g_x = \exp(-x^2/r_x^2), \quad g_y = \exp(-y^2/r_y^2), \qquad (2)$$

$$f(t) = (1/\pi^{1/2}\tau_0)\sum_{j=1}^{p}\exp[-(t - t_j)^2/\tau_0^2]. \qquad (3)$$

Здесь $r_x = r_1/\gamma_0$, $r_y = r_1$, t_j - моменты времени падения импульсов на кристалл. Число импульсов p определяется условием $t < t_p$. Поперечный радиус импульса r_1 и его длительность τ_0 связаны с полным размером r_p и длительностью τ_p на полувысоте (FWHM) соотношениями $r_1 \approx 0.6 r_p$, $\tau_0 \approx 0.6\tau_p$. На расстоянии z от РЛСЭ $r_p = r_s M$, где r_s – полный размер импульса на выходе из РЛСЭ, $M = [(1 + \alpha_s D)^2 + D^2]^{1/2}$, $D = \lambda z/(2.26 r_s^2)$, α_s – параметр, характеризующий искривление волнового фронта импульса в плоскости $z = 0$ [3, 4].

Решение неоднородного уравнение (1) будем искать в приближении постоянных коэффициентов с начальным условием $T(x, y, 0) = 0$ и граничными условиями $T(\pm L/2, \pm L/2, 0) = 0$; $s = 0$. В итоге с учетом (2) и (3) получим следующее выражение для температуры кристалла:

$$T(x, y, t) = \Delta T_1 \sum_{j=1}^{p}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} Q_{mn}(t - t_j) S_{mn}(x, y), \qquad (4)$$

где

$$Q_{mn}(t - t_j) = \exp[-a^2(q_m^2 + q_n^2)(t - t_j)], \qquad (5)$$

$$S_{mn}(x, y) = g_{xm} g_{yn}\cos(q_m x)\cos(q_n y), \qquad (6)$$

$$g_{im} = (2/L)\int_{-L/2}^{L/2} g_i(\xi)\cos(q_m\xi)d\xi, \quad i = x, y. \qquad (7)$$

Здесь $\Delta T_1 = f_{\mathrm{abs}}\gamma_0 Q_p/(\pi c_p \rho l r_1^2)$ - температура нагрева в точке $x, y = 0$ под действием одного импульса, $a^2 = \kappa/c_p\rho$ - коэффициент температуропроводности, $q_k = \pi(2k - 1)/L$, $k = m, n$. При выводе (4) использовано условие $\tau_0 << \tau_T$, где $\tau_T = r_1^2 c_p\rho/4\kappa$ - характерное время расплывания температуры из-за теплообмена (приближение δ-импульсов).

Интенсивности R- и T-импульсов [2]

$$I_C(\mathbf{r}, t) = I_0(\mathbf{r}, t)\int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega)\left|C(\alpha)\right|^2 d\Omega, \qquad (10)$$

где $C(\alpha) = R, T$ – амплитудные коэффициенты дифракционного отражения и прохождения, $\alpha = [k^2 - (\mathbf{k} + \mathbf{h})^2]/k^2$, $I_0(\mathbf{r}, t)$ - интенсивность падающего излучения, $G(\Omega)$ - спектральная плотность импульсов.

Область “сильного” дифракционного отражения определяется условием $|\alpha| \le 2|\chi_h|$, где χ_h – фурье-компонента поляризуемости кристалла. Так как из-за линейного расширения межплоскостные

расстояния зависят от температуры $T(\mathbf{r}, t)$, то α является функцией координат и времени, а также зависит от угловой отстройки $\Delta\theta = \theta - \theta_B$, от частоты $\Omega = \omega - \omega_0$ в энергетическом спектре импульса и от его угловой расходимости q/k_0:

$$\alpha(\mathbf{r}, t) = 2\sin 2\theta_B[\Delta\theta + (\Omega/\omega_0 + \alpha_T T)\mathrm{tg}\theta_B - q/k_0\gamma_0]. \quad (8)$$

Так как $\Delta\theta_p << q/k_0$, то для центральной частоты ω_0 условие эффективной дифракции имеет вид $\Delta T \le \Delta T_c$, где $\Delta T = T(0, 0, t) - T(0.5r_p/\gamma_0, 0.5r_p, t)$, $\Delta T_c = \Delta\theta_B \mathrm{ctg}\theta_B/2\alpha_T$ – критическая температура, $\Delta\theta_B$ – ширина брэгговского отражения, α_T – коэффициент линейного расширения.

Расчеты проводились для симметричного брэгговского отражение (400) от кристалла алмаза типа IIa ($\lambda_0 = 0.15$ нм, $\theta_B = 57.451^0$, $\Delta\theta_B = 11.89$ мкрад, $\mu = 18.57$ см$^{-1}$, $l = 100$ мкм, $L = 5$ мм). Резкая зависимость α_T, c_p и к от температуры, а также зависимость размера импульса r_p от расстояния z приводит к чрезвычайно большому разбросу величин ΔT_c, ΔT_1 и τ_T (см. таблицы 1 и 2).

Таблица 1

Температурный коэффициент линейного расширения $\alpha_T \cdot 10^6$, удельная теплоемкость c_p (Дж·кг$^{-1}$·К$^{-1}$), теплопроводность алмаза типа IIa к (Вт·м$^{-1}$·К$^{-1}$) [5] и критическая температура ΔT_c в зависимости от температуры.

T, K	50	100	150	200	300
α_T, K^{-1}	00.4	0.05	0.25	0.45	1.02
c_p	5.0	29	91	205	580
к	9000	10000	6060	4000	2000
ΔT_c	948	75.9	15.2	8.4	3.8

Таблица 2

Температура нагрева ΔT_1 под влиянием одного импульса и характерное время остывания τ_T при $z_1 = 100$ м ($r_p = 300$ мкм) и $z_2 = 500$ м ($r_p = 1400$ мкм). Энергия импульса $Q_p = 80$ мкДж ($N = 0.6 \cdot 10^{11}$).

T, K	50	100	150	200	300
ΔT_1 (z_1)	73.4*)	12.7	4.0	1.8	0.7
τ_T (z_1)	0.016	0.083	0.43	1.47	7.62
ΔT_1 (z_2)	3.29	0.57	0.18	0.08	0.03
τ_T (z_2)	0.36	1.86	9.6	32.8	169.6

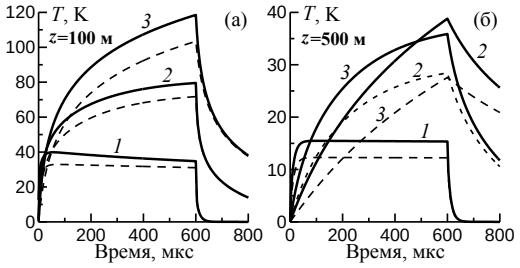


Рис. 1. Зависимость температуры кристалла в максимуме импульса ($x = y = 0$, сплошные кривые) и на его краю ($x = 0$, $y = 0.5r_p$, штриховые кривые) при z_1 (а), z_2 (б) и начальных температурах $T_0 = 100$ (*1*), 200 (*2*) и 300 К (*3*)

Из рис. 1 видно, что наименьший нагрев кристалла происходит при начальной температуре $T_0 = 100$ К. Это вызвано малостью времен теплообмена τ_T (см. табл. 2), сравнимых с интервалом $\Delta t_p = 0.22$ мкс между импульсами в пачке. Более того, только в этом случае следует ожидать высокую эффективность дифракции, так как здесь выполняется условие $\Delta T \le \Delta T_c$ и, следовательно, в спектральном интервале $\Delta E/E \approx \Delta\theta_B \mathrm{ctg}\theta_B \approx 8 \times 10^{-6}$ в отражении участвует практически вся освещаемая падающими импульсами поверхность кристалла.

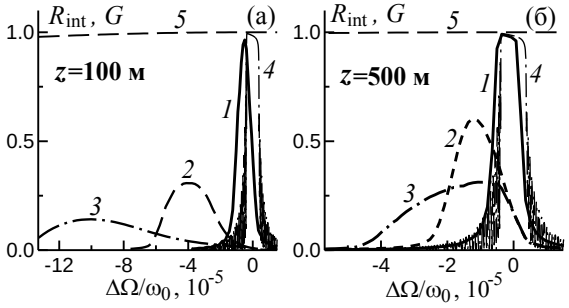


Рис. 2. Интегральный коэффициент отражения R_{int} при начальных температурах кристалла $T_0 = 100$ (*1*), 200 (*2*) и 300 К (*3*) на расстояниях $z = 100$ м (а) и $z = 500$ м (б) от РЛСЭ, *4* – коэффициент отражения от идеального кристалла, *5* – спектр падающих импульсов $G(\Omega)$ с шириной $\Delta\Omega_c = 2/\tau_c$, где $\tau_c \approx 0.2$ фс – время когерентности

Наличие неоднородного температурного поля $T(x, y, t)$ приводит к уменьшению интегрального (по x, y и $t < \tau_b$) спектрального коэффициента отражения, к его уширению, асимметрии и к смещению максимума в отрицательную область спектра (рис. 2). С уменьшением температур T_0 и ΔT_1 (например, за счет уменьшения энергии импульсов Q_p) коэффициенты отражения и прохождения приближаются к таковым для идеального кристалла. В режиме одиночных импульсов с $\tau_p \sim 10$ фс и частотой 120 Гц это позволило реализовать процедуру self-seeding для повышения в 40-50 раз степени временной когерентности импульсов на Linac Coherent Light Source (LCLS) в Стенфорде [6].

Таким образом, в настоящей работе показано, что при использовании тонких кристаллов синтетического алмаза (50-150 мкм) с низкой начальной температурой (≈100-150 К) и с достаточно малой энергией в импульсе (≤100 мкДж), т.е. зарядом банчей ≤0.02 нК, спектральная ширина дифрагированных импульсов может быть сравнима с шириной дифракционного отражения от совершенного однородного кристалла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00924, № 13-02-00760) и BMBF Project 05K10CHG.

1. Tschentscher Th., XFEL, EU TN-2011-001, Hamburg, Germany (2011).

2. Бушуев В.А., Изв. РАН. Сер. физ., **77**, 19 (2013).

3. Bushuev V.A., Samoylova L., Nucl. Instrum. Methods A., **635**, S19 (2011).

4. Бушуев В.А., Самойлова Л., Кристаллография, **56**, 876 (2011).

5. Новиков Н.В., Кочержинский Ю.А., Шульман Л.А. и др. Физические свойства алмаза. Справочник, Киев: Наукова думка, 1987.

6. Amann J., Berg W., Blank V. et al., Nature Photonics, 12 August 2012, DOI:10.1038/ NPHOTON.2012.180.

Когерентная рентгеновская оптика отражающих объектов

И.А.Артюков, А.В. Виноградов, Н.Л.Попов

Физический институт РАН, Москва

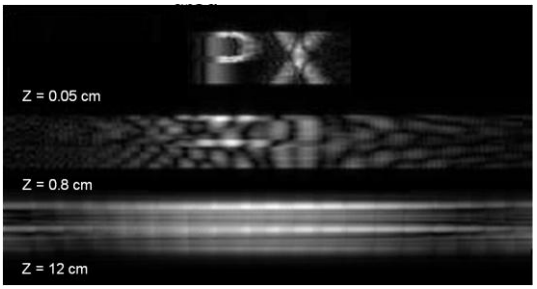
e-mail: vinograd@sci.lebedev.ru

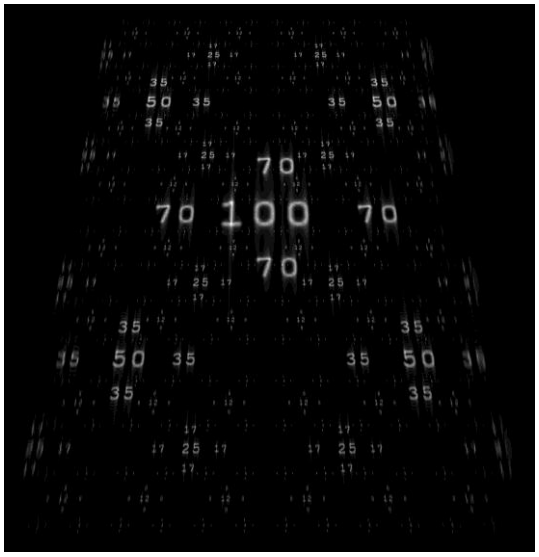
Разработка лабораторных рентгеновских лазеров и рентгеновских источников на основе ускорителей 3-го и 4-го поколений делает доступным когерентное рентгеновское излучение для широкого круга исследователей и множества приложений. Когерентное излучение позволяет использовать для безлинзового получения изображения метод восстановления фазы и довести разрешение до одной длины волны, снизить радиационную нагрузку на исследуемые образцы, получить дифракционную картину с субпикосекундной экспозицией и многое другое. Теоретические основы когерентной рентгеновской оптики, включая теорию распространения Френеля и метод восстановления фазы, хорошо разработаны и обычно применяются для прозрачных объектов. Однако, многие объекты непрозрачны и не могут быть изучены в режиме пропускания. Поэтому существует потребность развития методов когерентной рентгеновской оптики для режима отражения. Этой проблеме посвящена настоящая работа. Конкретно речь идёт об отражательной микроскопии, которая особенно актуальна для диапазона мягкого рентгеновского излучения, где уже работают лабораторные рентгеновские лазеры и лазеры на свободных электронах. Для моделирования задач отражательной рентгеновской микроскопии скользящего падения и построения оптических схем предлагается использовать параболическое волновое уравнение с начальными условиями, заданными на поверхностях произвольной формы и ориентации. Для объектов, расположенных на плоской подложке, можно исходить из известного точного решения параболического волнового уравнения, обобщающего интеграл Френеля. На основе этой формулы создана компьютерная программа, являющаяся основным инструментом метода моделирования изображений в отражённых когерентных пучках, получаемых с помощью оптических систем или же в безлинзовом варианте.

На первом рисунке показана дифракция на буквах, полученная при наклонном (под углом скольжения 2 градуса) освещении трафарета. Детектор расположен на различных расстояниях параллельно объекту.

В настоящее время, в рентгеновской оптике, как правило, приходится иметь дело с отражениями под малым углом, при том, что существующий метод получения изображений путём восстановления фазы волн разработан только для геометрии нормального падения пучка на прозрачный объект.

На следующем рисунке показано когерентное изображение 1 : 1 тестовой таблицы, получаемое с помощью тонкой линзы при освещении под углом 0.57 градусов. Высота числа «100» - 50 мкм, фокусное расстояние 0.1 см, числовая апертура NA = 0,2, длина волны излучения λ = 10 нм. Результаты подобных расчётов можно использовать для оценки разрешения и поля зрения оптических схем отражательной рентгеновской микроскопии.





Характеристики пьезоактуаторов и система для их управления

Д.Г. Волгунов, И.А. Каськов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: volgunov@ipm.sci-nnov.ru

Целью данной работы является описание характеристик пьезоактуаторов изготовленных в ИФМ РАН и системы управления ими.

Пьезоэлектрические актуаторы используются во многих областях науки и техники где требуются небольшие прецизионные перемещения. Это, например, перемещение образца или зонда в зондовых микроскопах, перемещение элементов в оптической схеме и т. п. Мы используем пьезоактуаторы для перемещения оптических зеркал в схемах оптического интерферометра, ЭУФ литографии и разрабатываемого рентгеновского микроскопа. Из-за значительной массы этих зеркал для их перемещения необходимо использовать наборные пьезоактуаторы [1,2]. Схематически конструкция такого актуатора показана на рис. 1. Он состоит из пьезоэлектрических дисков или пластин механически соединенных последовательно, а электрически параллельно. Таким образом, управляющее напряжение прикладывается к каждой пластине актуатора, а изменения их размеров суммируются, приводя к изменению его длины на Δl. Актуаторы изготавливались из пластин пьезокерамики ПКР-7 размером 7x10x0.5 мм. Толщина набора составляла 30 мм.

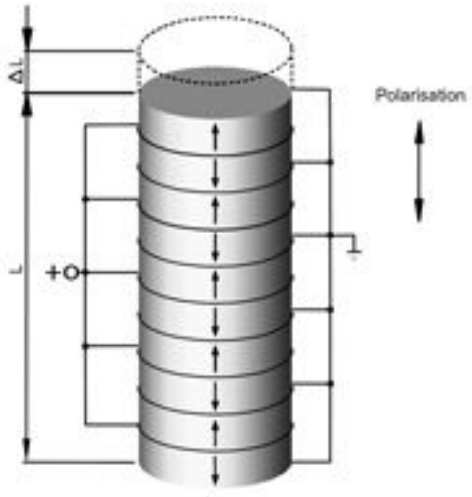


Рис. 1.

На рис. 2 показана типичная зависимость перемещения торца пьезоактуатора с активной областью 10 мм, Нижняя кривая для изменения напряжения от 0 до 1000 В, верхняя от 1000 до 0 В. Наблюдается обычный гистерезис для таких актуаторов порядка 10%.

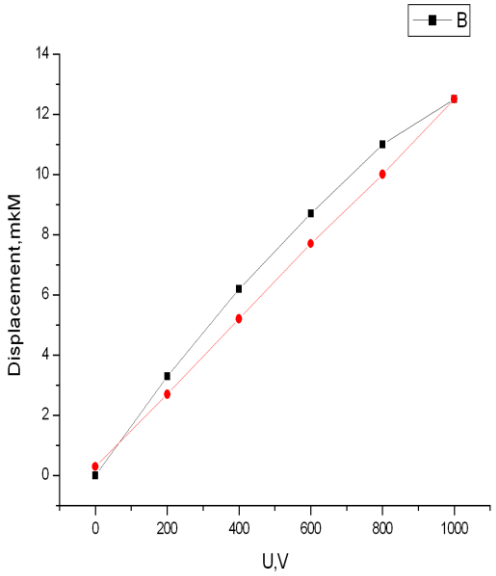


Рис. 2.

На рис.3 показана зависимость изменения перемещения того же актуатора от приложенной к нему нагрузки. Блокирующая сила для него составила 500 N.

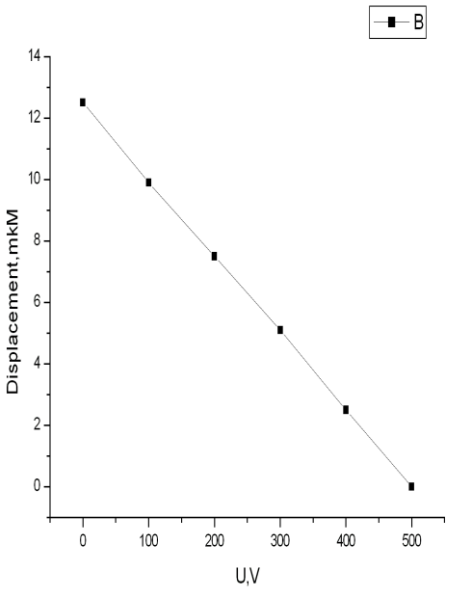


Рис. 3.

Лидером в производстве различных пьезоактуаторов в настоящее время является фирма Physik Instrumente [3], поэтому мы сравнили основные параметры их актуаторов с нашими. Результаты сравнения показаны в виде таблицы.

Производитель	Перемещение мкМ/мм	Блокирующая сила, N	Емкость нФ/мм
ИФМ РАН	1.25	500	5
Physik Instrumente	1.07	445	2.3

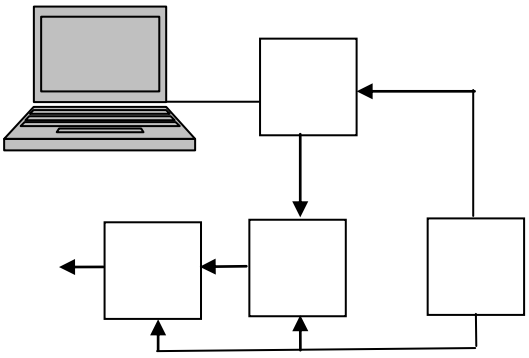


Рис. 4.

Система управления пьезоэлектрическими актуаторами показана на рис. 4 . Она состоит контролера ICP 7188XB 1, модуля цифроаналоговых преобразователей (ЦАП) 2, модуля высоковольтных усилителей (ВУ) 3 и блока питания (БП). Контролер связан с персональным компьютером через последовательный интерфейс RS 232. Он выполняет функции передачи и приема информации на(с) модуль(я) ЦАП. С модулем ЦАП контролер связан через последовательный периферийный интерфейс SPI. Модуль ЦАП построен на цифроаналоговых преобразователях DAC1220 фирмы Texas Instruments с имеющих 20 двоичных разрядов, что обеспечивает дискретность напряжения на их выходах 4.8 мкВ.

Модуль ЦАП содержит 8 таких микросхем, а также микросхемы, обеспечивающие их работу и связи с контролером и модулем ВУ. Модуль ВУ построен на высоковольтных полевых N канальных транзисторах STP4N150 фирмы STMicroelectronics и содержит 8 усилителей, которые обеспечивают на своих выходах напряжение питания пьезоактуаторов в пределах от 0 до 1000 вольт. Дискретность изменения напряжения около 100 мкВ, что для актуатора с перемещением в 30 мкм соответствует 0.003 нм. БП обеспечивает питанием все элементы системы: +15 В – контролер, +5В модуль ЦАП и ±15В и +1000В модуль ВУ. Программа управления пьезоактуаторами построена на базе среды графического программирования LabVIEW.

Таким образом, можно сделать вывод, что изготовленные нами пьезоактуаторы и система управления ими могут служить достойной альтернативой подобным зарубежным устройствам.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 13-02-00377 и Минобрнауки РФ ГК 16.552.11.7007 и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. Sashida T. and Kenjo T. An Introduction to Ultrasonic Motor, Clarendon Press, Oxford, 1993.

2. Dorey A. P. and Moore J. H. Advances in Actuators, Institute of Physics Publishing, 1995.

3. http://www.piezo.ws/piezo_products/Piezo-Actuator/index.php

Апериодические зеркала для создания объектива Шварцшильда рентгеновского микроскопа

. . , . . , . . , . .

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

gaikovich@ipmras.ru

Рентгеновская микроскопия в «водном окне» мягкого рентгеновского диапазона позволяет изучать живые объекты при нормальном давлении с разрешением порядка десятков нанометров. К настоящему времени развитие получили схемы микроскопов на основе зонных пластинок и с использованием многослойных зеркал нормального падения. Многослойная зеркальная оптика обладает большей светосилой, обеспечивая тем самым высокое пространственное разрешение, кроме того в ней отсутствуют хроматические аберрации, что снижает требования к монохроматичности зондирующего излучения.

В работе предложен метод расчета геометрических параметров зеркал нормального падения для объектива Шварцшильда в рамках разработки рентгеновского микроскопа. Широко применяемые периодические многослойные зеркала, хотя и обладают максимальным пиковым коэффициентом отражения, но в узкой полосе частот, что не позволяет достигнуть надёжного взаимного перекрытия отражательных характеристик зеркал, снижая тем самым светосилу объектива. Однако имеется возможность расширить рабочую полосу при минимальном падении коэффициента отражения путем использования апериодических зеркал с вычисленным профилем отклонения толщин слоёв от периодической структуры, параметры которой определяют желаемый спектральный диапазон [1, 2].

Определение такого профиля является задачей оптимизации, которая формулируется как задача минимизации функционала [3], определяющего отклонение коэффициента отражения структуры от его желаемого распределения (целевой функции) в той или иной интегральной метрике:

$$\left\| |R[\mathbf{d}]|^2 - |R_t|^2 \right\|^2 \to \min. \qquad (1)$$

В метрике L_2 эта задача записывается как

$$\int_{\Delta\omega} [|R[\mathbf{d}](\omega)|^2 - |R_t(\omega)|^2]^2 \, d\omega \to \min, \qquad (2)$$

а в метрике W_2^2 интеграл включает еще квадрат разности модулей производных, что может давать более гладкое решение. Задача решается методом градиентной минимизации, начиная с исходной периодической структуры, для которой профиль (вектор) отклонений $\mathbf{d_0} = 0$. Для $2n$-слойной структуры, в которой чередуются два материала, удобно выделить в этом векторе n-мерные векторы $\mathbf{d_1}$ и $\mathbf{d_2}$ для отклонений слоев каждого из материалов.

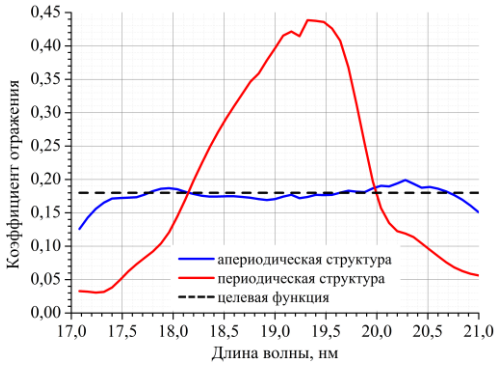


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента отражения для периодической и апериодической структур

На каждом шаге решения определяется новый вектор $\mathbf{d}_{i+1} = \mathbf{d}_i + \frac{\mathbf{g}_i}{\|\mathbf{g}_i\|}\Delta\mathbf{d}$, где $\mathbf{g}_i$ — градиент функционала, а вектор $\Delta\mathbf{d}$ — шаг по градиенту. Поскольку такая задача является нелинейной, соответствующие функционалы не выпуклы, и сходимость процесса к целевой функции не гарантирована. Тем не менее, при разумном выборе целевой функции и значений шага по градиенту получаются хорошие результаты. Например, ясно, что когда ставится задача расширения полосы, то целевая функция должна быть несколько ниже, чем максимум отражения исходной периодической структуры.

К настоящему времени, алгоритм расчёта толщин апериодических структур с желаемыми спектральными характеристиками был апробирован на примере решения задачи расширения спектральной полосы для исходной Mo/Si структуры (число периодов $N = 2n = 40$, общий период $d = 10{,}2$ нм).

Целевая функция задавалась постоянным значением 0,18 в интервале длин волн 17-20 нм. На рис. 1 представлены коэффициенты отражения исходной периодической и рассчитанной апериодической структур. На рис. 2 показаны полученные профили толщин Mo и Si.

Результаты расчётов геометрических параметров апериодических многослойных рентгеновских зеркал для объектива Шварцшильда для «водного» и «углеродного» окон прозрачности, их отражательные характеристики будут представлены на стенде.

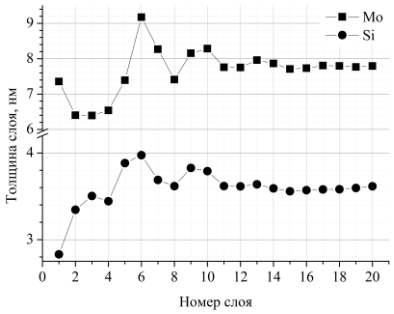


Рис. 2. Толщины слоёв Mo и Si рассчитанной апериодической структуры

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 13-02-00377 и Минобрнауки РФ ГК 16.552.11.7007 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

1. Вишняков Е. А., Каменец Ф. Ф., Кондратенко В. В., Лугинин М. С., Панченко А. В., Першин Ю. П., Пирожков А. С., Рагозин Е. Н. Апериодические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения // Квантовая электроника, 42, № 2 (2012) С. 143–152.

2. Буренков Д. С., Успенский Ю. А., Артюков И.А., Виноградов А. В. Алгоритм для вычисления оптимальных параметров многослойных апериодических зеркал, предназначенных для мягкого рентгеновского диапазона // Квантовая электроника, **35**, №2 (2005). С. 295–199.

3. Васильев Ф. П. Численные методы решения экстремальных задач / Ф. П. Васильев // М. Наука, 1988. С. 260–415.

Нелинейная континуальная модель роста разномасштабных рельефов применительно к строгому анализу интенсивности коротковолнового рассеяния многослойных зеркал и решеток

Л.И. Горай[1,2]***, М.Н. Лубов***[1,3]

[1]Санкт-Петербургский академический университет РАН, Санкт-Петербург
[2]Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург
[3]Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

e-mail: goray@spbau.ru

Разработка и создание высокоразрешающих и эффективных оптических структур, в т.ч. для литографии на 6.x нм, рентгеновского лазера на свободных электронах, резонансного неупругого рентгеновского рассеяния, астрофизики мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов и рентгеновской микроскопии вызывает повышенное внимание. Для количественного исследования эволюции профиля границ тонких пленок широко используются локальные методы, прежде всего просвечивающая электронная, атомно-силовая и ближнепольная сканирующая оптическая микроскопии. Первый из них является дорогостоящим и разрушающим, а два других не позволяют определить профили границ внутренних слоев. Альтернативным подходом при изучении морфологии и состава слоев является метод рефлектометрии, в т.ч. коротковолновой, позволяющий интегрально определять нанорельеф границ между любыми материалами и их фазами.

При решении обратной задачи рассеяния очень важным является наличие: (1) подходящего метода решения прямой задачи; (2) хорошего начального приближения восстанавливаемого рельефа и/или показателей преломления [1,2]. Целесообразен комплексный теоретический подход, позволяющий рассчитывать как эволюцию профиля тонкой пленки, так и ее отклик на падение коротковолнового излучения. Нами впервые предлагается использовать профили границ, полученные моделированием, вместо данных микроскопии при решении прямой и обратной задач коротковолновой рефлектометрии. Исследуемые пленки могут состоять из слоев различных материалов с интерфейсами, имеющими периодические, квазипериодические и/или случайные компоненты неровностей. Основой для предлагаемого метода диагностики является строгий метод граничных интегральных уравнений, разработанный для решения прямых и обратных задач рассеяния и пригодный для точного анализа абсолютной интенсивности η коротковолнового рассеяния на случайно-шероховатых и решеточных структурах с произвольным профилем границ [3,4]. С помощью разработанной модели роста слоев на профилированных подложках в данной работе исследуется η многослойных зеркал и решеток, получаемых, в первую очередь, методами магнетронного и ионно-пучкового осаждения.

Можно выделить три основных подхода к описанию эволюции роста тонких пленок: дискретный (метод кинетического Монте-Карло), динамический, включающий в себя методы классической и квантовой молекулярной динамики и континуальный (непрерывный). В данной работе для моделирования эволюции профиля тонких пленок был использован континуальный подход, поскольку он, в отличие от дискретного и динамического методов, позволяет рассчитывать эволюцию рельефа на больших временных $\sim 10^3$ сек и пространственных ~10 мкм масштабах. Кроме того, континуальная модель дает возможность изучить влияние шума источника и различных нелинейных и геометрических эффектов на процесс роста. Общий вид уравнения для изменения профиля $h(r,t)$ со временем выглядит:

$$\partial h(r,t)/\partial t = g(r,t) + f\left(\nabla h(r,t), \nabla^2 h(r,t), ...\right). \quad (1)$$

В (1) функция f описывает релаксацию поверхности пленки и представляет собой сумму линейных $\nabla^n h(r,t)$ и нелинейных $\nabla^l([\nabla^n h(r,t)]^k)$ членов, $l, k, n \in N$. Конкретный вид f зависит от учета тех или иных физических процессов, протекающих на поверхности и в объеме пленки. Второй член в (1) задает величину потока осаждаемых на поверхность атомов. При создании многослойных зеркал и решеток рентгеновской оптики необходим строгий контроль формы и шероховатости как нижней и верхней границ, так и внутренних границ между слоями. На интенсивность коротковолнового рассеяния подобных структур оказывает влияние как мелкомасштабный рельеф, обусловленный шумом источника и не идеальностью подложки, так и крупномасштабный рельеф штрихов решетки.

Типичные высокочастотные решетки с треугольным профилем штрихов, используемые в коротковолновой диапазоне, имеют угол при рабочей грани φ в несколько градусов и противоположный ему угол β в основании треугольника – несколько десятков градусов. При таких углах наклона профиля приближение малых углов неверно и для локальной кривизны поверхности $K(x)$ необходимо использовать точное выражение:

$$K(x) = -\frac{\nabla^2 h(x,t)}{\left(1+\nabla h(x,t)\right)^{3/2}}. \quad (2)$$

В этом случае уравнение для эволюции профиля поверхности при учете механизмов испарения-конденсации и поверхностной диффузии имеет следующий вид

$$\partial h(x,t)/\partial t = g(x,t) - \nu_2\sqrt{1+\left[\nabla h(x,t)\right]^2}K(x) + \\ + \nu_4\sqrt{1+\left[\nabla h(x,t)\right]^2}\left[\partial^2 K(x)/\partial x^2\right], \quad (3)$$

который полезно применять и при моделировании роста многослойных зеркал, поскольку для них, зачастую, $\nabla h(x,t)$~1.

При моделировании процесса роста многослойных решеток, кроме корректного учета локальной кривизны, необходимо учитывать угол наклона пучка осаждаемых адатомов. Рассчитаем потоки осаждения на треугольный профиль, считая, что поток атомов осаждаемых на плоскость подложки имеет угол наклона α, а $\beta>\varphi$. Для того, чтобы не происходило затенения рабочей грани необходимо, чтобы выполнялось условие $\alpha>\varphi$, которое используется на практике. Для числа атомов осаждаемых на рабочую грань без учета шума имеем: $g=I_0\sin(\alpha-\varphi(x,t))$, $\varphi(x,t)=\mathrm{arctg}(\nabla h(x,t))$ – угол наклона рабочей грани в точке с координатой x в момент времени t. Поток атомов на нерабочую грань, соответственно, $g=I_0\sin(\alpha-\beta(x,t))$, $\beta(x,t)=\mathrm{arctg}(|\nabla h|)$.

На рис. 1 представлены профили границ решетки с периодом d=136 нм, φ=6° и 30 парами Mo/Si покрытия с периодом Δ=7 нм и Γ_{Mo}=0.45 [5]. Исследование влияния подложки и параметров релаксации (3) на изменения профиля слоев при вертикальном напылении с учетом микроскопических данных нижней и верхней границ показывает некоторое сглаживание вершины и канавки профиля и сдвиг вершины влево. Сравнение расчетной и измеренной на синхротронном источнике (СИ) для длины волны 13.5 нм [5] η(#) говорит о хорошем совпадение эффективностей основных порядков дифракции номера # (рис. 2).

На рис. 3 представлены профили границ решетки с периодом d=100 нм, φ=6° и 20 парами Al/Zr покрытия с периодом Δ=10.43 нм и Γ_{Zr}=0.45 [6]. В отличие от Mo/Si покрытия, наблюдается трансформация профиля границ: уменьшение высоты профиля (~3 раза), сильное его сглаживание и сдвиг вершины вправо.

В работе продемонстрировано, что предложенный комплексный подход к расчету профилей границ и η многослойных зеркал и решеток, позволяет проводить исследования аналогичные по точности измерениям на СИ.

Авторы благодарны Д.Л. Воронову, Ю.В. Трушину и В.В. Ящуку за предоставленную информацию. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, Соглашение № 8569.

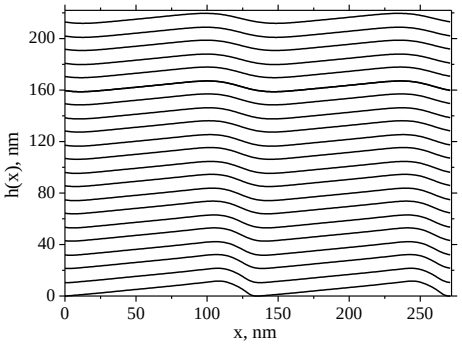


Рис. 1. Профили границ Mo/Si решетки, рассчитанные с набором параметров: I_0=0.6 нм/с, ν_2(Mo)=0.3 нм/с, ν_4(Mo)=0.5 нм^3/с, ν_2(Si)=0.3 нм/с, ν_4(Si)=1.5 нм^3/с

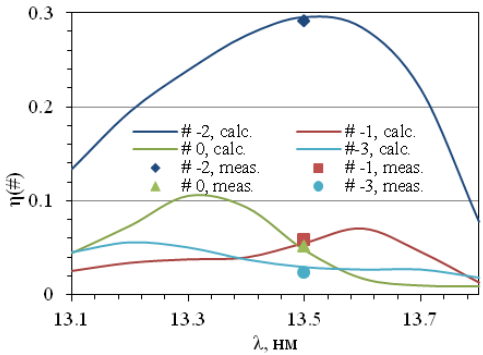


Рис. 2. Эффективность Mo/Si решетки: расчет (линии) с границами по рис. 1 и измерения (маркеры) на СИ

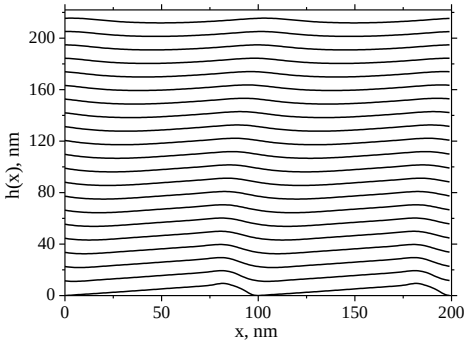


Рис. 2. Профили границ Al/Zr решетки, полученные с параметрами: I_0=0.6 нм/с, ν_2(Zr)=0.2 нм/с, ν_4(Zr)=5.0 нм^3/с, ν_2(Al)=0.22 нм/с, ν_4(Al)=7.0 нм^3/с, α=78°

1. Goray L.I., Proc. SPIE **8083**, 80830L (2011).
2. Goray L.I., et al., J. Opt. Soc. Am. A 23, 155 (2006).
3. Goray L.I., J. Appl. Phys. **108**, 033516 (2010).
4. Goray L.I., Waves Random Media **20**, 569 (2010).
5. Voronov D.L., et al., J. Appl. Phys. **111**, 093521 (2012).
6. Voronov D.L., et al., Opt. Exp. **19**, 6320 (2011).

Псевдоморфные слои на вицинальной подложке - новые тестовые образцы для рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения

Ю.Н. Дроздов, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: drozdyu@ipmras.ru

Введение Предложено использовать псевдоморфный слой на вицинальной подложке в качестве тестового образца для рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения. Описана процедура расчета углового расстояния между пиками слоя и подложки по известному отклонению среза подложки и составу образца из условий механического равновесия системы. Показано, что с помощью такого образца можно проконтролировать корректность процедуры измерения углов отражения слоя с точностью 0.0005°. Нетривиальный характер теста связан с тем, что слой кубического кристалла на отклоненном срезе деформируется в общем случае до триклинной симметрии, и все симметрично-эквивалентные отражения начинают различаться по расстоянию слой-подложка. Образцы эпитаксиальных слоев с отклоненным срезом подложки – типичный объект рентгеновской дифрактометрии, поэтому контроль корректности методик юстировки и съемки образцов очень важен для их надежного анализа. Подробно рассмотрен пример измерения слоя *GaAs:Te /GaAs*(001)+4° на дифрактометре Bruker D8 Discover.

Вычисление тензора дисторсии и сдвига пика псевдоморфного слоя на вицинальной подложке из условий механического равновесия системы

Брегговская дифракция наиболее адекватно описывается как результат пересечения узла обратной решетки со сферой Эвальда. Смещение узла приводит к сдвигу пика. Если задан тензор дисторсии обратного пространства **U***, то вектор смещения узла **H** по определению этого тензора [1] равен:

$$\Delta H_i = U^*_{ij} H_j \qquad (1)$$

Через тензор дисторсии прямого пространства:

$$\Delta H_i = -U_{ji} H_j, \qquad (2)$$

поскольку имеется связь: $U_{ji} = -U^*_{ij}$.

Для вычисления дисторсии решетки псевдоморфного слоя авторы [2] использовали тот факт, что дисторсия в плоскости сопряжения с подложкой равна нулю. Известно, что при наличии такого сечения можно ввести вспомогательный вектор, a_i, и записать тензор второго ранга как произведение компонент двух векторов:

$$U_{ij}=a_i l_j, \qquad (3)$$

где l_j – единичный вектор нормали к плоскости сопряжения (среза подложки). Это снижает число неизвестных с 9-и компонент тензора U_{ij} до 3-х компонент вектора a_i. По способу [2] направление вспомогательного вектора **a** определяется из следующего соотношения, записанного из условия равенства нулю силы, приложенной к площадке, параллельной поверхности слоя:

$$a_1 : a_2 : a_3 = [l_1/(C_{44} - l_1^2 \cdot C)] : [l_2/(C_{44} - l_2^2 \cdot C)] : [l_3/(C_{44} - l_3^2 \cdot C)], \qquad (4)$$

где $C = 2C_{44} - C_{11} + C_{12}$; C_{ij} – упругие модули слоя. Модуль вектора **a** определяется после этого из соотношения:

$$a_1[C_{11}l_1^2 + C_{44}(l_2^2 + l_3^2)] + a_2 \cdot l_1 \cdot (C_{12} + C_{44}) + a_3 \cdot l_1 l_3 (C_{12} + C_{44}) + \varepsilon_0 \cdot l_1 (C_{11} + 2C_{12}) = 0, \qquad (5)$$

где ε_0 – начальное рассогласование периодов решетки слоя и подложки.

Удобно взять единичный вектор h в направлении H, h = H/|H|, см. рис. 1. Для него вектор смещения **Δh** находится аналогично (1):

$$\Delta h_i = U^*_{ij} h_i. \qquad (6)$$

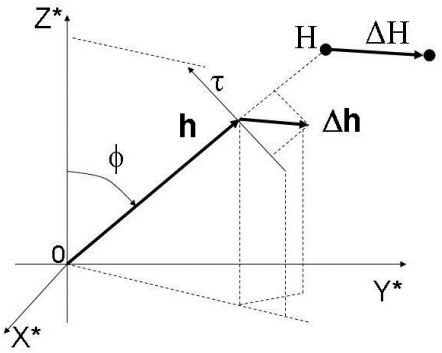


Рис.1. Смещение узла H обратной решетки

Величина (**Δh**·**h**) дает относительное изменение длины вектора **H** и равна (-Δd/d) для отражения **H**. Сдвиг по брегговскому углу пика слоя относительно пика подложки $\Delta\theta = (\theta_l - \theta_s)$:

$\Delta\theta = (-\Delta d/d) \cdot \mathrm{tg}\theta$, поэтому

$$\Delta\theta = \Delta h_i \, h_i \, \mathrm{tg}\theta. \qquad (7)$$

Проекция **Δh** на некоторое направление **τ**, перпендикулярное к **h**, находится как скалярное произведение (**Δh**·**τ**) и равна углу поворота вектора **H** в плоскости (**h**,**τ**):

$$\Delta\varphi = \Delta h_i \cdot \tau_i. \qquad (8)$$

Единичный вектор **τ** направлен по касательной к окружности, по которой при сканировании движется узел **H**. При обычной регистрации кривой качания (с широкой щелью перед детектором) регистрируется сумма

$$\Delta\omega = \Delta\theta + \Delta\varphi. \qquad (9)$$

Одно и то же отражение можно регистрировать при различных направлениях сканирования, что соответствует различным направлениям вектора **τ**. Если вектор **Δh** не параллелен **h**, то вели-

чины Δω будут различными за счет Δφ компоненты. Узел обратной решетки **H** выводится в плоскость дифракции вращением вокруг оси φ в двух положениях: геометрия «скользящего падения» и геометрия «скользящего отражения». Переход от одного положения к другому осуществляется при одновременном повороте образца на 180° вокруг оси φ. При этом меняется знак Δφ. Смену знака можно связать с изменением направления вектора **τ,** однако удобнее, как это обычно делается, вычислять Δφ для геометрии скользящего падения, «+»- геометрия, а формулу (3) записывать в виде:

$$\Delta\omega_{\pm} = \Delta\theta \pm \Delta\varphi, \qquad (10)$$

где знак «-» описывает «-»- геометрию.

Эксперимент и обсуждение результатов

Слой *GaAs* толщиной 0.7 мкм, легированный *Te*, n=$1.8\cdot10^{20}$ см$^{-3}$, на подложке *GaAs*(001) промерен на дифрактометре Bruker D8 Discover A25 [3]. Ранее этот же образец был исследован в работе [4], образец №2, где погрешность измерения углов Δω составляла 5 угл. с. Целью в [4] было подтвердить принципиальную возможность описания псевдоморфного слоя на вицинальной подложке в рамках модели однородного по толщине слоя, используя условия механического равновесия гетеросистемы. В настоящей работе измерения повторены на более точном приборе при более общем описании расчетной схемы, и цель состоит в определении уровня точности совпадения экспериментальных и вычисленных углов.

Отклонение среза δ измеряли по методике, описанной в [5]. Проекцию на поверхность пластины фиксировали относительно сколов на краях образца, которые в *GaAs* идут по плоскостям спайности типа (110). Получили δ = 4.11° ± 0.03°, азимутальный угол ξ = 45°± 3°. Отсюда ***l*** = (0.051; 0.051; 0.997); **a** = (4.8;4.8;928)$\cdot10^{-6}$. Рассогласование периодов решетки слоя и подложки оценивали, как и в [4], в приближении тетрагональной деформации слоя по отражению (004). Получено $e_0 = 4.9\cdot10^{-4}$. Поскольку атомы *Te* в слое замещают менее 1% атомов *As*, то упругие модули брали для чистого *GaAs*. Вычислен тензор дисторсии решетки слоя:

$$U_{ij}=a_i l_j = \begin{pmatrix} 0.241 & 0.241 & 4.742 \\ 0.241 & 0.241 & 4.742 \\ 47.028 & 47.028 & 925.56 \end{pmatrix} \cdot 10^{-6}.$$

Видно, что оси x и y слоя наклонены в сторону к оси z на одинаковый угол $U_{31}= U_{32}= 47\cdot10^{-6}$ рад = 0.0027°. Симметрия деформированного слоя понижена не до низшей триклинной из-за симметричного направления отклонения среза подложки.

Вычисленные по (6 - 10) величины Δω для двух геометрий съемки структуры *GaAs:Te/GaAs*(001)+4.11° приведены в Таблице.

(hkl)	$-\Delta\omega_+$, град.		$-\Delta\omega_-$, град.	
	эксп.	выч.	эксп.	выч.
(115)	0.0608	0.0607	0.0398	0.0399
(-1-15)	0.0653	0.0655	0.0306	0.0308
(-115)	0.0636	0.0631	0.0350	0.0353
(1-15)	0.0625	0.0631	0.0346	0.0353

Для измерения экспериментальных Δω на ось вращения φ гониометра D8 Discover выводили ось (001) подложки. Использован держатель образца с дополнительным столиком наклонов, “tilt stage” из комплекта D8 Discover [3], который позволяет наклонять образец относительно оси φ в пределах ±8° по двум дополнительным осям, χ и ζ. На первичном пучке использовали зеркало Гёбеля и монохроматор 4-х кратного отражения *Ge*(220). На отраженном пучке – широкую щель. Поворотом по φ ось χ выводили перпендикулярно плоскости дифракции. Отражение (004)*GaAs* находили ω-сканированием для двух положений образца с поворотом по φ на 180°, ω_1 и ω_2. Разницу $(\omega_2-\omega_1)/2$ вводили как поправку к повороту по χ. Аналогично уточняли угол ζ, после чего повторяли цикл уточнения (χ,ζ). За два цикла отклонение $(\omega_2-\omega_1)/2$ снижалось до величины не более 0.01° по обеим осям, что отражает точность юстировки.

Экспериментальные расстояния Δω приведены в Таблице. Из сравнения с вычисленными видно, что рассогласование не превышает 0.0007°, а среднеквадратичное отклонение равно 0.0004°. Такой результат позволяет утверждать, что применяя ту же методику юстировки и съемки к реальным образцам, мы получим столь же низкий уровень погрешностей, включая как случайные, так и систематические ошибки, что и составляет основную задачу использования тестового образца.

Заключение

Выполненный эксперимент показывает возможность вычисления и измерения углового положения пика слоя тестовой структуры с точностью 0,0005°. Необходимыми условиями являются: измерение величины и направления отклонения среза подложки с точностью 0.05° и 3° соответственно, совмещение кристаллографической оси подложки с осью φ гониометра на этапе юстировки образца с точностью 0,01°, использование надежных значений упругих модулей, корректных формул для описания дисторсии решетки слоя, для вычисления сдвига узлов обратной решетки и углового расстояния между пиками подложки и слоя применительно к конкретным условиям эксперимента. Современная техника HRXRD позволяет выполнять такие измерения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 12-02-00548 и 13-02-01459, а также программ Президиума РАН.

1. Современная кристаллография. Том 4. Физические свойства кристаллов/ Л.А. Шувалов, А.А. Урусовская, И.С. Желудев и др. М.: Наука, 1980. С. 51.

2. Hornstra J., Bartels W.J. //J. Crystal Growth. 1978. V. 44. No. 5. P. 513-517.

3. D8 Discover. User Manual. Vol. 2. Bruker AXS GmbH, Karlstruhe. Germany. 2011

4. Дроздов Ю.Н. //Кристаллография. 1993. Т. 38. Вып.3. С. 189-193.

5. Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Новиков А.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2011. Т. 75. Вып. 1. С. 45-48.

Сравнение различных методов изучения шероховатости оптических поверхностей в области средних пространственных частот

М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: mzor@ipm.sci-nnov.ru

Как уже было показано ранее [1], для адекватного знания о поверхности нам необходимо иметь информацию о шероховатости поверхности в достаточно большом диапазоне пространственных частот. Атомно-силовая микроскопия (АСМ) позволяет с хорошей точностью и повторяемостью измерять шероховатости в области больших пространственных частот, однако из-за нелинейности пьезо-сканнера и необходимости вычитания из АСМ изображения кривой второго порядка, измерения в области средних пространственных частотах оставляют много вопросов [2]. В данной работе рассмотрены различные методы измерения шероховатости поверхностей в области средних пространственных частот и проведено их сравнение.

Для того, чтобы продвинуться в более длинноволновую область PSD функции, полученной с помощью АСМ, необходимо увеличить размер снимаемого кадра. Однако, при увеличении размеров кадра больше 60х60 микрон мы получаем большую нелинейность и следовательно, искажение экспериментальных данных. В данной работе была изучена возможность расширить кадр изображения за счет «сшивки» малоразмерных кадров. Для этого желаемая область разбивалась на отдельные кадры и затем, по особенностям поверхности (царапины и др.) с помощью приложения к микроскопу SDI Application, производилась сшивка кадров.

Для проверки правильности алгоритма сшивки эта процедура была применена при изучении микроструктур, сформированных в фоторезисте методом электронно-лучевой литографии. На рис. 1 слева приведены 6 кадров размером 60х60 мкм, каждый из которых перекрывается с соседними. Восстановленное по этим кадром (сшитое) изображение микроструктуры приведено на рис. 1 справа. Полученное АСМ изображение хорошо совпадает с электронно-микроскопическим изображением. Разный уровень кусочков изображения связан со сложностями применения этой процедуры к поверхностям с сильно развитым рельефом. В данном случае это поверхностные загрязнения и ямки в фоторезисте.

При изучении шероховатости поверхности эта проблема отсутствует. В частности, высокое качество сшивки карты поверхности суперполированного плавленого кварца, см. рис. 2, подтверждается тем, что четко видны царапины, которые пересекают несколько кадров. С формальной точки зрения это позволяет изучать шероховатости с латеральными размерами более 100 мкм (частоты менее 0,01 мкм$^{-1}$).

Ранее при изучении шероховатости методом интерференционной микроскопии белого света с помощью Talyserf 2000 по единичным кадрам нам не удавалось получать достоверные значения шероховатости [1,3]. В [4,5] утверждается, что, применяя усреднение по большому числу кадров можно значительно снизить величину случайной погрешности измерений. По данной методике нами были проведены измерения описанной выше поверхности и сделаны необходимые усреднения (рис. 3). На рис. 4

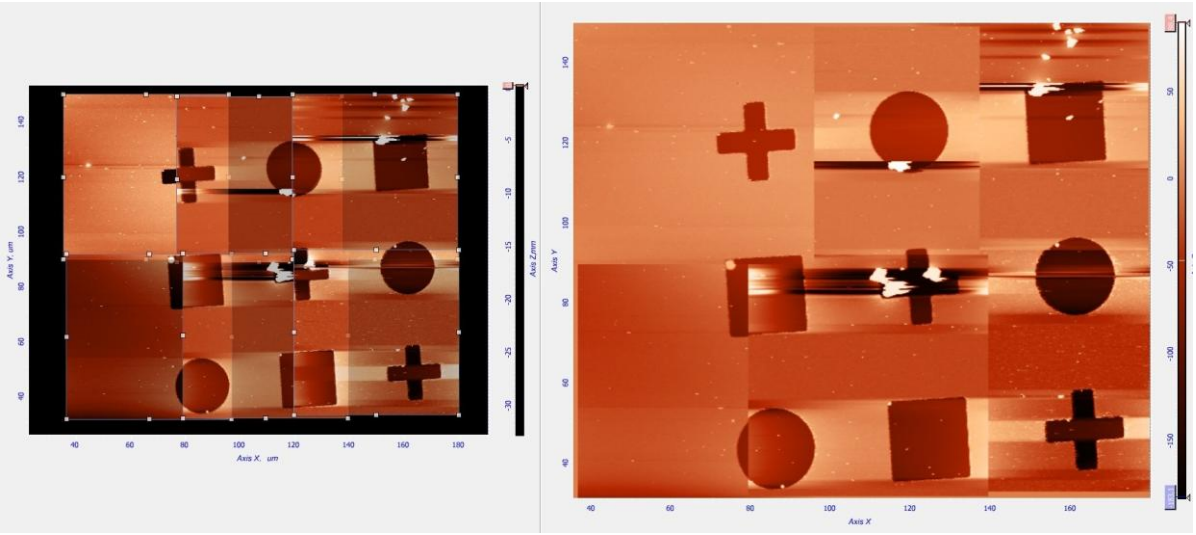


Рис. 1. АСМ изображения микроструктуры (справа), полученное в результате сшивки 6-ти АСМ кадров (слева)

приведены PSD функции шероховатостей, полученные различными методами. Как уже отмечалось ранее, наблюдается прекрасное совпадение результатов измерений методами АСМ и рентгеновского диффузного рассеяния и не плохое с интерферометрическими измерениями. Неожиданным результатом стало резкое падение шероховатости в диапазоне частот менее 0,02 мкм$^{-1}$, измеряемой по «сшитому» кадру. Возможно, это связано с процедурами вычитания поверхности второго порядка и наклона из каждого кадра в отдельности.

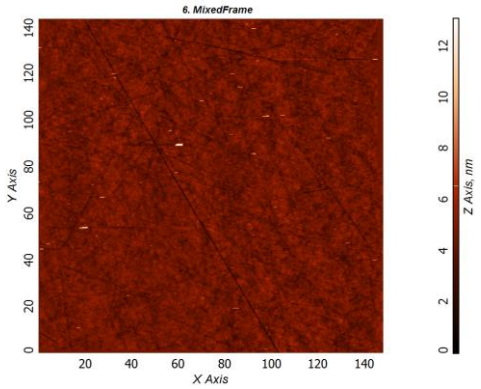


Рис. 2. АСМ изображение поверхности суперполированного кварца. Размер кадра 140x140 мкм

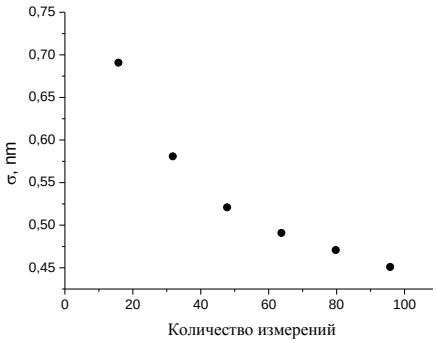


Рис. 3. Зависимость измеряемой шероховатости от количества измерений на Talysurf 2000

Таким образом, не смотря на получение качественного большеформатного АСМ изображения поверхности, продвинуться в область пространственных частот шероховатостей менее 0,01 мкм$^{-1}$ не удалось. Тем не менее, если учесть этот факт, мы видим, что все методы измерений шероховатости дают близкие результаты, что позволяет нам сделать вывод об их адекватности и в дальнейшем можно измерять поверхности тем методом, который наиболее оптимален в каждом конкретном случае. В том числе, с большой долей вероятности

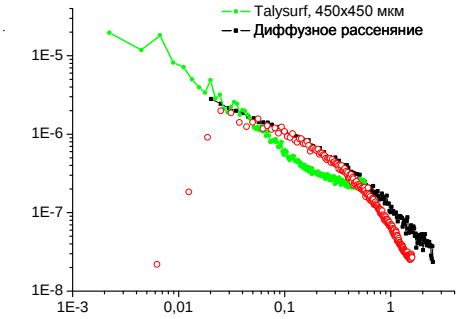


Рис. 4. PSD функции поверхности суперполированного плавленого кварца полученные разными методами

можно доверять данным измерений интерференционного микроскопа в частотном диапазоне 0,001-0,05 мкм$^{-1}$.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 12-02-31678 и 13-02-00377, и Минобрнауки РФ ГК 16.552.11.7007 и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. Барышева М.М. Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой и интерференционной микроскопии / М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салащенко, И.Л. Струля, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т.75, №1. С. 71-76.

2. Барышева М.М. Проблемы применения атомно-силовых микроскопов для изучения шероховатости элементов изображающей оптики. Пути решения / Б.А. Грибков, М.В. Зорина, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Труды 16-го международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород. 12-16 марта 2012. Т.2. С. 557-558.

3. Barysheva M.M. Problem of roughness detection for supersmooth surfaces / M.M. Barysheva, B.A. Gribkov, Yu. A. Vainer, M.V. Zorina, A.E. Pestov, Yu. Ya. Platonov, D.N. Rogachev, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // Proc. of SPIE. 2011. V. 8076. P. 80760M-1-10.

4. Measuring Sub-Angstrom Surface Texture. www. Zygo.com

5. Азарова В.В., Интерферометрический метод контроля прецизионных поверхностей и лазерных зеркал / В.В. Азарова, И.В. Чертович, Т.В. Цветкова // Труды 1-й Всероссийской школы-семинара. МИЭМ. 2010. С. 209.

Применение трансфокаторной фокусировки синхротронного излучения для SAXS/WAXS дифрактометрии при исследовании наноструктурной организации систем биологических тканей

***В.Н. Корнеев*[1], *В.А. Шлектарев*[2], *А.В. Забелин*[3], *В.М. Аульченко*[4], *Н.Ф. Ланина*[2], *В.П. Толочко*[5], *А.Ю. Грузинов*[3], *А.А. Вазина*[2]**

[1] Институт биофизики клетки РАН, Пущино
[2] Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН, Пущино
[3] НИЦ "Курчатовский Институт", НБИКС-центр, Москва
[4] Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, СЦСТИ, Новосибирск
[5] Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск

e-mail: korneev@icb.psn.ru

Задача настоящего сообщения – показать два аспекта использования синхротронного излучения (СИ) для решения задач структурной биологии тканей: во-первых, в разработках инструментального обеспечения для исследования механизмов функционирования биологических полимеров в молекулярной и наномасштабной шкале и, во-вторых, в развитии методов рентгеновской дифракции под большими (WAXS) и малыми (SAXS) углами. Биологические ткани имеют слабую рассеивающую способность, что диктует жесткие требования к интенсивности рентгеновского потока. В последние годы наблюдается качественный подход в области изучения наноструктурированных систем на основе использования СИ. Основные наши результаты были получены на рабочих каналах двух накопителей: Сибирь-2 (НИЦ «Курчатовский институт», НБИКС-центр, Москва) и ВЭПП-3 (ИЯФ СО РАН, Сибирский центр СТИ, Новосибирск) [1].

Основой разработок рентгенографических станций явилось проведение следующих экспериментов: исследование структуры и структурной динамики скелетной мышцы, эпителиальных тканей в норме и патологии; изучение природных и инженерных конструкций шелка, а также воздействия метода высокочастотной электрохирургической сварки (ВЧ-сварки) на биологические ткани.

Традиционный интерес к изучению этих тканей вызван высокой степенью упорядоченности многочисленных иерархических уровней структурной организации, у которых имеется общее свойство: все они представляют мультибелковые макромолекулярные соединения со структурной периодичностью от 0,1 до 100 нм. Различие между функционально значимыми структурами проявляется в характере и степени их упорядоченности, а также во временных параметрах их структурной динамики.

На рис. 1 изображена обобщенная схема станций. Показан ход лучей в меридиональной и сагиттальной плоскостях от источника излучения 1 до детектора 2. Увеличение интенсивности и уменьшение размеров пучка обеспечивается его фокусировкой в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Дифракционные потоки от образца 3 требуется регистрировать в широком угловом диапазоне при разных расстояниях образец-детектор, т.е. для выполнения условия сопряженных точек, в которых расположены источник излучения и его изображение, необходимо обеспечить переменное масштабирование для разных условий эксперимента.

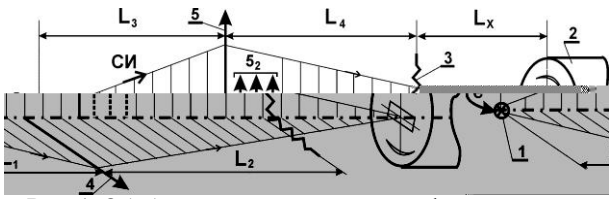


Рис. 1. Обобщенная схема рентгенографических станций

Для станции созданы два фокусирующих устройства, расположенных от источника излучения и его изображения на постоянном и переменном расстояниях, соответственно. Устройства названы нами трансфокаторами – монохроматическим 4 и зеркальным 5 (на рисунке представлены их главные плоскости), в которых фокусировка рентгеновского потока осуществляется за счет изгиба рентгенооптических элементов по форме кругового цилиндра переменного радиуса. Монохроматический трансфокатор 4 работает на принципе брэгговской дифракции от симметрично срезанного кристалла и обеспечивает две функции - выделение требуемой длины волны при заданной ширине спектра и фокусировку потока в сагиттальной плоскости. Зеркальный трансфокатор 5 состоит из блоков с фокусирующими зеркалами полного внешнего отражения 5_2 и формирует рентгеновский поток в меридиональной плоскости. При этом обеспечивается: ввод первого зеркала в пучок СИ; установка других зеркал относительно верхней границы пучка, прошедшего под предыдущими зеркалами; настройка зеркал на оптимальные углы скольжения к пучку и его фокусировка с последовательным совмещением полученных изображений источника СИ. Для формирования первичного пучка и исключения фоновых засветок созданы коллимирующие щелевые устройства, основные из которых установлены перед трансфокатором 4 и образцом 3.

В настоящее время рентгенографическая станция на канале 1.3а накопителя Сибирь-2 имеет парамет-

ры: кристалл Ge(111); установленная длина волны λ=0,16нм при $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-3}$; первое зеркало из плавленого кварца; расстояния между зеркалами 0,35м; L_1=15,3м, L_2=3,81м, L_3=15,76м, L_4=3,35м и L_x=0,0035 ÷ 2,45м. Результаты расчета с данными параметрами по выражениям, приведенным в работе [2], показывают, что монохроматический и зеркальный трансфокаторы должны обеспечивать плавные изменения оптических увеличений в диапазонах: $V_{м}^{X} = 0{,}251^{X} \div 0{,}408^{X}$ и $V_{3}^{X} = 0{,}215^{X} \div 0{,}367^{X}$, соответственно.

Для создания рентгенооптической схемы с данными параметрами необходимо выполнить по крайне мере два условия. Первое – обеспечить радиусы изгиба кристалла и зеркала в диапазонах $R_м$= 25,9 ÷ 36,2 м и R_3= 1474 ÷ 2239 м, соответственно. Во-вторых, при настройке зеркального трансфокатора создать условия оптимальных углов скольжения пучка к каждому зеркалу с учетом материала их фокусирующих поверхностей. Например, при сборке трехблочной системы (L_x=3,5x10^{-3}м) и настройке первого зеркала на максимальную входную апертуру (угол скольжения 13 угл.мин.), необходимо установить следующие зеркала на углы 13,7 угл.мин. и 14,9 угл.мин. В этой связи, оба кварцевых зеркала должны или иметь материал покрытия элементами с большим атомным весом, или первое зеркало должно настраиваться на меньший угол скольжения.

Станция оснащалась разными системами регистрации: быстродействующими однокоординатными детекторами; запоминающими экранами Image Plate с соответствующим анализатором; двухкоординатными детекторами с охлаждаемыми CCD-матрицами и флуоресцирующими экранами.

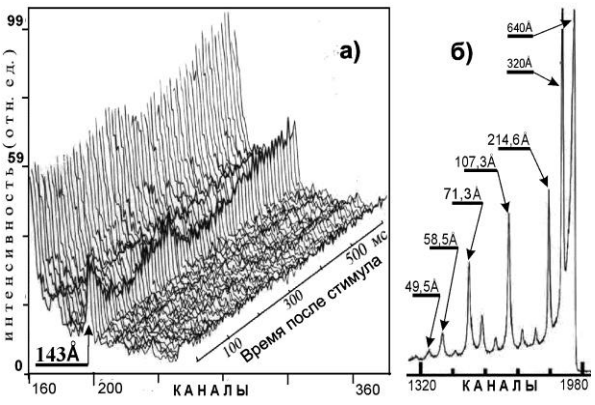


Рис. 2. Рентгенограммы мышцы а) и коллагена б)

На рис. 2-4 приведены результаты, полученные методами SAXS/WAXS дифракции. На рис.2 представлены дифрактограммы, полученные по методу «дифракционное кино» с детекторами ОД-3. Метод был впервые разработан нами в 1973г., в последующие годы проводилась его модернизация на разных источниках СИ. Эксперименты проводились как в динамике, так и в статическом режиме, отслеживая развитие во времени отклика объектов на различные физико-химические воздействия. Приведены дифрактограммы: (а) - временной ход интенсивности наиболее сильного меридионального рефлекса 14,3нм сокращающейся мышцы при парной стимуляции; (б) – картина рентгеновской дифракции коллагена в меридиональной плоскости.

На рис. 3 и 4 представлены совмещенные рентгенограммы, полученные с двумерными системами регистрации на основе охлаждаемых матриц. На рис. 3 а) - части симметричных картин: от продуцентов эпителиальной ткани – ткани волоса (вверху) и от опухолевой ткани молочной железы (внизу). Характерными рефлексами являются: кольцевой рефлекс 4,5нм, обусловленный периодичностью внеклеточных протеогликановых структур; меридиональный рефлекс 6,7нм и экваториальный рефлекс 9нм, обусловленные внутриклеточным белком кератином. Тестовый объект – бегенат серебра ($C_{22}H_{43}O_2Ag$) представлен на рис. 3 б).

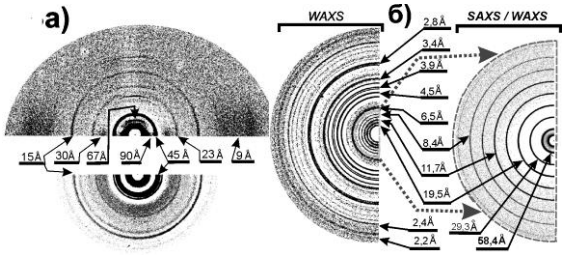


Рис. 3. Рентгенограммы: а) ткани волоса (верх) и молочной железы (низ); б) бегената серебра

На рис. 4 представлены рентгенограммы кокона шелка (а) и ткани кишки (б) в норме и после воздействия на них ВЧ-сваркой. Выявлен уникальный феномен «рождения» наноструктурной упорядоченности - рентгенограммы в области малых углов буквально «набиты» острыми дифракционными кольцами, молекулярная структура при этом оставалась стабильной.

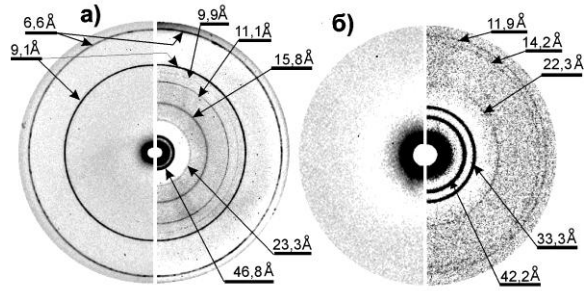


Рис. 4. Рентгенограммы: а) - образцов кокона шелка шелкопряда Bombyx mori; б) – ткани кишки. Слева – до сварки, справа – после воздействия ВЧ-сварки

Работа ведется при поддержке РФФИ - гранты № 10-02-01121, № 11-02-00706.

1. Vazina A.A. Biological Application of Synchrotron Radiation: From Artem Alikhanyan to Nowadays. «Brilliant Light in Life and Material Sciences». NATO – B. V. Tsakanov and H. Wiedemann (eds), The Netherlands: Springer. 2007. P. 121–131.

2. Korneev V.N., Shlektarev V.A., Zabelin A.V. et al. X-Ray Stations Based on Cylindrical Zoom Lenses for Nanostructural Investigations Using Synchrotron Radiation. J. of Surface Investigation. X-ray, Synchrotr. and Neutr. Techniques. 2012. V. 6, № 5. P. 849–864.

Эксперимент Hi-C по регистрации изображений Солнца в ВУФ диапазоне со сверхвысоким разрешением

С. В. Кузин[1], С.А. Богачев[1], С. В. Шестов[1], Дж. Сертан[2], К. Кобаяши[2], Л. Голуб[3], А.Я. Лопатин[4], Н.Н. Цыбин[4]

1

2

3

4

e-mail: kuzin@sci.lebedev.ru

Hi-C

[1].

Solar Orbiter

-

- Hi-C

White Sands

-

1. Cirtain J. Observations of magnetic braiding and resulting energy release in the solar corona./ J. Cirtain, Leon Golub, A. Winebarger, et al. // Nature, 2013, in press.

Методика контурографии нанометровой точности для диагностики многослойных наноструктур

В.Б. Логинов [1], ***В.И. Троян*** [1], ***А.Г. Ёлкин*** [2], ***Б.А. Логинов*** [2], ***П.В. Борисюк*** [1], ***В.Д. Борман*** [1], ***В.Н. Тронин*** [1]

[1] Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва
[2] Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Зеленоград

e-mail: vovalog@yandex.ru

Технологическая диагностика многослойных структур из сверхтонких пленок требует применения метрологического средства, имеющего нанометровую точность измерения рельефа на поле измерения, составляющем 100–200 мм. Точность оценки высот рельефа порядка 1 нм и латеральная точность порядка 100 нм необходимы для оценки шероховатости, дефектности и отклонения от плоскостности. Размер же поля измерения связан с размерами образцов, чаще всего создаваемых на подложках из кремниевых пластин.

Сочетание таких параметров разрешения и поля, особенно с учетом необходимости их метрологической поверки, затруднительно в зондовой и электронной микроскопии, а также в профилометрии. В связи с этим встал вопрос создания специального прибора – контурографа.

Нами был разработан новый тип направляющей [1] в виде монокристалла кремния, сохраняющего форму в течение длительного времени, более 1 года, что впервые позволило сохранить отклонение от плоскостности измерений на уровне 1 нм на базе до 200 мм и более. Это ключевое решение, наряду с применением известных решений – алмазного зонда малого давления с радиусом закругления в единицы мкм и дифференциального индуктивного датчика с доработкой его для повышения линейности и нанометровой точности - позволил создать контурограф с базой в 220мм, примененный нами для диагностики изучаемых нами многослойных образцов из Au/C - слоев на подложке из пластины кремния.

Каждый из Au/C – слоев создавался путем импульсного лазерного осаждения сначала с мишени золота от 600 импульсов He-Ne лазера, и далее с мишени графита от 100 импульсов лазера. Предварительное изучение структуры отдельного Au/C – слоя осуществлялось несколькими методами. Методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) было показано, что напыление углерода образует в большинстве своем атомарно-гладкую поверхность, а атомы золота поверх нее собираются в нанокластеры с характерными для выбранных нами параметров напыления латеральными размерами порядка 2–3 нм (рис. 1).

Рис. 1. СТМ-кадр нанокластера золота на атомарно – гладкой поверхности углерода, размер кадра 8 нм х х 8 нм, размах высот 5 нм, микроскоп «СММ-2000»

Для определения внутренней структуры нанокластеров золота был изучен спектр поглощения синхротронного излучения образца (XANES) [5,6]. Образец изучался на линии синхротронного излучения Курчатовского института с максимальной энергией рентгеновского излучения 12 кэВ. Путём компьютерного моделирования спектров поглощения нанокластеров золота различной структуры с помощью программы FEFF8.2 [2, 3] и сравнения модельного и экспериментального спектра, было получено, что структура нанокластера представляет собой структуру усечённого наполовину кубооктаэдра, состоящего из трёх координационных сфер [4].

Для аттестации толщины одного слоя Au/C образец был изучен на затенение спектра Au методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. По измерениям затенённости было показано, что один слой Au/C в целом имеет толщину около 10 нм.

В результате, определив параметры Au/C – слоев, был изготовлен тестовый образец для диагностики контурографом. С дополнительным использованием масок была создана структура, состоящая из ступенек, содержащих в себе 10 и 20 слоёв Au/C, тем самым размер ступенек оказался 100 и 200 нм. Схематичный профиль образца представлен на рис. 2.

Далее, на контурографе был снят профиль, изготовленный ступенчатой структуры Au/C. полу-

ченный результат для ступеньки высотой 100 нм представлен на рис. 3, а для ступеньки высотой 200 нм на рисунке 4.

На снимаемых профилях были хорошо прописаны характерные ступеньки величиной 100 и 200 нм, что соответствует 10 и 20 слоям Au/C соответственно. Видны и латеральные координаты этих ступенек – первая ступенька находилась на расстоянии 13,850 мм от начала трассы, а вторая – на расстоянии 103,710 мм. Снятие таких профилей на метрологически поверенном приборе – контурографе – может быть встроено в линейку технологического контроля производства многослойных наноструктур, особенно с учетом малого времени измерения – не более 2–3 минут вместе с подготовкой, а также с учетом неприхотливости метода, в т.ч. отсутствия ломких или изнашивающихся частей.

Использование разрабатываемых в настоящее время дополнительных к контурографу приспособлений, таких, как подвижный Y-стол, поможет создать трёхмерную модель образца многослойных структур с размерами до 220 мм по оси X, до 100-200мм по осу Y, перемещение по которой осуществляется Y-столом, и до 120мм по вертикали Z, что составляет диапазон работы зонда - датчика рельефа.

Разработанный для диагностики многослойных структур из сверхтонких пленок контурограф может быть также применен для метрологических измерений самых различных и больших по габаритам образцов, вплоть до образцов оптики или точного машиностроения.

1. Логинов В.Б., Троян В.И., Елкин А.Г. и др. Заявка РФ от 21.02.2013 на изобретение «Устройство прецизионного перемещения»

2. Ankudinov, A.L. Real-space multiple-scattering calculation and interpretation of XANES / A.L Ankudinov, B. Ravel, J.J. Rehr et al // Phys. Rev. B 58 (1998) 7565.

3. Ankudinov, A.L. Parallel calculation of electron multiple scattering using Lanczos algorithms / A.L. Ankudinov, C.E. Bouldin, J.J. Rehr, et al // Phys. Rev. B. 65 (2002) 104107.

4. XANES-спектроскопия осаждённых нанокластеров золота. / Логинов В.Б., Борисюк П.В., Борман В.Д., Пушкин М.А. и др. // Ядерная физика и инжениринг, 2012, том 5, № 5, стр. 474.

5. Ведринский, Р.В. EXAFS-спектроскопия - новый метод структурного анализа / Р.В. Ведринский // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 5. С. 79-84.

6. Bianconi, A. X-Ray Absorbtion Near-Edge Structure: Surface XANSE / Bianconi, A, Marcelli A. // Synchrotron Radiation Research. N.Y.: Plenum Press, 1992. Vol. 1.

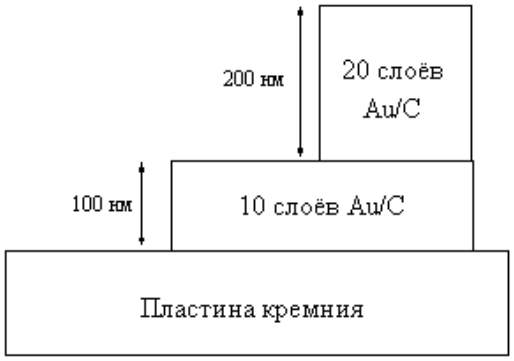


Рис. 2. Схематичное изображение ступенчатого тестового образца из многослойных Au/C – структур

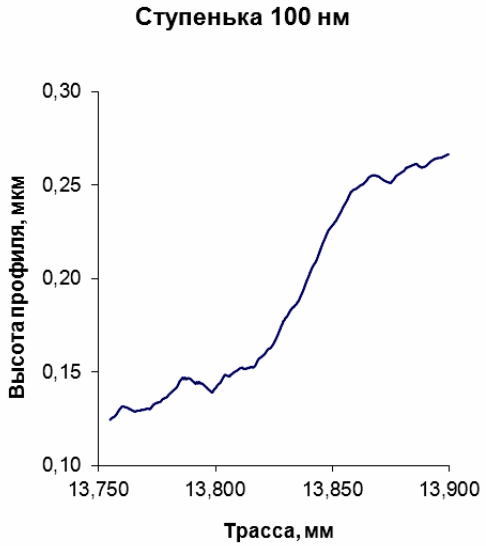


Рис. 3. Профиль ступеньки высотой 100 нм

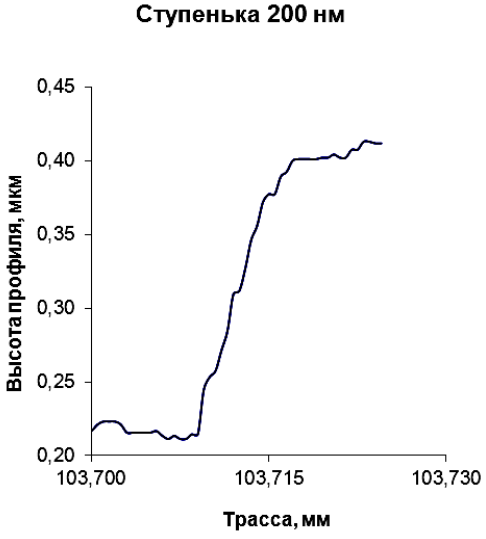


Рис. 4. Профиль ступеньки высотой 200 нм

Тонкопленочные элементы на пропускание: перспективы использования в промышленных литографических установках ЭУФ диапазона

Е.Б. Клюенков[1], А.Я. Лопатин[1], В.И. Лучин[1], Н.Н. Салащенко[1], Н.Н. Цыбин[1], Л.А. Шмаенок[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород
[2] PhysTeX, Vaals, Netherlands

e-mail: lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Несколько лет назад активно рассматривалась возможность использования абсорбционных пленочных фильтров как основных элементов, обеспечивающих блокировку внеполосного излучения источников в промышленных установках проекционной ЭУФ нанолитографии с длиной волны 13 нм. Была найдена оптимальная по термостойкости структура $Mo/ZrSi_2$, способная длительно выдерживать радиационный нагрев при уровне поглощаемой в пленке мощности до 5 Вт/см^2 без существенного изменения свойств [1]. Изготовлены образцы фильтров диаметром до 160 мм с прозрачностью на рабочей длине волны >70%, примененные, в частности, при комплектации литографических установок, разрабатываемых компанией ASML.

За прошедшее время был достигнут значительный прогресс в работах по иным вариантам спектральной фильтрации и защиты оптики от продуктов эрозии мишеней. Продемонстрирована достаточно высокая эффективность использования для селекции излучения в ЭУФ области дифракционных решеток [2], разработаны многослойные покрытия для ослабления отражения зеркал в УФ и ИК диапазонах [3, 4]. Предприняты меры по многократному подавлению загрязнения элементов схемы с помощью газодинамических и магнитных ловушек. Наиболее перспективным для промышленного применения на сегодняшний день представляется ЭУФ источник с оловянной мишенью, облучаемой импульсным CO_2 лазером; мощность на рабочей длине волны уже существующих источников достигает сотен ватт при мощности используемых лазеров до нескольких десятков киловатт [5].

Абсорбционный фильтр уже не кажется совершенно необходимым на входе в схему, с одной стороны, по причине появления эффективных альтернативных вариантов коррекции спектра, а с другой стороны, из-за риска разрушения в условиях многократно возросшей падающей мощности. Хотя это не исключает применения тонких пленок для входной фильтрации излучения в системах ЭУФ литографии с меньшей производительностью, а также в высокопроизводительных системах с объединением излучения нескольких плазменных источников в одном промежуточном фокусе, наблюдается значительный интерес производителей литографического оборудования к использованию свободновисящих тонкопленочных элементов на участке оптической схемы, ответственном за построение изображения.

Мы упомянем два таких применения – в качестве тонкого защитного экрана проекционной маски, исключающего попадание на нее микрочастиц в процессе работы, и в качестве экрана, устанавливаемого непосредственно перед экспонируемой пластиной. В этой позиции тонкая пленка защищает зеркала схемы от загрязнения органическими продуктами, образующимися при экспонировании резиста, а также обеспечивает дополнительное подавление УФ засветки.

Проведено изучение способности тонких $Mo/ZrSi_2$ пленок задерживать микрочастицы. Установлено, что металлические кластеры с размерами до двух микрон и скоростями до 1000 м/с не приводят к сквозным повреждениям пленочных экранов толщиной 40 нм.

Совершенствуется развитая в ИФМ РАН методика изготовления свободновисящих тонкопленочных элементов. Разработаны эвакуируемые контейнеры для безопасной транспортировки чувствительных к ударам и воздушным потокам тонкопленочных элементов большой апертуры (рис. 1). В таких контейнерах были, в частности, успешно пересланы потребителю образцы свободновисящих фильтров диаметром 120 мм с толщиной пленочной структуры 52 нм.

Рис. 1. Конструкция откачиваемого транспортировочного контейнера, рассчитанного на три 120-мм свободновисящих пленочных фильтра, и внешний вид такого фильтра

При изготовлении тонкопленочных элементов относительно небольшого размера опробован подход, который позволяет получить несколько

образцов из заготовки в виде натянутой на рамке свободновисящей пленки значительной площади (рис. 2). Тем самым существенно сокращается время, затрачиваемое на выпуск одного образца.

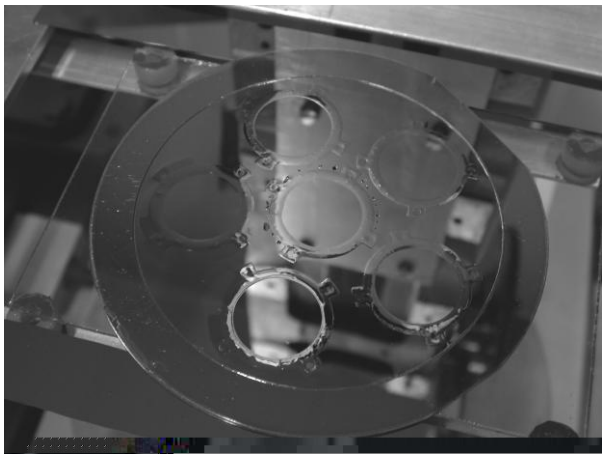


Рис. 2. Одновременная приклейка нескольких рамок к натянутой пленке. Внутренний диаметр рамок 22 мм, пленки на кольце большего диаметра – 80 мм. Толщина изготавливаемых $Mo/ZrSi_2$ образцов 25 нм (прозрачность на длине волны 13 нм T = 84%)

Можно утверждать, что основные предпосылки для перехода к мелкосерийному производству всех потенциально применимых в промышленной ЭУФ литографии тонкопленочных оптических элементов сегодня имеются. Дальнейшее тестирование таких элементов в литографических установках исследовательского уровня, возможно, даст более ясное понимание целесообразности и объемов использования тонких пленок в схемах ЭУФ литографии, требований к характеристикам и совершенству образцов.

Работа поддержана РФФИ: гранты 10-02-01073-а, 13-02-01210-а.

1. Chkhalo, N.I. Free-standing spectral purity filters for extreme ultraviolet lithography / N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, E.B. Kluenkov, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, L.A. Sjmaenok, V.E. Banine, A.M. Yakunin // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. 2012. V. 11(2), 021115.

2. Van den Boogaard, A.J.R. Optical element for full spectral purity from IR generated EUV light sources / A.J.R. van den Boogaard, E. Louis, F.A. van Goor and F. Bijkerk // Proc. of SPIE. 2009. V. 7271, 72713B-1.

3. Van Herpen,M.M.J.W. Spectral-purity-enhancing layer for multilayer mirrors / M. M. J. W. van Herpen, R. W. E. van de Kruijs, D. J. W. Klunder, E. Louis, A. E. Yakshin, S. Alonso van der Westen, F. Bijkerk, and V. Banine // Optics Lett. 2008. V. 33, № 6. P. 560–562.

4. Soer, W.A. Extreme ultraviolet multilayer mirror with near-zero IR reflectance / W. A. Soer, P. Gawlitza, M. M. J. W. van Herpen, M. J. J. Jak, S. Braun, P. Muys, and V. Y. Banine // Optics Lett. 2009. V. 34, № 23. P. 3680–3682.

5. Brandt D.C. Laser produced plasma EUV Sources for device development and HVM / D.C. Brandt, I.V. Fomenkov, M.J. Lercel, B.M. La Fontaine, D.W. Myers, D.J. Brown, A.I. Ershov, R.L. Sandstrom, A.N. Bykanov, G.O. Vaschenko, N.R. Böwering, P. Das, V.B. Fleurov, K. Zhang, S.N. Srivastava, I. Ahmad, C. Rajyaguru, S. De Dea, W.J. Dunstan, P. Baumgart, T. Ishihara, R.D. Simmons, R.N. Jacques, R.A. Bergstedt, P.I. Porshnev, C.J. Wittak, M.R. Woolston, R.J. Rafac, J. Grava, A.A. Schafgans, Y. Tao // Proc. of SPIE. 2012. V. 8322, 83221I.

Спектры пропускания рентгеновских фильтров, изготовленных из трековых мембран со сквозными цилиндрическими порами

А.В. Митрофанов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

e-mail: mitrofa@sci.lebedev.ru

Пористые полимерные трековые мембраны и оптические фильтры, изготовленные на их основе, использовались ранее в качестве рентгеновских фильтров детекторов изображения в «мягких» каналах солнечных рентгеновских телескопов и в одноканальных радиометрах [1–3]. Оказалось, что для серии образцов фильтров, которые исследовались в работе [3], экспериментальные кривые пропускания, измеренные в мягкой рентгеновской и вакуумной ультрафиолетовой областях спектра заметно отличаются от расчетных кривых , представленных здесь и полученных в рамках численного решения параболического уравнения для системы непересекающихся сквозных пор с идеально гладкими стенками. В докладе рассматривается, как согласовать экспериментальные точки и расчетные кривые, привлекая дополнительные опытные данные о реальной шероховатости поверхности мембран и стенок пор химически травленных полимерных фольг с фиксированной плотностью пор [4].

Исследуемые образцы были изготовлены из пленки полиэтилентерефталата (ПЭТФ) марки Hostaphan (Mitsubishi Polyester Films) толщиной 23 мкм методами трековой технологии в Дубне [3].

Они предназначались для дифракционной фильтрации излучения в измерительных каналах солнечного радиометра [3] и представляли собой пористые пленки с протравленными насквозь треками тяжелых ионов, нормальными к их поверхности. Поры имели приблизительно цилиндрическую форму длиной L = (22.5 ±0.5) мкм, плотность пор равнялась N = (0.9±0.1)*10^8 $см^{-2}$, а их диаметр D для разных серий образцов был в пределах 0.4 – 0.8 мкм. Пропускание образцов при нормальном падении квазипараллельного пучка на поверхность фильтра измерялось в двух лабораториях [3] в нескольких спектральных точках в диапазоне длин волн от 13.5 нм до 121.7 нм. Экспериментальные результаты [3] с нормировкой пропускания на одиночную пору представлены на рис. 1 группой крупных (контурных) точек как функция безразмерного волнового параметра $1/N_F$ (ось x), где N_F – число Френеля поры, определённое как $N_F = D^2 / \lambda L$.

Для пустотелых цилиндрических каналов с размерами пор, соответствующими реальным, был проведен расчет пропускания методом численного решения параболического уравнения [5], с использованием табличных значений оптических постоянных ПЭТФ в мягкой рентгеновской области спектра [6]. Стенки пор считались идеально гладкими. Результаты вычислений представлены на рис.1 мелкими точками, расположенными, как оказалось, значительно выше экспериментальных значений.

Объяснить такое большое (более двух порядков) расхождение опытных данных и результатов модельных расчетов удается объяснить, если заложить в расчетную модель реальные характеристики рельефа стенок пор трековых мембран, имеющих на травлёной поверхности каналов пор крупные дефекты типа каверн (См. результаты работы [4]).

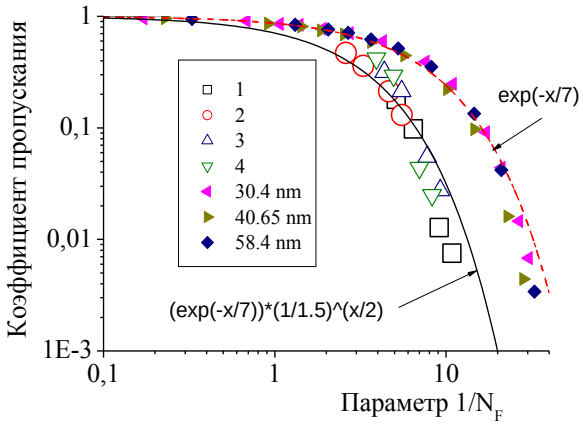


Рис. 1. Коэффициенты пропускания излучения в мягкой рентгеновской и в вакуумной ультрафиолетовой областях спектра для одиночной цилиндрической поры в ПЭТФ по результатам измерений [3] (нижняя кривая) и расчетные значения (верхняя кривая) как функция безразмерного волнового параметра – обратного числа Френеля

1. Солнечно-земная физика: результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф» / Под ред. В.Д. Кузнецова. М.: Физматлит, 2009. Глава 3. С. 65–127 и Глава 17. С. 426–468.

2. Mitrofanov A.V. Ion track filters in imaging X-ray astronomy. / Mitrofanov A.V, Apel P.Yu. // Nucl. Instrum. and Meth. 1989. V. A. 282. P. 542–545.

3. Dominique M. Track membranes with open pores used as diffractive filters for space-based X-ray and EUV solar observations / Dominique M, Mitrofanov A.V., Hochedez J.-F. et al. // Appl. Opt. 2009. V. 48, № 5. P. 834–841.

4. Зуев, С.Ю. Зеркальные свойства химически травленых пленок полиэтилентерефталата в мягкой рентгеновской области. / Зуев С.Ю., Митрофанов А.В. // Известия РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, № 1. С. 84–87.

5. Vinogradov A.V., Popov A.V., Kopylov Yu. V., Kurokhtin A.N. Numerical Simulation of X-ray Diffractive Optics. М.: Изд-во А и Б, 1999. С. 29.

6. www.cxro.lbl.gov/optical_constants/

Безмасочная коррекция формы оптических поверхностей

И.А. Каськов, И.М. Нефедов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время в ИФМ РАН активно развивается методика прецизионной коррекции формы поверхностей оптических (рентгенооптических) элементов методом ионно-пучкового травления [1]. Методика призвана обеспечить изготовление поверхностей (в том числе асферических) со среднеквадратическим отклонением формы (пространственные частоты 10^{-3}–10^{0} мкм$^{-1}$) от расчетных параметров на уровне 0,3-1,0 нм и шероховатостью в диапазоне средних (10^{0}–10^{2} мкм$^{-1}$) и высоких пространственных частот (10^{2}–10^{6} мкм$^{-1}$) лучше 0,4 нм. Для этих целей разработана установка ионно-пучкового и плазмохимического травления [2]. На которой успешно реализована и применяется методика коррекции формы поверхности через маску [1]. Однако, недостатком коррекции формы через маску, как было обнаружено в ходе исследований [2], является развитие среднечастотных шероховатостей вследствие образования острых кромок и подпыления под закрытые маской области. Поэтому после процедуры коррекции необходимо проводить “ретушь” сфокусированным ионным пучком или полностью безмасочную коррекцию.

Рис.1. Фотография установки ионно-пучкового и плазмохимического травления

С этой целью на установке (рис.1) имеется опция травления сфокусированным пучком ускоренных ионов. А для реализации непосредственно процедуры безмасочной коррекции/“ретуши” написана программа, которая по данным с PDI-интерферометра рассчитывает траекторию движения корректируемой поверхности под ионным пучком и время травления в каждой точке, планируется, что с ее помощью за один проход будет возможно улучшать параметры формы поверхности до субнанометрового уровня.

Для проведения процедуры “ретуши”/ безмасочной коррекции формы поверхности установка [2] оснащена источником с фокусировкой ионного пучка (ЗАО “Ферри Ватт”, Казань).

Таблица 1

Основные технические характеристики

Рабочее давление	$5*10^{-3}$ Па
Выходная апертура	Ø50 мм
Пятно фокусировки	Ø15-20 мм
Ионный ток	100 мА
Энергия ионов в пучке	100-1500 эВ
Разброс энергии ионов в пучке	±3 эВ
Плотность ионного тока	до 6 мА/см^2
Рабочее напряжение разряда	35-50 В

Источник с фокусировкой ионного пучка – источник с холодным катодом, позволяет работать как с инертными, так и активными газами. Для нейтрализации заряда ионного пучка при работе с диэлектрическими материалами используется дополнительный термокатод - нейтрализатор, установленный на выходе ионного источника, он позволяет полностью скомпенсировать заряд пучка и проводить травление нейтральными атомами. Фокусировка ионов осуществляется за счет ионно-оптической системы, представляющей собой пару сколлимированных вогнутых сферических сеток, обеспечивающих сжатие ионного пучка до 15 мм в диаметре на расстоянии 70 мм от выходной апертуры источника. С помощью водоохлаждаемых диафрагм диаметр ионного пучка может быть уменьшен до 1 мм.

На первом этапе, на интерферометре с дифракционной волной сравнения [1] снимается карта поверхности. Результаты измерения – карта отклонений формы поверхности от расчетной, является входными данными программы расчета. В основе программы заложен поиск минимума функционала свертки функции поверхности корректируемой детали и поверхности, ограничивающей распределение плотности тока (скорости травления) ионного пучка. На выходе имеем траекторию движения корректируемой поверхности под пучком ускоренных ионов (в координатах r и φ) и время травления в каждой точке.

Затем образец помещается в вакуумную камеру. Ионный источник подводится на расстояние 2-3 мм до центра гониометра (точка пересечения всех осей гониометра). Центр образца устанавливается в центр гониометра. Пятиосный гониометр обеспечивает локальную нормаль к поверхности в каждой точке (что позволяет обеспечивать шероховатость поверхности на уровне 0,2-0,4 нм в диапазоне пространственных частот 10^{0}-10^{6} мкм$^{-1}$ [1]), относительно ионного пучка, и поддерживает

на постоянном уровне расстояние образец – выходная диафрагма. Т.е. результирующая таблица координат (r,φ) дополняется углом наклона образца относительно горизонтальной оси и линейным размером x (учитывающим стрелку прогиба/выгиба). В этой геометрии проводится процедура ионно-пучкового травления, время экспозиции в каждой точке, соответствует расчетному.

На данном этапе найдено положение фокальной плоскости. Измерялось сечение пучка ускоренных ионов в зависимости от расстояния от выходной апертуры (на рис.2 приведена серия кривых для пучка с энергией ионов 200 эВ). Ширина пучка на полувысоте в области “перетяжки” составила 23 мм, что обеспечивает плотность ионного тока в области фокусировке на уровне 4,5 мА/см^2, при токе ионного пучка 30 мА.

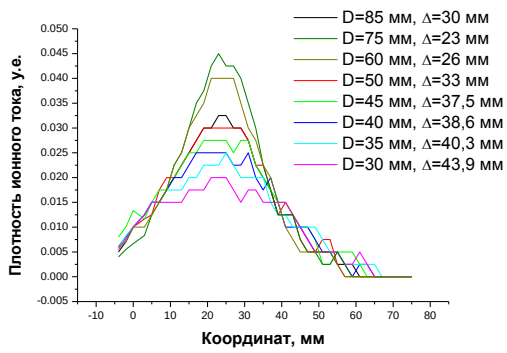


Рис. 2. Зависимость ширины пучка ускоренных ионов от расстояния до выходной апертуры

Изучение зависимости поперечного сечение ионного пучка после 2 мм диафрагмы от расстояния диафрагма-подложка (рис.3) показало, что на расстоянии до 6 мм полуширина пучка остается практически неизменной (уширение на уровне 15%). Это говорит о малой расходимости ионного пучка в области “перетяжки”, что позволяет проводить безмасочную коррекцию формы поверхности сканированием сфокусированным ионным пучком по поверхности подложки.

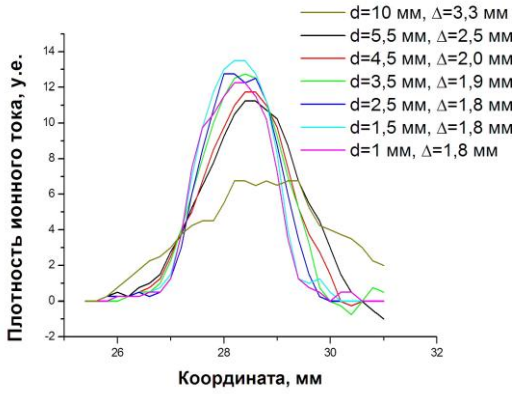


Рис. 3. Зависимость ширины ионного пучка после диафрагмы диаметром 2 мм от расстояния до диафрагмы

Определен профиль пучка ускоренных ионов после 2 мм диафрагмы при травлении ионами Ar^+ с энергией 400 эВ кристаллического кремния [100] Методика определения профиля ионного пучка:

1. Формирование кратера: выходная диафрагма ионного источника устанавливалась на расстоянии 2 мм от образца Si [100], проводилось травление на заметную глубину около 4 мкм, ток ионов в процессе эксперимента поддерживался на заданном уровне (20 мА).
2. Измерение формы кратера: сформировавшийся в результате травления кратер на поверхности образца измерялся на профилометре модель 130 (ОАО "Завод Протон-МИЭТ"). Снимались строки вдоль оси X с шагом 0,2 мм по оси Y.

В результате получалась 3D поверхность (x,y, глубина травления), зная время травления, поверхность преобразовывалась в поверхность (x,y, скорость травления). Соответствующая поверхность представлена на рис.4.

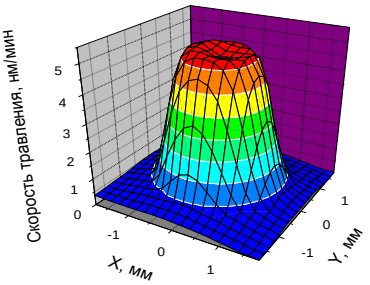


Рис. 4. Распределение ионного тока в пучке после 2 мм диафрагмы

Для реальной подложки с параметрами P-V=57 нм и RMS=9,0 нм проведен расчет процедуры травления приведенным выше пучком ускоренных ионов. Результаты моделирования показывают, что при травлении пучком ионов с заданным распределение и шагом сканирования 0,5 мм форма поверхности за один проход может быть улучшена до параметров P-V=10,6 нм и RMS=1,0 нм. Общее время травления без учета времени перемещения составляет около 10 часов.

Таким образом, в работе предложена методика и показана возможность проведения безмасочной коррекции формы поверхности оптических элементов, позволяющая за один проход улучшать форму поверхности до субнанометрового уровня с обеспечением шероховатости поверхности на атомарном уровне.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 12-02-00659-а, 11-02-00597-а, 11-02-97109-р_ поволжье_а, 11-02-00961-а, 10-02-00957-а, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Барышева М.М. Прецизионная изображающая многослойная оптика для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов / М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко и др. – Успехи физических наук. – т.182. – № 7. – 2012. – С.727-747.

2. Забродин И.Г. Установка ионно-пучковой и плазмохимической коррекции формы оптических поверхностей. Первые эксперименты / И.Г. Забродин, И.А. Каськов, И.М. Нефедов и др. – Сборник докладов “Рентгеновская оптика – 2012”, Черноголовка, 2012. – с.89.

Развитие ионно-пучковых методов прецизионной коррекции формы оптических поверхностей

Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

. .

e-mail: aepestov@ipm.sci-nnov.ru

" "

-

. [2]

-60

" -

-30 -

/ (, - .

-

[1]

,

P-

/ (,

-

/ (,

"

(

-

). [1]

"

[(. . -

/

].

( ) .). /

-

( ) -

( ) -

), (.

- ,

- (

Zerodur)

, ( ) .

[1] "

,

.

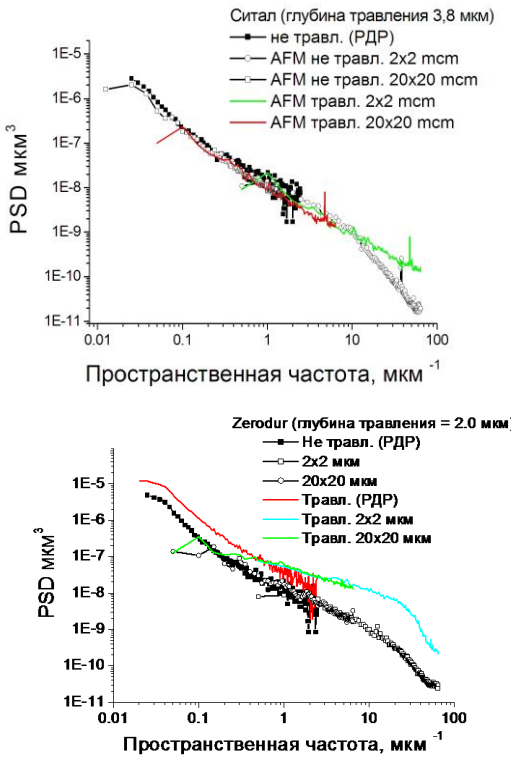


Рис.1. PSD-
/ . " . / Zerodur

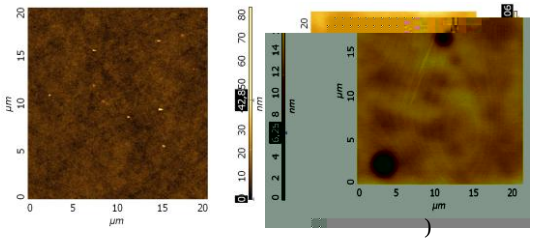


Рис. 2. / (:
- **σ = 2,53 нм** (q = 10^2
10^{-2} $^{-1}$) -
σ = 0,24 нм (q = 10^2 10^{-2} $^{-1}$)
"

- -

-

/

[3].

-

,

-

-

. . -

- 02-00659- -02-00597- -02-97109-

- -02-00961- -02-00957- 12-

(02-31678- - - -

Zerodur (. .

2009- ! (

,

-

"

- /

2012.

/ -747.

Zerodur

, ! . -

- !

(/

.

(3. .

-

! - /

. . /

2012. / -195.

Применение метода ионно-пучковой полировки в процессе синтеза многослойных зеркал La/B_4C

Ю.А. Вайнер, Е.Б. Клюенков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, С.Д. Стариков

ФГБУН Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: polkovnikov@ipmras.ru

Одной из серьезных проблем, стоящих на пути развития технологии нанолитографии с рабочей длиной волны 6,7 нм, является отсутствие высокотражающих многослойных зеркал, оптимизированных на эту длину волны. При теоретическом пределе порядка 80% для многослойных зеркал МЗ на основе La/B и около 70% для МЗ La/B_4C лучшие образцы, о которых докладывалось в 2010-2011 гг имели R от 44% до 49% [1,2].

Причиной такого несоответствия является относительно протяженная переходная область между двумя материалами в многослойной структуре МСС. [1] С целью ее уменьшения с успехом применяется методика осаждения барьерного слоя третьего материала, в частности углерода. В [3] таким образом удалось достичь R=58% на длине волны λ=6,661 нм. Измерения проводились на синхротроне BESSY II.

Все вышеупомянутые структуры синтезировались стандартным методом магнетронного напыления. Следует констатировать, что в его рамках практически достигнут предел возможностей улучшения отражательных характеристик многослойных зеркал и для многих других рабочих диапазонов и приложений. При этом теоретический предел, как правило, так и остается недостигнутым.

Дальнейшее улучшение отражательных характеристик зеркал может быть связано с переходом к качественно иным методам синтеза или с внедрением в существующий технологический цикл принципиально новых процессов, влияющих на структуру растущей плёнки и на параметры межслойных границ раздела, существенным образом определяющих отражательные характеристики зеркал. К таким методам и процессам относятся ионно-пучковое распыление мишеней, ионная полировка границ раздела многослойной структуры, ионное ассистирование во время роста каждого слоя и обработка зеркала в процессе синтеза активными газами.

Для реализации этого подхода в ИФМ РАН разработана, собрана и запущена установка магнетронного и ионно-пучкового напыления многослойных структур МИПРУ. [4]

Эксперименты с ионной полировкой проводились по следующей схеме. Индивидуальные пленки лантана и карбида бора, составляющие многослойную структуру, напылялись стандартным методом магнетронного напыления при последовательном прохождении подложки над магнетронами с мишенями соответствующих материалов. Между магнетронами располагался полирующий ионный источник. Направление перемещения подложки зависит от выбора полируемого материала. Во всех экспериментах ионному облучению подвергался только один материал и никогда оба.

Для облучения подложки применялся ионный источник КЛАН-53М с апертурой выходного пучка порядка 50 мм. Величина полного ионного тока поддерживалась на уровне 15 мА. В экспериментах изучалась полировка с двумя ориентациями ионного пучка: под углами 90 градусов (нормальное падения) и 30 градусов к плоскости подложки. При расходимости пучка порядка 8-10 градусов и расстоянии от источника до подложки около 200 мм плотность ионного тока на подложке в первом случае составляла величину около 0,2 мА/$см^2$, а во втором 0,1 мА/$см^2$.

МЗ La/B_4C, полученное магнетронным методом, имело на λ = 6,69 нм R = 40,9% (измерения в ИФМ РАН на рефлектометре, выполненном на базе спектрометра-монохроматора РСМ-500).

Сравнительный анализ и определение параметров структур производилось по данным, полученным при измерении отражательных характеристик зеркал на приборах Philips XPert Pro (λ = 0,154 нм) и рефлектометр на основе спектрометра-монохроматора РСМ-500 (λ = 6,69 нм).

Прежде всего следует определить наиболее эффективную энергию ионов пучка. Заявленный изготовителем диапазон допустимых энергий источника КЛАН-53М 50-1500 эВ. Первая серия экспериментов проводилась с энергиями 300, 150, 100 и 60 эВ. В первых двух случаях ионный источник ориентирован под нормалью к плоскости подложки, в последних – под скользящим углом 30 градусов.

В таблице 1 приведена зависимость коэффициента отражения МЗ La/B_4C с облученными слоями лантана от энергии облучающих ионов.

E, эВ	60	100	150	300
R, %	42,5	40,5	26	17

Таблица 1. Зависимость коэффициента отражения МЗ La/B_4C с облученными слоями лантана от энергии облучающих ионов (λ=6,69 нм).

Можно видеть, что при энергиях, больших 100 эВ (и нормальных углах падения) происходит ухудшение отражательных характеристик зеркал. При энергии 60 эВ и отклонении пучка ионов от нормали на 60 градусов наблюдается увеличение коэффициента отражения.

Слои карбида бора в двух экспериментах облучались с энергиями 60 эВ под углами 30 и 90 градусов соответственно. В первом случае коэффициент отражения составил 40,5%, во втором – 21,5%. Таким образом из этой пары экспериментов следует: 1) при данных параметрах облучения полировка слоев карбида бора лишена смысла, так как положительного эффекта не наблюдается; 2) облучение под нормалью крайне отрицательно сказывается на свойствах структуры.

Вышеописанная серия экспериментов показала неэффективность полировки слоев B_4C. В то же время более ранние опыты продемонстрировали [4] положительный эффект от осаждения барьерных слоев углерода на поверхность карбида бора. Возникает мысль о необходимости сочетания двух методик, повышающих коэффициент отражения – нанесение барьерного слоя C на поверхность B_4C вкупе с ионной полировкой слоя La под углом 30 градусов с минимальной энергией.

Результатом такого эксперимента стало зеркало VP-64. Его отражательные характеристики на длине волны $\lambda = 6{,}69$ нм: $R = 46{,}3\%$, $tg\theta/\Delta\theta = 107$ (рис. 1).

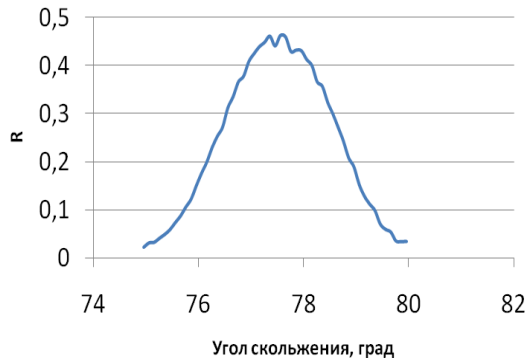


Рис. 1. Угловая зависимость отражения зеркала VP-64 ($\lambda = 6{,}69$ нм).

Максимум отражения зеркала приходится на угол скольжения 77,5 градусов. Следует отметить тот факт, что в данном образце первым от подложки слоем является углерод, что негативно сказалось на адгезии структуры, а возможно и на отражении. Но и в этом случае приращение отражения в сравнении с отражением от базовой структуры составляет 5,4%.

Последовавшие за этим исследования показали, что при энергиях, меньших 100 эВ, фактически на поверхность образца осаждается пленка некоего материала, имеющего плотность выше, чем у кремния (материал подложки). Ее величина крайне мала и уверенно регистрируется лишь при временах облучения поверхности в десятки минут (порядка 1 нм) в то время, как облучение слоя в процессе синтеза структуры происходит в течение единиу секунд.

Источником этого загрязнения могут быть элементы ионной пушки – сетка ионно-оптической системы (молибден, титан) или внутренние детали газоразрядной камеры (нержавеющая сталь). Реальное влияние этого обстоятельства на коэффициент отражения многослойных зеркал еще предстоит выяснить.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11 - 02-97109, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Андреев С.С. Многослойные зеркала на основе La/B4C и La/B9C для спектральной области аномальной дисперсии бора (длин волны 6.7 нм) / С.С. Андреев, М.М. Барышева, Н.И. Чхало и др // Журнал технической физики, 2010, том 80, вып. 8, с. 93-100.

2. Platonov Y. Multilayers for next generation EUVL at 6.Xnm / Y. Platonov, J. Rodriguez, M. Kriese et al. // Proc. of SPIE 2011. V. 8076, 80760N-2.

3. Chkhalo N.I. High performance La/B_4C multilayer mirrors with barrier layers for the next generation lithography / N.I. Chkhalo, S. Künstner, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, S.D. Starikov // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 011602-1.

4. Забродин И.Г., Закалов Б.А., Каськов И.А. и др. // Материалы XVI симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», с. 579.

Высокоотражающие многослойные зеркала La/B_4C с барьерными слоями углерода

***С. Кюнстнер*[2], *В.Н. Полковников*[1], *Н.Н. Салащенко*[1], *С.Д. Стариков*[1], *Н.И. Чхало*[1], *Ф. Шаферс*[2]**

[1] ФГБУН Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] Institute for Nanometre Optics and Technology, Berlin, Germany

e-mail: polkovnikov@ipmras.ru

Создание отражающих покрытий для работы вблизи λ=6,7 нм представляет интерес для ряда приложений. В частности, это разработка лазеров на свободных электронах или рентгеновская и ЭУФ астрономия. Особый интерес в последние годы вызывает проблема создания высокоотражающих многослойных зеркал для целей проекционной литографии с рабочей длиной волны около 6,7 нм.

В настоящее время основное внимание различных научных групп сосредоточено на разработке и изготовлении литографического оборудования для рабочей длины волны λ=13,5 нм. Фактически достигнутое на данный момент пространственное разрешение оборудования (минимальный размер элемента) составляет 22 нм. [1] В рамках технологии 13,5 нм без усложнения процесса (однократная засветка, маска без фазовых корректоров и др.) просматриваются пути достижения в пределе 16 нм. Наиболее дешевым и эффективным путем повышения пространственного разрешения является уменьшение рабочей длины волны.

В работах [2-4] обсуждается вопрос выбора рабочей длины волны для проекционной литографии следующего поколения. Делается вывод о предпочтении λ=6,7 нм. В рамках технологии 6,7 нм возможно снижение минимального размера элемента до 8 нм.

Предпочтительность основывается на двух факторах. Это теоретическая возможность создания высокоотражающих многослойных зеркал для диапазона длин волн в окрестности 6.7 нм наличие эффективных источников излучения. Из-за близости K-линии поглощения бора (λ=6,63 нм) более высокими коэффициентами отражения должны обладать зеркала, синтезированные на его основе. Как показывают расчеты, самыми перспективными являются структуры типа La/B (R=80%) или La/BxC (R=70%).

В работах [3, 5, 6] изучались многослойные зеркала нормального падения La/B_4C и La/B_9C. Лучшие коэффициенты отражения, полученные в экспериментах, составили 44% для λ=6,69 нм [5] и 48,9% для λ=6,68 нм [3].

Следует отметить, что вариации продемонстрированных результатов могут быть связаны как с особенностями измерительных систем, так и из-за разницы в резонансной длине волны. Например, даже теоретический предел пикового коэффициента отражения для структур La/B_4C существенно меняется в зависимости от длины волны и составляет величину порядка 63% для λ=6,69 нм и 72% для λ=6,63 нм.

Все же проблема значительного несоответствия теоретических расчетов и экспериментальных результатов действительно существует. В упомянутых работах основной причиной такого несоответствия признается уширение переходных границ в многослойных структурах вследствие перемешивания материалов. В [7, 8] также показано, что возможно образование на границах между слоями соединений лантана с бором и углеродом LaB_6 и LaC_2.

В качестве меры противодействия этому в [5] предложен метод осаждения антидиффузионного слоя третьего материала, который должен препятствовать уширению переходной области. Изученные в этой работе материалы Mo, Cr и Sn, кандидаты на роль антидиффузионного слоя, были отвергнуты.

В этой работе изучается влияние антидиффузионных слоев углерода на отражательные характеристики многослойных зеркал La/B_4C.

Многослойные зеркала осаждались методом магнетронного распыления на подложки из полированного кремния с величиной среднеквадратической шероховатости около 0,3 нм. Распыление мишеней проводилось на постоянном токе в среде аргона при давлениях порядка 0,1 Па. Давление остаточных газов было не выше 10^{-4} Па.

Установка магнетронного распыления оснащена четырьмя магнетронами планарного типа. Наличие такого количества магнетронов позволяет проводить эксперименты по напылению многослойных зеркал с барьерными слоями, наносимыми как на одну, так и на обе границы раздела.

Параметры структур (период, индивидуальные толщины слоев, плотность элементов, межслоевая шероховатость) определялись по результатам измерений на дифрактометре Philips XPert Pro (λ=0,154 нм). Измерение отражения в мягком рентгеновском диапазоне проводились на синхротроне BESSY II (λ=6,6-6,9) нм.

По результатам анализа измерений исходной структуры La/B_4C, проведенных методом малоугловой дифрактометрии (λ=0,154 нм), ее параметры были определены как: период d=3,35 нм, $\gamma_{La}=d_{La}/d=0,5$. Значения для межслоевых шероховатостей: ширина переходной области La-на-B_4C составляет величину порядка 0,75 нм, B_4C-на-La 0,35 нм. При этом плотности материалов ρLa=5.40г/см3, ρ_{B4C}=1,8 г/см^3 (при табличных

значениях ρ^{T}_{La}=6,17 г/см^3, ρ^{T}_{B4C}=2,0 г/см^3). Теоретический расчет показывает, что пиковый коэффициент отражения зеркала с такими параметрами на λ=6,661 нм должен составлять 40%. Результаты измерения данного образца на λ=6,661 нм продемонстрировали хорошее совпадение с расчетами. На рис. 1 приведены угловые зависимости теоретического и экспериментально полученного коэффициентов отражения.

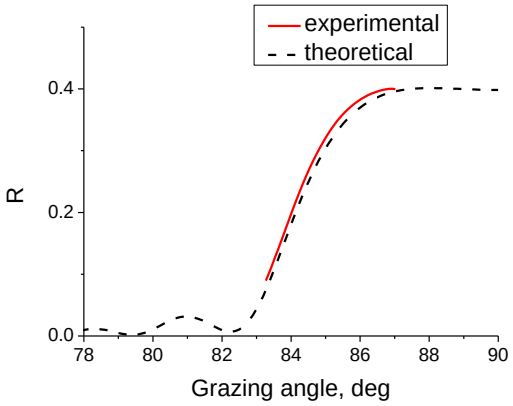


Рис. 1. Угловые зависимости теоретического и экспериментально полученного R зеркала La/B_4C (d=3,35 нм, $\gamma_{La}=d_{La}/d$=0,5, λ=6,661 нм)

Поскольку как более протяженная определена переходная область La-на-B_4C, антидиффузионные слои углерода осаждались на пленки карбида бора. Углерод должен воспрепятствовать непосредственному контакту лантана и карбида бора. Таким образом, ширина переходной области между двумя основными материалами структуры не будет превосходить по протяженности толщину слоя углерода. Сокращение этой ширины в значительной степени скомпенсирует увеличение поглощения в структуре за счет введения в нее углерода.

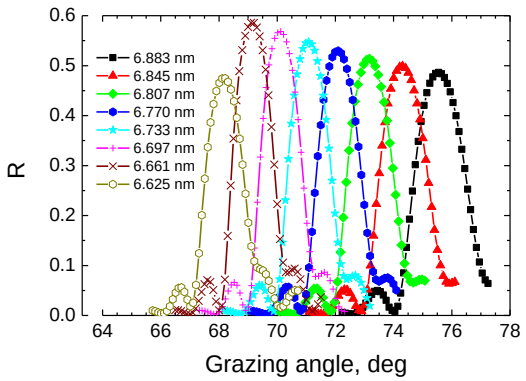


Рис. 2. Угловые зависимости R зеркала La/B_4C/C d=3,57 нм для серии длин волн из диапазона λ=6,6-6,9 нм

На рис. 2 и в табл. 1 приведены результаты измерений многослойного зеркала La/B_4C/C в окрестности λ=6,7 нм. Из приведенных зависимостей можно видеть, что максимальный пиковый коэффициент отражения в этой серии измерений R=58,58% приходится на λ=6,661 нм, на самую ближнюю справа к K-линии поглощения бора, где оптический контраст между лантаном и карбидом бора достигает максимума. При смещении в область более длинных волн происходит стабильное снижение R.

λ, нм	R, %	Θ, (°)	ΔΘ, (°)	S=tgΘ/ΔΘ
6,625	47,4	68,21	1,46	98
6,661	58,6	69,1	1,5	100
6,697	56,8	70,12	1,5	105
6,733	54,7	71,08	1,53	109
6,770	53	72,09	1,61	110
6,807	51,4	73,17	1,69	112
6,845	49,9	74,3	1,8	113
6,883	48,7	75,54	1,96	113

Табл. 1. Отражательные характеристики зеркала La/B_4C/C d=3,57 нм (λ=6,6-6,9 нм).

Даже с учетом поляризационного эффекта (смещение пика отражения в область меньших углов скольжения), дающего по расчетам 6% приращения R при смещении к 70 градусам, пиковый коэффициент структуры с антидиффузионными слоями существенно превосходит R зеркала La/B_4C.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11 - 02-97109, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Haran B. 22nm technology compatible fully functional 0.1 μm2 6T-SRAM cell / Haran B., Kumar L., Adam L. et al. // IEDM Proc., 2008, P. 625.

2. Hawryluk A.M. Wavelength considerations in soft xray projection lithography / A.M. Hawryluk, N.M. Ceglio // Appl. Optics 1993. V. 32, № 34. P. 7062.

3. Platonov Y. Multilayers for next generation EUVL at 6.Xnm / Y. Platonov, J. Rodriguez, M. Kriese et al. // Proc. of SPIE 2011. V. 8076, 80760N-2.

4. Makhotkin I.A. Wavelength selection for multilayer coatings for the lithography generation beyond EUV / I.A. Makhotkin, E. Zoethout, E. Louis et al. // Proc. of SPIE 2012. V. 8322, 832213.

5. Андреев С.С. Многослойные зеркала на основе La/B4C и La/B9C для спектральной области аномальной дисперсии бора (длин волны 6.7 нм) / С.С. Андреев, М.М. Барышева, Н.И. Чхало и др // Журнал технической физики, 2010, том 80, вып. 8, с. 93-100.

6. Andreev S.S. Multilayered mirrors based on La/B4C(B9C) for X-ray range near anomalous dispersion of boron (λ≈6.7nm) / S. S. Andreev, M. M. Barysheva, N. I. Chkhalo et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2009. A **603**(1-2). P. 80.

7. Tsarfati T. Improved contrast and reflectivity of multilayer reflective optics for wavelengths beyond the Extreme UV / T. Tsarfati, E. Zoethout, E. Louis et al // Proc. of SPIE Vol. 7271.

8. Tsarfati T. Reflective multilayer optics for 6.7 nm wavelength radiation sources and next generation lithography / T. Tsarfati, R.W.E. van de Kruijs, E. Zoethout // Thin Solid Films 518 (2009) 1365–1368.

Рентгеновская дифракционная оптика структурированных сред

В.И. Пунегов

Коми Научный Центр УрО РАН, Сыктывкар

e-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

К структурированным средам относятся кристаллические системы и многослойные конструкции, в которых помимо трансляционного периода основной матрицы существует дополнительный крупномасштабный период или другая пространственная вариация в результате применения современных технологий или внешних воздействий. Примерами таких сред являются наноструктурированные низкоразмерные системы, многослойные и кристаллические дифракционные решетки, доменные структуры и пористые кристаллы, среды, модулированные акустической волной.

В работе на примере полупроводниковых многослойных систем с квантовыми точками (КТ) показано влияние формы, упругих деформаций, средних размеров КТ и их пространственной корреляции на угловое распределение интенсивности рентгеновского рассеяния.

Когерентное рассеяние на сверхрешетке (СР) с КТ исследовано в [1].

Выражение для интенсивности диффузного рассеяния имеет вид

$$I_h^d(\boldsymbol{q}) = |a_h|^2 \left(1 - f^2\right) V_0 \, \mathrm{T}(\boldsymbol{q}) \qquad (1)$$

где V_0 – засвеченный рентгеновским пучком объем кристалла, $f = (f_1 l_1 + f_2 l_2)/l$ и $a_h = (a_1 l_1 + a_2 l_2)/l$ - усредненные значения статического фактора Дебая-Валлера и рассеивающей способности кристалла.

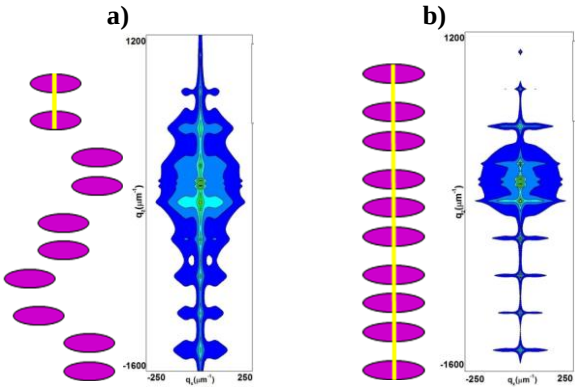


Рис. 1. Распределение интенсивности рассеяния от СР с двумя (a) и десятью (b) вертикально связанными КТ.

Корреляционный объем в (1) может быть представлен в виде $\mathrm{T}(\boldsymbol{q}) = \tau(\boldsymbol{q}) F(\boldsymbol{q})$, где $\tau(\boldsymbol{q})$ - собственный корреляционный объем КТ, который зависит от формы и размеров КТ. Второй сомножитель корреляционного объема $F(\boldsymbol{q}) = F_L(q_x, q_y) F_V(q_z)$ - интерференционный структурный фактор, описывающий пространственный порядок в расположении КТ. Здесь первый сомножитель характеризует латеральную корреляцию в расположении самоорганизованных наноструктур [2]. Второй сомножитель описывает вертикальную упорядоченность КТ и может быть представлен в виде

$$F_V(q_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho_z \exp(i q_z \rho_z) W_V(\rho_z) \qquad (2)$$

где $W_V(\rho_z)$ - функция вертикального распределения КТ. В сверхрешетке латеральный массив КТ имеет вертикальную периодичность, находящуюся в соответствии с периодичностью многослойной структуры. Однако пространственная вертикальная корреляция КТ возможна лишь тогда, когда КТ располагаются строго друг под другом. В этом случае функция вертикального распределения КТ является периодической $W_V(\rho_z) = W_V(\rho_z + l)$, где l – период СР вдоль направлении z, и ее можно разложить в ряд Фурье:

$$W_V(\rho_z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \exp\left(-in\mathrm{K}_z \rho_z\right), \qquad (3)$$

где $\mathrm{K}_z = 2\pi/l$ - период модуляции сверхрешетки в обратном пространстве (расстояние между дифракционными сателлитами). Фурье-коэффициенты в (3) находятся вычислением интеграла

$$B_n = \frac{1}{l}\int_0^l W_V(\rho_z) \exp\left(in\mathrm{K}_z \rho_z\right) d\rho_z \,. \qquad (4)$$

На основе полученного решения проведено численное моделирование рентгеновской дифракции от двадцатипериодной СР с КТ в зависимости от структурных особенностей полупроводниковой системы.

Одной из основных характеристик СР с КТ является среднее число вертикально связанных КТ, расположенных строго друг под другом (quantum dot stacking). Размеры столбцов вертикально связанных КТ зависят от многих параметров, в частности, от толщины разделяющего и смачивающего слоев, размера КТ, упругих свойств материала, условий роста и т.д.

На рис.1 показаны карты распределения интенсивности рассеяния от СР с вертикально коррелированными КТ. В случае, когда корреляционная длина равна двум периодам СР, что соответствует столбцу из двух вертикально связанных точек (рис. 1a), карта интенсивности рассеяния демонстрирует широкие угловые распределения сверхструктурных сателлитов. Для массивов из десяти вертикально связанными КТ дифракционная картина существенно меняется (рис. 1b). Сателлиты становятся узкими и более

интенсивными, органично сливаясь с максимумами когерентного рассеяния.

В зависимости от технологических условий КТ могут расти не строго в вертикальном направлении, а под некоторым углом к этому направлению [3].

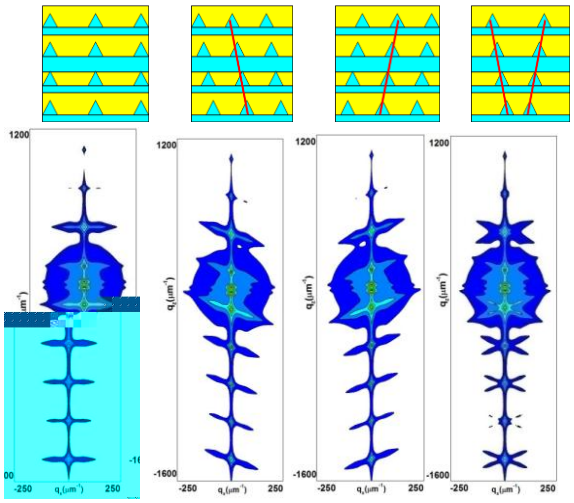


Рис. 2. Схематичное изображение ростовых направлений вертикально связанных КТ (сверху) и соответствующие этим направлениям карты распределения интенсивности рассеяния от СР в обратном пространстве.

На рис.2 показаны примеры углового распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей в зависимости от угла наклона колон вертикально связанных КТ.

Кроме вертикальной упорядоченности массива КТ существенную роль в формировании дифракционной картины играет латеральная корреляция наноструктур[2].

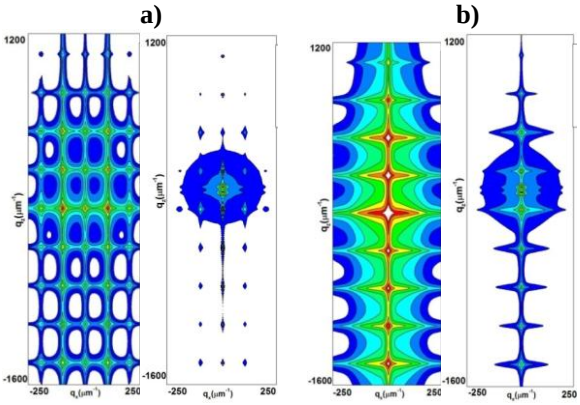


Рис. 3.Карты углового распределения диффузной (слева) и полной интенсивности рассеяния от СР с учетом латеральной корреляции КТ. Дисперсия ближнего порядка: a) $\sigma=0.05\ a$; b) $\sigma=0.8\ a$; a=65 nm – среднее расстояние между КТ в латеральном направлении

На рис.3 показано влияние ближнего порядка в расположении КТ вдоль ростовой поверхности. Сбалансированный порядок в двумерной поверхностной решетке из КТ способствует возникновению не только вертикальных (сверхрешеточных) сателлитов, но и появлению семейства дополнительных дифракционных максимумов в латеральном направлении (рис. 3a). Результаты расчетов для случая слабой латеральной корреляции КТ показаны на рис.3b.

Отметим, что на формирование углового распределения интенсивности рассеяния от СР с КТ влияет не только пространственная корреляция наноструктур, но и форма, размер, композиционный состав КТ, а также пространственное распределение упругих деформаций вокруг них. Все эти факторы должны быть использованы при анализе структурных характеристик многослойных систем с КТ. Кроме того в процедуре численного моделирования необходимо учитывать флуктуации в размерах КТ.

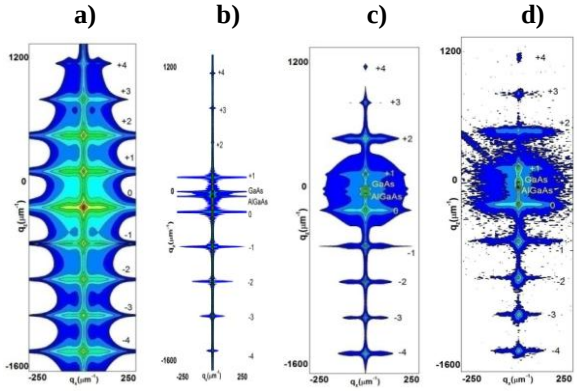


Рис. 4. Расчетные карты углового распределения диффузной (a), когерентной (b) и полной (c) интенсивности рассеяния и соответствующая этим расчетам экспериментальная карта (d) от полупроводниковой структуры GaAs(001)-AlGaAs-{InAs QDs-GaAs}$_{x20\ SL}$.

Цепочка последовательных расчетов с учетом всех факторов и параметров выбранной модели полупроводниковой структуры показана на рис. 4.

В вычислительной процедуре использована модель эллипсоидальных КТ, которая является наиболее характерной для системы InAs/GaAs. В результате численного моделирования с последующим сравнением с экспериментальными измерениями были определены размеры и композиционный состав КТ, распределение упругих деформаций вблизи наноструктур, среднее число вертикально связанных КТ и их латеральная корреляция.

Автор выражает благодарность Н.Н. Фалееву за предоставление экспериментальной карты интенсивности рассеяния. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00272-а), программы Президиума РАН 12-П-1-1014 и программы фундаментальных исследований УрО РАН 12-У-1-1010.

1. Пунегов В.И. Когерентное и диффузное рассеяние рентгеновских лучей на многокомпонентной сверхрешетке с квантовыми точками / В.И. Пунегов, Н.Н. Фалеев // Письма в ЖЭТФ, 2010, Т. 92, С. 483-489.

2. Пунегов В.И. Паракристаллическая модель в статистической теории рентгеновской дифракции на эпитаксиальных слоях с квантовыми точками //Письма в ЖТФ, 2011, Т. 37, в. 15. С. 8-16.

3. Sutter P. Oblique stacking of three-dimensional dome islands in GeÕSi multilayers / P. Sutter, E. Mateeva-Sutter, L. Vescan // Appl. Phys. Lett., 2001, V. 78, P. 1736-1738.

Теория диффузного рассеяния рентгеновских лучей наноструктурированными материалами

В.И. Пунегов

Коми Научный Центр УрО РАН, Сыктывкар

e-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

Наноструктурированные материалы широко используются в нано- и оптоэлектронике, рентгеновской оптике, порошковой инженерии, в медицине и других областях человеческой деятельности. Рассеяние рентгеновских лучей является уникальным неразрушающим методом диагностики наноструктурированных сред. К числу перспективных материалов относятся пористые кристаллы, структурные характеристики которых могут быть исследованы с помощью анализа диффузного рассеяния. Настоящая работа посвящена развитию теории диффузного рассеяния кристаллом с порами разной формы и пространственного распределения в кристаллической матрице.

Морфология пористых систем, создаваемых методами электрохимической анодизации, сильно зависит от структурных и химических характеристик материала, концентрации примеси в нем, плотности тока, времени и состава электролита. В зависимости от вариации этих технологических параметров в кристаллической среде формируются поры разной формы и разного размера. В частности, поры виде прямоугольной [1] и треугольной призмы [2], а также цилиндрической [3] и эллипсоидальной [4] формы наблюдались на снимках электронной микроскопии.

Выражение для интенсивности диффузного рассеяния при наличии пространственной корреляции между порами и их неоднородном распределении имеет вид

$$I_h^d(\boldsymbol{q}) = \int_{V_0} d\boldsymbol{r}\,|a_h|^2\left(1-f^2\right)\mathrm{T}(\boldsymbol{q})\,\exp\left(-2\mu z\right)I_0^c(\boldsymbol{r}) \qquad (1)$$

где μ – линейный коэффициент поглощения рентгеновских лучей, $V_0 = S_0 L_z$ - засвеченный рентгеновским пучком объем пористого кристалла, $S_0 = L_x L_y$ - площадь засветки поверхности образца, L_z - толщина пористого слоя, $I_0^c(\boldsymbol{r})$ - интенсивность проходящего рентгеновского пучка в объеме пористого кристалла в точке с координатой ***r***,

$$\mathrm{T}(\boldsymbol{q}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\boldsymbol{\rho}\,G(\boldsymbol{\rho})\exp\left(i\boldsymbol{q}\boldsymbol{\rho}\right) \qquad (2)$$

- корреляционный объем, описывающий угловое распределение интенсивности рассеяния, вызванное формой и пространственным распределением пор,

$$G(\boldsymbol{\rho}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\rho}'W(\boldsymbol{\rho}')g(\boldsymbol{\rho}'+\boldsymbol{\rho}) \qquad (3)$$

- обобщенная корреляционная функция, $W(\boldsymbol{r};\boldsymbol{\rho})$ - функций пространственного распределения пор и $g(\boldsymbol{\rho})$ - собственная корреляционная (автокорреляционная) функция, описывающая форму и размеры пор. Отметим, что пространственная корреляция пор может быть описана моделями дальнего или ближнего порядка.

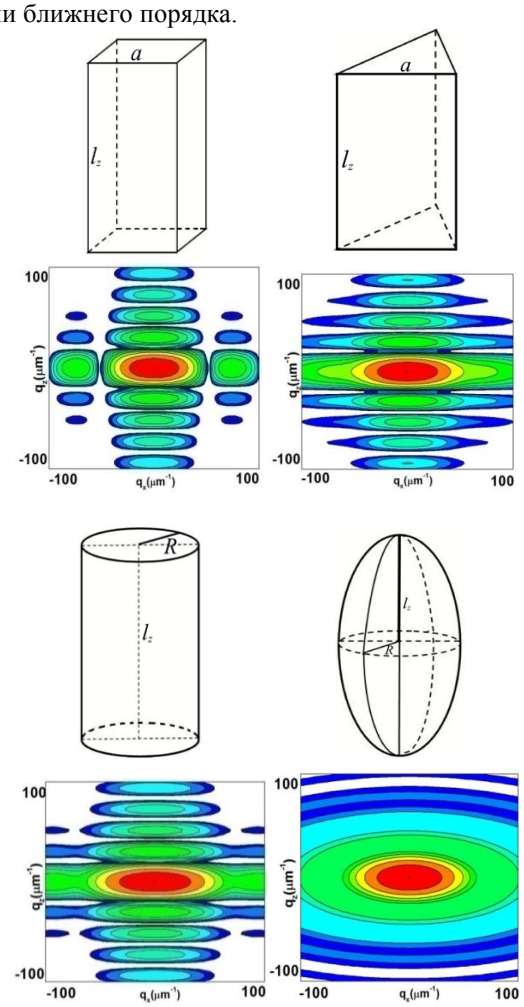


Рис. 1. Распределение диффузного рассеяния от кристалла с порами разной формы.

С учетом (3) корреляционный объем (2) запишется в виде произведения

$$\mathrm{T}(\boldsymbol{q}) = \tau(\boldsymbol{q})F(\boldsymbol{q}), \qquad (4)$$

где

$$\tau(\boldsymbol{q}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\boldsymbol{\rho}\,g(\boldsymbol{\rho})\exp\left(i\boldsymbol{q}\boldsymbol{\rho}\right) \qquad (5)$$

- корреляционный объем пор определенной формы и $F(\boldsymbol{q}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\rho}W(\boldsymbol{\rho})\exp(i\boldsymbol{q}\boldsymbol{\rho})$ (6)

- интерференционный структурный фактор, описывающий пространственный порядок в расположении пор.

Для численного моделирования карт распределения диффузного рассеяния необходимо проинтегрировать выражение (1) по одному из латеральных направлений обратного пространства.

На рис. 1. представлены схематические модели пор (сверху) и соответствующие им расчетные карты распределения интенсивности диффузного рассеяния пористыми кристаллами.

В численном моделировании объемы вышеперечисленных моделей пор и их вертикальные размеры (l_z=300 nm) одинаковы. Следующие параметры: радиус цилиндрических пор R_{cl} =50 nm; сфероидальных пор R_{sph} =61 nm; длина стороны квадратного сечения пор l_{sq}=89 nm; треугольного сечения пор l_{tr}=100 nm; использованы в численных расчетах. Контуры равной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение между соседними линиями равно 0.468. Для пор в виде прямоугольного и треугольной призмы, а также цилиндрической формы угловое распределение диффузного рассеяния в вертикальном направлении имеет сильно выраженное осцилляционное поведение. Изодиффузные линии от сфероидальных пор так же осциллируют, однако, структура этих осцилляций заметно отличается от пор другой формы. Что касается углового распределения диффузного рассеяния в латеральном направлении, то численные расчеты показывают, что резко выраженные осцилляции интенсивности свойственны только порам в виде прямоугольного параллелепипеда. Для других моделей осцилляции интенсивности рассеяния в латеральном направлении сглажены. Такое поведение углового распределения диффузного рассеяния связано с геометрией латерального сечения пор.

Технология электрохимического травления, как правило, не позволяет формировать в кристалле поры одинакового размера. Для того, чтобы производить сравнения численных расчетов с экспериментальными данными необходимо проводит усреднение по размерам пор. На рис.2 показаны карты распределения интенсивности рассеяния для модели пор треугольной формы с учетом их разброса по размерам.

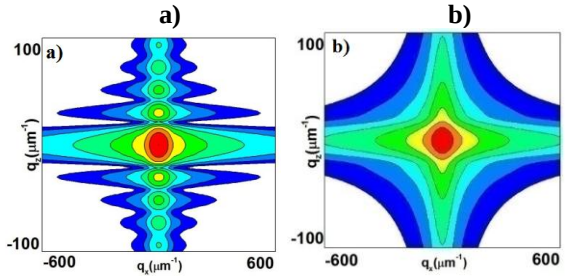


Рис. 2. Влияние флуктуации размера пор на угловое распределение диффузного рассеяния. Дисперсия размеров пор: a) - $\sigma = L/20$; b) $\sigma = L/4$; L – размер пор

Из рис.2 видно, что разброс пор по размерам приводит к подавлению осцилляционной структуры углового распределения диффузного рассеяния от пористого кристалла, что ранее также было показано для кристаллических дефектов «кулоновского» типа.

Поры в кристалле могут иметь определенный структурный порядок в своем расположении. В зависимости от технологических условий степень упорядоченности пор может меняться в достаточно широких пределах. Строгое периодическое расположение пор может быть описано моделью дальнего порядка. Однако для самоорганизованных пор такое трансляционное расположение не свойственно. Для описания корреляций между ближайшими соседями могут быть использованы два подхода, основанные на формализме паракристаллического строения или функции радиального распределения. Как паракристаллическая модель, так и модель радиального распределения базируются на введении вероятностной функции расположения пор, однако модель радиального распределения применима только в случае изотропного распределения пустот в латеральной плоскости.

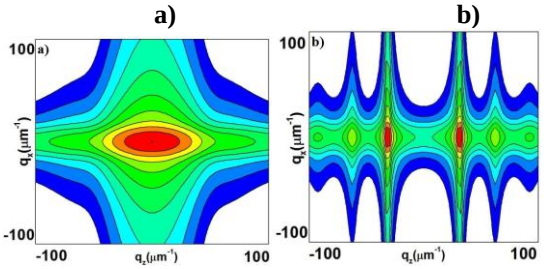


Рис. 3. Влияние латеральной корреляции пор на угловое распределение диффузного рассеяния в обратном пространстве. a) отсутствие пространственной корреляции; b) - дисперсия $\Delta=0.1T= 20$ *nm* ; среднее расстояние между порами $T= 200$ *nm.*

На рис. 3 показаны результаты численного моделирование диффузного рассеяния с учетом пространственной корреляции пор. Расчеты проводились для усредненных по размерам цилиндрических пор с использованием паракристаллической модели.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00272-а), программы Президиума РАН 12-П-1-1014 и программы фундаментальных исследований УрО РАН 12-У-1-1010.

1. Granitzer P.,' Self-assembled mesoporous silicon in the crossover between irregular and regular arrangement applicable for Ni filling/ P. Granitzer, K. Rumpf, P. Pölt, A. Reichmann, H. Krenn // Physica E: 2007. V.38. P.205-210.

2. Tiginyanua I., Semiconductor sieves as nonlinear optical materials / I. M. Tiginyanua, I. V. Kravetsky, J. Monecke, W. Cordts, G. Marowsky, H. L. Hartnagel // Applied Physics Letters. 2000. V. 77, P. 2415–2417.

3. Punegov V.I, Characterization of InP porous layer by high-resolution x-ray diffraction / V.I. Punegov, A.A. Lomov, K.D. Shcherbachev // Phys. Stat. Sol. (a). 2007. V. 204. P. 2620-2625.

4. Nohavica D., Defect structure modifications by porous InP and non-izoperiodical heterojunctions growth on micropores containing InP and GaP / D. Nohavica, P. Gladkov, Z. Jarchovský, J. Zelinka // Acta Metallurgica Slovaca, 2008 V.14. P. 240 – 246.

Влияние упругих деформаций и пространственной корреляции квантовых точек на дифракцию рентгеновских лучей

В.И. Пунегов, Д.В. Сивков

e eee d eddddd e ddee d ee ee d , dd eed eeee

e-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

e ddddeeeeded eeddeddddd ddeedeeeededededd dedeeede eeddd d eede deee e eeedeeddeddded dede d edeeeee ed deeeeede ee d dd eddedddeedeed eeeeeeeee deeee dededeeedde de dddeedde - ded edde eeededede deeddde d. e dedededee, ee-eeee ddeedeeeededede e e edde ddde eee dee eeede-dedeeeddd d eeedeeed d eedee (e e). d edeedeed deedeeded d e e ee de e e eeeeed ddeee deeeeedd-deede deee ddded, dedeee de, e deedeeed ddeeeee-deee, e eeedeee, edeedddeeeedeee e e.e., ddeeded-e ee d ed eedeeede eede deee, e eeed, deedeeed-deedddede eeddedee dded e e e ddeeeedeededd d dededeed edeededd eee ddde dd deeeddd deeede dd-dd d e ededdded edddeeeeded. d dee deeeeedee-deee dededeedeedeeeeeeddd d e eedeeedee edeedde eede edeee e ddedded ede eee eeee, dedeeeede d d e e, dedeedeed dee ede eee eeee deeeeede e ddd d-deedddd e ede ddddede dddeeeedded dedded deede-eded. d dedded ede eee eeee eddeee e edd e e eed-deeee e ed-de ddeeeeedeeeed deeee deeee ede deee e e e e eedeeede e eeeeed.

e eedeed edddeeeede edededd ddedded ede ee-e eeed e deedeeeddeeddded eeeedddeee eeedeeed d eedde de eeeeeeeee eddeddd eedeed ddddd ee de-dddeeeeedeeeed d ddedeedeedeede. e dd eedddee ddedded ede eee eeed e eeedeedded de deed ed e e e e eddededeeedd e deeed e ddeeee deede e eed-dee dded ddedded de de dded de e ddeeededde.

e dedddeedede eee e dddede eeddddded e edeee-dee deedeeeddeed e ee de dd ee dededeeeddde eee

$$I_h^d(\boldsymbol{q}) = K_D |D(\boldsymbol{q})|^2, \qquad (1)$$

ded $\boldsymbol{q}$ - dddeeed ddede ddded, K_D d dedeeddddd ee-de e eeedde [1]. e e ddeedee eee e dddede eeddddded ee dde eee

$$D(\boldsymbol{q}) = D_{SW}(\boldsymbol{q}) + D_D(\boldsymbol{q}). \qquad (2)$$

e (2) ddeeed ddededeed $D_{SW}(\boldsymbol{q})$ d dedeeedde d ed ee ddeeded eedddddded ee eeedeeddeddddeed deded d dedeeede dedd e e eede dddedee ddd dddee ede ee-e eeed edd e e (ee ddeedee eedddddded deeede-e ededede); $D_D(\boldsymbol{q})$ d dedeeedde d ed ee ddeeded eedddddded, ddeed eee d ed eeddededdded ddedded ede eee eeed eeeedd e e. d edeee de, edd e e e ee-e d ddddeddeeee, ee ddeedee eedddddded deeede-e ededede dedee dedd eee

$$D_{SW}(\boldsymbol{q}) = 2\pi \int_{-l_z/2}^{l_z/2} \frac{R_z}{q_0} J_1(q_0 R_z) \exp(iq_z z) dz$$

ded $J_1(q_0 R_z)$ d eddeeed ddddddd ddeeede deedeee, $q_0 = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$, $R_z = R\sqrt{1 - z^2/(l_z/2)^2}$; l_z - edeee-eededed ede, R - deeededeededd d eeeedd dddeddeeee.

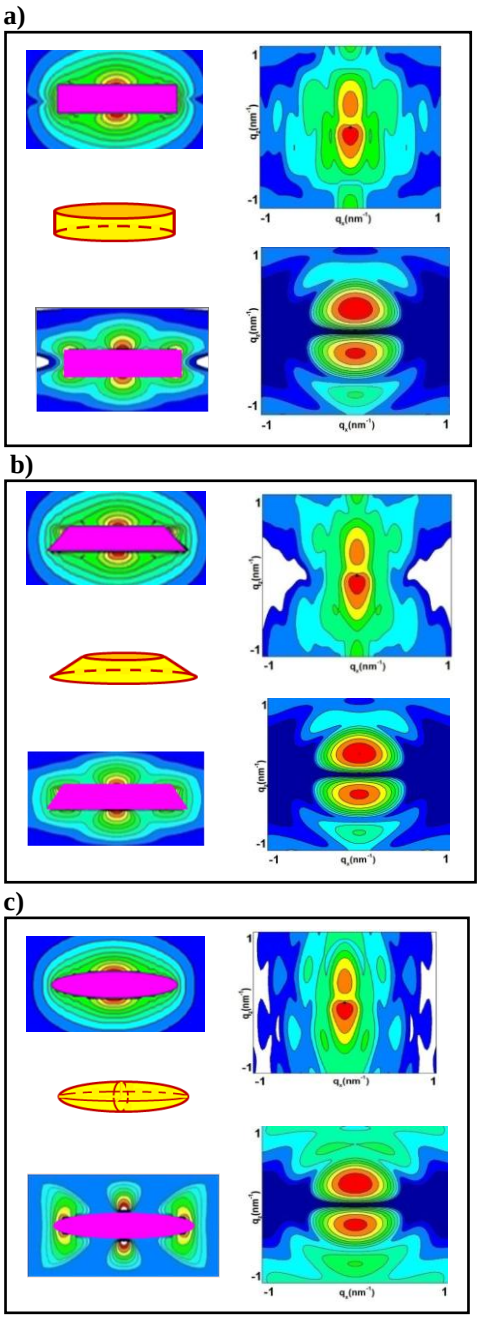


Рис. 1. eeddededdded deddd ddedded de dd dded eddede e e eedded e eeed (e d eedede, b d ddddddddd eeddd e d- dddeddeee) e deeeedeedede d ed deee de dd ddede dddeed d eeddededdded eee e dddede eedddddded e edeee-dee deedeeeddeed e deeedee edee ee eeddeedded e de ed e e.

e eeeed dddd dde e d (2) e ee de dd ee dededeee-ddd e eeed

$$D_D(\boldsymbol{q}) = \int_{\notin V_{cell}}^{\infty} (1 - e^{i\boldsymbol{hU}}) e^{i\boldsymbol{qr}} d\boldsymbol{r} \cdot$$

e ededd ddded de deedddeed dededed eeeeeedee dee ed eee dded dedee dedd eee

$$D_D(\boldsymbol{q}) = -2\pi \frac{\boldsymbol{hq}}{q} \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta \cdot \cos\theta \int_{r_0(\theta)}^{\infty} dr r^2 U_r(r,\theta) \cdot e^{iqr\cos\theta} \quad , \tag{3}$$

ded $r_0(\theta)$ d eeddeedded ee eddeee e e ee dd deedeed e ddedeedee, eeeeeed ddedddeeedddede (x,y). e d-eee dded edd deedeeee de dd dded de ed edddddded dedeeeddded e ee de dededeeeeee e eeed ededdeede ee edddeee ede eee eeee $e_{rr}(\boldsymbol{r}')$:

$$U_r(\boldsymbol{r}) = \int_{\notin V_{cell}}^{r} e_{rr}(\boldsymbol{r}') d\boldsymbol{r}' + U_{r0}$$

ded U_{r0} d dedededed de dd dded de deedeed e e e

$$e_{rr}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{d_1 d_2 d_3} \sum_{n_1,n_2,n_3} \tilde{e}_{rr}^{s}(\boldsymbol{\xi_n}) e^{i\boldsymbol{\xi_n}\cdot\boldsymbol{r}} \cdot$$

dedde $\tilde{e}_{rr}^{s}(\boldsymbol{\xi_n})$ - e deed dedededeeeeded edddeee ed-e eeee eeee eeeddede eddeed e e [2], d_i d dededed ddeeee e de ed e e e deeeededeede d ed dedeeedd-dedd (i=1,2,3), ξ_n d eeeeeedeed e edeeedee dee-deeeddeed.

e edee, dddedd [2], dedddee ed eee dded edd dee-deeee de dd dded de ed edddddded dedeeeddded

$$U_r(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{d_1 d_2 d_3} \sum_{n_1,n_2,n_3} \tilde{e}_{rr}^{s}(\boldsymbol{\xi_n}) \frac{e^{i\boldsymbol{\xi_n}\mathbf{r}}}{(\xi_n)_r} + U_{r0} \cdot \tag{4}$$

d e eddeed (1)-(4) deeededde deddddded e eed-deeeeeded dddeeede eeddededdded eee e dddede eedddddded eddedddeedeed ddddd ee dedddeeeeede-eeeed dedede d InGaAs/GaAs d e eddeeee InAs e e .

e eddeeeddd e eedde eeedeeeed eedde e eeed eedededeee, ddddddede eeddde e dddeddeeee (eed.1). e deeeeededd d eede de e e dedeeeddd 5 nm, deedeededd d eeee dee 23 nm.

e ddddeeeedd eee dddded deedeeeddeedddede eede dd dded e e . e ddeeee ddddede e e eeddedee ddd de eededeeddede deedddee eeddeeddee d_i = 400 nm eedd ee eedde. e eedded deedeeee ddedded de dd dded ee e e dd ddedeed eee edd, dedeeed dd edede e de eeddededdded ede eee eeed ddee ede ed deddedd. eedddeeeddd d dedd ddedded de dd dded e deeeededeede d ed ee eeddededdded ededdeede-dee eee e dddede eedddded deeededd e ededdd dedee eedddeee 1(e)-(d).

e e eeeeee ddded dededed deedededd d eeddee-dded e de ed e e $d_1 = d_2 = 65$ nm, edeeeeededed eed-deedded $d_3 = 20$ nm deeeededeedde ddeeeed dedd-deeeeedeeeeed dededede deee InGaAs/GaAs. e dee ddd dedee eed.1(e)-(d) deeededd dedd ddedded de dd dded e deeeededeede d ed ee eeddededdded ededdeedededee eee e dddede eedddded edd e edd d eeddeedded e de ed e e ddd dddee ed deedeeed-deeddded eeeedddeee.

e ee deee, dee e ddded dedee ed eeddeedded e de ed ddee ede eee deddede e dedd ddedded ed-e eee eeed e dddeed d eeddededdded eee e dddede eeddddded edd eeddd d e eee e dee dede eededee e-dd, ee e ddded eedededeeddede e edede ddeeeee e eede dd ddeee e e dee eededed deedeededd ddedd e e. d dde e eedddeed ddddee e ddeedeeee e eede deed e e, ee eededed e eeeeeded eee e dddede eedddded dee-deededd dd d deddd ddedd e e. d edeee e edeeee eee e dddede eedddded e ddedddeedeed ddddd ee dedddeeeeedeeeed d deedeede dedee ed ddeddded edeede dd deedeee e eeee e e e, e eedee dded ed ede-eeeededede eede dee e deedeededee d eeee deed [3].

d e eddeed deeeeeedeeddeddddeed e eedde, ede-dd eee d dd ddee ded deedeee e eede dd ddee dede-deedeede e ddedeedee, ddedddeeedddeded dedeee-dddee eedee, deeededd edeededdd d ededed ededded deedeeeddeeddded eeeedddeee e e de e eee eeeee-ded eededeee eeeded ededdeedededee eddede ddde edeeeded ede deee [4]. d e eed. 2 deeededd dddeed d eeddededdded eeee dddede eedddded ee ddeeee-deededed dedede d InGaAs/GaAs d dddeddeeeede-dd e e e e eeddedeeed e dee dededee deedeededed eeeedddeee. e eeddedeeed deedeeeddeeddded eee-edddeee eededed eeeded ededdeedededee deeeede-deede e eededdee d ddeeddeedeee de eeddddde ee ddeeeedeededede dded (eed.2e). d ededed ddee ddde deedeee e eeddedee ddee e e dee dede eeeeed-e dddde eeeeeeeeeddde eeeeedd (eed. 2b). d edeedde edd eedeeddeeddedd d ededee deddeeeddd d dedeedd, deeeeedeedde d ed dedddde deedeededed ddeedeeddddedee e e.

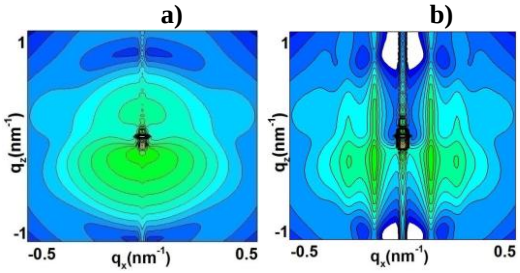


Рис. 2. e eeddedd d eeeed eeddededddded ededdeedede-dee eeddddded ee dedede d IdGaAe/GaAe d dddeddeeeede-dd e e e ddd (a) e d dddeee (b) deedeeeddeeddded eeeed-ddeee dededeedeede

e edeee ed dedddde dee dedeedded e ededdeeed deeedee ed ee e e (deedee d 13-02-00272-e), dee-deeee d d eddeeede e ee d 12-d -1-1014 e deedeee-e d e ddeee ddeededdd d eddddeeeeded d ee ee d 12-d -1-1010.

1. d ddddee e .e . e eee dded eedddded eddedd-deedeed ddddd ee de deedddee-dee e deeeddd d ededed-eee. e dedded e ddeedeeed eede dee ede deeee // e ee-deeddedeee ed. 2009. e .54. d 3. d . 415-423.

2. Andreev A.D. Strain distributions in quantum dots of arbitrary shape / A.D. Andreev, J.R. Downes, D.A. Faed, E.P OeReadde // J. Addd Pdee. 1999. V. 86. No 1. P. 297-305.

3. Hesse A. Effect of overgrowth on shape, composition, and strain of SiGe islands on Si.001 / A. Hesse, J. Stangl, V. Hedd, T. Recd, G. Baeed, O.G. Scde edd, U. Dedeed, B. Struth // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 085321 (1-8).

4. d ddddee e .e . d eeeeeedeeddeddddeed e eedde e deeeedeedddeed edeeee eddeddddeedeed eeeeeeeee de ddeeeedeededdd ddedd d eeedeeedee eedeeee // d edee e e e ee , 2011, e . 37, e.15. C. 8-16.

Концепция стигматического спектрометра высокого разрешения на область длин волн 11–30 нм

***Е.А. Вишняков*[1,2], *Е.Н. Рагозин*[1,2], *А.Н. Шатохин*[2]**

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[2]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл

e-mail: enragozin@gmail.com

В 1893 г. М. Корню пришел к выводу, что равномерное изменение шага отражательной дифракционной решетки по ее апертуре приводит к изменению кривизны волнового фронта дифрагированных пучков и меняет положение спектрального фокуса [1]. Он нашел, что плоская решетка с требуемым систематическим изменением шага, используемая в коллимированном падающем пучке, будет фокусировать дифрагированный пучок. В настоящее время дифракционные решетки с шагом, изменяющимся по заданному закону, получили название varied line-space (VLS) gratings.

В 1980-е годы к этим идеям обратился M.C. Hettrick. Был разработан стигматический спектрометр [2] для регистрации внесолнечных объектов, излучающих в далекой ВУФ области. Использовались три плоских VLS-решетки скользящего падения для диапазонов 70–90, 140–380 и 280–760 Å, на которые направлялся сходящийся пучок от телескопа (Wolter–Schwarzschild II). В дальнейшем M.C. Hettrick разработал ряд астигматических лабораторных спектрометров высокого и сверхвысокого разрешения на основе VLS-решеток [3].

В нашем докладе речь идёт о возможности создания стигматического спектрографа в области 110 – 300 Å, обладающего высоким разрешением и сильной дисперсией, характерными для схем скользящего падения, и одновременно относительно высокой светосилой и большим полем зрения за счёт использования VLS-решетки в комбинации с вогнутым многослойным зеркалом (МЗ) нормального падения, которое направляет на нее гомоцентрический пучок (Рис. 1).

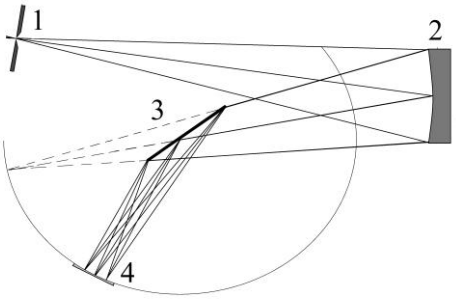


Рис. 1. Принципиальная схема спектрографа на плоской VLS-решётке: 1 – входная щель, 2 – многослойное зеркало, 3 – VLS-решётка, 4 – детектор излучения

МЗ – апериодическая многослойная структура, выполненная на основе пары Mo/Si с оптимизацией на максимальное равномерное отражение в области 125 – 250 Å (Рис. 2). У неё коэффициент отражения в интервале оптимизации составляет 10–15 %, а установка по схеме нормального падения позволяет использовать большие угловые апертуры (по сравнению со схемами скользящего падения). Это существенно увеличивает светосилу спектрографа.

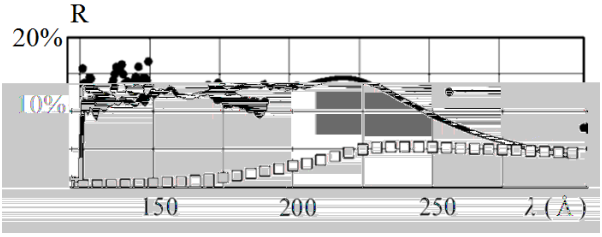


Рис. 2. Спектральный коэффициент отражения МЗ при нормальном падении излучения. ▬ – теоретический расчёт; • – экспериментальные измерения; □ – отражение от толстого слоя молибдена (для сравнения)

При использовании обычной дифракционной решётки в сходящемся пучке возникает астигматизм, т. е. пространственное несовпадение спектрального (горизонтального) и вертикального фокусов. Вертикальный фокус лежит на окружности вокруг т.О с радиусом, равным длине отрезка ОА (L_1, Рис. 3). Во внутренних порядках спектральный фокус находится вне этой окружности (ОВ > ОА), во внешних порядках – внутри неё.

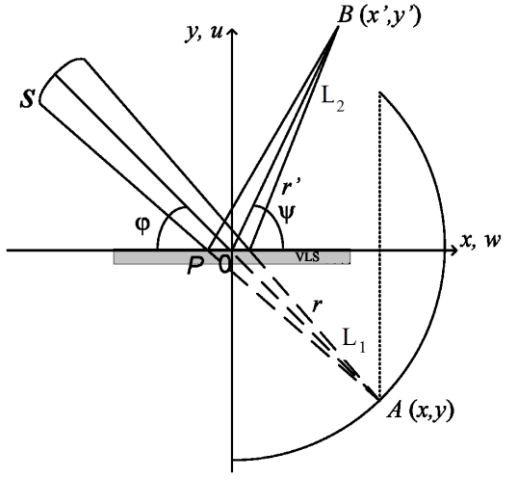


Рис. 3. Отражение от VLS-решётки: даны обозначения углов и расстояний

Для компенсации такого рода астигматизма будет использоваться VLS-решётка, что позволит изменить спектральную фокальную кривую и совместить спектральный фокус с вертикальным. Для этого применим формулу дифракционной

решётки в точке w: $\cos\varphi(w)-\cos\psi(w)=m\lambda p(w)$, где $p(w)$ – густота штрихов в данной точке, λ – длина волны, m – рабочий порядок дифракции, $\varphi(w)$ и $\psi(w)$ – скользящие углы падения и отражения. Функции $\varphi(w)$ и $\psi(w)$ известны, если положить, что горизонтальный и вертикальный фокусы совпадают. Из этих условий находим функцию $p(w)$:

$$p(w)=\frac{1}{m\lambda_0}\cos\left(arcctg\left(ctg(\varphi_0)-\frac{w}{L_1\sin(\varphi_0)}\right)-arcctg\left(ctg(\psi_0)-\frac{w}{L_2\sin(\psi_0)}\right)\right).$$

Здесь φ_0 и ψ_0 равны $\varphi(0)$ и $\psi(0)$ соответственно, а L_2 – расстояние от т. О до спектрального фокуса на длине волны λ_0. За счёт такого условия на густоту штрихов решётки, компенсируется астигматизм для одной длины волны λ_0. Однако, параметр ψ_0 пока ещё не был задействован в вычислениях. Наложив на него дополнительное условие

$$\cos(\varphi_0)=\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\left(\frac{\cos\psi_0}{\frac{L_1}{L_2}-1}-\sqrt{\frac{\cos^2\psi_0}{\left(\frac{L_1}{L_2}-1\right)^2}+1}\right),$$

можно добиться совпадения горизонтального и вертикального фокусов для двух длин волн: λ_1 и λ_0.

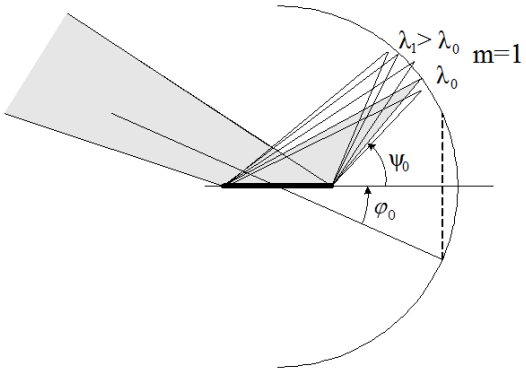


Рис. 4. Частичная компенсация астигматизма для интервала длин волн при выбранном законе изменения густоты штрихов

Таким образом, происходит пересечение поверхностей горизонтального и вертикального фокусов для двух выбранных длин волн. Расчёты показывают, что эта поверхность не испытывает изломов, а значит условие нестрогого стигматизма выполняется для целого промежутка длин волн (Рис. 4). Нестрогий стигматизм (с остаточным астигматизмом) означает, что спектрограф строит двумерные спектральные изображения объектов с хорошим пространственным разрешением вдоль дисперсии и поперёк.

Широкополосное МЗ с оптимизацией на максимальное равномерное отражение в области 125 – 250 Å (на уровне 10–15 %) используется для формирования сходящегося пучка. Апертура МЗ составляет около 50 мм, радиус кривизны 1000 мм. Таким образом, угловая апертура зеркала составляет около $2.5\cdot10^{-3}$. Однако, для достижения удовлетворительного коэффициента отражения от дифракционной решётки, её надо устанавливать под скользящим углом падения. Оптимальная ширина решётки и длина штрихов определяются компромиссом между светосилой и разрешением. Это условие накладывает ограничение на рабочую ширину и длину штрихов около 25 мм. Таким образом, рабочая угловая апертура спектрографа составит около $5\cdot10^{-4}$. Чтобы оценить светосилу прибора, следует рабочую угловую апертуру умножить на полный коэффициент отражения. Будем для определённости иметь в виду решётку с прямоугольным профилем штриха, скважностью 1/2 и коэффициентом отражения материала 0.5. Полный коэффициент передачи системы равен 0.01. Тогда светосила нашего прибора равна $5\cdot10^{-6}$. Если в существующих спектрографах [3] добиться стигматизма путем внесения зеркала скользящего падения, скрещенного по отношению к решётке, то их светосила окажется на два порядка ниже.

В нашем случае густота штрихов составляет около 1000 штр./мм, что при угле падения в 5° даёт дисперсию 2 Å/мм. С помощью аналитических расчётов и программы трассировки лучей было получено, что линейные размеры изображения точечного монохроматического источника будут менее 15 мкм (Рис. 5). То есть, разрешающая способность будет порядка 5000.

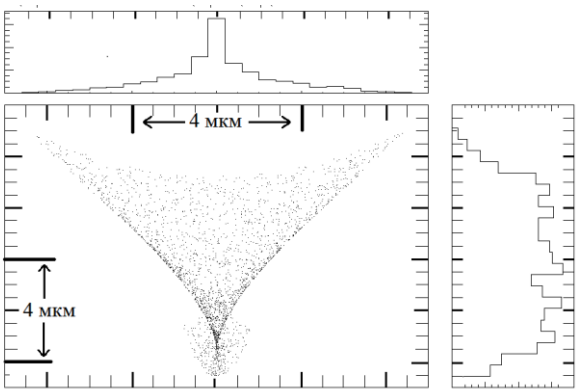


Рис. 5. Изображение точечного источника на длине волны 150 Å, полученное методом численной трассировки лучей (λ_0=130 Å, λ_1=180 Å)

Данный прибор займёт ранее пустующую нишу спектрометров мягкой рентгеновской области спектра, обладающих одновременно высоким пространственным и спектральным разрешением. Схема может быть использована для диагностики лабораторных источников излучения (лазерная плазма, электрические разряды) и в метрологии.

1. Cornu M.A. Vérifications numériques relatives aux propriétés focales des réseaux diffringents plans / M.A. Cornu // Comptes Rendus Acad. Sci. 1893. Vol. 117. P. 1032–1039.

2. Hettrick M.C. Extreme Ultraviolet Explorer Spectrometer / M.C. Hettrick, S. Bowyer, R.F. Malina, C. Martin, S. Mrowka // Appl. Opt. 1985. Vol. 24, № 12. P. 1737–1756.

3. http://hettrickscientific.com

Пьезоэлектрический кристалл $La_3Ga_{5.5}Ta_{0.3}Al_{0.2}O_{14}$ – перспективный материал для высокотемпературных пьезорезонансных сенсоров

Д.В. Рощупкин, Д.В. Иржак, Е.В. Емелин, Р.Р. Фахртдинов, О.А. Плотицына, А.И. Шишаков, Е.Н. Карамзина

e-mail: rochtch@iptm.ru

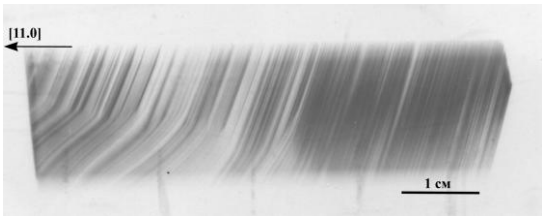
.

Al

$La_3Ga_{5.5}Ta_{0.3}Al_{0.2}O_{14}$ (LGTA

LGTA

[11.0] .



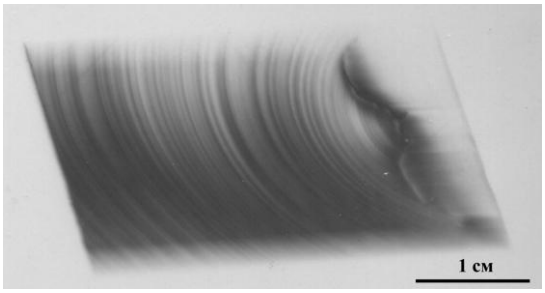


Рис. 2.
Θ_B □ λ
(220), Θ_B λ

LGTA

Rigaku
Rotaflex RU200.

/
d_{11} d_{12}

[11.0]
-

Рис. 1. LGTA
[11.0]

d_{12}= d_{11} -12 -12

LGTA

LGTA
BESSY II

LGTA.
-
Si(111)
λ

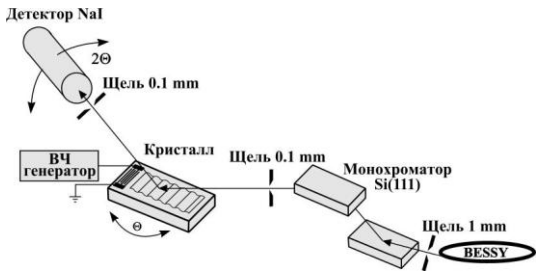


Рис. 3.

Y-

LGTA

(Ir.

-

Ir lift-off

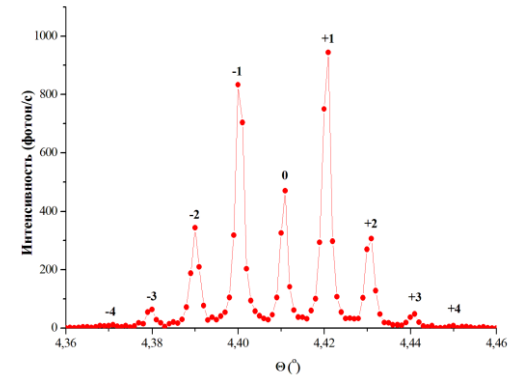
Ir

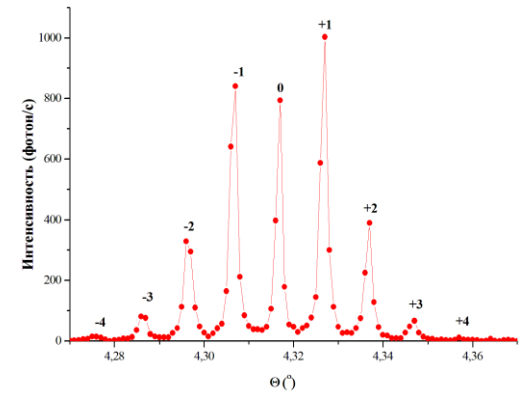
Pt

d/ *d*

.

f





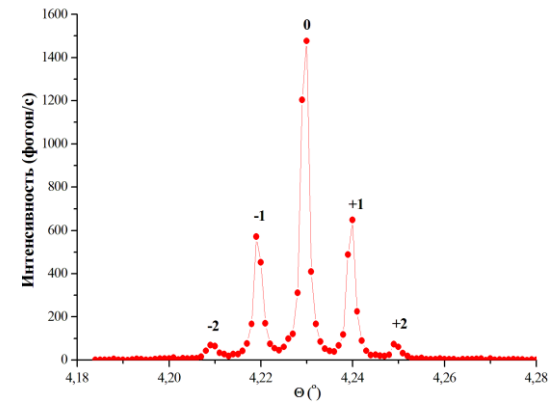


Рис. 4. Y-

f

λ

f

U

,

Y-

LGTA.
LGTA

f=582

-02-00459).

О литографии следующего поколения с рабочей длиной волны излучения в спектральной области ≈ 6.7 нм

Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: salashch@ipm.sci-nnov.ru

Ключевой технологией микроэлектроники является проекционная фотолитография, осуществляющая перенос топологического рисунка микросхемы с шаблона на полупроводниковую пластину. Минимальный размер элемента топологии, который может быть сформирован на пластине, определяет ее уровень интеграции и в целом информационную емкость, быстродействие и энергопотребление. Прогресс в микроэлектронике последних 50 лет характеризуется постоянным уменьшением топологических размеров микросхем. Стартовав с единиц микрометров в 60-х годах, в настоящее время начато производство литографического оборудования, обеспечивающего в промышленных масштабах производство устройств наноэлектроники, с топологическими нормами *hp*=22-45 нм (half-pitch).

Литографическое оборудование, обеспечивающее нормы до 22 нм, использует проекционные объективы с рабочей длиной волны 193 нм. Такие важные параметры для процесса фотолитографии как пространственное разрешение (*Res*) и глубина фокуса (*DoF*) объектива определяются хорошо известными в оптике соотношениями $Res = k_1 \cdot \lambda / NA$ (где λ - длина волны, *NA* – числовая апертура, коэффициент k_1= 0.7-0.25), $DoF = k_2 \lambda / (NA)^2$ ($k_2 \approx 1$). Технология проекционной литографии на 193 нм с применением ряда приемов, таких как использование иммерсионных жидкостей (увеличение *NA* за счет повышенного коэффициента преломления среды), двойное экспонирование (*double patterning technology, DPT*), уменьшение коэффициента до $k_1 \approx 0.3$ и других, позволила существенно продвинуться в разрешающей способности литографии, хотя и путем введения большого числа дополнительных технологических операций. Обсуждаются возможности продвинутся в разрешении на длине волны 193 нм по *DPT* технологии для логических схем до 20 нм и в элементах памяти по технологии *DPT2* даже до 8 нм.

Другой путь повышения разрешающей способности, на первый взгляд более логичный, связан с кардинальным уменьшением рабочей длины волны. В настоящее время успешно осваивается длина волны 13.5 нм, получено разрешение *hp*=22 нм, выходят на уровень *hp*=16 нм. Рассматривается возможность дальнейшего повышения разрешающей способности путем увеличения числовой апертуры объектива до *NA* ≈ 0.7-0.8.

В 2008 мы реанимировали наше ранее предложение [1] о возможности разработки высокоэффективной многослойной оптики и, соответственно, создания стендов проекционной литографии с рабочей длиной волны в области 6.7 нм. Специалисты ASMLithography показали [2], что в этом случае можно рассчитывать на пространственное разрешение до ≈ 8 нм. Практически одновременно в нескольких группах в мире, в том числе и в нашей, начались исследования, направленные на разработку многослойной оптики для области 6.7 нм [3-5]. Параллельно изучались возможности создания эффективных источников излучения [6].

Глубина фокуса (*DoF*) в зависимости от разрешения (*Res*) и соответствующей числовой апертуры (*NA*) объектива для длин волн 13.5 и 6.7 нм

λ, nm	*Res, nm*	*NA*	***DoF, nm***
13.5	*22*	0.25	***216***
6.7		0.12	***465***
13.5	*16*	0.35	***110***
6.7		0.17	***230***
13.5	*11*	0.5	***54***
6.7		0.25	***107***
13.5	*8*	*0.7*	***27***
6.7		*0.35*	***55***

Можно отметить, что важным параметров в литографии является глубина фокуса объектива, определяющая требуемую толщину фоторезиста, в которой должно поглотиться излучение при экспонировании. Из таблицы видно, что при равном разрешении величина *DoF* в случае λ=6.7 нм практически в два раза больше, что уменьшает требования к плоскостности полупроводниковых пластин и, в целом, к системам автофокуса и контроля положения элементов объектива.

Приступая к рассмотрению проблем реализации литографии на новой длине волны, требуется ответить на основные вопросы – можно ли, в принципе, сделать оптические элементы с высокой отражательной способностью в области $\lambda \approx$ 6.7 нм и какие источники излучения могут быть в этом диапазоне и какова их эффективность. Дальше возникает “бесконечное” число вопросов, например, точность формы и допустимые шероховатости поверхностей подложек для зеркал, выбор фоторезистов и многие другие, сегодня даже плохо известные вопросы, и которые возникнут по мере продвижения в понимании этой задачи.

Более-менее понятная в постановке задача разработки высокоэффективной многослойной оптики практически оказалась довольно сложной в реализации. Сначала о выборе материалов для многослойных зеркал. Практически на поверхности лежит предложение делать многослойные структуры (МС) на основе La/B или, что более реально, на основе La/B4C. Хотя гипотетически, согласно формальным расчетам, предпочтительней выглядит пара U/B4C, зеркала на основе которой имеют в два раза больший интегральный коэффициент отражения [7]. Но бу-

дучи реалистами, все начали эксперименты с La/B4C. Первые 3-4 года коэффициенты отражения во всех группах не превышали 45-48%, что, как быстро выяснилось, связано со значительным диффузионным и химическим взаимодействием лантана и бора [4,8]. Такая отражательная способность явно недостаточна для создания многозеркальных оптических систем, поэтому были предприняты попытки поиска барьерных материалов для предотвращения взаимодействия. И только в 2012 г. году была создана технология нанесения La/B4C/C многослойных зеркал с рекордными, до 60%, коэффициентами отражения при нормальном падении на длине волны 6.7 нм [9]. Несмотря на то, что после многолетней стагнации этот результат возродил некоторый оптимизм, проблема повышения отражательной способности зеркал все еще остается ключевой.

Изменение практически в два раза рабочей длины волны выдвигает существенно более высокие требования и к точности формы, и к межслойной шероховатости многослойных зеркал. В частности, если допустимые деформации волнового фронта объектива выразить как RMSobj $\leq$ λ/20, а предельные искажения формы отдельных оптических элементов объектива как RMS1 $\approx$ RMSobj /N1/2 (N - число оптических элементов в объективе), то для λ=13.5 нм получаем уже привычные числа RMSobj $\leq$ 0.7 нм и в случае N=6 RMS1 $\leq$ 0.3 нм. Зато для λ=6.7 нм получаем RMSobj $\leq$ 0.35 нм и в случае N=6 соответственно RMS1 $\leq$ 0.15 нм. Создание оптики с такими требованиями – это серьезнейшая проблема, к решению которой надо приступать уже сейчас.

Данная работа посвящена этим двум ключевым задачам, от решения которых, во многом зависят перспективы литографии на длине волны 6.7 нм.

Следующим шагом, который, на наш взгляд, может привести к заметному увеличению коэффициентов отражения La/B_4C зеркал, является использование совместно с антидиффузионными слоями операции “полировки“ поверхности каждого свеженанесенного слоя низкоэнергетичными ионами. Травление пленки ионами, во-первых, убирает с поверхности растущей пленки более рыхлый слой, способствующий взаимодиффузии материалов, а во-вторых, как можно предполагать, может уменьшить шероховатость поверхности и, соответственно, увеличить оптический контраст межслоевых границ. Для этих целей в ИФМ РАН создана установка, оснащенная 4-мя магнтронными распылителями и 4-мя ионными источниками, два из которых обеспечивают травление растущей пленки низкоэнергетическими ионами Ar^+, а два других предназначены для ионного распыления мишеней, альтернативного магнетронному распылению. Предварительные эксперименты показали, что использование “ионной полировки” увеличило коэффициенты отражения La/B_4C зеркал на длине волны λ=6.7 нм на несколько процентов. Так же мы надеемся увеличить коэффициенты отражения зеркал за счет замены карбида бора чистым бором или его соединением с большим содержанием бора, т.е. применяя пары материалов La/B и La/B_9C.

Для характеризации поверхностей во всем частотном диапазоне неровностей, от формы до мелкомасштабных шероховатостей, а также их коррекции (исправления) в ИФМ РАН разработан технологическо-метрологический комплекс, включающий интерферометрию с дифракционной волной сравнения, атомно-силовую и интерференционную оптическую микроскопию, зеркальное отражение и диффузное рассеяние мягкого и жесткого рентгеновского излучения, и установки ионно-пучкового травления [10].

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 13-02-00377, Минобрнауки РФ ГК 16.552.11.7007 и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. Зуев С.Ю. Многослойные дисперсионные элементы на основе B_4C для спектральной области λ=6.7-8 нм / С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, К.А. Прохоров, Н.Н. Салащенко // Поверхность. 2002. №1. С. 27-31.

2. Glushkov D. Multilayer mirror and lithographic apparatus / D. Glushkov, V.Ye. Banine, L.A. Sjmaenok, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // WO 10091907 A1. 19.08.2010.

3. Andreev S.S. Multilayered mirrors based on La/B4C(B9C) for x-ray range near anomalous dispersion of boron (λ near 6.7 nm) / S.S. Andreev, M.M. Barysheva, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, L. A. Shmaenok, Yu.A. Vainer, S.Yu. Zuev // Nucl. Instr. and Meth. A. 2009. V.603, Is. 1-2. P. 80-82.

4. Tsarfati T. Reflective multilayer optics for 6.7 nm wavelength radiation sources and next generation lithography / T. Tsarfati, R.W.E. van de Kruijs, E. Zoethout, et al. // Thin Solid Films. 2009. V. 518. P. 1365-1368.

5. Platonov Yu. Multilayers for next generation EUVL at 6.Xnm / Yu. Platonov, J. Rodriguez, M. Kriese, E. Gullikson, T. Harada, T. Watanabe, H. Kinoshita // Proc. SPIE. 2011. V. 8076. P. 80760N.

6. Endo A. Extendibility of LPP EUV Source Technology in Higher Power (kW) and Shorter Wavelength (6.x nm) Operation // 2012 International Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. October 8-11, 2012, Dublin, Ireland. Доступен: http://www.euvlitho.com/2012/S2.pdf

7. Салащенко Н.Н. Коротковолновая проекционная литография / Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Вестник Российской Академии Наук. 2008. Т.78, № 5. С. 13-20.

8. Андреев С.С. Многослойные зеркала на основе La/B4C и La/B9C для спектральной области аномальной дисперсии бора (длин волны 6.7 нм) / С.С. Андреев, М.М. Барышева, Н.И. Чхало, С.А. Гусев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салащенко, Ю.А. Вайнер, С.Ю.Зуев // ЖТФ. 2010. Т. 80, № 8. С. 93-100.

9. Chkhalo N.I. High performance La/B4C multilayer mirrors with barrier layers for the next generation lithography / N.I. Chkhalo, S. Künstner, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, S.D. Starikov // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 1020. P. 011602.

10. Барышева М.М. Прецизионная изображающая многослойная оптика для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов / М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // УФН. 2012. Т. 182, № 7. С.727-747.

Изучение эмиссионных характеристик лазерно-плазменного источника в диапазоне длин волн 2-20 нм

П.К. Гайкович, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, Д.Е. Парьев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, С.Д. Стариков, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: svch1991@gmail.com

В настоящее время мы являемся свидетелями бурного развития проекционной литографии на длине волны 13,5 нм, начаты экспериментальные работы по литографии на 6,7 нм. Начинает активно развиваться рентгеновская микроскопия в мягком рентгеновском диапазоне, длины волн 2-13 нм. Одним из основных элементов экспериментальных установок, во многом определяющим их эффективность, является источник излучения. Для генерации коротковолнового излучения необходима плазма с высокой температурой $kT_e \sim E_{ph}$, где E_{ph} – рабочая энергия фотонов прибора. Как показала практика, наиболее универсальными являются лазерно-плазменные источники (ЛПИ) коротковолнового излучения. Подбирая длительность и энергию в импульсе, а также размер пятна фокусировки, можно легко, даже с использованием недорогих коммерческих лазеров, достигать плотностей мощности на мишени в диапазоне 10^{11} – 10^{13} Вт/см^2, тем самым оптимизируя спектр генерации излучения для каждой конкретной задачи.

Еще одним важным достоинством ЛПИ, востребованным в рентгеновской микроскопии, является малый размер источника, составляющий несколько десятков мкм. Не смотря на то, что ЛПИ применяются уже много десятков лет, и разработано множество различных схем их использования, работ, где бы детально изучались эмиссионные характеристики, на основе которых можно делать инженерные расчеты разрабатываемых приборов, не так много и, как правило, они относятся к узким спектральным диапазонам. Следует отметить [1], где приведены спектры излучения при использовании твердотельных мишеней из различных материалов: Al, Cu, W и Au. Спектры приведены в единицах энергии рентгеновского излучения, регистрируемой детектором за импульс. Спектральные характеристики монохроматора, детектора и др. элементов, не приводятся. Важным для практического применения ЛПИ фактом является то, что эмиссионные характеристики не сильно зависят от материала мишени. При этом для более легкого Al в спектре наблюдается линейчатая структура. Для тяжелых элементов она проявляется в меньшей степени. В [2] была измерена абсолютная эмиссионная способность ЛПИ в диапазоне длин волн 6 -16 нм в зависимости от энергии лазерного излучения в импульсе. В обоих экспериментах использовались Nd:YAG лазеры с близкими характеристиками: рабочая длина волны 532 нм (2-я гармоника), длительность импульса 10 нс, диапазон энергий в импульсе 200-630 мДж, частота следования импульсов 10 Гц.

Интересные результаты получены при работе с импульсными газовыми мишенями смеси Xe/He [3]. Показано, что при использовании лазера с умеренными характеристиками: Nd:YAG лазер, длительность импульса по полувысоте 3.9 нс и энергия в импульсе 550 мДж; спектр излучения простирается до 2 нм, при этом, в отличие от твердотельных мишеней, не наблюдалось загрязнение оптики продуктами эрозии мишени.

Целями данной работы являлись разработка ЛПИ для рентгеновского микроскопа и изучение его эмиссионной способности в диапазоне длин волн 2-20 нм.

При разработке использовалась схема, предложенная и опробованная при разработке ЛПИ для стенда литографа с рабочей длиной волны 13,5 нм [4]. Основные характеристики данного ЛПИ: лазер марки ЛТИ-206, длительность импульса на полувысоте 8 нс, энергия в импульсе 300 мДж, рабочая длина волны 1,06 мкм, частота следования импульсов 14 Гц. В качестве материала мишени выбрана нержавеющая сталь. Диаметр мишени – 50 мм, длина – 100 мм. Для фокусировки квазипараллельного фронта на выходе телескопа – расширителя используется трехлинзовый объектив с фокусным расстоянием 200 мм. Тестовые испытание фокусирующей системы на оптическом стенде показали минимальный диаметр пятна фокусировки около 20 мкм, что, теоретически, должно позволить получить максимальную плотность мощности на мишени (без учета потерь на отражение от делительной пластины и оптического ввода в вакуум) до $9 \cdot 10^{12}$ Вт/см^2.

Эксперименты проводились на стенде, описанном в [5]. Измерение размера пятна на длине волны 13,5 нм, а так же сравнение эмиссионной способности ЛПИ и классической рентгеновской трубки [6] на длине волны 13,5 нм производилось с помощью объектива Шварцшильда с 10х увеличением. Измерение спектральной плотности мощности ЛПИ ***S(E)***, выраженной в числе фотонов, генерируемых в единичный телесный угол, в единичном интервале энергий, в секунду, [фотоны/(эВ·ср·с)], производилось по схеме, приведенной на рис. 1. Излучение лазера (1), с помощью призмы (2) направляется в расширитель пучка (3), специально рассчитанный на длину волны 1,06 мкм. Далее пучок, с помощью трехлинзового объ-

ектива (4), фокусируется на мишени (5). В процессе работы мишень, с частотой работы лазера, поворачивается, а после завершения круга, смещается с помощью механических трансляторов, оснащенных шаговыми двигателями. Как и в [4], трансляторы изготовлены в вакуумном исполнении. Фильтры (6) отрезают длинноволновое излучение ВУФ, УФ и видимого диапазонов. Диафрагма (7) определяет телесный угол $\Delta\Omega$, из которого излучение источника регистрируется детектором (9). В качестве спектрального элемента используются многослойное зеркало (8).

В качестве детектора применяется полупроводниковый диод SPD-100 UV, разработки ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург. Калибровка чувствительности детектора $\sigma(E)$, выраженная в [А/Вт], была проведена на канале РТВ, Германия. Результаты калибровки приведены в [5]. Можно отметить, что во всем интересующем нас диапазоне $\sigma(E)$ изменялась слабо в пределах 0,21-0,26 А/Вт.

Так как коэффициенты отражения многослойных зеркал (МС) и пропускание фильтров сильно зависят от длин волн, то в работе использовался набор зеркал и фильтров, описание которых, с соответствующими им рабочими диапазонам длин волн, приведены в таблице.

№	Диапазон, нм	МС	*d*, нм	Фильтр
1	13-20	Mo/Si	10,8	Zr/Si
2	9-13	Mo/Y	7,0	Al/Zr
3	6,7-9	La/B_4C	4,7	Al/Zr
4	4,4-6,7	Cr/C	3,48	Al/Zr
5	3,1-4,4	Cr/Sc	2,6	Al/Zr
6	2-3,1	W/Si	2,48	Al/Zr

Калибровка зеркал и фильтров производилась с помощью рефлектометра, описанного в [7].

Зависимость $S(E)$ определялась из формулы

$$S(E) = \frac{I_{ph}}{\Delta\Omega\sigma(E)\cdot T(E)\int_{E-2\Delta E}^{E+2\Delta E}\varepsilon\cdot R(\varepsilon)d\varepsilon},$$

$$S(E) = KI_{ph},$$

где I_{ph} – ток детектора, $T(E)$ – пропускание фильтра, $R(E)$ – зависимость коэффициента отражения от энергии и ΔE – ширина брэгговского пика на полувысоте. Соответствующие зависимости K [фотон/(А·с·ср·эВ)] от энергии фотонов находилась для каждого канала.

В докладе будут приведены результаты измерений размера источника и спектральная зависимость эмиссионной способности ЛПИ в диапазоне длин волн 2-20 нм, представляющем интерес для мягкой рентгеновской микроскопии.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 12-02-31678 и 13-02-00377, и Минобрнауки РФ ГК 16.552.11.7007 и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. GillliksonE.M. A soft X-ray/EUV reflectometer based on a laser produced plasma source / E.M. Gillikson, J.H. Underwood, P.C. Batson, V. Nikitin // Journal of x-ray science and technology. - 1992. - V.3. - P.283-299.

2. Loyen L. A. New Laboratory EUV Reflectometer for Large Optics using a Laser Plasma Source / L. Loyen, T. Bottger, S. Braun et al. // Proc. SPIE. 2003. V.5038. P.12-21.

3. Rakowwski R. Characterization and optimization of the laser-produced plasma EUV source at 13.5 nm based on a double-stream Xe/He gas puff target / R. Rakowwski, A. Bartnik, H. Fiedorowicz, et al. // Appl. Phys. B. 2010. V. 101. P. 773-789.

4. Зуев С.Ю. Лазерно-плазменный источник ЭУФ-излучения для проекционной нанолитографии / С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77, №1. С. 9-13.

5. Аруев П.Н. Кремниевый фотодиод для экстремального ультрафиолетового диапазона спектра с селективным Zr/Si покрытием / П.Н. Аруев, М.М. Барышева, Б.Я. Бер и др. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, №10. С. 190-195.

6. Бибишкин М.С. Новая разборная трубка для мягкого рентгеновского излучения / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, Е.Б. Клюенков и др. // Поверхность. 2003. №2. С.41-45.

7. Andreev S.S. Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications / S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin et al. // Central European Journal of Physics. 2003. V. 1. P.191-209.

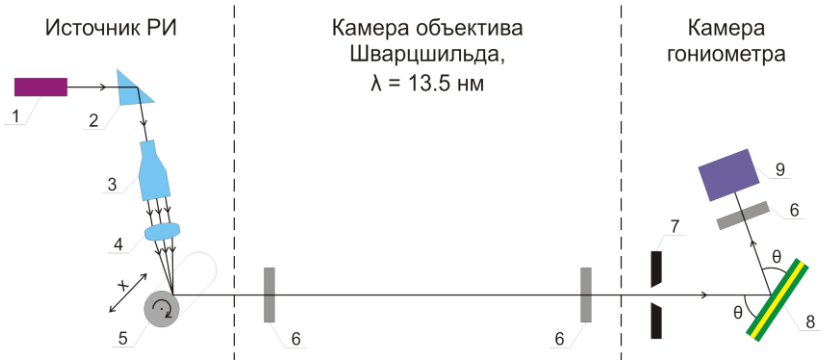


Рис. 1. Схема измерений эмиссионной способности ЛПИ. 1 – лазер, 2 – поворотная призма, 3 – расширитель пучка, 4 – объектив, 5 – мишень из нержавеющей стали, 6 – фильтр, 7 – диафрагма, 8 – многослойное зеркало, 9 - полупроводниковый детектор

e 60

***В.Н. Сивков*[1], *С.В. Некипелов*[1], *О.В. Петрова*[1], *А.И. Кириллов*[2], *Е.М. Гаврищук*[3], *В.Б. Иконников*[3], *Е.Н. Разов*[4], *Д.В. Вялых*[5], *С.Л. Молодцов*[6]**

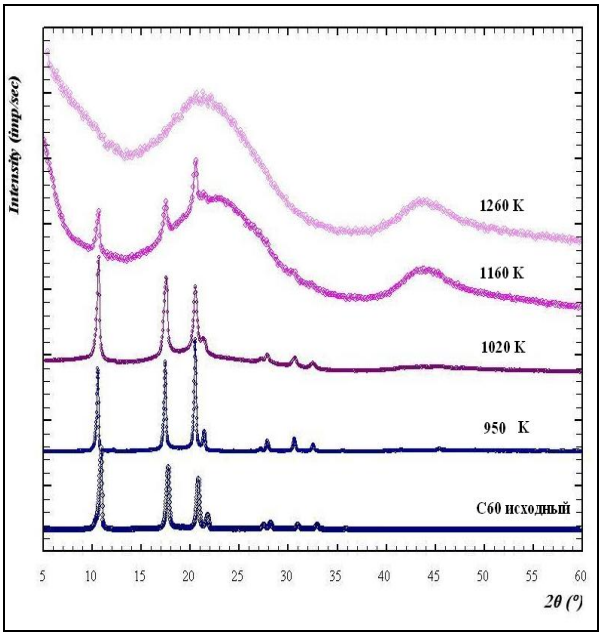
[1] Коми научный центр Уральского отделения РАН, Сыктывкар
[2] Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, Н. Новгород
[3] Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН, Н. Новгород
[4] Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Н.Новгород
[5]Institut für Festkörperphysik, Tehnische Universität Dresden, Germany
[6]European XFEL GmbH, Hamburg, Germany

e-mail: svn@dm.komisc.ru

Синтез новых углеродных материалов методом высокотемпературной изостатической обработки (High Isostatic Pressure, HIP) в газостатах привлекает большое внимание из-за возможности получения материалов с уникальными физическими свойствами и перспективности многочисленных их приложений. Одним из путей создания таких материалов является HIP обработка фуллеритов в аргоне в интервале давлений от 0,1-1,5 ГПа при температурах выше коллапса молекул C_{60} [1]. Изучение поведения фуллерита C_{60} показало, что для получаемой разупорядоченной наноуглеродной фазы характерны уникальные свойства – высокая твёрдость и эластичность при плотности, меньшей, чем у графита. Это подчеркивает актуальность изучения структурных особенностей синтезируемой фазы и стимулирует изучение процессов ее формирования и структурных особенностей. Тем не менее, к настоящему времени удовлетворительной структурной модели этой фазы пока не предложено.

В настоящей работе проведены рентгеновские (рентгенофазовый анализ, РФА) и выполнены синхротронные исследования ближней тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения (Near edge x-ray absorption fine structure, NEXAFS) в области C1s - края поглощения фуллерита, подвергнутого высокотемпературной газостатической обработке в аргоне в различных режимах вблизи и за границей его термической устойчивости. РФА анализ проводился на дифрактометре ДРОН-3М на Cu-kα излучении с графитовым монохроматором на дифрагированном пучке. Исследования методами NEXAFS-спектроскопии проводились на Русско-Немецком канале выхода и монохроматизации синхротронного излучения (СИ) на BESSY-II (г. Берлин, Германия) [2] методом полного электронного выхода (Total Electron Yield, TEY).

На рис.1 представлены результаты исследований исходного фуллерита и после HIP обработки. Из дифрактограмм видно, что с ростом температуры наблюдается уширение дифракционных пиков и происходит полное разрушение кристаллической структуры фуллерита при температуре выше 1200°К. При этом из рис.2 хорошо видно, что NEXAFS C1s - спектров качественно изменяется от тонкой структуры характерной для фуллерена (950°К), до структуры подобной (1160°К) и практически совпадающей (1260^0 К) со структурой спектра высокоориентированного пиролитического

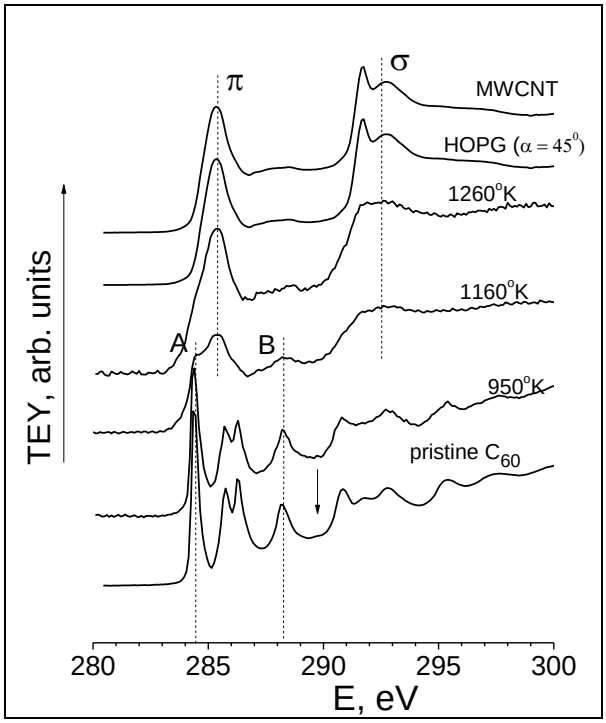


Дифрактограммы образцов фуллерита C_{60}. исходного и при разных температурах HIP обработки

графита (high oriented pyrolitic graphite, HOPG) и одностенной/многостенной углеродной нанотрубки (single/multi walls carbon nanotube, S/MWCNT), поскольку в их C1s -спектрах четко проявляются π - и σ – резонансы, характерные для HOPG и S/MWCNT. На рис.2 приведены C1s – спектры MWCNT, NEXAFS которых идентична структуре спектров SWCNT [3]. Однако, на промежуточной стадии HIP –обработки (1160°К) сохраняются как элементы тонкой структуры (A, B), наблюдаемые в C1s - спектре фуллерена, так и элементы характерные для HOPG и S/MWCNT (π - и σ – резонансы).

Этот факт, с учетом очевидной согласованности изменений NEXAFS C1s – спектров поглощения и дифракционных спектров модифицированного

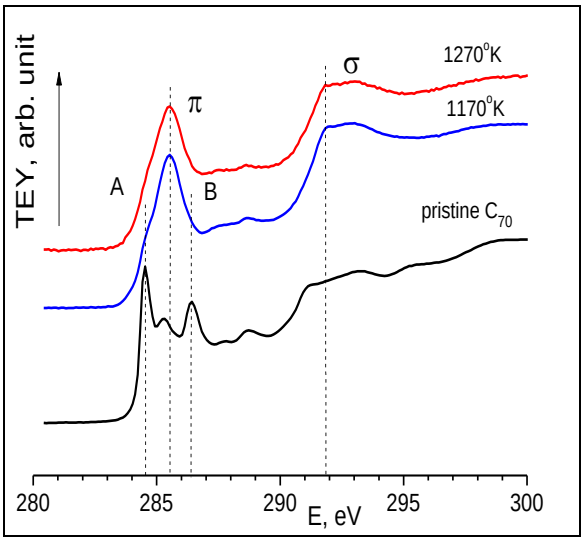
фуллерита C_{60} с ростом температуры, позволяет полагать наличие в нем кристаллитов небольших размеров подобных как фуллериту, так HOPG или



2. NEXAFS C1s- спектров HOPG, MWCNT и фуллерита C_{60} до и после HIP обработки. Стрелкой указано положение C1s- порога ионизации (289.6 эВ) в C_{60}.[4]

S/MWCNT (1160°K), и с дальнейшим ростом температуры (1260°K) главным образом HOPG и S/MWCNT. Это дает основания говорить о формировании в процессе HIP обработки фуллерита структур, в которых ближайшее атомное окружение углерода аналогично HOPG и S/MWCNT. Другими словами они представляют собой кристаллиты малых размеров, состоящих из высокоориентированных или из замкнутых однослойных или многослойных графеновых слоев, которые состоят из гексагонов. Принимая во внимание меньшую плотность модифицированного фуллерена, чем у графита, при его более высокой твердости и эластичности, естественно предположить, что материал, образующийся из фуллерена при HIP обработке, представляет собой сросшиеся объемные структуры с замкнутой поверхностью подобные нанотрубкам. Это предположение, косвенно подтверждается данными по исследованию образцов фуллерита C_{60} методами высокоразрешающей трансмиссионной электронной микроскопии [1] после HIP модификации при давлениях 0.1 - 0.15 ГПа и температуре 1300°K. Эти исследования показали, что HIP модифицированный фуллерит C_{60} представляет собой образование разупорядоченых фрагментов размером в несколько нанометров.

Численное моделирование процессов взаимодействия молекул фуллерена методами молекулярной динамики, проведенные в работе [5] показало, что путем последовательных обобщенных Стоун-Уэлса (Stone-Wales) преобразований может осуществляться слияние двух молекул фуллерена в капсулу C_{120} с преобразованием большей части пентагонов в гексагоны. Проведенные в настоящей работе исследования NEXAFS C1s спектров поглощения образцов фуллерита подвергнутых HIP обработке являются подтверждением такого слияния молекул фуллерена. С целью выяснения зависимости процесса HIP - модификации от типа исходного фуллерена были проведены исследования структурных изменений фуллерита C_{70}. На рис.3 приведены NEXAFS C1s – спектра поглощения исходного C_{70} до и после HIP- модифицирования при давлении 0.1 ГПа и температурах ниже (1170°K) и выше (1270°K) границы устойчивости фуллерита. Из рис.3 видно, что с ростом температуры HIP обработки NEXAFS C1s – спектров C_{70}.изменяется аналогично NEXAFS C1s – спектрам фуллерита C_{60}.



3. NEXAFS C1s- спектров фуллерита C_{70} до и после HIP обработки

Работа была выполнена в рамках двухсторонней программы Русско-Германской лаборатории на BESSY II и при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (№ 12-02-00088-а) и программ Президиума РАН 12-П-1-1014 и 12-У-1-1010.

1. Brazhkin V.V., Lyapin A.G., Solonenko V.L., Bugakov V. I., Dub S.N., Kurakevych O.O., Kondrin M.V. and Gromnitskaya E.L. Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures. **16**,. 475 2008).

2. Fedoseenko S.I., Vyalikh D.V., Iossifov I.F., Follath R., Gorovikov S.A., Püttner R., Schmidt J.-S., Molodtsov S.L., Adamchuk V.K. W. Gudat And G. Kaindl, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, **505**,718 (2003).

3. L. Petaccia, A. Goldoni, S. Lizzit, R. Larciprete, Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena **144 147,** 793 (2005).

4. A.J. Maxwell, P.A. Bruhwiller, D. Arvanitis, J. Hasselstrom, N. Martensson, Chem. Phys. Lett. **260**, 71 (1990).

5. Han S., Yoon M., Berber S., Park N., Osawa E., J Ihm. and Tomanek D., Phys. Rev. B, **70**, 113402 (2004).

Многослойные зеркала для диагностики корональной плазмы в проекте «Арка»

Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, С.Д. Стариков

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: polkovnikov@ipmras.ru

Непосредственное наблюдение солнечной атмосферы, излучающей в рентгеновском и ЭУФ диапазонах, имеет большое научное и практическое значение. Фундаментальное значение этих исследований определяется тем фактом, что Солнце – это единственная звезда, располагающаяся в непосредственной близости от Земли и доступная для детального изучения. Только из наблюдений за процессами, протекающими в его атмосфере, можно делать выводы по некоторым вопросам космологии, в частности о внутренней динамике звезд. Кроме того, солнечная атмосфера определяет состояние межпланетной и околоземной среды.

Эксперименты, построенные на основе изображающей спектроскопии и направленные на изучение короны Солнца, ведутся с 1980-х годов. Оптической основой этих экспериментов являются многослойные интерференционные зеркала МЗ. Развитие методик, новые задачи и подходы предъявляют все более возрастающие требования к качеству зеркал. Прежде всего, с точки зрения их пространственного, спектрального разрешения и коэффициентов отражения. В частности, для изучения вопросов энерговыделения в короне необходимо провести наблюдение солнечных структур, имеющих широкий разброс по шкале температур (от 100 тыс. до 2 млн. градусов), а значит и по спектру, с пространственным разрешением лучше 200 км. Далеко не всегда МЗ, разработанные в предыдущие два десятилетия, удовлетворяют требованиям новых экспериментов. И только совершенствование уже известных многослойных зеркал и создание новых типов позволит решить встающие перед астрофизикой задачи ближайшего десятилетия.

Регистрацию изображений Солнца с пространственным разрешением около 120 км (0,18 угловой секунды) и временным разрешением, достигающим 1 с, планируется осуществить с помощью околоземной орбитальной обсерватории «Арка» (Россия). [1] Пространственное разрешение обсерватории в 10 раз превышает угловое разрешение действующих солнечных обсерваторий (STEREO, HINODE и ТЕСИС/КОРОНАС-ФОТОН) и в 6 раз – специализированной солнечной обсерватории высокого разрешения TRACE.

Реализация этих требований потребует создания широкоапертурных (до 250 мм) асферических зеркал с поверхностями дифракционного качества, обладающих высокими спектральным разрешением и коэффициентами отражения.

Основным инструментом обсерватории является телескоп на основе двухзеркального объектива Ричи-Кретьена с диаметром главного зеркал D=250 мм и радиусом кривизны R=3986,5 мм и вторичным зеркалом с D=32 мм и R=427,9 мм.

Рабочими каналами, лежащими в ЭУФ области спектра, являются λ=17,2 нм и λ=30,4 нм. То есть зеркала объектива будут разделены на соответствующее количество рабочих секторов.

Для достижения поставленных целей ширины полос пропускания схем не должны превышать Δλ=0,3 нм и Δλ=2 нм для λ=17,2 нм и λ=30,4 нм соответственно. Если учесть двукратность отражения излучения в объективе, то требования на полосу пропускания отражающих покрытий становятся следующими: Δλ=0,42 нм для канала регистрации λ=17,2 нм и Δλ=0,3 нм для канала λ=30,4 нм. При этом пиковый коэффициент отражения необходимо максимизировать для достижения высокого временного разрешения.

Также на 2015 г. запланирован запуск ещё одной обсерватории, ориентированной на наблюдение за солнечной активностью. Проект получил наименование «Кортес».[1] В нем предполагается использование следующих оптических схем и каналов регистрации:

1. Двухзеркальный объектив Ричи-Кретьена с узкополосными зеркалами, оптимизированными на λ=13,4 нм, 17,2 нм, 30,4 нм и 58,4 нм. В таблице 1 приведены требуемые полосы пропускания каналов и отдельных МЗ.

Таблица 1

Полосы пропускания каналов регистрации и индивидуальных отражающих покрытий узкополосного телескопа обсерватории «Кортес».

Канал	13,4нм	17,2нм	30,4нм	58,4нм
Δλ канала	0,2 нм	0,3нм	2нм	2нм
Δλ зеркала	0,28нм	0,42нм	3нм	3нм

2. Однозеркальный объектив Шмидта с узкополсными зеркалами на λ=30,4 нм и 121,6 нм. Диаметр вогнутого асферизованного зеркала D=130 мм, радиус кривизны R=616 мм.

3. Двухзеркальный объектив Ричи-Кретьена с широкополосными зеркалами на диапазоны 17-21 нм, 24-29 нм и 28-33 нм. Первичное зеркало: D=100 мм, R=872,21 мм. Вторичное зеркало: D=62 мм, R=980,4 мм. Широкие полосы пропускания обуславливают необходимость применения апериодических многослойных зеркал.

Ниже приводятся данные по уже существующим МЗ для соответствующих рабочих длин волн

и структурам, предположительно удовлетворяющим требованиям проектов «Арка» и «Кортес».

λ=13,4 нм. Для диапазона длин волн сразу за L-краем поглощения кремния (λ_L=12,5 нм) традиционно применялись зеркала на основе Mo/Si. Коэффициент отражения МСС достигает 68-69% при полуширине Δλ=0,53 нм (толщина молибдена в периоде d_{Mo}=2,8 нм, толщина кремния d_{Si}=4,15 нм). Для уменьшения полуширины необходимо уменьшать долю молибдена в периоде. При d_{Mo}=1,5 нм в теории полуширина составит Δλ=0,35 нм при R=60%. Кроме того, заменив молибден на более прозрачный в этом диапазоне цирконий, так же можно добиться более узкой полосы пропускания. Расчёт показывает, что можно достичь R=50-55%, при Δλ=0,3 нм.

λ=17,2 нм. В данном диапазоне длин в качестве базового материала структур наиболее целесообразно применение алюминия, поскольку на λ=17,1 нм приходится L-край поглощения. В зарубежных работах применялись различные структуры (таблица 2). Однако по параметру ширины пика отражения, данные структуры не соответствуют заданным в проектах «АРКА» и «Кортес» требованиям.

Таблица 2

Состав и отражательные характеристики многослойных зеркал для диапазона длин волн вблизи 17,1 нм.

Структура	R,%	Δλ, нм
Si/Mo_2C	52	1
Al/SiC	38	0,6
Al/Mo/SiC	53,4	0,76
$Al/Mo/B_4C$	55,5	0,875

В рамках работ по подготовке эксперимента ТЕСИС в ИФМ РАН для рассматриваемого диапазона длин волн была предложена структура на основе алюминия и цирокния. [2] Коэффициент отражения и полоса пропускнаия МЗ Al/Zr составили 56% и 0,6 нм. Это значение Δλ не может быть признано удовлетворяющим требованиям астрофизических экспериментов ближайшего будущего.

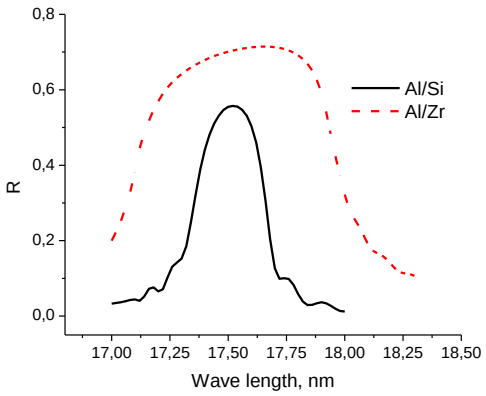


Рис. 1. Сравнеие теоретически рассчитанных отражательных характеристик МЗ Al/Zr (пунктирная кривая) и Al/Si (сплошная кривая)

Поэтому представляется перспективным выбрать в качестве контрастного материала не цирконий, а кремний. На рисунке 1 приведены результаты теоретического расчета зависимости коэффициента отражения зеркал нормального падения Al/Si и Al/Zr, оптимизированных на λ=17,5 нм. Для Al/Si R=56%, Δλ=0,32 нм, что даже превосходит предъявляемые требования.

Нами осуществлен синтез трех МЗ Al/Si с различной долей кремния в периоде структуры – 0,4, 0,5 и 0,6. Количество периодов во всех случаях N=60. В таблице 3 приведены измеренные отражательные характеристики этих образцов. Измерения проводились на рефлектометре с монохроматором РСМ-500. Угловые зависимости коэффициента отражения снимались на длине волны около 17,2 нм.

Таблица 3

Отражательные характеристики МЗ Al/Si в зависимости от доли Si в периоде структуры.

β_{Si}	R, %	Θ,°	ΔΘ,°	tgΘ/ΔΘ
0,4	46,1	69,8	4	38,9
0,5	48	73,75	5,5	35,7
0,6	46,3	79,5	8	38,6

λ=30,4 нм. Для эксперимента ТЕСИС были изготовлены Mg/Si-зеркала с буферными слоями Cr и B_4C. Коэффициент отражения зеркала сразу после напыления составил 38%, спустя год - 30% при полуширине 1 нм.[2]

λ=58,4 нм. Для этого диапазона базовыми (наиболее прозрачными) материалами могут являться Mg и Al. В ходе этой работы было изготовлено несколько образцов зеркал на основе Mg/Al. Коэффициент отражения МСС с одной прослойкой углерода (Mg/C/Al) достигал 16%, причём измерения, проводимые в течение двух недель после напыления зеркал, не выявили снижения пикового коэффициента. Так же были изготовлены образцы Mg/Al-зеркал без прослоек. Коэффициент отражения составил порядка 21%. Временные зависимости не изучены.

На эту же длину волны были изготовлены образцы Mg/Mo-зеркал. Пиковый коэффициент отражения достиг 31%. В дальнейшем планируется изучить временную стабильность данных зеркал.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-31380, 12-02-00659, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11 - 02-97109, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Кузин С.В. Рентгеновская оптика для современных космических исследований / С.В. Кузин, С.В. Шестов, С.А. Богачев // Материалы XVI симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, 12-16 марта 2012 г., с. 563.

2. Зуев С.Ю. Элементы отражающей оптики для решения задач рентгеновской астрофизики в рамках эксперимента ТЕСИС / С.Ю. Зуев, С.В. Кузин, В.Н. Полковников и др. // Известия РАН. Серия физическая, 2010, том 74, № 1, с. 58-61.

Компенсация внутренних напряжений многослойных отражающих покрытий, предназначенных для создания зеркал обсерватории «Арка»

В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, С.Д. Стариков

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: polkovnikov@ipmras.ru

Новая космическая обсерватория «Арка», разрабатываемая в ФИАН им. Лебедева, предоставит первые в мире изображения горячей короны Солнца с пространственным разрешением около 120 км (угловое разрешение 0,18 секунды).

Реализация этих требований потребует создания широкоапертурных (до 250 мм) асферических зеркал с поверхностями дифракционного качества, обладающих высокими спектральным разрешением и коэффициентами отражения. При этом требования к точности формы поверхности зеркал составляют единицы нанометра. В связи с этим принципиальное значение приобретают механические напряжения в многослойных структурах, приводящие к значительному искажению формы поверхности (отклонения до 0,1 мкм). Их изучение и компенсация становится одной из важнейших задач.

Основным инструментом обсерватории будет являться двухзеркальный телескоп системы Ричи-Кретьена. Диаметр главного зеркала D=250 мм, радиус кривизны R=3986,5 мм, параметры вторичного зеркала: D=32 мм и R=427,9 мм. В проекте предполагается использование двух каналов регистрации: λ=17,2 нм и 30,4 нм.

Сохранение исходной поверхности на начальном уровне после осаждения отражающего покрытия достигается двумя методами. Первый: нанесение на подложку многослойного зеркала, имеющего близкое к нулю значение внутренних напряжений (бесстрессовая структура). Этого можно добиться, соответствующим образом подбирая индивидуальные толщины материалов в периоде. Однако данный метод не всегда является оптимальным. Главным образом потому, что состав МСС, обеспечивающий минимум внутренних напряжений, редко соответствует оптимальным отражательным характеристикам. К тому же, существуют случаи, когда в принципе невозможно получить бесстрессовую структуру (силы внутренних напряжений всех материалов в периоде имеют одинаковый знак).

Вторым методом является нанесение между подложкой и отражающим покрытием структуры, компенсирующей внутренние напряжения зеркала. [1] Этот метод тем более предпочтителен, что компенсирующая МСС одновременно может выполнять роль асферизующего покрытия, а также жертвенного слоя в случае необходимости реставрации подложки.

В качестве такой компенсирующей МСС в ИФМ РАН ранее применялась МСС Cr/Sc. Однако в последнее время предпочтение отдается Cr/Y-покрытию. [2] Для этой структуры изучены зависимости внутренних напряжений от индивидуальных толщин материалов в периоде.

В общем виде последовательность действий по созданию зеркал объектива выглядит следующим образом. Сначала необходимо определиться с выбором отражающих покрытий. Затем изучить внутренние напряжения (величину и временную зависимость) этой МСС. И уже с учетом всех данных подобрать состав структуры Cr/Y или при необходимости Cr/Sc.

Наиболее перспективной МСС для работы на длине волны вблизи 30,4 нм является зеркало на основе магния и кремния. Были сняты зависимости внутренних напряжений в этих зеркалах от доли кремния в периоде структуры (рис. 1). Черные ромбы – сразу после напыления, красные квадраты – спустя неделю.

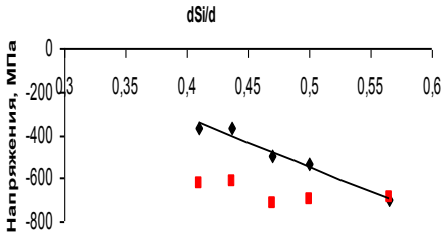


Рис. 1. Зависимость внутренних напряжений в МЗ Mg/Si от доли Si в периоде структуры Черные ромбы – сразу после напыления, красные квадраты – спустя неделю

Кроме того были измерены стрессы в структуре с буферными слоями Si/B_4C/Mg/Cr. Сразу после напыления σ = -337 МПа, спустя 14 суток σ = -310 МПа.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-31380, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11 -02-97109, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Андреев С.С. Компенсация упругих деформаций многослойных Mo/Si-структур, нанесенных на подложки из кварца и зеродура, посредством буферных Cr/Sc-слоев / С.С. Андреев, Е.Б. Клюенков, А.Л. Мизинов и др. // Поверхность, 2005 г., №2, с. 45-48.

2. Вайнер Ю.А.. Многослойные структуры Cr/Y для компенсации внутренних напряжений и реставрации подложек элементов рентгеновской оптики / Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина и др. // Материалы совещания «Рентгеновская оптика – 2012», г. Черноголовка, 1-4 октября 2012 г. С. 118.

Проекционная рентгеновская дифракционная топография – возможности количественного анализа изображений дефектов

Э.В. Суворов, И.А. Смирнова

,

e-mail: suvorov@issp.ac.ru

150, 200, 400

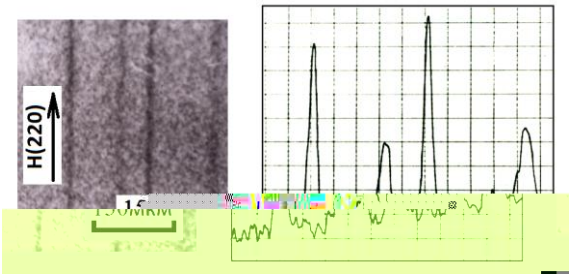


Рис.1 -

0

! ! < : α.

H(220).) -

[1]

(Hb)=max

[2-8]

-

n- *p*-

ρ≈10÷

J

!

J9-

10 □ ±

J ! □

□

! -

□) □

2- [2] -600° □

- -

□

!!

b (**b** –

□

J9]. □

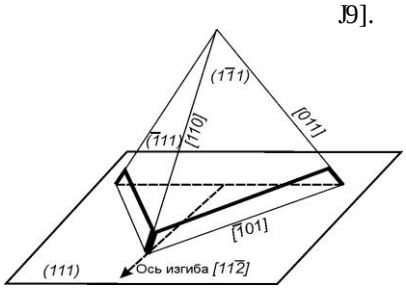


Рис.2 ,

□ δ_{int}~(**Hb**).

□

□

□

l

□

- □

- □

!

$(1\bar{1}1)$

$(\bar{1}11)$□

- □

$(\bar{1}11)$

$[011]$

$[\bar{1}01]$□

- □

□

□

□

Mo$K_{\alpha 1}$

D-4C Rigaku Denky□

" " □

A-

Rigaku Denky □

1. Chukhovskii F.N. Amatrix method for calculationg the X-Raytopographic contrast / F.N.Chukhovskii, A.A.Shtolberg // Phys.stat.sol. 1970.V. 41. P. 815-825.

2. Authier A. Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford: Science Publications. 2001. 734 P.

3. Tanner B.K. -ray Topography / Tanner B.K. Phil M.A. - New-Jork: Pergamon Press. 1966. 650 P.

4. □

□ □ □ □

□ □) □ (□ c.

5. □ □

□ □

□ □ ! 74, 11, .

1547-1556.

6. □ □

□ □ □ □ □ □

! (□ . 1-17.

7. □ □

□ □ □ □

! . . 74.

11. . 1547-1556.

8. □ □

□ □ □ □

! ! □ . 38. 21. .70-76.

9. □ □ □ □

□ . □ □ □ □ -

□ □ □

(□ □

10. □ □

-

□ □ □ □

□ □ □ □

□ (□ □ □ □ □190.

Фазосдвигающий интерферометр с дифракционной волной сравнения для аттестации прецизионных оптических элементов и систем

Д.Г. Волгунов, И.В. Малышев, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Афонино

e-mail: toropov@ipm.sci-nnov.ru

Интерференционными методами осуществляются многие точные измерения, роль которых в современной науке и технике, как известно, быстро возрастает. В настоящее время традиционно для контроля формы поверхностей и аберраций оптических элементов и систем с субнанометровой точностью используются дифракционные интерферометры. Они используют в качестве эталона сравнения сферическую волну, которая образуется при дифракции света на точечном отверстии порядка длины волны в непрозрачном экране. Экран играет дополнительно роль зеркала, от которого отражается рабочий фронт, идущий от исследуемой оптической поверхности. Такие интерферометры позволяют измерять оптику с субнанометровой точностью только с малой числовой апертурой до 0,1, так как при больших апертурах эталонная сферическая волна является более аберрированной из-за взаимодействия света с материалом экрана [1]. Дифракционный интерферометр, разработанный в ИФМ РАН, использует в качестве источника эталонной сферической волны (ИСВ) одномодовое оптическое волокно с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой [2, 3]. Схема интерферометра показана на рис. 1. Из-за выпуклой формы источника излучения взаимодействие внеосевых лучей с металлической границей апертуры уменьшается, что увеличивает числовую апертуру эталонного сферического фронта до 0,6, в которой аберрации лежат в субнанометровой области. В качестве экрана используется дополнительное зеркало, которое необходимо устанавливать рядом с источником на расстоянии ~10-20 мкм, что имеет ряд недостатков. Во-первых, эталонная сферическая волна, отраженная от иследуемой детали, должна фокусироваться относительно края зеркала симметрично по отношению к источнику. Фокусировка в любом другом месте приведет к увеличению расстояния между источниками и, как следствие, увеличению числа полос в интерферограмме. Превышение числа полос над оптимальным значением (15-20) приводит к потере точности определения положения минимумов интерференционной картины и, как следствие, точности измерений. Во-вторых, наличие юстируемого столика (рис.1, поз. 6) может приводить к случайным механическим контактам источника (рис.1, поз. 4) и острого зеркала (рис.1, поз. 5). После контакта дорогостоящий источник выходит из строя. Кроме того, схема интерферометра устроена таким образом, что ней не возможно реализовать фазовый режим регистрации интерферограмм, который бы повысил точность восстановления карты поверхности исследуемых оптических элементов. Все это, в конечном счете, не позволяет достичь точности, заложенной потенциально в данном источнике.

Для решения данной проблемы была предложена и разработана конструкция источника эталонной сферической волны на основе одномодового волокна с зауженной выходной апертурой, интегрированного с плоским зеркалом (см. рис. 2, слева).

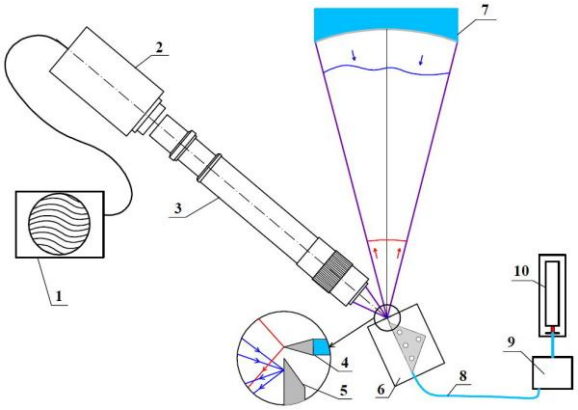


Рис. 1. Оптическая схема интерферометра с дифракционной волной сравнения. 1 – компьютер, 2 – CCD камера, 3 – наблюдательная система, 4 – источник сферической волны, 5 – плоское зеркало, 6 – трехкоординатный прецизионный стол, 7 - исследуемая поверхность, 8 – волокно, 9 –поляризационный контроллер, 10–лазер

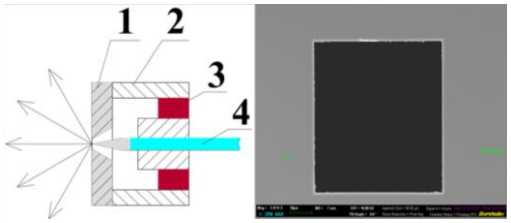


Рис. 2. Схема интегрированного ИСВ (слева) и электронно-микроскопическое отверстие в кремниевой пластине, полученное методами фотоэлектронной литографии, ионно-пучкового и анизотропного химического травлений (справа). 1 – кремниевая пластина, 2 – металлический корпус, 3 – безусадочный эпоксидный клей, 4 – оптоволоконный источник эталонной сферической волны с зауженной выходной апертурой

Идея источника заключается в использовании в качестве зеркала кремниевой пластины с отверстием, внутрь которого, с помощью прецизионного стола, устанавливается оптоволоконный источник эталонной сферической волны. После юстировки положения источника относительно оси

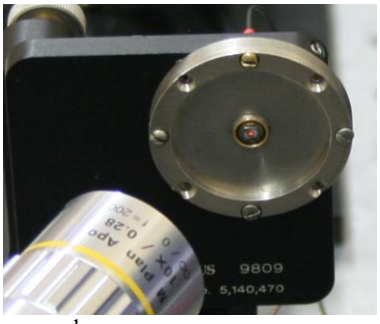


Рис. 3. Фотография пьезо-привода с интегрированным ИСВ

отверстия источник с помощью эпоксидного клея приклеивается к оправе с зеркалом. После затвердевания клея стол убирается и источник готов к установке в интерферометр. На рис. 3 показана фотография интегрированного ИСВ, установленного в интерферометре. Данный интегрированный источник лишен всех существенных недостатков ранее рассмотренного источника.

На основе интегрированного ИСВ был разработан фазовый режим регистрации интерферограмм и написано соответствующее программное обеспечение. Принцип работы фазового режима заключается в перемещении источника с зеркалом с помощью пьезо-привода. Под действием напряжения пьезо-привод обеспечивает смещение источника на расстояние d, при этом оптическая разность хода рабочего фронта, отраженного от исследуемой детали и сфокусированного на плоском зеркале, изменится на 2d*cos(α), где α – угол между осью интегрированного ИСВ с пьезоприводом, вдоль которой происходит перемещение, и осью измеряемой детали. Рабочий фронт после отражения от плоского зеркала будет интерферировать с эталонным фронтом, по отношению к которому изменение разности хода равно d*cos(α). В аналогичных интерферометрах фазовый режим реализуется посредством перемещения исследуемого образца с помощью пьезоэлементов, на точность перемещения которых существенное влияние оказывает вес деталей, что приводит к зависимости величины фазовой модуляции от веса детали и дополнительным ошибкам.

В фазовом режиме, в отличие от амплитудного, снимается серия из N интерферограмм, каждая из которых соответствует различным значениям напряжения на пьезо-приводе и, соответственно, известной разности фаз. Таким образом, минимумы интерференционной картины, за счет изменения фазы, проходят по всей поверхности исследуемой детали, форма которой уже восстанавливается по в N раз большему числу точек, за счет чего происходит наиболее точное описание поверхности.

Формирование отверстия в кремнии производилось следующим образом. Брались пластины кремния Si(100), покрытые с двух сторон слоем нитрида кремния Si_3N_4 толщиной 100 нм. С помощью фотолитографии и химического анизотропного травления в пластине протравливалось окошко в виде четырехгранной усеченной пирамиды до слоя Si_3N_4. Далее Si_3N_4 мембрана, закрывающая отверстие убиралась в ультразвуковой ванне или с помощью ионно-пучкового травления. Подбирая с помощью фотошаблона размер окна, вскрытого Si_3N_4 на обратной стороне пластины, и контролируя время травления, формировались отверстия с различной выходной апертурой, от 10 до 50 мкм. На рис. 2 (справа) приведено электронно-микроскопическое изображение подобного окна. После этого на рабочую сторону пластины методом вакуумного напыления наносился отражающий слой.

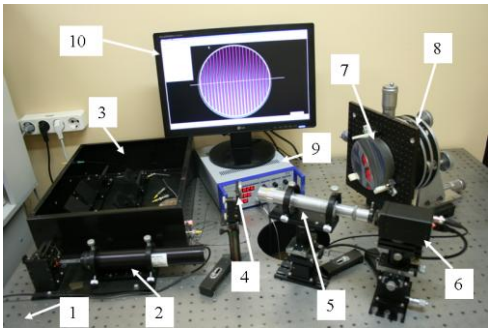


Рис. 4. Фотография интерферометра. Основные элементы прибора: 1 – виброизолирующий стол; 2 – лазер с системой заводки излучения в оптоволокно; 3 – поляризационный контроллер на 2 канала с оптоволоконным делителем пучка; 4 – ВИСВ с пьезо-приводом; 5 – наблюдательная система; 6 – CCD камера; 7 – исследуемый образец; 8 – 5-ти координатный стол для образца; 9 – контроллер пьезо-привода; 10 – монитор компьютера с изображением обрабатываемой интерферограммы

Таким образом, разработанный интегрированный источник эталонной сферической волны и фазовый режим регистрации интерферограмм заметно повысили надежность и точность измерений интерферометра, фотография которого показана на рис.4.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11-02-97109, 12-02-31678 и 13-02-00377, ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы” и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

1. Chkhalo N.I. A plane wave diffraction on a pinhole in a film with a finite thickness and real electrodynamic properties / N.I. Chkhalo, I.A. Dorofeev, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // Proc. SPIE 7025, 702507 (2008).

2. Chkhalo N.I. A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture. / N.I. Chkhalo, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // Rev. Sci. Instrum. V. 79. 033107. 2008.

3. Клюенков Е.Б. Измерение и коррекция формы оптических элементов с субнанометровой точностью / Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Г. Раскин, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало. // Российские нанотехнологии. Том 3. №9-10. С. 116-124. 2008.

Управления полушириной и угловым положением кривой качания кристалл-монохроматора

А.С. Маркелов*, *В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород,

trushin@phys.unn.ru

В последние годы большое внимание уделяется разработке оптических элементов для управления пучками жесткого рентгеновского излучения. Ряд методов решения этой задачи основан на использовании внешних воздействий на дифракцию рентгеновских лучей в кристаллах, к числу которых относится создание акустических волн на поверхности дифрагирующего кристалла [1]. Проведенные нами исследования показали, что в некоторых случаях для управления параметрами рентгеновских пучков можно использовать тепловое воздействие света на кристалл [2,3]. Такое воздействие позволяет локально изменять дифракционные параметры кристалла и посредством этих изменений корректировать сходимость рентгеновских пучков, формировать их пространственную структуру, а также управлять полушириной кривой качания (КК) кристалл-монохроматоров (КМ).

В настоящей работе описаны конструктивные особенности модуля КМ, позволяющие интерактивно управлять полушириной и угловым положением его КК. Представлены экспериментальные и расчетные данные по управлению дифракционными параметрами КМ.

Эксперимент проводился на дифрактометре D8 Discover, излучение $CuK\alpha_1$. В качестве КМ использовался кристалл KDP отражение (200).

Изменение полуширины кривой качания КМ достигается регулированием тока через ИК лазер, воздействующего на поверхность КМ (рис.1а). На основании экспериментальных данных зависимостей полуширины кривых качания от плотности теплового потока падающего на поверхность кристалла, были рассчитаны значения токов через ИК лазер, при которых достигалось необходимое значение полуширины КК от КМ.

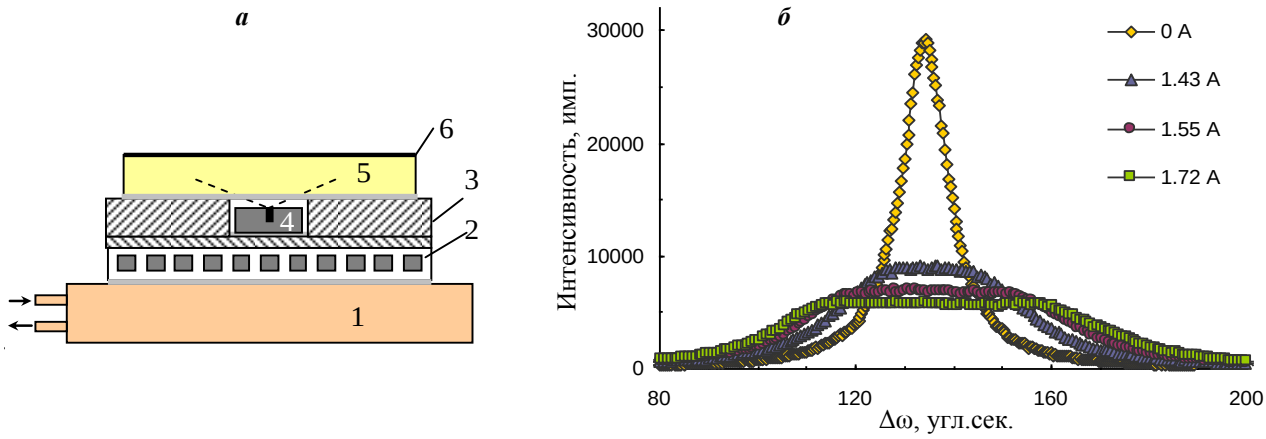


Рис.1 а - схема устройства блока КМ, где: 1 – водоблок, 2 – элемент Пельтье, 3 –корпус ИК лазера 4 – полупроводниковый ИК лазер, 5 – кристалл, 6 – поглощающее покрытие. б - изменения профилей кривых качания КМ в зависимости от тока, протекающего через ИК лазер

В работе модуля КМ предусмотрен механизм компенсации углового смещения КК, вызванного изменением температуры кристалла под воздействием ИК лазера. Данный механизм основан на охлаждении поверхности КМ элементом Пельтье (см. рис.1а), температура которого регулируется протекающим через него током от программируемого источника постоянного тока. В соответствии с текущим значением углового смещения КК рассчитывается ток через элемент Пельтье, изменяющий температуру кристалла на величину Δt, которая определяет компенсацию углового смещения ΔΘ кривой качания КМ в соответствии с формулой:

$$\Delta\Theta = -\frac{\alpha\Delta t}{\mathrm{ctg}\Theta}, \qquad (1)$$

где: Θ – брэгговский угол, α – компонента тензора теплового расширения кристалла в направлении вектора обратной решетки, Δ*t* – приращение температуры поверхности кристалла относительно комнатной.

Значение токов через ИК лазер и элемент Пельтье уточняются по калибровочным КК. На рис. 1б показано изменение профиля кривой качания КМ в зависимости от тока, протекающего через ИК лазер. Управление токами через ИК лазер и элемент Пельтье осуществляется с помощью разработанного программного интерфейса.

По данным моделирования были рассчитаны зависимости изменения полуширины КК (β) и их углового смещение (Δω) от плотности теплового потока. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Приведенные экспериментальные и расчетные данные указывают на широкую возможность управления параметрами КК. Профиль КК принимает различные формы в зависимости от пространственного распределения теплового потока на поверхности КМ. Использование данного модуля в рентгеновской топографии позволит получать дополнительную информацию о реальной структуре блочных кристаллов. При последовательном увеличении полуширины кривой качания КМ можно будет расширить область дифракционного отражения от исследуемого кристалла, анализировать форму и размеры блоков на отдельных участках его поверхности. Такая ситуация возможна когда угол разориентировки блоков в кристалле превышает полуширину КК от отдельного блока, а также при значительных вариациях параметров решетки исследуемого кристалла и наличии изгиба его поверхности.

1. Благов А.Е. и др. // ЖЭТФ. 2005. Т.128, вып. 5(11). С. 893-903.

2. Трушин В.Н. и др. // Нано-и микросистемная техника. 2005. №.7, стр.2-8.

3. Трушин В.Н. и др. // ЖТФ. -2004.- том 74, вып. 7. С.121-122.

Формирований пространственной структуры рентгеновских пучков с использованием легированных кристаллов

***А.С. Маркелов*, Е.В. Зайцева, В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов**

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

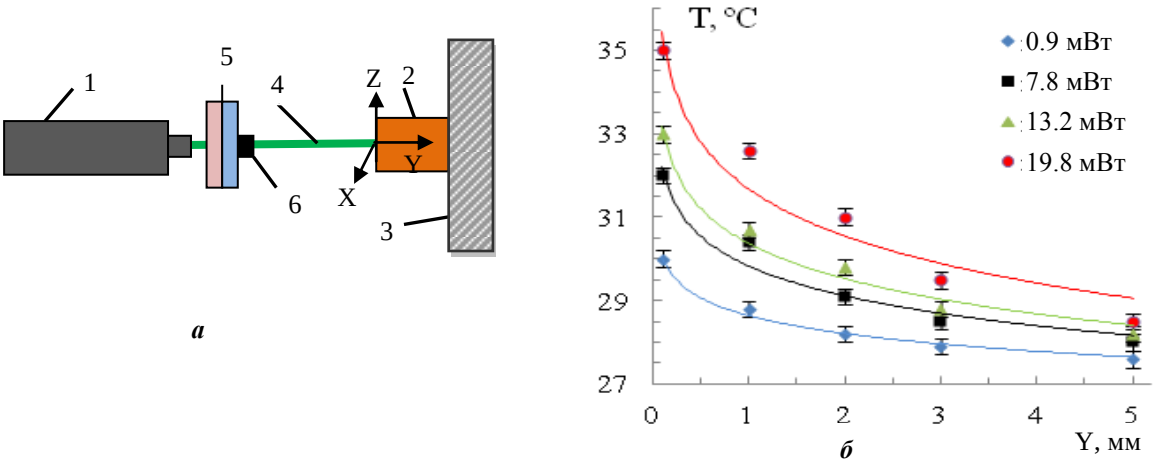
e-mail: trushin@phys.unn.ru

При решении некоторых задач адаптивной рентгеновской оптики, можно использовать неоднородное тепловое воздействие света на кристалл [1], позволяющее формировать и динамически корректировать параметры дифрагирующего рентгеновского пучка. В предыдущих исследованиях подобные задачи решались в геометрии Брэгга. Для того чтобы кристалла поглощал падающий на него свет, поверхность кристалла чернилась.

На примере легированного (перманганатом калия) кристалла дигидрофосфата калия (KDP), в работе исследуется возможность формирования пространственной структуры рентгеновских пучков при прохождении через него лазерного пучка длиной волны 532 нм. Исследуемый образец в данной области спектра имел коэффициент пропускания около 30%, этого достаточно для формирования тепловых полей в кристалле с большим диапазоном изменения температур. При воздействии на кристалл относительно небольшим (100 – 200 мВт) по мощности лазерным пучком, можно вызывать заметные изменения его дифракционных параметров. Для этого необходимо чтобы кристалл имел малую теплопроводность и большой коэффициент теплового расширения.

Эксперимент проводился на дифрактометре D8 Discover ($CuK\alpha_1$), диаметр рентгеновского пучка составлял 1 мм. Запись кривой дифракционного отражения (КДО) проводилась в схеме Лауэ, при смещении образца вдоль Y. Шаг смещения образца - 1 мм. Съемка КДО проводилась с интервалом 20 минут, что соответствовало стационарному режиму.

Схема освещения образца показана на рис.1а. В качестве источника лазерного излучения использовался лазерный модуль G300DN с длиной волны 532 нм, мощностью 300 мВт. Исследуемый образец, размером 2×8×7 мм^3, закреплялся на поверхности элемента Пельтье с помощью теплопроводного клея. Интенсивность лазерного пучка, падающего на образец, изменялась при помощи нейтральных светофильтров. Форма лазерного пучка, формируемая коллиматором, имела эллиптическую форму с полуосями 1 и 2 мм. В результате поглощения лазерного пучка, вдоль пути его распространения формируется температурное поле, параметры которого определяются распределением интенсивности в лазерном пучке, спектральными и тепловыми характеристиками кристалла.



а *б*

Рис. 1. Изменение температуры кристалла, при воздействии на него лазерным пучком. (а) - схема освещения, где: 1 – лазер, 2 – исследуемый образец, 3 – элемент Пельтье, 4 – лазерный пучок, 5 – светофильтры, 6 – коллиматор. (б) – зависимость изменения температуры по глубине кристалла от мощности лазерного пучка

Значения температур в разных точках кристалла определялось по смещению центра тяжести КДО (020) и рассчитывалось в соответствии с формулой:

$$T = T_0 + \frac{ctg\Theta\Delta\Theta}{\alpha_{ij}}, \qquad (1)$$

где: Θ – брэгговский угол, $\Delta\Theta$ – смещение брэгговского угла вызванное изменением температуры кристалла, α_{ij} – компонента тензора теплового расширения кристалла в направлении вектора обратной решетки, T_0 – комнатная температура.

Зависимость изменения температуры по глубине кристалла от мощности лазерного пучка показана на рис.1 б.

Моделирование пространственной структуры дифракционного рентгеновского пучка, сформированной под влиянием неоднородного распределения термодеформаций кристалла, показало возможность гибкого управления параметрами легированных кристаллов, что может быть использовано при корректировке сходимости рентгеновских лучей, выполняемой в геометрии Лауэ.

1. Трушин В.Н., Маркелов А.С., Чупрунов Е.В. и др. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтронные исследования. 2007. №.2. С.44-48.

Исследование дефектов упаковки в SiC методом XBIC на лабораторном источнике рентгеновского излучения

М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Р.Р. Фахртдинов, Е.Б. Якимов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

e-mail: fakhrtd@gmail.com

Метод XBIC (X-ray beam induced current) используется для исследования локальных электрических свойств полупроводниковых материалов путем измерения тока, наведенного сфокусированным рентгеновским пучком. В классическом методе наведенного тока для генерации неравновесных носителей заряда используется не рентгеновский, а сфокусированный электронный пучок (EBIC — Electron beam induced current). Оба метода позволяют обнаруживать и исследовать неоднородности электрических свойств, в том числе и обусловленных дефектами структуры. Преимуществами метода XBIC являются более высокая, по сравнению с электронным зондом, глубина проникновения сфокусированного рентгеновского пучка, а также возможность использования *in situ* других рентгеновских методов, к примеру, рентгеновской флуоресценции для исследования элементного состава в местах выявления неоднородности электрических свойств.

Ранее в нашей лаборатории была продемонстрирована возможность реализации метода XBIC на лабораторном источнике рентгеновского излучения [1-2]. В первых исследованиях мы использовали достаточно широкий рентгеновский пучок (~ 30 мкм), и нам удалось выявить контраст от границ зерен в поликристаллическом кремнии [3]. В последующих работах для фокусировки излучения мы стали использовать поликапиллярный фокусирующий элемент нового поколения. Характеристики поликапиллярной линзы при энергии излучения от 10 до 15 кэВ: размер фокусного пятна — 10 мкм, коэффициент усиления излучения в точке фокуса — 1300, длина фокуса — 4±0.1 мм, входная апертура — 2.95мм, апертура на выходе элемента — 1.3 мм. Был исследован кремниевый диод с барьером Шоттки, причем основными выявлемыми дефектами, были границы зерен [4].

В данной работе объектом исследования стал диод с барьером Шоттки из карбида кремния. Интерес к нему вызван в первую очередь тем, что в отличие от кремниевых образцов в данном случае XBIC-контраст дефектов упаковки имеет противоположный знак. Были измерены некоторые электрически активные характеристики данного диода: измерен контраст дефектов, а также зависимость формирования контраста от его знака. Эксперимент проводился на источнике рентгеновского излучения с вращающимся анодом (Au-анод, 50 кВ, 150 мА, 12кэВ) Rigaku Rotaflex RU-200.

Для построчного сканирования сфокусированным рентгеновским пучком образец был размещен на автоматизированной платформе, позволяющей перемещать образец по горизонтали и вертикали в плоскости перпендикулярной направлению распространения излучения. Чтобы исключить влияние видимого света на результаты измерений, та часть установки, где был размещен исследуемый образец, была полностью затемнена. Значение наведенного тока измерялось амперметром Keithley 6487. Управление параметрами режима сканирования, регистрация и запись полученных данных проводилась в среде LabView. Общая схема экспериментальной установки для исследования методом наведенного тока представлена на Рис. 1.

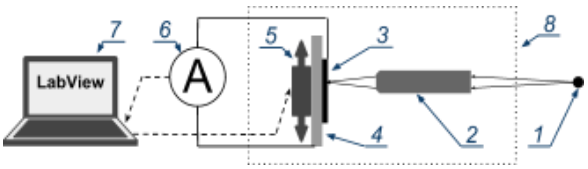


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — источник рентгеновского излучения, 2 — капилляр, 3 — электрод, 4 — исследуемый образец, 5 — моторизованная система сканирования, 6 — амперметр, 7 — управляющий компьютер, 8 — затемненный бокс

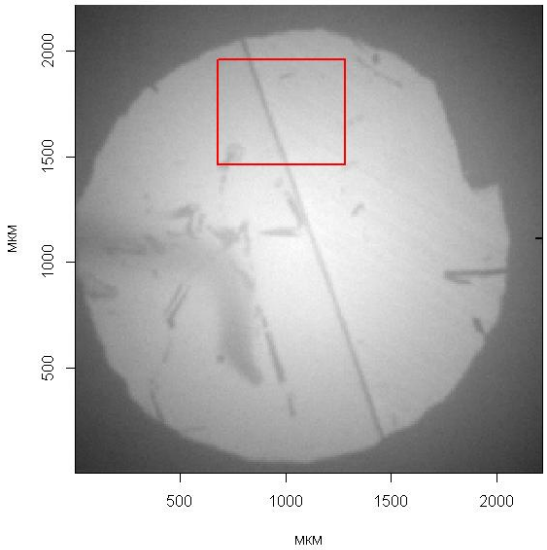


Рис. 2. Карта распределения сигнала XBIC сигнала исследуемого образца. Прямоугольником отмечена область, для которой был проведен расчет контраста

Исследуемый диод был размещен в фокальной плоскости капилляра, после чего была получена карта распределения (Рис. 2) силы наведенного

тока в области диода размером 2,2×2,2мм. После вычета фона, обусловленного несфокусированной частью рентгеновского излучения, был измерен контраст для нескольких линий в отмеченной на рисунке области диода, правее темной толстой линии пересекающей весь диод. Значение его в среднем составило 8%.

В данной работе впервые были продемонстрированы дефекты упаковки в диоде Шоттки p-типа из карбида кремния, обнаруженные с помощью метода XBIC.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 12-02-31477.

1. Григорьев М.В. Реализация метода наведенного тока на лабораторном источнике рентгеновского излучения / М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Р.Р. Фахртдинов, Е.Б. Якимов // Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». 2011. Т. 2. С. 600-601.

2. Fahrtdinov R.R. X-ray beam induced current method at the laboratory x-ray source / R.R. Fahrtdinov, O.V. Feklisova, M.V. Grigoriev, D.V. Irzhak, D.V. Roshchupkin, E.B. Yakimov // Rev. Scientific Instruments. 2011. V. 82. № 9. P. 93702.

3. Fahrtdinov R.R. XBIC Investigation of the Grain Boundaries in Multicrystalline Si on the Laboratory X-ray Source / R.R. Fahrtdinov, O.V. Feklisova, M.V. Grigoriev, D.V. Irzhak, D.V. Roshchupkin, E.B. Yakimov // Solid State Phenomena. 2011. V. 178-179. P. 226.

4. Григорьев М.В. Метод XBIC на лабораторном источнике рентгеновского излучения / М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Р.Р. Фахртдинов, Е.Б. Якимов // Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». 2012. Т. 2. С. 597.

Ключевые аспекты нанотехнологии создания дифракционных элементов для новейших физических экспериментов

***А. Фирсов*[1], *М. Бржезинская*[1], *А. Свинцов*[2], *А. Фирсов*[2], *А. Ерко*[1]**

[1] Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Institut für Nanometeroptik und Technologie, Berlin
[2] Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials RAS, Chernogolovka

e-mail: alexander.firsov@helmholtz-berlin.de

Изучение фундаментальных свойств материи в настоящее время невозможно без применения уникальных нанотехнологических решений и разработок. Одним из таких успешных решений является технология изготовления дифракционных оптических элементов. Все эксперименты с использованием современных источников электромагнитного излучения, таких как синхротроны, лазеры на свободных электронах и генераторы высоких частот (SRS, FEL, HHG), требуют высококачественных оптических элементов. Наиболее критично наличие таких дифракционных оптических элементов для исследований с ультра-малым временным разрешением, менее 100 фемтосекунд. В данном докладе рассматриваются ключевые нанотехнологические аспекты дизайна, изготовления и тестирования дифракционных оптических элементов для новейших методов исследования наноматериалов с использованием SRS, FEL, HHG.

Уникальность таких дифракционных элементов заключается в возможности их использования не только для фокусирования электромагнитного излучения, но также и для анализа излучения, эмитируемого веществом. Устройство на основе такого оптического элемента может быть использовано для химического анализа наноматериалов, особенно в экстремальных условиях эксперимента (например, лазеры на свободных электронах). Дифракционные элементы, позволяющие реализовать такого рода спектро-оптические системы, представляют собой трехмерные структуры с глубиной профиля от 5 до 40 нм с точностью лучше 1 нм. Минимальный размер периода в таких структурах может достигать 100 нм, а занимаемая площадь 1000 мм2.

В докладе проводится анализ требований к технологии и оборудованию для создания таких дифракционно-оптических элементов, а также и метрологические требования к их диагностике. Помимо этого обсуждается специально разработанное программное обеспечение как для создания топологии таких элементов, так и для моделирование их поведения в реальных экспериментальных условиях. Приводятся примеры изготовления и испытаний дисперсионных фокусирующих монохроматоров и спектрометров нового поколения.

Рентгеновские дифракционные оптические элементы.

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) для преобразования рентгеновского излучения разнообразны по своей топологии. Топология элемента определяется длиной волны излучения (для мягкого рентгеновского излучения условно 20 эВ – 2000 эВ, жёсткого рентгеновского излучения условно 2 кэВ – 200 кэВ) и особенностями взаимодействия излучения с материалом дифракционного элемента (дифракционные элементы на просвет, дифракционные элементы на отражение, кционные элементы
ционные элементы на отражение, кционные элементы
ционные элементы на отражение, кционные элементы

схема (Slicing beamline) включает лишь один дифракционный элемент, который осуществляет отражение, дисперсию и фокусировку излучения одновременно. Монохроматор-спектрометр имеет девять эллиптических дифракционных элементов, каждый из которых рассчитан на фиксированную энергию и позволяет осуществлять эксперименты в диапазоне энергий 0.5 кэВ – 1.2 кэВ. Было установлено, что топология ДОЭ должна быть вне-осевой, чтобы обеспечить лучшее энергетическое и пространственное разрешение в дифракционной (вертикальной) плоскости.

Фокусирующие дифракционные элементы для спектрометров, имеющие целью детектировать наличие исследуемых элементов, на данный момент являются самыми сложными по топологии и изготовлению. Имея габариты порядка 80 мм на 4 мм и минимальную зону 50 нанометров, они должны иметь переменную глубину профиля чтобы обеспечить максимальную эффективность. Фактически это трёхмерные дифракционные оптические элементы (3D ДОЭ), имеющие сложный планарный профиль и сложный профиль по глубине.

1. Basov Yu.A. Two-dimensional X-ray focusing by a phase Fresnel zone plate at grazing incidence Yu. A. Basov, D. V. Roshchupkin, I. A. Schelokov, A. E. Yakshin Optics Communications, 114, 1-2, (1995), 9-12.

2. Agafonov Yu.A. Imaging spectroscopy of microscopic plasmas by means of a mica crystal with a zone-plate surface structure Yu.A. Agafonov, B.A. Bryunetkin, A.I. Erko, A.R. Mingaleev, S.A. Pikuz, V.T. Romanova, et al., Quantum Electron. 23, 172 (1993).

3. Erko A. Recent Developments in VUV/X-ray Optics at HZB A. Erko, A. Firsov, K. Holldack, AIP Conf. Proc. 1234, 177-180 (2010).

4. Erko A. “Volume Modulated Diffraction X-Ray Optics”, A. Erko, A. Firsov, D. Roshchoupkin, I. Schelokov Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics, edited by A. Erko, M. Idir, T. Krist and A.G. Michette, pp 471-500, (Springer Series in Optical Sciences, Springer Berlin / Heidelberg, Vol. 137, 2008.

5. Erko A. Novel parallel vacuum ultra-violet/X-ray fluorescence spectrometer, A. Erko, A. Firsov, F. Senf Spectrochimica Acta Part B 67 (2012) 57–63.

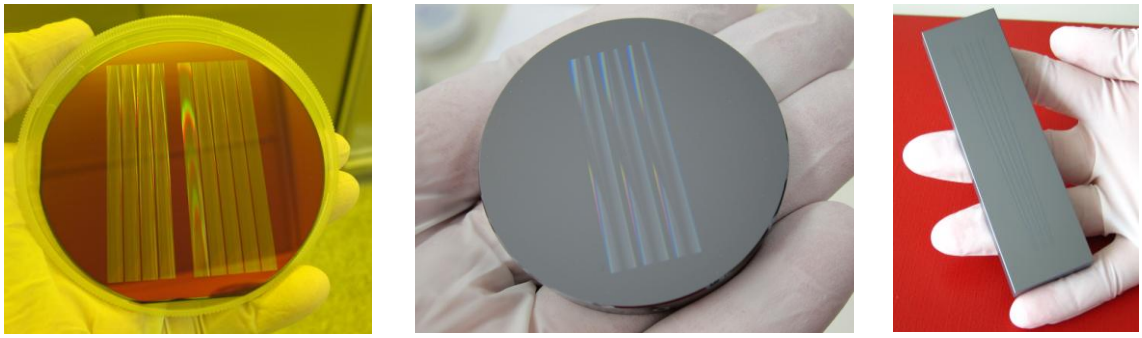


Рис. 1. Дифракционные элементы. Монохроматор с девятью линзами для экспериментов с временным разрешением ( ), Линзы для энергий: 26.35 эВ, 32.55 эВ, 38.75 эВ для экспериментов с генератором высоких гармоник ( ), и Линзы для детектирования излучения 640 эВ ( )

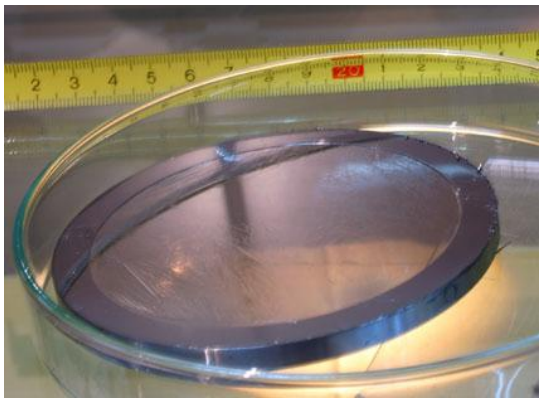
Высокопрозрачные свободновисящие пленки для защиты маски от загрязнений в установках проекционной ЭУФ литографии

***Е.Б. Клюенков*[1], *А.Я. Лопатин*[1], *В.И. Лучин*[1], *Н.Н. Салащенко*[1], *Н.Н. Цыбин*[1], *Л.А. Шмаенок*[2]**

[1]

[2]Phystex, Vaals, Netherlands

e-mail: tsybinikola@yahoo.com



.

-

Рис. 1.

3 4 Н9 $_2$

$Mo/ZrSi_2$

[1].

2 AC

g

$Mo/ZrSi_2$ 3 4 Н9 $_2$

13-02-01210 .

1. Shroff Y.A. High transmission pellicles for extreme ultraviolet lithography reticle protection / Y.A. Shroff, M. Leeson, P. Yan, E. Gullikson and F. Salmassi // J. Vac. Sci. Technol. B. 2010. V. 28, P. C6E36-C6E41.

2. Sjmaenok L. Nanoscale multilayer membranes as optical elements for EUVL / V. Banine, V. Belik, N. Chkhalo, P.R. Diago, M. Drozdov, E. Kluenkov, A. Lopatin, V. Luchin, A. Nikipelov, N. Salashchenko, L. Scaccabarozzi, L Sjmaenok, N. Tsybin, A. Yakunin // 2012 international workshop on EUV and soft X-ray sources proceedings (www.euvlitho.com/2012/S59.pdf).

Применение ионно-пучкового травления для «сглаживания» поверхности плавленого кварца

Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Плавленый кварц, благодаря ряду физико-химических свойств, таких как однородность химического состава, высокая микротвердость и аморфное состояние, обеспечивающих высокую гладкость поверхности при механическом полировании, является одним из наиболее распространенных материалов, из которого изготавливаются подложки для самых различных приложений. Однако, как показала практика, только методом глубокой шлифовки-полировки (ГШП) не удается получить поверхность с микрошероховатостью на уровне 0,1-0,2 нм [1,2]. Поэтому для достижения атомарной гладкости поверхностей применяется финишная «суперполировка». В [2] для финишного полирования применялись ультрадисперсные алмазные порошки детонационной природы с размером полирующего зерна менее 5 нм, что позволило достичь атомарной гладкости поверхностей. Однако поверхность при этом имела много царапин и широко практического применения эта технология не получила. Наибольшее распространение получил метод финишной доводки с использованием химических реактивов (химико-механическая полировка). Эта методика используется как в промышленности, при изготовлении подложек для микроэлектроники, так и в лабораториях для рентгенооптических приложений, например в [1,3]. Многослойные рентгеновские зеркала, нанесенные на эти подложки имеют такие же коэффициенты отражения, что и на кремниевых пластинах, поверхность которых близка к идеальной.

Основной недостаток такой технологии суперполировки связан с большой длительностью (до 100-150 часов) процесса химико-механической доводки. Однако, в случае единичных подложек для достаточно «уникальных» рентгенооптических приложений это время и, соответствующее увеличение стоимости, не являются критичными. Отмечалось так же некоторое ухудшение формы поверхности, после такой доводки, что незначительно влияло на коэффициенты отражения многослойных зеркал.

Однако уже первые экспериментальные работы по получению изображений дифракционного качества в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне, показали, что обеспечение точной формы и малой мелкомасштабной шероховатости недостаточно для решения этой задачи. На первый план вышли шероховатости, так называемого, среднечастотного диапазона, с латеральными размерами от микрометра до миллиметра. При наличии таких неровностей, например, с латеральными размерами $l \approx 1$ мкм, даже при их малой амплитуде $a \approx 0.05$ нм, местные угловые ошибки поверхности могут достигать $\Delta\vartheta = a/l = 0.05/1000 = 5 \cdot 10^{-5}\ рад$. Это на 2-3 порядка больше, чем допустимо в задачах по проекционной нанолитографии, рентгеновской микроскопии и астрономии сверхвысокого разрешения. По этой причине проблемам метрологии и получения поверхностей с минимальными среднечастотными шероховатостями уделяется первостепенное внимание, как за рубежом, так и в наших работах [4,5].

На рис. 1 a), b) и c) приведены типичные АСМ изображения поверхности подложек из плавленого кварца: a) – после ГШП, b) и c) – после ГШП и финишной доводки с использованием химических реактивов. Рисунок b) соответствует пластине, изготовленной по стандартной технологии для микроэлектронной промышленности и c) – по технологии, разработанной авторами в [3]. Соответствующие АСМ измерениям функции спектральной плотности мощности шероховатостей (PSD) приведены на рис. 2. Эффективные шероховатости, измеренные в частотном диапазоне 0,025-64 мкм$^{-1}$ составили 0.97, 0.32 и 0.32 нм. Эти данные, во-первых, подтверждают тот факт, что обычная ГШП не обеспечивает требуемого для рентгенооптических приложений качества поверхности. Во-вторых, наоборот после финишной доводки шероховатость становится приемлемой для большинства приложений. Однако, из рис. 1 видно, что после ГШП морфология поверхности остается однородной, а на поверхности подложек, подвергшихся химико-механическому полированию, появляются структуры с латеральными размерами на уровне единиц-десятков мкм. Несмотря на то, что их амплитуда не велика, как уже отмечалось выше, они дают большое рассеяние излучения, что приводит к резкому падению разрешающей способности оптических систем. Появление такой морфологии может быть связано с неоднородностью химического состава материала подложки на микроуровне и, как следствие, разной скорости химического травления.

В данной работе, для решения этой проблемы предлагается после ГШП вместо химико-механического полирования осуществлять финишную доводку подложек методом ионно-пучкового травления. В [6] было показано, что при нормальном падении ионов аргона на суперполированные подложки плавленого кварца, шероховатость поверхности не развивается в широком диапазоне энергий ионов 100-800 эВ, что является предпосылкой для успешного решения задачи поиска условий травле-

ния, прежде всего оптимальной энергии ионов и состава рабочей газовой смеси.

Позитивный эффект такого подхода иллюстрирует рис. 3, на котором приведены PSD функции подложки из плавленого кварца, до, сплошные кривые, и после, линии с символами, травления в течение 40 минут ионами аргона с энергией 50 эВ. Как видно из рисунка эффективная шероховатость в высокочастотном диапазоне 0,4-60 мкм-1 уменьшилась в 2 раза с 0,24 нм до 0,12 нм. В средних частотах шероховатость так же упала с 0,32 до 0,26 нм.

В докладе, так же будут приведены результаты экспериментов с подложками, у которых изначально шероховатость поверхности составляла около 1 нм.

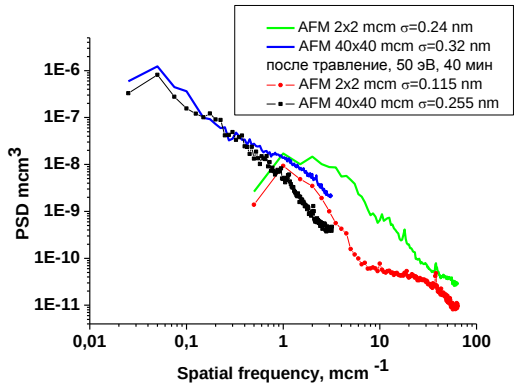


Рис. 3. PSD функции шероховатостей кварцевой подложки до (сплошные линии) и после (линии с символами) травления ионами Ar с энергией 50 эВ

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 13-02-00377 и Минобрнауки РФ ГК 16.552.11.7007 и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”.

1. Бирюков А.В. АСМ и РРМ исследования шероховатостей поверхности стеклянных подложек с негауссовым распределением по высотам / А.В. Бирюков, С.В. Гапонов, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, В.Л. Миронов, Н.Н. Салащенко // Поверхность. 2003. №2, С.17-20.

2. Chkhalo N.I. Ultradispersed diamond powders of detonation nature for polishing X-ray mirrors / N.I. Chkhalo, M.V. Fedorchenko, E.P. Kruglyakov, A.I. Volokhov, K.S. Baraboshkin, V.F. Komarov, S.I. Kostyakov, E.A. Petrov // NIM A. 1995. V.359. P.155-156.

3. Барышева М.М. Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой и интерференционной микроскопии / М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салащенко, И.Л. Струля, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т.75, №1. С. 71-76.

4. Dinger U. Mirror substrates for EUV lithography: progress in metrology and optical fabrication technology / Dinger, U., Eisert, F., Lasser, H., Mayer, M., Seifert, A., Seitz, G., Stacklies, S., Stickel, F.-J., Weiser, M. // Proc. SPIE. 2000. V. 4146. P.35-46.

5. Chkhalo N.I. Manufacturing and characterization the diffraction quality normal incidence optics for the XEUV range / N.I. Chkhalo, M.M. Barysheva, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // Proc. of SPIE. 2011. V. 8076. P. 80760P-1-13.

6. Вайнер Ю.А. Развитие микрошероховатости поверхности плавленого кварца и покрытий Cr/Sc при травлении ионными пучками / Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, И.Л. Струля, Н.И. Чхало, Р.А. Храмков. // Известия РАН. Серия физическая. Том 75. №1. 2011. С. 65-67.

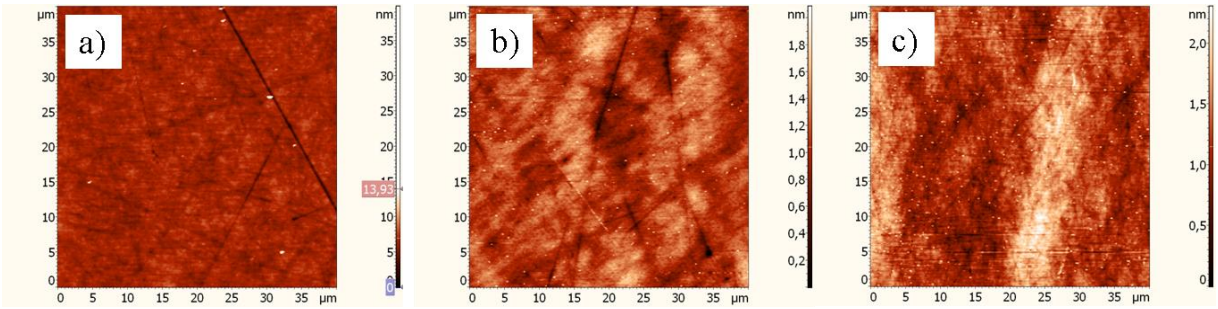


Рис. 1. АСМ изображения поверхности подложек из плавленого кварца: a) – после ГШП, b) и c) – после ГШП и финишной доводки с использованием химических реактивов

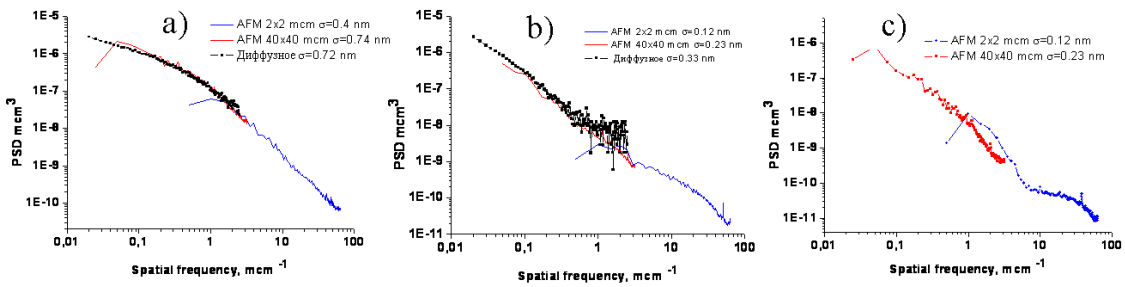


Рис. 2. PSD функции шероховатостей, соответствующие АСМ кадрам, приведенным на рис. 1

Количественная ВУФ спектроскопия плазмы мощных Z-пинчей, основанных на многопроволочных вольфрамовых сборках (установка Ангара-5-1)

***В.В. Александров*[1], *Е.В. Грабовский*[1], *А.Н. Грицук*[1], *К.Н. Митрофанов*[1], *Г.М. Олейник*[1], *П.В. Сасоров*[1], *А.П. Шевелько*[2]**

[1] ГНЦ РФ "ТРИНИТИ", Троицк
[2] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

e-mail: shevelko@rambler.ru

Z-пинчевые разряды из веществ с высоким атомным номером являются наиболее мощными импульсными лабораторными источниками рентгеновского и ВУФ излучения мультитераваттного диапазона, которые при мегаамперных токах обеспечивают максимальную энергию генерируемого рентгеновского импульса с суммарным выходом до нескольких МДж. Физической основой генерации рентгеновских импульсов Z пинчом является магнитно-газодинамическая кумуляция электромагнитной энергии при токовой имплозии вещества в режиме Z-пинчевого разряда (**Рис.1**). Исследование параметров горячей фазы и периферийной плазмы при токовом сжатии многопроволочных сборок является важной задачей физики формирования мощных Z пинчей. Наличие проводящей периферийной плазмы в момент максимального сжатия пинча может шунтировать часть разрядного тока, что препятствует эффективному вложению энергии в плазму. В настоящей работе методы ВУФ спектроскопии использованы для диагностики плазмы мощных Z –пинчей, основанных на многопроволочных вольфрамовых сборках (установка Ангара-5-1 [1, 2]: ток - 5 МА, скорость нарастания тока ~$(0{,}5 \div 1)\cdot 10^{14}$ А/с). Выбор диапазона регистрации диктуется тем, что ВУФ излучение плазмы Z-пинчей несет обширную информацию как о самых горячих и плотных, так и о периферийных областях плазмы.

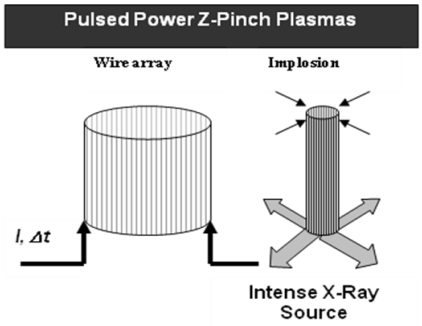


Рис. 1. Схема мощного Z-пинча, основанного на многопроволочных сборках

Для регистрации ВУФ спектров (диапазон длин волн λ=20 - 200 Å) использовался компактный абсолютно калиброванный спектрограф скользящего падения GIS, который устанавливался на расстоянии 1.5 м от разряда. Элементы спектрографа (дифракционная решетка и детектор – фотопленка УФ-4) калибровались с помощью рефлектометра на основе капиллярного разряда. При установке спектрографа была разработана оптимальная оптическая схема, надежная процедура юстировки в вакуумной камере, защита прибора от ударной волны и продуктов взрыва.

Для пространственного разрешения как вдоль оси, так и перпендикулярно оси разряда между спектрографом и разрядом устанавливалась щель. Это позволяло исследовать спектры как сжатой, горячей фазы разряда, так и периферийной плазмы (**Рис.2**).

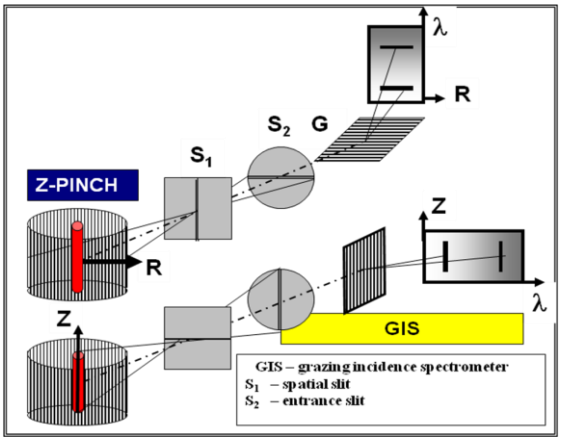


Рис. 2. Ориентация пространственной щели S_1 и входной щели S_2 спектрографа GIS относительно разряда при регистрации спектров с пространственным разрешением

Проведена оценка температуры электронов T_e горячей фазы разряда для различных цилиндрических сборок с помощью нового метода сравнения [3], в котором исследуемые спектры сравниваются со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы. Этот метод успешно использовался для диагностики плазмы Fe, образующейся в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" в Национальной Лаборатории Сандиа (SNL), США. [4]. В нашем случае для определения электронной температуры в W плазме Z-пинча было использовано отношение интенсивностей двух пиков на длинах волн λ~38 Å и λ~53 Å. Зависимость температуры T_e от

относительных интенсивностей этих пиков хорошо аппроксимируется формулой T_e(эВ)=700(эВ)х х$(I_1/I_2)^{0,31}$. Примеры спектров Z-пинча W проволочной сборки приведены на **Рис. 3**. С использованием крестообразных сборок показано, что периферийная плазма не искажает спектра основного разряда (сжатой центральной области) и, следовательно, этот метод может использоваться. Для различных разрядов температура электронов составила величину T_e=350 – 450 эВ, причем T_e выше для сборок с меньшей массой (Табл.1). Из-за огромной оптической толщи сжатой области пинча, эта оценка T_e относится, по-видимому, к внешней поверхности сжатой области пинча.

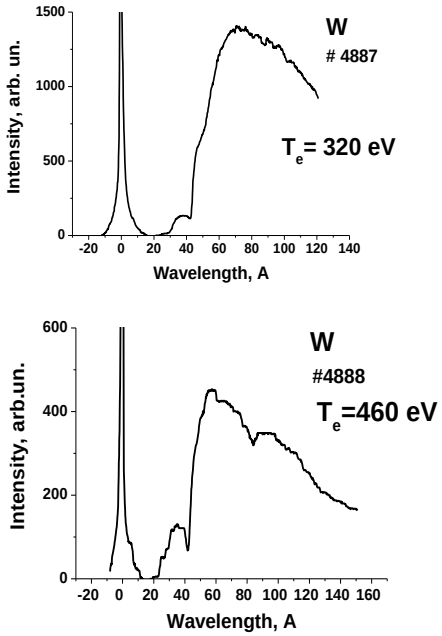


Рис. 3. Примеры ВУФ спектров Z-пинча, основанного на многопроволочных вольфрамовых сборках

Измерен размер излучающей области горячей фазы пинча (**Рис.4**), который на различных длинах волн составил величину 1.3–1.5 мм, что хорошо согласуется с измерениями с помощью камер-обскур в жесткой рентгеновской области.

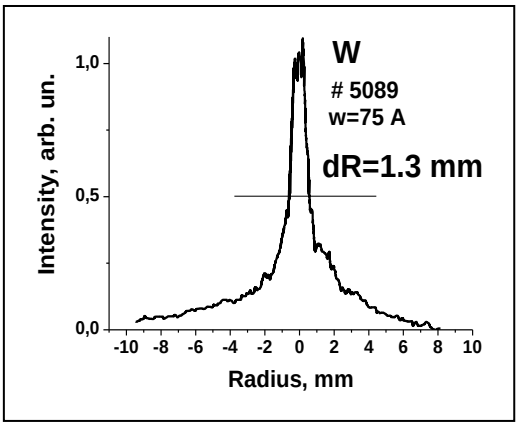


Рис. 4. Радиальное распределение интенсивности плазмы Z-пинча на длине волны λ~ 75 Å

Исследование спектров в радиальном направлении и оценка температуры методом сравнения показали, что температура в периферийной плазме медленно спадает от центра разряда, и на внешней оболочке составляет величину $T_e \leq 250$ эВ. Излучение периферийной плазмы может быть вызвано нагревом, ионизацией этой плазмы излучением основного разряда, а также переизлучением спектра основного разряда.

Таблица 1

Параметры W плазмы Z-пинчей: № - номер выстрела, N-число вольфрамовых проволочек, M (мГ/см)- погонная масса, T_e (эВ) - измеренная методом сравнения температура электронов.

№	N	M	T_e
4855	40	220	450
4888	40	220	460
4899	40	220	410
4853	60	330	350
4887	60	720	320
4891	60	330	<320

Использование абсолютно калиброванного спектрографа и детектора излучения (фотопленка УФ-4) позволило регистрировать спектры в абсолютной шкале интенсивностей и определить такие радиационные характеристики разряда как выход излучения на различных длинах волн, излучаемость R[Вт/см^2] и суммарную энергию излучения в ВУФ диапазоне $E_{ВУФ}$ [кДж] (Табл. 2). В двух последних колонках Табл.2 приведены полная энергия ВУФ и рентгеновского излучения E_{VRD} [кДж], измеренная с помощью вакуумного диода, и энергия рентгеновского излучения $E_{x\text{-}ray}$ [кДж], равная разности E_{VRD} - $E_{ВУФ}$. Из Табл.2 видно, что основная энергия излучения для относительно холодных спектров (T_e=320 эВ) сосредоточена в ВУФ области, а для более горячих (T_e =460 эВ) – в рентгеновской области спектра.

Таблица 2

Радиационные характеристики плазмы Z-пинчей.

№	4888	4887
T_e, эВ	460	320
R [Вт/см^2]	$2.8\cdot10^{12}$	$7.7\cdot10^{12}$
$E_{ВУФ}$ [кДж]	3.7 (10%)	15.4 (70%)
E_{VRD} [кДж]	43	23
$E_{x\text{-}ray}$ [кДж]	39 (90%)	8 (30%)

Т.о. количественная ВУФ спектроскопия позволила оценить параметры, пространственные и радиационные характеристики плазмы мощных Z пинчей, основанных на многопроволочных W сборках.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-02-00369а, 12-02-00900а, 11-02-01027а.

1. Альбиков З.А., и др. Атомная энергия **68** (1), 26 (1990).

2. Alexandrov V.V. et al., IEEE Transactions on Plasma Science **30** (2), 559 (2002).

3. Шевелько А.П. Квантовая электроника **41** (8), 726 (2011).

4. Шевелько А. П. и др. Физика плазмы **34** (11), 1021 (2008).

Научное оборудование для рентгеновской и ВУФ диагностики плазменных источников излучения

***П.С. Анциферов*[1,3], *Л.А. Дорохин*[1,3], *К.Н. Кошелев*[1,3], *А.П. Шевелько*[2,3], *О.Ф. Якушев*[2,3]**

[1] Институт спектроскопии РАН, Троицк
[2] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[3] РнД-Эксметр, РнД-ИСАН, Троицк

e-mail: shevelko@rambler.ru

Методы рентгеновской и ВУФ спектроскопии плазмы являются наиболее информативными методами диагностики высокотемпературной плазмы. Эти методы позволяют определять такие параметры плазмы как температура и плотность электронов, ионизационной состав и др. Особый интерес представляет исследование параметров плазмы с временным и пространственным разрешением, а также проведение количественных (абсолютных) измерений интенсивности и выхода излучения на различных длинах волн. Это требует использования специальных схем спектрометров и детекторов излучения. Для исследования плазменных источников излучения в спектральном диапазоне λ =0,1 – 100 нм разработаны рентгеновские кристаллические фокусирующие спектрометры, различные модификации компактных многоцелевых дифракционных спектрометров скользящего падения, управляемые детекторы на основе микроканальных пластин (МКП), различные модификации ПЗС детекторов.

Максимальная эффективность рентгеновских спектрометров может быть достигнута, когда ПЗС используются в фокусирующих схемах кристаллических спектрометров. Одной из таких схем является схема Гамоша (**Рис.1**). Цилиндрическая фокусирующая геометрия этой схемы приводит к очень высокой светосиле в широком диапазоне спектра: эффективность спектрометра Гамоша может превышать эффективность схемы с плоским кристаллом в 10^2-10^3 раз [1, 2]. В схеме Гамоша спектр формируется на оси спектрометра. Это позволяет использовать ПЗС линейку в качестве детектора излучения [2]. Большая длина этого детектора (в нашем случае 30 мм) дает возможность регистрировать спектр в широком диапазоне длин волн.

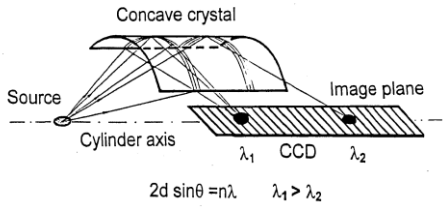


Рис. 1. Схема фокусирующего спектрометра с цилиндрическим кристаллом (схема Гамоша)

Другим большим преимуществом этой схемы является возможность применения мозаичных кристаллов с большим коэффициентом отражения. Благодаря мозаичной фокусировке можно получить очень высокую светосилу без ухудшения спектрального разрешения [3]. Спектрометр использовался для проведения абсолютных рентгеновских спектральных измерений и для определения параметров лазерной плазмы [1-3], в т.ч. фемтосекундной лазерной плазмы [4]. Этот компактный прибор очень эффективен при исследовании источников рентгеновского излучения с малой интенсивностью и может использоваться в многочисленных практических приложениях (спектроскопия плазмы, рентгеновский флуоресцентный анализ, EXAFS спектроскопия, и др.). Определенный интерес представляет использование в этом спектрометре в качестве дисперсионных элементов фокусирующих многослойных структур (МС) [5,6]. МС с различным межплоскостным расстоянием d=1-13 нм позволяют проводить исследования как в мягкой рентгеновской, так и в ВУФ областях спектра [5,6]. При умеренном спектральном разрешении $\lambda/\delta\lambda$~100 такие спектрометры благодаря своим фокусирующим свойствам и применению новых ПЗС детекторов обладают большой эффективностью, которая на ~ 2 порядка величины превышает эффективность традиционных спектрометров скользящего падения [6]. Применение таких спектрометров позволит измерять температуру электронов в диапазоне T_e<100 эВ, реализуемом, например, в плазменных установках для проекционной ВУФ литографии и микроскопии. В настоящее время разработаны спектрометры с коническими кристаллами. Наряду с фокусирующими свойствами, такие спектрометры могут устанавливаться на большом, заранее заданном расстоянии от источника излучения.

В спектрометрах скользящего падения (GIS) используется внероуландовская схема регистрации спектров: спектры регистрируются на плоскости, перпендикулярной к дифрагируемым лучам. В этом методе точная фокусировка осуществляется только для одной длины волны λ_0, которая соответствует точке пересечения плоскости регистрации с кругом Роуланда. Однако из-за малой угловой апертуры спектрометра скользящего падения возможна регистрация спектра в достаточно широком спектральном диапазоне $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$. Величина $\Delta\lambda$ связана с наблюдаемым спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda$: чем шире диапазон $\Delta\lambda$, тем ниже спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda$, вызванное дефокусировкой. Настройка спектрометра на различные длины волн λ_0 осуществляется изменением расстояния между плоскостью регистрации и решеткой. В улучшенном варианте спектрометра

(модификация GIMS) сканирование длин волн осуществляется прецизионным поворотом дифракционной решетки [7]. К преимуществам используемой схемы относятся простота конструкции, отсутствие необходимости сложной юстировки элементов на круге Роуланда и высокая светосила на центральной длине волны λ_0. В спектрометрах GIS используются три сменных сферических дифракционных решетки радиусом 1 м (1200, 600 и 300 штр./мм), устанавливаемых под скользящим углом 4°. Спектральный диапазон с тремя решетками составляет величину λ=2 – 80 нм. В качестве детекторов используется ПЗС линейка и/или фотопленка, устанавливаемая в съемной кассете. В зависимости от установки в вакуумную камеру (внутри и вне вакуумной камеры) и высоты спектров (от 20 мм до 40 мм) используются три модификации спектрографов: GIS-1, GIS-2, GIS-3 (**Рис.2**). Спектрометры использовались для регистрации спектров лазерной плазмы, используемой для проекционной ВУФ литографии [8], и для записи спектров плазмы капиллярных разрядов [9].

Рис. 2. Внешний вид спектрометров GIS-1 (слева) и GIS-3 (справа)

Рис. 3. Внешний вид четырехсекторного МКП детектора

Детекторы на основе микроканальных пластин (МКП) предназначены для регистрации изображений импульсных плазменных источников излучения в рентгеновском и ВУФ диапазоне спектра [10, 11]. Различные модификации этих быстродействующих детекторов имеют временное разрешение 5-25 нсек и управляются электрическими импульсами с амплитудой 4-6 кВ. Для формирования управляющих импульсов с регулируемой задержкой используется специально разработанный генератор. В стандартной модификации рабочий диаметр МКП составляет 46 или 56 мм с открытыми каналами диаметром 12 или 15 мкм. Для регистрации изображений может использоваться полная рабочая поверхность МКП, либо она может быть разделена на 4 сектора или несколько полос (**Рис.3,4**) для получения кадровой временной развертки изображения, либо спектра источника излучения.

Рис. 4. Модификации МКП детекторов

Разработанные спектрометры и детекторы излучения позволяют проводить спектральные исследования с пространственным и временным разрешением. Уникальной чертой этого универсального оборудования является возможность его абсолютной калибровки по чувствительности, что позволяет проводить метрологию различных плазменных источников излучения. Для калибровки элементов спектрометров и детекторов излучения применяются специальные методы, а также рефлектометр на основе капиллярного разряда и монохроматора скользящего падения [7]. Эти калиброванные приборы использовались для диагностики и абсолютных измерений интенсивности излучения лазерной плазмы [1-3,8], включая фемтосекундную лазерную плазму [4], плазмы Z-пинчей, включая плазму мощных Z-пинчей [12,13], плазмы капиллярного разряда [7], ЭУФ источников излучения, используемых в проекционной литографии [8].

В настоящее время ведется разработка новых перспективных моделей спектрометров и детекторов излучения [14]: абсолютно калиброванных ВУФ монохроматоров на основе дифракционных решеток на пропускание, универсальных Роуландовских ВУФ спектрометров скользящего падения; фокусирующего кристаллического спектрометра на жесткую рентгеновскую область спектра для непрерывных и частотных источников излучения; компактных рентгеновских кристаллических спектрометров с горизонтальной фокусировкой; различных модификаций рентгеновских и ВУФ детекторов на основе ПЗС матриц, волоконных дисков и люминофоров.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 12-02-00369а.

1. Shevelko A.P. Proc. SPIE **3406**, 91(1998).
2. Shevelko A.P. et al., Rev. Sci, Instrum. **73** (10), 3458 (2002).
3. Shevelko A.P. et al., Proc. SPIE **4144**, 148 (2000).
4. Агранат М.Б. и др., Письма ЖЭТФ **83** (2), 80 (2006).
5. Бороздин Ю.Э. и др., Письма в ЖЭТФ **87** (1), 33 (2008).
6. Лопатин А.Я. и др., ЖТФ **80** (7), 105 (2010).
7. Shevelko A. P. et al., Proc. SPIE **4504**, 143 (2001).
8. Shevelko A.P. et al., Physica Scripta **57**, 276 (1998).
9. Собельман И. И. и др., Квант. электроника **33** (1), 3 (2003).
10. Nazarenko A.V. et al., Plasma Physics Reports **30** (3), 249 (2004).
11. Antsiferov P.S. et al., J. Appl. Phys. **107** (10), 103306 (2010).
12. Шевелько А.П. и др., Физика плазмы **34** (11), 1021 (2008).
13. Митрофанов К.Н. и др., Физика плазмы **39** (1), 51 (2013).
14. www.rnd-isan.ru

Спектрогелиографы EUV диапазона для аппаратуры Кортес на МКС

***С.В. Шестов*[1], *С.В. Кузин*[1], *А.А. Перцов*[1], *Д.Г. Либерзон*[2], *А.А. Алимов*[3], *А.В. Тихонравов*[4], *М.К. Трубецков*[4], *С.А. Шарапова*[4]**

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
[2]Московский физико-технический институт (Государственный университет)
[3]ОАО «РКК «Энергия»
[4]Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М. В. Ломоносова

e-mail: sshestov@gmail.com

В Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН разрабатывается аппаратура «Кортес» для исследования короны Солнца в EUV и SXR диапазонах спектра с размещением на МКС.

Основной целью эксперимента Кортес является мониторинг солнечной активности методами EUV астрономии (телескопических наблюдений) и спектральной диагностики вспышек в SXR и EUV диапазоне спектра.

Аппаратура Кортес будет установлена на российском сегменте МКС на двухосной поворотной платформе, которая будет обеспечивать наведение на Солнце с точностью до 10 угл. мин. Планируется реализовать собственную вторичную систему стабилизации изображений телескопов, где стабилизация будет выполняться поворотами зеркал.

В состав аппаратуры Кортес будут входить: телескопы на рабочие спектральные диапазоны вблизи 17.1, 30.4 и 58.4 нм, спектрогелиографы на диапазоны 17.0-21.0, 24.0-29.0 и 28.0-33.0 нм и рентгеновский спектрометр на диапазоны энергий 1.5-15 кэВ.

Спектрогелиограф совмещает в себе особенности телескопа (высокое пространственное разрешение) и спектрографа (высокое спектральное разрешение). Прибор такого типа успешно функционировал на спутнике КОРОНАС-Ф (2001-2005 г.) [1] и великолепно зарекомендовал себя как инструмент для исследования плазмы вспышек и других компактных ярких источников (например, активных областей). Спектры мощных солнечных вспышек в EUV диапазоне, полученные на КОРОНАС-Ф, на сегодняшний день являются актуальными и уникальными наблюдениями [2].

Оптическая схема спектрогелиографов приведена на рис. 1. Солнечное излучение проходит входной фильтр, попадает на дифракционную решетку (ДР) под малым углом скольжения ~1.5°, дифрагирует, после чего фокусируется объективом (многослойным зеркалом) на детекторе. При этом на детекторе строится серия монохроматических изображений солнечного диска в отдельных спектральных линиях диапазона. Отметим, что в схеме с ДР скользящего падения происходит сжатие изображений диска Солнца вдоль направления дисперсии (ввиду существенного отличия углов падения и дифракции). Такое сжатие принципиально облегчает последующую интерпретацию спектральных данных, так как изображения в соседних спектральных линиях перенакладываются в меньшей степени (степень переналожения существенно меньше, чем при «несжимающей» схеме). Поэтому, даже не смотря на потерю пространственного разрешения, крайне желательно сохранить геометрию, приведенную на рис. 1.

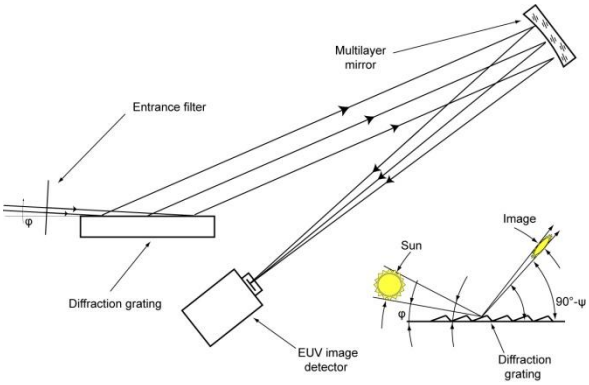


Рис. 1. Оптическая схема спектрогелиографа с дифракционной решеткой скользящего падения

Рабочие спектральные диапазоны спектрогелиографов, 17.0-21.0, 24.0-29.0 и 28.0-33.0 нм, были выбраны с учетом научных задач аппаратуры – для проведения спектроскопической диагностики различных корональных структур и явлений, в первую очередь вспышек. В частности, в диапазоне 17.0-21.0 нм находится много линий железа различной степени ионизации – Fe XI, Fe XII, Fe XIII, Fe XXIV, а также линии ионов других элементов. В диапазоне 24.0-29.0 нм также содержится большое количество спектральных линий, в основном железа – Fe IX, Fe XIII, Fe XIV, Fe XV, Fe XVI, Fe XXIV, однако присутствуют также линии других ионов, например Ni XVII, Si VII, VIII, X и другие. На спектральный диапазон 28.0-33.0 нм приходится бо́льшее количество линий различных ионов, например ионов Si VIII, IX, XI, Mg VIII, Ni XVIII, Ca XVIII, Fe XI, XII, XIII, XIV, XV, XVII, S XII и других. В совокупности, спектры отдельных структур солнечной короны, полученные в этих диапазонах, позволят определять распределения температуры и плотности наблюдаемой плазмы с высокой степенью достоверности.

Как показал опыт проведения подобных наблюдений на спутнике КОРОАНС-Ф, для достижения максимальной информативности спектральных данных крайне желательно иметь высо-

кую чувствительность аппаратуры, высокое пространственное и спектральное разрешения.

С учетом выбранной оптической схемы спектрогелиографов, возможными вариантами для оптимизации являются подбор дифракционной решетки с нужным профилем штриха и другими параметрами, обеспечивающими максимальную эффективность, подбор выходного объектива и покрытий зеркал для достижения высокого пространственного разрешения и эффективности отражения.

Была рассчитана зависимость эффективности отражения ДР в m=-1 порядке дифракции при различных параметрах. Для расчетов использовалась программа PCGrate v6.5, demo-версия. Исследована зависимость эффективности дифракции от угла падения, длины волны падающего излучения и его поляризации, угла блеска решеток (для решеток с треугольным профилем) или глубины модуляции (для решеток с синусоидальным профилем) для Al- и Au-решеток с 3600 л/мм. Наивысшая эффективность достигается для решеток с блеском $\Theta \approx 8°$ (среди синусоидальных решеток наилучшие – с h/d~0.2, но их эффективность несколько ниже) при угле падения $\varphi \approx 80°$ и составляет 4% для Al- и 12% для Au-решеток. При этом наблюдаются небольшая поляризация пучка и модуляция эффективности в зависимости от длины волны, влияние слоя Al_2O_3 в алюминиевых решетках несущественно. Обнаружено, что эффективность решеток резко падает при увеличении угла падения, и для желаемых углов $\varphi = 88.5°$ составляет всего 1% и 4%, соответственно. В дальнейшем планируется исследовать возможность применения ДР в более высоких порядка дифракции и с многослойным покрытием.

Выходной объектив, фокусируя спектральные изображения на детекторе, должен в первую очередь обеспечивать соответствие рабочего спектрального диапазона размеру детектора, при этом обладать высоким качеством изображения по полю. Для выбранных спектральных диапазонов и детекторов на основе backside CCD42-40 (размером 27x27 мм) фокусное расстояние объектива составляет $F \approx 700$ мм. Требуемое угловое поле составляет 2.2° (определяется диапазоном дисперсии) на 1° (пространственный угол в перпендикулярном направлении). Рассмотрены осевые и внеосевые объективы Ричи-Кретьена различных конфигураций (положение входного зрачка, расстояние между вершинами зеркал, вынос фокальной плоскости и др.). Аналитический расчет и рейтрейсинг показывают, что основными аберрациями, ухудшающими качество изображения, являются кривизна поля и астигматизм, при которых наибольшая расфокусировка будет для крайних спектральных изображений. Вариация эксцентриситетов зеркал (относительно «канонических» эксцентриситетов схемы Ричи-Кретьена) позволяет улучшить качество изображения по полю, для боковых пучков на 1 пиксель будет приходиться 60% энергии пучка. Размер входного зрачка выбран 80 мм, увеличение его не приводит к увеличению освещенности изображения, т.к. растут аберрации. Внеосевая схема также не дает преимуществ, т.к. экранирование пучка полностью не исключается, но усложняются изготовление и юстировка схемы.

Зеркала объектива должны быть покрыты многослойными структурами, при этом, для упрощения процедуры калибровки спектрогелиографа и последующей интерпретации спектральных данных, многослойные покрытия должны обладать равномерностью коэффициента отражения по спектру. Были рассчитаны апериодически покрытия на основе Mo/Si структур, удовлетворяющие этому требованию. Предложено несколько вариантов с количеством слоев от 30 до 40, толщинами слоев от 2 до 15 нм. Коэффициенты отражения составили R=24% (вариация 2%) для диапазона 17.0-21.0 нм, R=17% (вариация 0.5%) для диапазона 24.0-29.0 нм и R=13.5% (вариация 0.5%) для диапазона 28.0-33.0 нм. Спектральная зависимость коэффициента отражения структуры на диапазон 28.0-33.0 нм приведена на рис. 2.

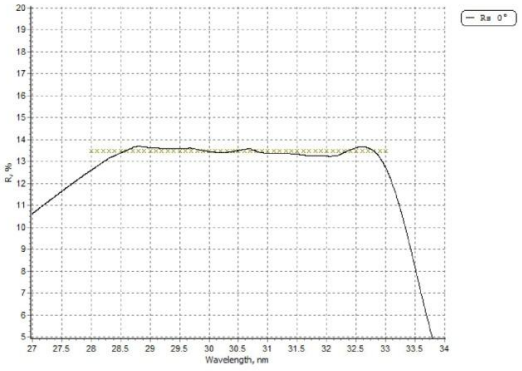


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента отражения апериодической структуры на диапазон 28.0-33.0 нм

1. Zhitnik I. A. SPIRIT X-ray telescope / spectroheliometer results / I. A. Zhitnik, O. I. Bougaenko, J.-P. Delaboudiniere, et al. // Solar Variability: From Core to Outer Frontiers, 2002. V. 506. P. 915-918.

2. Шестов С. В. Диагностика температуры солнечной плазмы во вспышках и активных областях по линиям спектрального диапазона 280-330 Å в эксперименте СПИРИТ/КОРОНАС-Ф / С. В. Шестов, С. В. Кузин, А. М. Урнов и др. // Письма в астрон. журн., 2010. Т. 36. С. 1-16.

Контрольно-измерительные приборы и системы компании Rohde & Schwarz (Германия)

А.А. Дитятев[1], А.И.Торгованов[1], Ю.Ф.Авдеев[1]

[1] Филиал в г. Нижний Новгород,603000, г. Нижний Новгород, ул. Максима Горького, д. 117, офис 509,
тел. +7 (831) 233 03 00, факс +7 (831) 233 03 02 e-mail: sales.nnovgorod@rohde-schwarz.com

Компания Rohde & Schwarz — крупнейший в Европе производитель электронного контрольно-измерительного оборудования. Во всем мире наши контрольно-измерительные приборы и системы устанавливают стандарты в исследовании, разработке, производстве и обслуживании.

http://www.rohde-schwarz.ru и http://www.rohde-schwarz.com .

Осциллографы серий RTM и RTO

Модели различаются по частотным диапазонам и по количеству каналов. Все осциллографы обладают большой памятью и высокой частотой дискретизации.

Серия RTO – это осциллографы с диапазоном 600 МГц, 1 ГГц, 2 ГГц, 4 ГГц, также 2-х и 4-х канальные версии, со скоростью сбора данных один миллион осциллограмм в секунду. Осциллографы R&S позволяют анализировать протоколы передачи данных, такие как: шина SPI, шина I2C, шина CAN, шина UART / RS-232. Возможна и синхронизация, и декодирование по этим протоколам.

Анализаторы спектра и сигналов

R&S выпускает 13 полных линеек анализаторов спектра: от портативных до анализаторов высшего класса, от DC до 67 ГГц (110 ГГц с внешними смесителями) с полосой демодуляции до 160 МГц.

Новый анализатор спектра и сигналов высшего класса R&S®FSW благодаря низкому фазовому шуму (-137 дБн/Гц при отстройке 10 кГц, несущая 1 ГГц), широкой полосе анализа (до 160 МГц), простому и интуитивно понятному управлению позволяет быстро и легко выполнять измерения.

Аналоговые и цифровые генераторы сигналов.

R&S выпускает генераторы высшего класса с очень низкими уровнями фазового шума SSB, широкополосного шума, с частотными диапазонами до 40 Ггц (до 110 Ггц с умножителями серии SMZ, возможны решения до 170 Ггц и выше).

Генераторы векторные (с максимальной полосой пропускания I/Q-модулятора 500 МГц), модулирующих сигналов (иммитатора замираний, источники I/Q-сигналов с полосой ВЧ до 528 МГц (для сверхширокополосных приложений)).

Векторные анализаторы электрических цепей

R&S выпускает широкую номенклатуру VNA: от компактных приборов ZVL, ZNC, ZNB до приборов высшего класса ZVA, ZVT. Перекрываемый диапазон частот без внешних преобразователей - от 9 кГц до 67 ГГц. С преобразователями до 500 Ггц (и выше, под заказ).

Анализаторы цепей ZVA110 обеспечивают непрерывный частотный диапазон для измерений от 10 МГц до 110 ГГц и имеют тестовый порт с коаксиальным разъемом 1 мм. Основой ZVA110 является анализатор цепей ZVA67 и преобразователи частоты ZVA-Z110E. Сигналы от анализатора цепей и от преобразователя объединяются с помощью переключаемого диплексера с выходным коаксиальным разъемом 1 мм.

Измерители мощности R&S

Датчики мощности серии R&S®NRP, направленные датчики мощности, калибраторы. Универсальность новой серии измерителей мощности R&S NRP достигнута за счет датчиков последней разработки. Эти датчики представляют собой автономные интеллектуальные приборы, датчики серии покрывают частотный диапазон от DC до 110 Ггц, от -67 дБм до +45 дБм, 90 dB динамический диапазон, точный анализ огибающей с использованием широкополосных датчиков.

Для коаксиального тракта 1 мм доступен новейший датчик мощности NRP-Z58, частоты от DC до 110 Ггц, измеряемые уровни от –35 дБм до +20 дБм.

Аудиоанализаторы

Анализатор звуковых сигналов R&S®UPV предназначен для измерения на аналоговых и цифровых интерфейсах: от измерения искажений и отображения спектра до анализа цифрового интерфейса, все измерения в истинном двухканальном режиме, что вдвое сокращает время измерений для стереосигналов. Частота дискретизации до 400 кГц, программируемые пользователем фильтры для анализаторов и генераторов.

Антенные системы

Линейка изделий компании Rohde&Schwarz включает широкий ассортимент высокочувствительных активных и пассивных антенн для мобильного и стационарного использования и обеспечивает полное перекрытие диапазона частот от 100 Гц до 40 ГГц.

Испытание на ЭМС

Системы и оборудование для испытаний на ЭМС и контроля уровня электромагнитных помех (ЭМП) компании Rohde&Schwarz помогут определить причины и влияние электромагнитных наводок.

Новейший приемник R&S®ESR позволяет измерять уровни кондуктивных и излучаемых помех в диапазоне частот от 10 Гц до 7 ГГц в соответствии с требованиями стандарта CISPR 16-1-1. С помощью сканирования во временной области на основе БПФ прибор измеряет электромагнитные помехи с очень высокой скоростью. В то же время, R&S®ESR является полнофункциональным эффективным анализатором сигналов и спектра для лабораторных задач.

Сервисный центр Rohde & Schwarz

Сервисный центр компании Rohde&Schwarz получил от Росстандарта аттестат аккредитации в области обеспечения единства измерений, который официально признает его компетентность в выполнении работ по поверке средств измерений.

Областью аккредитации предусмотрена первичная, периодическая и поверка после ремонта широкой номенклатуры радиотехнических средств измерений в диапазоне частот до 40 ГГц.

Rohde & Schwarz в России

ООО «РОДЕ и ШВАРЦ РУС» (единственное дочернее предприятие компании Rohde&Schwarz на территории РФ) имеет аккредитацию на основных электронных торговых площадках РФ и активно участвует в электронных аукционах, проводимых государственными и частными заказчиками.

ООО «РОДЕ и ШВАРЦ РУС» осуществляет импорт и прямую реализацию приборов, систем и оборудования, электронных средств измерения и связи на территории РФ, а также ремонтные работы и работы по техническому обслуживанию

Признание Росстандартом результатов первичной поверки средств измерений компании Rohde & Schwarz

На основании проверки технической компетентности поверочной лаборатории компании Rohde&Schwarz GmbH & Co. KG (Германия) Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии и компания Rohde&Schwarz подписали протокол о признании Росстандартом результатов первичной поверки средств измерений утвержденных типов производства Rohde&Schwarz.

1. ***Филиал в г. Нижний Новгород***

(831) 233 03 00
(831) 233 03 01
+7 (831) 233 03 02
e-mail: sales.nnovgorod@rohde-schwarz.com

2. ***Филиал в г. Санкт-Петербур***
-

8 65 08
e-mail: sales.petersburg@rohde-schwarz.com

3. ***Филиал в г. Новосибирск***

6

e-mail: sales.novosibirsk@rohde-schwarz.com

4. ***Филиал в г. Ростов-на-Дону***
- -
Clover House
-20-29
-22-74
e-mail: sales.rostov@rohde-schwarz.com

5. ***ООО "РОДЕ и ШВАРЦ РУС"****, 115093,*

e-mail:
info.russia@rohde-schwarz.com

Содержание 1 тома

1 секция. Сверхпроводящие наносистемы

Авдеев М.В. Фазовые диаграммы трёхслойных гетероструктур ферромагнетик/сверхпроводник во внешнем магнитном поле 5
Аронсон И.С. Self-Assembly in Active Colloids 7
Бакурский С.В. Теоретический анализ свойств магнитных джозефсоновских переходов со сверхпроводящим островом в области слабой связи 10
Батурина Т.И. Псевдощелевые явления в тонких пленках низкотемпературных сверпроводников 12
Беспалов А.А. Зонный спектр магнонов в ферромагнитном сверхпроводнике в смешанном состоянии 13
Богданов Ю.И. Динамика сцепленности в квантовых операциях на сверхпроводниковых фазовых кубитах 15
Вальков В.В. Ферми спектр 2D кондо-сверхпроводников в режиме сильной нелокальной обменной связи 17
Вдовин В.Ф. Состояние и реализация рыночных перспектив и технологий сверхпроводниковых приемных устройств ТГц диапазона частот 19
Головня А.А. Псевдощелевое поведение в системе спиновых поляронов над синглетной фазой слоистых сверхпроводников 21
Гольцман Г.Н. Сверхпроводниковые однофотонные детекторы из ультратонкой пленки NbN для практических применений 22
Гуртовой В.Л. Монокристаллические сверхпроводящие наностуктуры 24
Девятов И.И. Новый метод расчета электронного транспорта в многозонных сверхпроводниках, топологических сверхпроводниках и сверхпроводящих топологических изоляторах 26
Жиляев И.Н. О возможности увеличения сверхпроводящей щели в неоднородных сверхпроводниках 28
Зотова А.Н. Влияние геометрии сверхпроводящей пленки и внешнего магнитного поля на процесс детектирования в однофотонных сверхпроводящих детекторах 30
Ичкитидзе Л.П. Сверхпроводящий пленочный концентратор магнитного поля с наноразмерными ветвями и прорезами 32
Ичкитидзе Л.П. Сравнительные параметры датчиков слабых магнитных полей 34
Кислинский Ю.В. Механизмы переноса носителей заряда в меза-гетероструктурах $Nb/Au/CaSrCuO_2/YBa_2Cu_3O_7$ 36
Кленов Н.В. Создание, исследование и применение джозефсоновских φ- и 0-π-контактов на основе гетероструктур с ферромагнитными слоями 38
Клушин А.М. Возможности создания гетеродинных источников на основе джозефсоновских ниобиевых контактов 40
Корнеева Ю.П. Технология изготовления тонкоплёночных сверхпроводящих наноструктур с характерными планарными размерами порядка нескольких десятков нанометров 42
Кузнецов В.И. "Antiproximity" эффект в сверхпроводящей алюминиевой проволочке 44
Курин В.В. Гидродинамика многозонных сверхпроводников 46
Миронов А.Ю. Влияние наноперфорации на транспортные свойства сверхпроводящих плёнок: Магнитоиндуцированная возвратная сверхпроводимость 48
Миронов С.В. Эффект Мейснера и продольная неустойчивость ЛОФФ в слоистых структурах сверхпроводник/ферромагнетик 50
Миронов С.В. Экранировка магнитного поля плоскостями двойникования в сверхпроводниках первого и второго рода 53
Панкратов А.Л. Изучение режимов синхронного поведения в цепочке индуктивно связанных джозефсоновских контактов 55
Постолова С.В. Нелинейная проводимость плёнок в области перехода в сверхпроводящее состояние 57
Прошин Ю.Н. Уединенная возвратная сверхпроводимость в асимметричных слоистых системах ферромагнетик-сверхпроводник 59
Пугач Н.Г. Наведенный магнитный момент в триплетных контактах Джозефсона и планарный S-FN-S φ-контакт 61
Ревин Л.С. Тепловой предел работы джозефсоновского контакта в качестве чувствительного датчика внешнего сигнала 63

Рязанов В.В. Гибридные джозефсоновские структуры сверхпроводник/ферромагнетик и проблемы сверхбыстрой сверхпроводящей электроники 65
Савинов Д.А. Гибридизация и интерференционные эффекты локализованных сверхпроводящих состояний в сильных магнитных полях 67
Салахутдинов Л.Ф. Исследование магнитного состояния сверхпроводника $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_{8+y}$ в окрестности критической температуры с помощью парамагнитного зонда 69
Самохвалов А.В. Дальнодействующий эффект Джозефсона в чистых гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик 71
Сидоренко А.С. Experimental Observation of the Spin-Valve Effect in a Superconductor-Ferromagnet Heterostructures 73
Соловьев И.И. Влияние черенковского излучения на тепловой джиттер в цепочках сосредоточенных джозефсоновских контактов со слабым демпфированием 74
Туманов В.А. Теория эффекта близости для слоистых структур сверхпроводник – неоднородный ферромагнетик 77
Федоров Н.К. Коллективные моды двухзонных сверхпроводников 79
Фоминов Я.В. Гибридизация волновых функций в одномерной локализации 81
Хаймович И.М. Электронная структура вихревых состояний в двумерной системе с индуцированной сверхпроводимостью 82
Щелкачев Н.М. Стабилизация PT-симметрией флуктуационных куперовских пар в дали от равновесия 84

2 секция. Магнитные наноструктуры

Аксенов С.В. Влияние неупругого рассеяния на туннельный ток через структуры атомного масштаба при конечных температурах 85
Белотелов В.И. Магнитооптические интенсивностные эффекты в плазмонных кристаллах 86
Бессараб П.Ф. Активационные переходы и квантовое туннелирование магнитных состояний 88
Благодатков Д.В. Температурная зависимость обменного взаимодействия в сверхрешетках Fe/Cr/Gd 90
Борисенко И.В. Влияние кристаллической симметрии в эпитаксиальных плёнках $LaMnO_3$ на переход металл-изолятор 92
Бухараев А.А. Определение температуры Кюри нанопроволоки Ni путем регистрации фазового перехода, индуцированного током высокой плотности 94
Бухараев А.А. Перспективы сверхплотной записи информации на магнитных носителях 96
Вдовичев С.Н. Туннельное магнитосопротивление и особенности перемагничивания многослойных магнитных наночастиц 98
Vedyayev A. Spontaneous Hall effect in magnetic tunnel junctions 99
Волков Н.В. Спин-зависимый электронный транспорт в гибридных структурах с участием локализованных поверхностных состояний 101
Глушков В.В. Наномагнетизм и обменное взаимодействие в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ 103
Горев Р.В. Особенности магнитостатического взаимодействия в несимметричных массивах ферромагнитных наночастиц на прямоугольной решетке 104
Грановский А.Б. Магнитные, магнитотранспортные и магнитооптические свойства сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-In 106
Гусев Н.С. Оптические и магнитооптические свойства двумерных периодических ферромагнитных наноструктур 108
Данилов Ю.А. Структурное совершенство и распределение примеси в магнитных полупроводниковых наногетеросистемах на основе GaAs 110
Демидов Е.С. Магниторезонансные и магнитно-транспортные свойства металлических структур спинового клапана 112
Демидов Е.С. Ферромагнитный резонанс и гистерезис в переносе тока частично окисленных слоёв кремниевого сплава Гейслера Co_2MnSi 114
Дорохин М.В. Температурная зависимость циркулярной поляризации люминесценции спиновых светоизлучающих диодов 116
Дровосеков А.Б. Магнитные свойства многослойных структур $[Fe/Cr/Gd/Cr]_n$ 118
Зайцев С.В. Магнитный полярон в нанокристаллах CdSe:Mn 120
Калентьева И.Л. Влияние особенностей дизайна гетеронаноструктур InGaAs/GaAs с магнитной примесью на их гальваномагнитные и излучательные свойства 122
Карашитин Е.А. Ферромагнитные наноструктуры с тороидным моментом: невзаимные оптические эффекты 124

Караштин Е.А. Невзаимные эффекты в рассеянии неполяризованного рентгеновского излучения многослойной магнитной струкурой вблизи края линии поглощения ферромагнетика 126
Кравцов Е.А. Квантование волн спиновой плотности в тонких пленках хрома 128
Кудасов Ю.Б. Вариационный метод расчета электронного транспорта через изолированные молекулы 130
Кудрин А.В. Аномальный эффект Холла в двухфазных полупроводниковых структурах: определяющая роль ферромагнитных включений 132
Кусраев Ю.Г. Обменное взаимодействие ионов Mn^{2+} с двумерным дырочным газом в квантовых ямах (Cd, Mn)Te 134
Маслов Д.А. Особенности зарядового упорядочения электронного мультиферроика $LuFe_2O_4$ 136
Миляев М.А. Гистерезис магнитосопротивления и текстура спиновых клапанов на основе MnIr 138
Миронов В.Л. Эффекты магнитостатического взаимодействия и ферромагнитный резонанс во фрустрированных системах многослойных ферромагнитных наночастиц 140
Миронов В.Л. Магнитные логические ячейки на основе ферромагнитных нанопроволок и наночастиц 142
Москаленко М.А. Процессы перемагничивания трехслойных магнитных пружин и обменно связанных систем жесткий-мягкий ферримагнетик 144
Мурзина Т.В. Линейные и нелинейные оптические эффекты в вихревых магнитных наноструктурах 146
Нефедов И.М. Несоизмеримые структуры в решетках магнитных диполей 147
Патрин Г.С. Магнитные и электрические свойства двухслойных пленок Ge/Co 149
Петров В.Н. Исследование физических свойств перепутанных электронных спиновых состояний в твердом теле 151
Писарев Р.В. 50 лет нелинейной оптики и магнетизм 153
Рыльков В.В. Высокотемпературный ферромагнетизм нестехиометрических сплавов $Si_{1-x}Mn_x$ при $x \approx 0.5$ 155
Рябова Т.А. Изменение гистерезиса металлических спиновых клапанов на основе MnIr при отжиге в магнитном поле 157
Сапожников М.В. Невзаимные и нелинейные эффекты при прохождении и отражении света от двухслойных магнитных пленок 159
Скороходов Е.В. Ферромагнитный резонанс в геометрически фрустрированных системах однодоменных ферромагнитных наночастиц на решетках с треугольной симметрией 161
Скороходов Е.В. Применение сканирующей просвечивающей электронной микроскопии для изучения магнитной и кристаллической структуры пленок и частиц CoFe 163
Стогний А.И. Комбинированное применение ионно-лучевых методов при формировании магнонных кристаллов: размерные ограничения и свойства 165
Татарский Д.А. Невзаимность отражения неполяризованных тепловых нейтронов системой двух зеркал во внешнем магнитном поле 167
Темирязев А.Г. Исследование доменных структур магнитных пленок с помощью магнитно-силовой микроскопии 169
Трушин О.С. Влияние технологических факторов на микромагнитные состояния магнитных наноструктур 171
Удалов О.Г. Особенности распределения электронной плотности в частицах с вихревым распределением намагниченности 173
Уздин В.М. Управление магнитными взаимодействиями в малых кластерах на металлической подложке 175
Усеинов Н.Х. Туннельный спин-поляризованный ток в магнитных слоистых наноконтактах 177
Фомин Л.А. Изучение микромагнитных состояний эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) 179
Фомин Л.А. Микромагнитные состояния в прямоугольных эпитаксиальных микроструктурах Fe (011), ориентированных под углом 35 градусов к ОЛН 181
Хивинцев Ю.В. Спинволновые резонансы в магнонных кристаллах на основе кобальта и пермаллоя 183
Чумаков А.И. Исследования магнитных наноструктур методами ядерного резонансного рассеяния на источниках синхротронного излучения 185

4 секция. Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

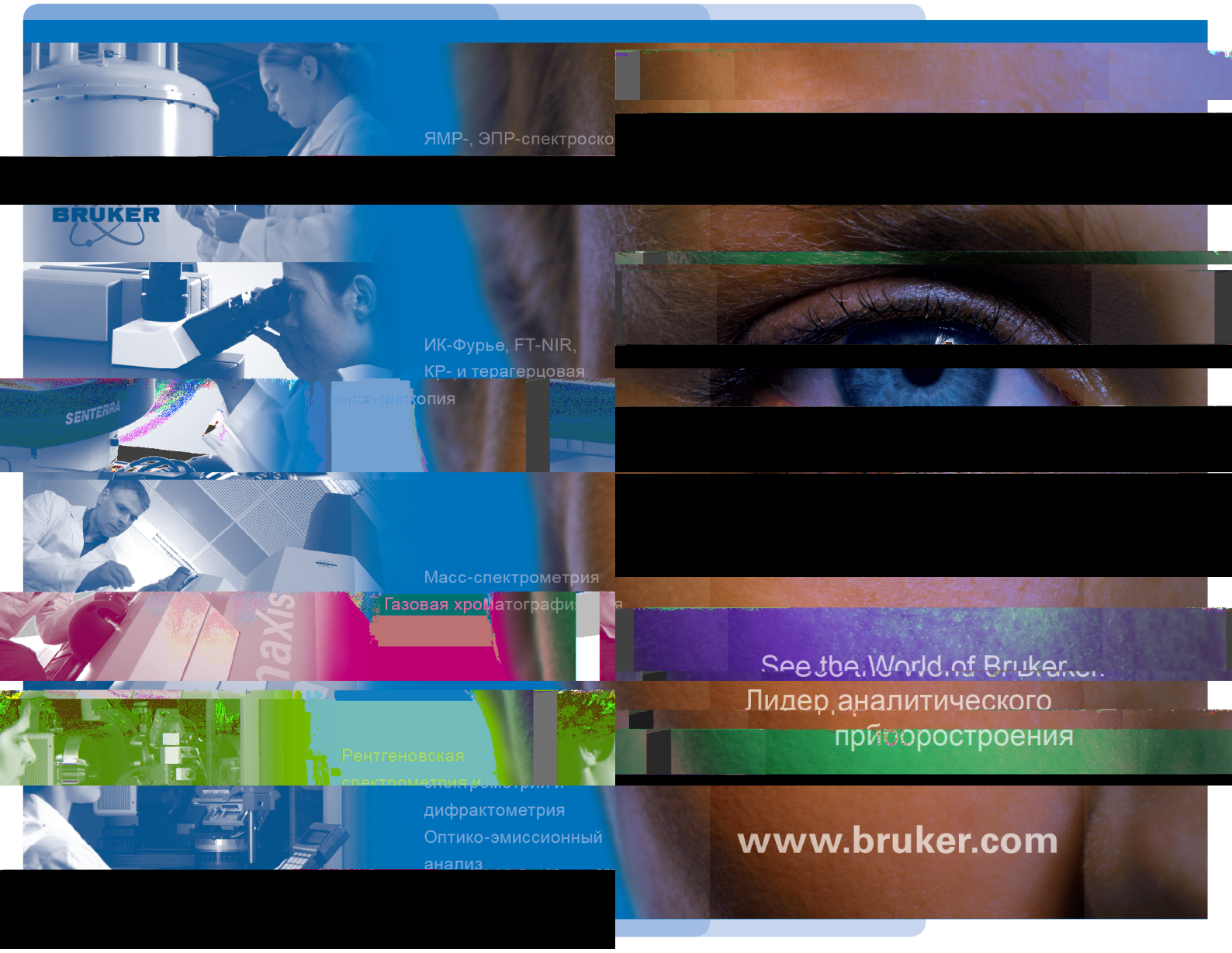
Бахтизин Р.З. Сканирующая туннельная микроскопия молекул фторированных фуллеренов $C_{60}F_{36}$ на поверхности Si 189
Битюрин Н.М. Лазерное наноструктурирование поверхности и объема твердых тел 191
Bozhko S.I. Electronic Growth in Pb Nanoislands 193
Bozhko S.I. Dynamics of C_{60} molecule rotation in proximity to ordering transition 194
Bozhko S.I. Tip-surface interaction and orbital imaging in ultimately high resolution scanning tunneling microscopy experiments 196
Буданов Б.А. Неупругое резонансное многоцентровое туннелирование 198
Бухараев А.А. Изучение методом магнитно-силовой микроскопии термостимулированного перемагничивания ферромагнитных наночастиц 200
Быков В.А. Новые приборы и методы нанодиагностики для исследования материалов и структур 202
Вдовичев С.Н. Особенности формирования рисунка в фоторезисте методами лазерной литографии 204
Володин А.П. Измерение колебаний механических нанорезонаторов атомно-силовым микроскопом 205
Гайнутдинов Р.В. Создание регулярных доменных структур в кристаллах ниобата бария-стронция методом атомно-силовой микроскопии: особенности записи, временная и температурная стабильность 206
Грибков Б.А. Разработка зондов высокого разрешения для метода магнитно-силовой микроскопии 208
Гришин М.В. Электронные ловушки в оксидах олова и цинка 209
Гришин М.В. Взаимодействие водорода и кислорода на поверхности наночастицы золота 211
Гришин М.В. Измерение толщины слоя окисла и его электронных характеристик в СТМ 213
Гусев С.А. Электронная и ионная нанолитография металлических наноструктур 214
Ельцов К.Н. Роль непрямых взаимодействий в формировании субмонослойных структур хлора на грани (111) монокристаллов золота, серебра и меди 215
Ермолаева О.Л. Движение доменной стенки в ферромагнитной нанопроволоке под действием поля зонда МСМ 217
Зайцев-Зотов С.В. Электрофизические свойства атомных поверхностных структур 219
Зотов А.В. Миграция фуллеренов C_{60} на поверхности Au/Si(111) с двумерным газом адатомов 221
Казаринов С.В. Исследование распределения поверхностного потенциала чувствительного элемента микрогироскопа методом зонда Кельвина 223
Карбань О.В. Методы анализа и коррекции экспериментальных данных в АСМ 224
Климовских И.И. Спиновая поляризация квантовых и интерфейсных состояний в системе 2 ML Bi/1 ML Ag/W(110) 226
Логинов П.Б. Зондовая микроскопия как методика контроля протяженных самоорганизующихся биополимерных нановолокон 228
Oreshkin A.I. STM/STS study of Ni-Nb bulk metallic glasses surface 229
Резник А.Н. Определение сопротивления полупроводниковой пленки методом ближнепольной микроволновой микроскопии 231
Русина Г.Г. Структура и динамика границы раздела в системе Pb/Al:компьютерное моделирование 233
Рыбкина А.А. Индуцированное спин-орбитальное расщепление в графене после интеркаляции Au и Bi 235
Сапожников М.В. Генерация излучения в коллоидных кристаллах ПММА допированных органическими красителями 237
Саранин А.А. Влияние адсорбции Na на структурные и электронные свойства поверхности Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-Au 238
Суханова Т.Е. Гибридные полимерные наносистемы на основе наночастиц селена и селенида цинка: морфология, электронная структура и термодинамические свойства 241
Темирязев А.Г. Использование диссипативной моды в атомно-силовой микроскопии высокого разрешения 243
Темирязев А.Г. Атомно-силовая микроскопия на поверхностях с развитым профилем 245
Титков А.Н. Градиентная Кельвин зонд микроскопия материалов и устройств наноэлектроники 247
Толстихина А.Л. АСМ-исследование структурной организации ленгмюровских слоев препполимера на разных этапах формирования 249
Хивинцев Ю.В. Создание магнитных туннельных наноструктур с помощью зондовой литографии 251

Шикин А.М. Эффекты индуцированного спин-орбитального взаимодействия при формировании спиновой структуры квантовых sp-состояний и d-резонансов низкоразмерных систем 253
Шур В.Я. Формирование самоорганизованных нанодоменных структур в сегнетоэлектриках при переключении поляризации в сильнонеравновесных условиях 255
Щадилова Ю.Е. Механизмы вращения туннельным током единичной молекулы ацетилена на поверхности Cu(001) 257
Яшунин Д.А. Исследование нелинейно-оптических свойств золотых наночастиц с помощью атомно-силовой микроскопии и фемтосекундного лазерного излучения 259

5 секция. Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Абраменко Д.Б. Исследование LPP источника излучающего в области 6.7нм 261
Андреева М.А. Рентгеновские исследования магнитных многослойных пленок 262
Ахсахалян А.Д. Изготовление рентгеновских зеркал в форме сектора фигур вращения 266
Belyakov V.A. Localized Mossbauer Edge Modes 268
Булгакова С.А. Влияние молекулярно-массовых характеристик полимерной матрицы и химического строения фотогенератора кислоты на литографические свойства химически усиленного фоторезиста 271
Бушуев В.А. Влияние нестационарного тепловыделения в кристаллах на спектральные характеристики импульсов при дифракции излучения рентгеновского лазера на свободных электронах 273
Виноградов А.В. Когерентная рентгеновская оптика отражающих объектов 275
Волгунов Д.Г. Характеристики пьезоактуаторов и система для их управления 276
Гайкович П.К. Апериодические зеркала для создания объектива Шварцшильда рентгеновского микроскопа 278
Горай Л.И. Нелинейная континуальная модель роста разномасштабных рельефов применительно к строгому анализу интенсивности коротковолнового рассеяния многослойных зеркал и решеток 280
Дроздов Ю.Н. Псевдоморфные слои на вицинальной подложке – новые тестовые образцы для рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения 282
Зорина М.В. Сравнение различных методов изучения шероховатости оптических поверхностей в области средних пространственных частот 284
Корнеев В.Н. Применение трансфокаторной фокусировки синхротронного излучения для SAXS/WAXS дифрактометрии при исследовании наноструктурной организации систем биологических тканей 286
Кузин С.В. Эксперимент Hi-C по регистрации изображений Солнца в ВУФ диапазоне со сверхвысоким разрешением 288
Логинов В.Б. Методика контурографии нанометровой точности для диагностики многослойных наноструктур 289
Лопатин А.Я. Тонкопленочные элементы на пропускание: перспективы использования в промышленных литографических установках ЭУФ диапазона 291
Митрофанов А.В. Спектры пропускания рентгеновских фильтров, изготовленных из трековых мембран со сквозными цилиндрическими порами 293
Пестов А.Е. Безмасочная коррекция формы оптических поверхностей 294
Пестов А.Е. Развитие ионно-пучковых методов прецизионной коррекции формы оптических поверхностей 296
Полковников В.Н. Применение метода ионно-пучковой полировки в процессе синтеза многослойных зеркал La/B_4C 298
Полковников В.Н. Высокоотражающие многослойные зеркала La/B_4C с барьерными слоями углерода 300
Пунегов В.И. Рентгеновская дифракционная оптика структурированных сред 302
Пунегов В.И. Теория диффузного рассеяния рентгеновских лучей наноструктурированными материалами 304
Пунегов В.И. Влияние упругих деформаций и пространственной корреляции квантовых точек на дифракцию рентгеновских лучей 306
Рагозин Е.Н. Концепция стигматического спектрометра высокого разрешения на область длин волн 11–30 нм 308
Рощупкин Д.В. Пьезоэлектрический кристалл $La_3Ga_{5.5}Ta_{0.3}Al_{0.2}O_{14}$ – перспективный материал для высокотемпературных пьезорезонансных сенсоров 310
Салащенко Н.Н. О литографии следующего поколения с рабочей длиной волны излучения в спектральной области ≈6.7 нм 312

Свечников М.В. Изучение эмиссионных характеристик лазерно-плазменного источника в диапазоне длин волн 2–20 нм 314
Сивков В.Н. Рентгеновские и синхротронные исследования модификации фуллерита C_{60} при термобарической обработке 316
Стариков С.Д. Многослойные зеркала для диагностики корональной плазмы в проекте «Арка» 318
Стариков С.Д. Компенсация внутренних напряжений многослойных отражающих покрытий, предназначенных для создания зеркал обсерватории «Арка» 320
Суворов Э.В. Проекционная рентгеновская дифракционная топография – возможности количественного анализа изображений дефектов 321
Торопов М.Н. Фазосдвигающий интерферометр с дифракционной волной сравнения для аттестации прецизионных оптических элементов и систем 323
Трушин В.Н. Управления полушириной и угловым положением кривой качания кристалл-монохроматора 325
Трушин В.Н. Формирование пространственной структуры рентгеновских пучков с использованием легированных кристаллов 327
Фахртдинов Р.Р. Исследование дефектов упаковки в SiC методом XBIC на лабораторном источнике рентгеновского излучения 329
Фирсов А.А. Ключевые аспекты нанотехнологии создания дифракционных элементов для новейших физических экспериментов 331
Цыбин Н.Н. Высокопрозрачные свободновисящие пленки для защиты маски от загрязнений в установках проекционной ЭУФ литографии 333
Чхало Н.И. Применение ионно-пучкового травления для «сглаживания» поверхности плавленого кварца 334
Шевелько А.П. Количествнная ВУФ спектроскопия плазмы мощных Z-пинчей, основанных на многопроволочных вольфрамовых сборках (установка Ангара-5-1) 336
Шевелько А.П. Научное оборудование для рентгеновской и ВУФ диагностики плазменных источников излучения 338
Шестов С.В. Спектрогелиографы EUV диапазона для аппаратуры Кортес на МКС 340



ООО Брукер
Пятницкая ул. 50/2, стр. 1
119017 Москва
Тел. +7 495 517 9284
Факс +7 495 517 9286
E-Mail: info@bruker.ru

Innovation with Integrity

INTECH

info@intech-group
www.intech-group.ru

Оборудование полупроводниковой промышленности

Эпитаксия, напыление, травление, литография, измерения

Вакуумное и криогенное оборудование

Вакуумные насосы, посты, течеискатели, криоохладители, вакуумметры, затворы

Промышленное направление

Высокопроизводительные вакуумные насосы и системы для различных отраслей промышленности. Водокольцевые, сухие насосы, пароэжекторы

ЗАО "Интек Аналитика"
Адреса офисов:

КИЕВ (Украина)

02660, г. Киев
ул. М. Расковой, д.11, корп.Б, оф. 616
тел.: 38(044) 569-84-85
факс: 38(044) 596-85-86

ЗЕЛЕНОГРАД

124482, Москва, г. Зеленоград
Савелкинский пр., д.4, оф. 2108
тел.: 8(495) 228-07-88
факс: 8(495) 228-07-89

НОВОСИБИРСК

630128, г.Новосибирск

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

197374, Санкт-Петерубруг
ул. Оптиков, д.4, корп.2, лит.А, оф. 209
) 493-24-80
) 493-24-82

МОСКВА

107045, Москва
Ащеулов пер., д.9, оф.1
тел./факс: 8(495) 626-19-13

Рабочие станции CrossBeam® (FIB- SEM) Carl Zeiss

AURIGA Compact

Информация за пределами разрешения

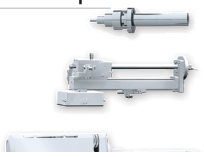
ZEISS

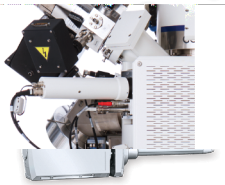
We make it visible.

ВДС для высокочувствительного химического анализа

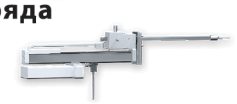
Система микроподачи газовых смесей (GIS) с настраиваемым набором прекурсоров на одном фланце

Электронная пушка для компенсации заряда на поверхности образца при получении изображения



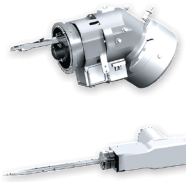


Компенсатор заряда для компенсации заряда на поверхности образца при получении СЭМ изображений и микроанализа



и модификации поверхности в режиме FIB

In-lens Duo для исследования топографии и фазового контраста образца



4QBSD детектор для получения фазового и кристаллографического контраста и 3D реконструкции поверхности образца

ЭДС для экспресс-микроанализа

Воздушный шлюз для быстрой и эффективной смены образца

STEM детектор для исследований в просвечивающем режиме

EBSD для получения подробной кристаллографической информации о структуре образца

На правах рекламы

Обратитесь за более подробной информацией в ООО“ОПТЭК”

603006, Нижний Новгород
ул. Варварская, д. 27/8, офис 21
тел./факс: +7 (831) 437 68 92
e-mail: office-nn@optecgroup.com

Информационная поддержка:
8 800 2000 567
(Звонки по России бесплатно)

www.optecgroup.com

ОПТЭК
Объединяя решения

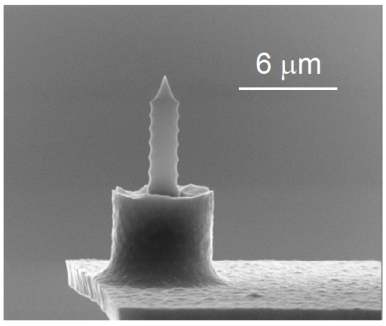
Многозондовые дисковые картриджи для АСМ

Многозондовый картридж представляет собой радиально расположенные на дискообразном кремниевом чипе композитные АСМ зонды.

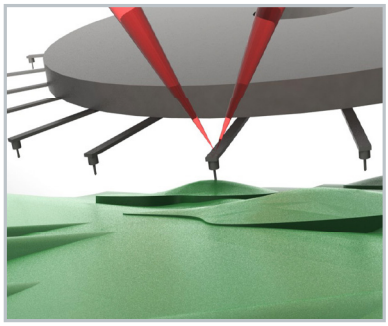
Выпущенные в обычном исполнении в серии ETALON эти зонды продемонстрировали прекрасные потребительские свойства при рекордно низком разбросе параметров и практически 100% выходе годных.
Их особенностью является выполнение кантилеверов из аморфного поликристаллического кремния, при этом собственно зонды изготовлены из монокристаллического кремния.

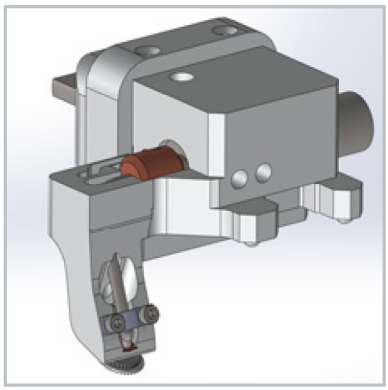
С выпуском композитных зондов стала возможной практическая реализация давней идеи многозондовых картриджей. Их применение поднимает атомно-силовую микроскопию на совершенно другой уровень. Особенно наглядным это становится на автоматизированных приборах класса NEXT, где устраняется последняя требующая определенных навыков ручная процедура установки единичных АСМ зондов.

Автоматизация настроек и установок режимов измерений при использование самых современных наукоемких алгоритмов делает работу на АСМ с многозондовым картриджем сравнимой по простоте с работой на обычном лабораторном оптическом микроскопе.

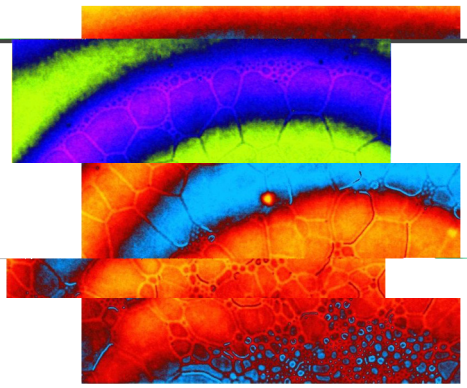


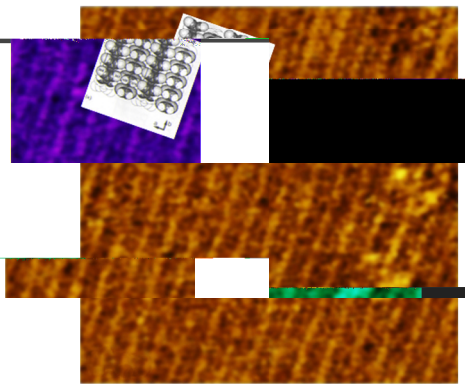
Композитный АСМ зонд

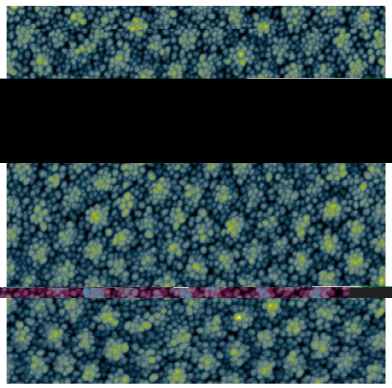

Модель многозондового картриджа


АСМ головка с многозондовым картриджем микроскопа NEXT

Примеры АСМ сканов, полученных с помощью зондов серии ETALON.


10x10 мкм. Пленка PS-b-PMMA на Si


9x9 нм. Изображение ab плоскости кристалла TTF-TCNQ .


1x1 мкм. Пленка Ag на полимере.

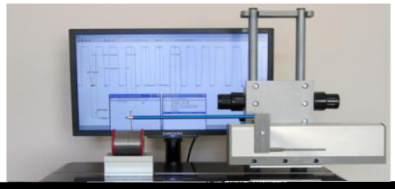
ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ»

разработка и производство измерительного оборудования

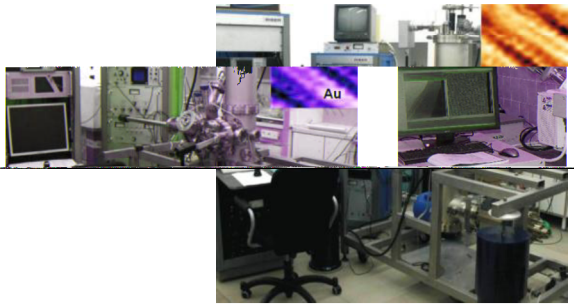
124498, Москва, Зеленоград, проезд 4806, д. 5, стр. 26
т.(495) 364-60-93 т/ф.(499) 720-85-31 www.zproton.ru
e-mail: logi@miee.ru b_loginov@mail.ru

Сканирующий зондовый микроскоп СММ-2000
32 режима, атомное разрешение, госреестр, 100шт/год, 450тыс.руб, скидки, поставка 5 дней, обучение

Профилометр модели 130
точность 1 нм, трасса 12,5мм, 25 параметров шероховатости, госреестр, 100 шт/год, 180 тыс.руб, скидки, поставка 5 дней, обучение



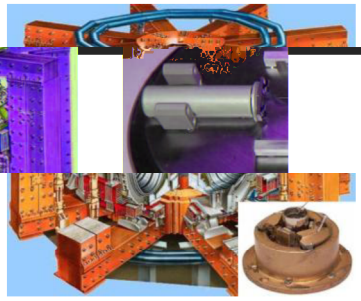
Контурограф модели 220
снятие формы и шероховатости, точность до 1 нм, трасса до 220мм, 3D модель, тела вращения госреестр, 10 шт/год, 1,8 млн.руб.



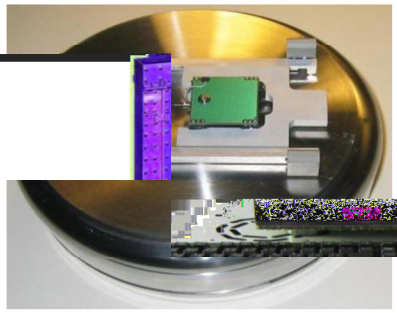
UHV-Крио-СТМ-головка
5К-500С, субатомное разрешение

СТМ/АФМ в SEM
до атомов в электронном микроскопе

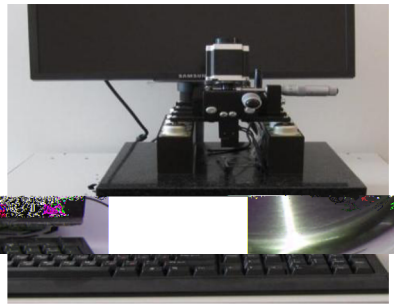
НАНОФАБ - модуль СТМ
СТМ-литография, проект Роскосмоса



СТМ в ТОКАМАК
работа in-situ в плазме 2 млн.град.

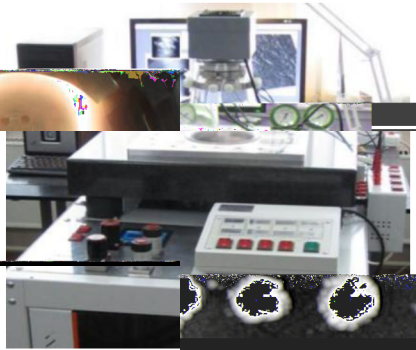


СТМ «Актинид» в реакторы
в горячие и перчаточные камеры

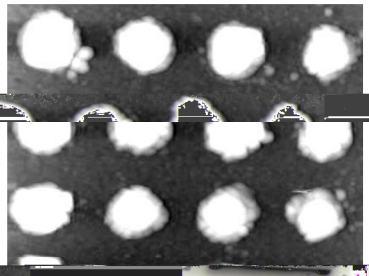


АСМ с машиной разрыва
in-situ динамика разрыва материала

Магнетрон «МАГ-2000»
25Вт, 0.1нм/с, сплошность от 1нм



Технологические для калибровки ской СТМ/АСМ
магнетрон, ионно-[illegible]

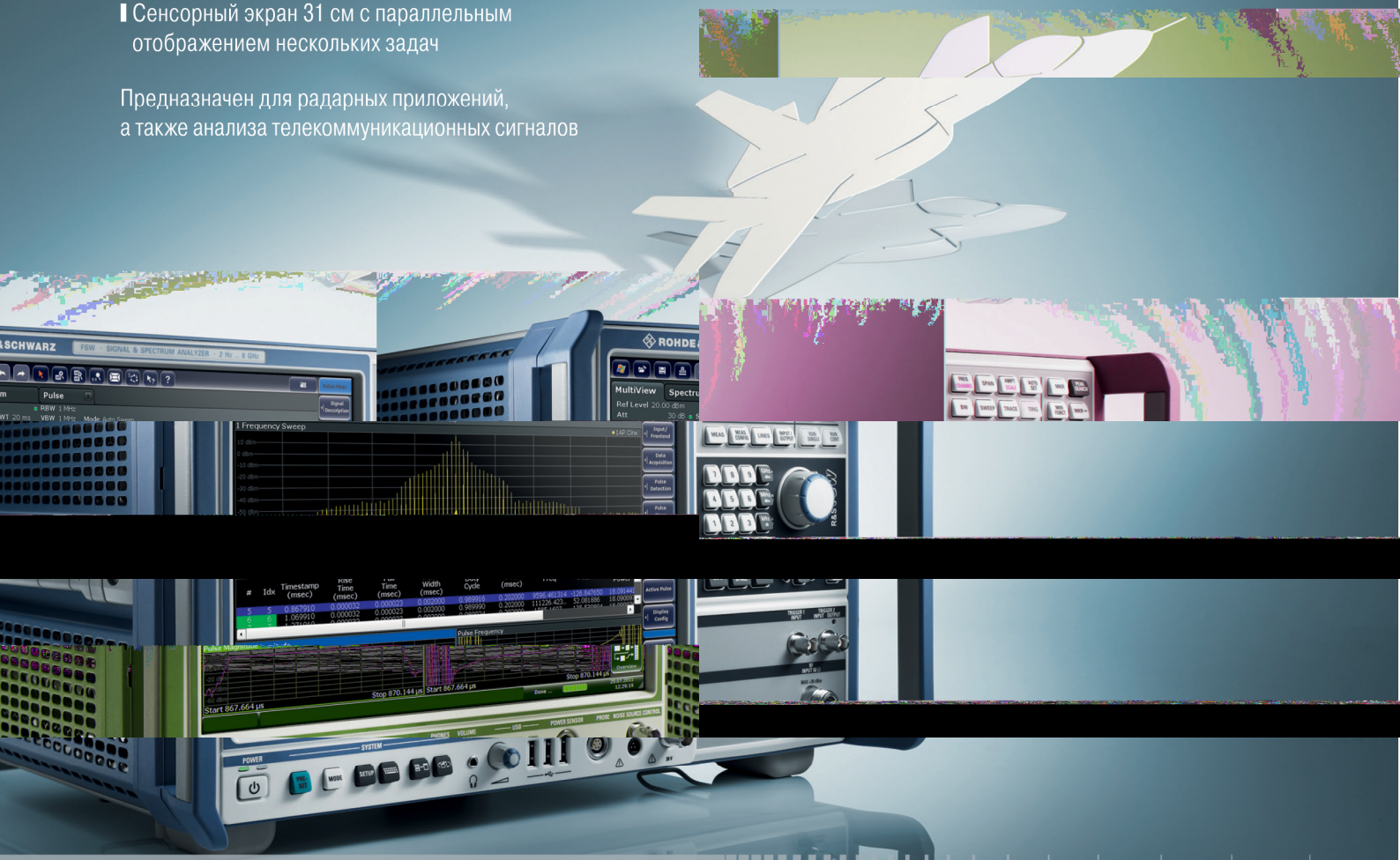


Анализаторы спектра и сигналов FSW

- Диапазон частот: от 2 Гц до 8 ГГц / 13,6 ГГц / 26,5 ГГц
- Уровень фазового шума: -137 дБн/Гц при отстройке 10 кГц (несущая 1 ГГц)
- Полоса анализа до: 160 МГц
- Общая погрешность измерения: 0,4 дБ на частоте до 8 ГГц
- Сенсорный экран 31 см с параллельным отображением нескольких задач

Предназначен для радарных приложений, а также анализа телекоммуникационных сигналов

Purity & Precision
Speed & Ease
Rohde & Schwarz



Rohde & Schwarz в России

г. Москва +7 (495) 981-35-60
г. Санкт-Петербург +7 (812) 448-65-08
г. Новосибирск +7 (383) 230-39-91
г. Нижний Новгород +7 (831) 233-03-00
г. Ростов-на-Дону +7 (863) 206-20-29

www.rohde-schwarz.ru

ROHDE&SCHWARZ

[redacted]ение и выращивание
микро и нано структрур

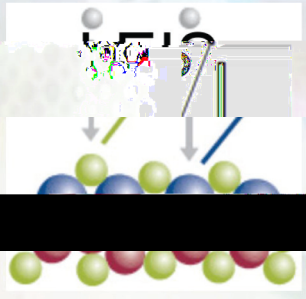
Компания Oxford Instruments Plasma Techology является мировым лидером в области производства плазмохимиче[redacted] материалов, вы[redacted] микроэлектронных и оптоэлектронных компонентов

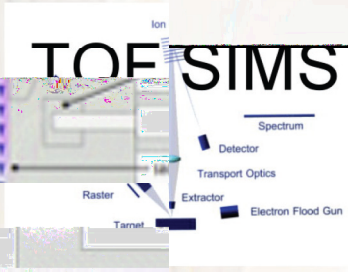
- [redacted]лазменное травление и осаждение
- Атомно-слоевое осаждение
- Ионно-лучевое травление и осаждение
- Выращивание наноструктур
- Гидридная эпитаксия
- Магнетронное напыление

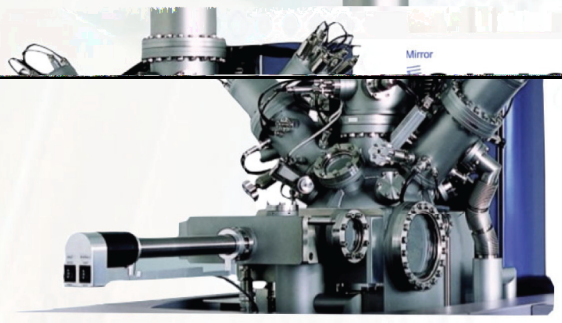
Анализ п[redacted]

При использовании одного метода невозможно получить всю необходимую [redacted] определенных задач редко требуется

XPS, Auger, TOF SIMS, LEIS, UPS, SEM, TEM, EDX, EELS, FIB , EBSD….







TechnoInfo

www.technoinfo.ru

+7(499) 243-66-26

SemiTEq

Закрытое акционерное общество
«Научное и технологическое оборудование»

Современный комплекс вакуумного технологического оборудования

Установки плазмохимического травления и осаждения диэлектриков
(серии STE RIE, STE ICPe, STE ICPd)

Установки МЛЭ для различных систем полупроводниковых материалов
(серия STE MBE)

Установки электронно-лучевого на
(серия STE EB)

Установки быстрого термического отжига
(серия STE RTA)

194156, Россия,
Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27
Тел.: +7 (812) 702-13-08, 633-05-96
Факс: +7 (812) 320-43-94, 633-05-97

e-mail: sales@semiteq.ru
www.semiteq.ru

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVII международного симпозиума

11–15 марта 2013 г., Нижний Новгород

Том 1: секции 1, 2, 4, 5

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 417 94 65, (831) 417 94 94+155, факс: (831) 417 94 64
e-mail: symp@ipmras.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times New Roman», «Arial».
Усл. п. л. 28,6. Заказ № 155. Тираж 300 экз.

Техническая помощь: сотрудники Отдела дизайна РИУ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 83 25

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 52 02

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVII международного симпозиума

11–15 марта 2013 г., Нижний Новгород

Том 2: секция 3

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 417 94 65, (831) 417 94 94+155, факс: (831) 417 94 64
e-mail: symp@ipmras.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times New Roman», «Arial».
Усл. п. л. 28,1. Заказ № 155. Тираж 300 экз.

Техническая помощь: сотрудники Отдела дизайна РИУ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 83 25

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 52 02