НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XX Международного симпозиума

14–18 марта 2016 г., Нижний Новгород

Том 2

Секция 3

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2016

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Нанофизика и наноэлектроника. Материалы XX Международного симпозиума (Нижний Новгород, 14–18 марта 2016 г.) В 2 т. Том 2. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2016. — 406 с.
ISBN 978-5-91326-378-0

Организаторы

Федеральное агентство научных организаций РФ
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

Учёный секретарь Симпозиума

А.В. Новиков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

В.В. Бельков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
В.А. Волков, д.ф.-м.н., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 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, Санкт-Петербург
Е.Л. Ивченко, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
А.В. Латышев, чл.-корр. РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
С.А. Никитов, чл.-корр. РАН, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
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.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Н.Н. Сибельдин, чл.-корр. РАН, ФИАН, Москва
В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н., Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
А.В. Чаплик, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н.Новгород

Организационный комитет

В.Г. Беллюстина, ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Зорина, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Иконников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.А. Камелин, ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Новиков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Н.А. Байдакова, ИФМ РАН, Н. Новгород

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33

© Институт физики микроструктур РАН, 2016
© Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2016

ISBN 978-5-91326-378-0

Симпозиум проводится при поддержке

Российской академии наук
http://ras.ru

Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского
www.unn.ru

Российского фонда фундаментальных исследований
www.rfbr.ru

ЗАО «НТ-МДТ»
www.ntmdt.ru

ООО «Сокрейд Ко»
www.soctrade.com

Interactive Corporation
www.intactive.ru

ЗАО «Научное и технологическое оборудование»
www.semiteq.ru

ООО «Криотрейд инжиниринг»
www.cryotrade.ru

ЗАО «Компания НТНК»
www.ntnk.ru

ЦТС «Наука»
http://scientific-technology.ru

ОАО «Завод ПРОТОН»
www.z-proton.ru

ООО «СОЛ инструментс РУС»
www.solinstruments.com

WITec GmbH, www.witec.de
Официальное представительство
в России: LOT-QuantumDesign in Russia

ООО «ИНФРАСПЕК»
www.infraspek.ru

ООО «Брукер»
www.bruker.ru, www.bruker.com

ЗАО «ОПТЭК»
http://www.optec.ru

Секция 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Infrared and terahertz magneto-optical effects in graphene

A.B. Kuzmenko

University of Geneva, DQMP, Quai Ernest-Ansermet 24, Geneva, 1211, Switzerland.
*Alexey.Kuzmenko@unige.ch

Electronic and optical properties of graphene demonstrate extraordinary sensitivity to external fields, such as electrostatic doping, magnetic field and strain. The strongest variation and therefore the best tunability of its optical properties is observed in the far-infrared, terahertz and microwave ranges due to the Drudecarriers and low-energy interband transitions. Magnetic field has a particularly strong effect because of the small effective mass of the charge carriers. Due to the breaking of the time-reversal symmetry, a Faraday rotation is observed in magnetically biased graphene, which can amount up to several degrees by one atomic layer in fields of several tesla [1]. This suggests using graphene for optical and magneto-optical applications. Recently we have experimentally shown an example of a THz Faraday isolator device based on three graphene monolayers put on top of each other and separated by thin PMMA layers, which show an isolation of 17 dB [2]. Plasmonic effects that can be induced bygraphene nanopattering alsomodify dramaticallyits magneto-optical response. In particular, in patterned graphene antidot arrays we observe several new modes as compared to apure cyclotron resonance[3].In this presentation we shall review our recent studies of THz and infrared magneto-optical effects, such as magneto-absorption and Faraday rotation, in electrostatically tunable CVD graphene. Theoretical background to understand the magneto-optical response of continuous and nanopatterned graphene due to the cyclotron resonance, Landau-level transitions and magneto-plasmonic excitations will be given and compared with our experimental data.

References

1. I. Crassee, *et al.* // Nature Physics, **48**, 7 (2011)
2. M. Tamagnone, C. Moldovan, J.-M. Poumirol *et al.* // Nature Communications, in press (2016).
3. J.-M. Poumirol, to be published.

Formation of persistent spin helices in two-dimensional electron gas with spin-orbit coupling: the general case

A.I. Malyshev*, A.S. Kozulin, A.A. Konakov

Lobachevsky University, Gagarin Avenue, 23, Nizhniy Novgorod, 603950.
*malyshev@phys.unn.ru.

We present a detailed investigation of persistent spin helices in two-dimensional electron systems with spin-orbit coupling. For this purpose we consider a single-particle effective mass Hamiltonian with generalized linear-in-***k*** spin-orbit coupling term which can be obtained for the quantum well grown in an arbitrary crystallographic direction in the presence of the external electric field. In the case when the Hamiltonian commutes with a linear combination of the Pauli matrices the system under consideration has an additional symmetry connected with the spin degree of freedom and patterns of persistent spin helices are formed. Analytical expressions for space-resolved spin density and the parameters of the helices are obtained in the framework of the translation operator formalism. Influence of the effective mass anisotropy on the helices is also discussed.

Introduction

Although properties of two-dimensional electron gas (2DEG) with spin-orbit coupling (SOC) have been studied intensively during last several decades [1], some of its fascinating features were established relatively recently. Thus, in 2006 Bernevig *et al.* [2] discovered the new type of SU(2) spin rotation symmetry for two well-known special cases of 2DEG with SOC: [001] model with equal Rashba and Dresselhaus SOC strengths (ReD model) and the Dresselhaus [110] model, and predicted the persistent spin helix (PSH), which is a special spin precession pattern with the precession angle depending only on the net displacement in specific directions ($\pm[110]$ for ReD model and $\pm[1\,\bar{1}\,0]$ for the Dresselhaus [110] model). In 2009 PSHs were experimentally observed [3] and despite the fact that since then they have attracted considerable attention from numerous research groups [4], a detailed theoretical investigation of the PSH patterns formation in 2D electron systems with SOC has not been presented yet.

The generalized SOC Hamiltonian

To derive conditions when PSH can appear in a 2DEG with SOC we consider the following generalized form of a single-particle effective mass Hamiltonian:

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2}\left(\frac{\hat{k}_x^2}{m_{xx}} + \frac{\hat{k}_y^2}{m_{yy}}\right)\hat{\sigma}_0 + \alpha_{xx}\hat{k}_x\hat{\sigma}_x + \alpha_{xy}\hat{k}_x\hat{\sigma}_y + \alpha_{yx}\hat{k}_y\hat{\sigma}_x + \alpha_{yy}\hat{k}_y\hat{\sigma}_y + \alpha_{xz}\hat{k}_x\hat{\sigma}_z + \alpha_{yz}\hat{k}_y\hat{\sigma}_z, \qquad (1)$$

where six parameters α_{ij}, $i = x, y$, $j = x, y, z$ define the asymmetry-induced SOC, $\hat{\sigma}_0$ and $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z$ are 2×2 unit matrix and the Pauli matrices, respectively. We choose the coordinate axes in a way when 2×2 effective mass tensor with m_{xx} and m_{yy} eigenvalues has a diagonal form. In the limit of isotropic effective mass the Hamiltonian (1) can be obtained from the 8×8 Kane model for the zinc blende type quantum well grown in an arbitrary crystallographic direction in the presence of the external electric field. The last two terms in (1) that contain $\hat{\sigma}_z$ set the difference between the Hamiltonian presented above and the conventional one for 2DEG with the Rashba and Dresselhaus SOC. Such terms must be taken into account, for example, when the external electric field is applied in the direction not perpendicular to the 2DEG plane.

Formation of Persistent Spin Helices

We solve the Schroedinger-Pauli equation with the Hamiltonian (1) in the limit of isotropic effective mass and find the eigenfunctions and the energy spectrum of the system. Next, we calculate the commutator of the Hamiltonian (1) with a linear combination of the Pauli matrices and find that it equals zero when two symbolic vectors $\vec{\alpha}_1 = \{\alpha_{xx}, \alpha_{xy}, \alpha_{xz}\}$ and $\vec{\alpha}_2 = \{\alpha_{yx}, \alpha_{yy}, \alpha_{yz}\}$ are collinear, i.e. $\vec{\alpha}_1 = q\vec{\alpha}_2$ with a real constant q. In this case the Hamiltonian (1) commutes with the operator $\hat{Q} = (\vec{\alpha}_1 \cdot \hat{\vec{\sigma}})/|\vec{\alpha}_1|$, therefore the system under consideration has an additional symmetry connected with the spin degree of freedom and PSH patterns are formed.

For detailed exploration of PSH structure we consider the following scheme: an electron with momentum $\vec{p} = \hbar k\{\cos\phi, \sin\phi\}$ and spin direction characterized by polar and azimuthal angles θ_s and φ_s, respectively, is injected inside the plane of 2DEG and propagate into the detection point, while its spin is precessing in the effective SOC-induced magnetic field (see fig. 1). In general, the direction of the effective magnetic field is ϕ-dependent, hence spins of electrons with unequal ϕ are precessing in different ways. Nevertheless in the symmetric cases (when the condition $\vec{\alpha}_1 = q\vec{\alpha}_2$ holds) the effective magnetic field is uniaxially oriented along the direction of $\vec{\alpha}_1$. In such situations the angle of the spin rotation during its propagation from the injection point to the detection one depends only the net displacement in the certain direction (we called it "the PSH axis").

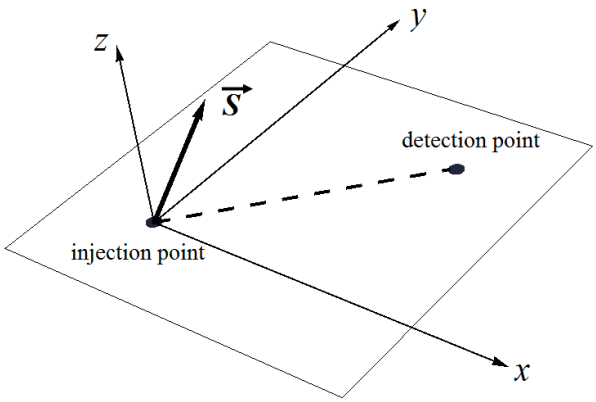


Fig. 1. The schematic illustration of the electron "path" in the plane of 2DEG. A particle with an initial spin (the thick arrow) is placed in the injection point and then propagates into the detection point with polar coordinates *r* and ϕ, while its spin is precessing in the effective magnetic field

Using the translation operator formalism [5] we analytically calculate space-resolved spin density. Results of these calculations for different values of the SOC parameters are presented in fig. 2. In the symmetric cases (see (a) and (b) in fig. 2) when the regime of PSH is realized we find that the electron spin will return exactly to the same orientation after propagating over the distance $L_s = \pi\hbar^2 \Big/ m\sqrt{(1+q^2)}|\vec{\alpha}_2|$ along the PSH axis. The angle γ between the PSH and *Ox* axes in 2DEG plane is determined as $\arctan 1/q$. For comparison, in fig. 2 (c, d) there are shown space-resolved spin densities for [001]-grown quantum well with (c) only Rashba SOC and (d) different contributions of Rashba and Dresselhaus SOC. In both cases the PSH formation condition is not satisfied and, therefore, the structure of the space-resolved spin density drastically differs from PSH patterns in the symmetric cases.

In the framework of this approach we also find that the PSH structures become distorted in the general case of 2DEG with anisotropic effective mass.

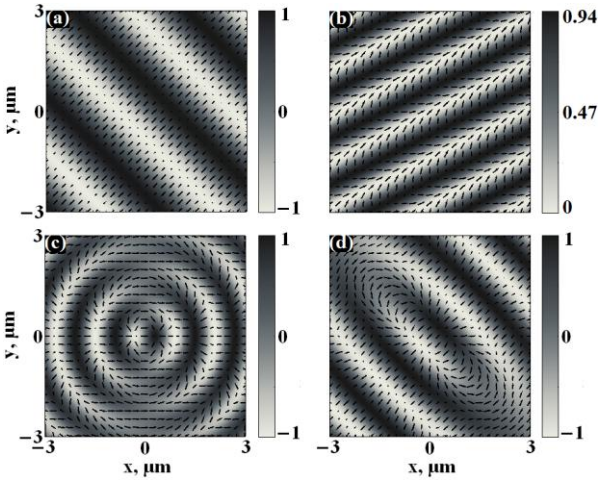


Fig. 2. Space-resolved spin densities for different SOC parameters: (a) $\alpha_{11} = \alpha_{21} = -\alpha_{12} = \alpha_{22} = \alpha_0, \alpha_{13} = \alpha_{23} = 0$ (ReD model); (b) $\alpha_{11} = \alpha_{12} = \alpha_{13} = -\alpha_{21} = -\alpha_{22} - \alpha_{23} = 2\alpha_0$ (a PSH pattern for the out-of-plane uniaxial effective magnetic field); (c) $-\alpha_{12} = \alpha_{21} = 4\alpha_0, \alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{13} = \alpha_{23} = 0$ ([001]-model only with Rashba term); (d) $\alpha_{11} = -\alpha_{22} = \alpha_0, \alpha_{21} = -\alpha_{12} = 2\alpha_0$, $\alpha_{13} = \alpha_{23} = 0$ ([001]-model with unequal Rashba and Dresselhaus SOC strengths). For all cases $\alpha_0 = 0.25 \cdot 10^{-12}$ eV·nm, the injection point is (0;0) with $\varphi_s = \pi/4$ and $\theta_s = \pi/4$ except (c), where $\varphi_s = 0$ and $\theta_s = \pi/2$. Arrows express projection of $\langle\vec{\sigma}\rangle$ onto the 2DEG plane, bars calibrate $\langle\vec{\sigma}\rangle_z$

The work was supported by RFBR grants № 15-42-02254, 16-07-01102, 16-32-00683, 16-32-00712 and 16-57-51045.

References

1. R. Winkler // Spin-Orbit Coupling effects in two-dimensional electron and hole systems // Springer, (2003).
2. B.A. Bernevig, J. Orenstein, and S.-C. Zhang // Physical Review Letters, V. 97, 236601 (2006).
3. J.D. Koralec, C.P. Weber, J. Orenstein *et al.* // Nature, V. 458, 610 (2009).
4. M. Konda, V. Lechner, Y. Kunihashi *et al.* // Physical Review B, V. 86, 081306(R) (2012).
5. V.A. Slipko, I. Savran, and Yu.V. Pershin // Physical Review B, V. 87, 035430 (2013).
6. M.-H. Liu, K.-W. Chen, S.-H. Chen *et al.* // Physical Review B, V. 74, 235322 (2006).

Enhancement of ge quantum dots embedded in silicon slab photoluminescence by photonic crystal with microcavity

V. Rutckaia[1,*], J. Schilling[1], V. Talalaev[1], A.Tonkih[1], F. Heyroth[2], B. Fohrmann[2], S. Schlenker[2], A. Novikov[3]

1 Zik SiLi-nano, Karl-Freiherr-von-Fritsch-Strasse 3, D-06120, Halle (Saale), Germany.

2 Interdisciplinary Center of Materials Science, Martin Luther University Halle-Wittenberg, D-06120, Halle (Saale), Germany.

3 Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhniy Novgorod, Russia, 607680.

*rutskaj@mail.ru

Two dimensional photonic crystal slabs with H2 cavities are investigated numerically. Q factors of localized modes were determined and the influence of the slab thickness on the mode confinement was investigated. Experimental investigation includes microphotoluminescence probing of Si/Si-Ge QDs photonic crystal slabs.

Introduction

Integration of silicon technology with highly efficient light emitting materials is still a major challenge in silicon photonics. The main problem hereby is the indirect band-gap of silicon that results in poor emission efficiency [1]. One of the approaches to overcome this issue is to use embedded Ge QDs that allows enhancing the light emission of silicon-based material at telecomm wavelength around 1.5 μm [2]. To further enhance the emission efficiency photonic crystal slab with defect cavities can be introduced [3]. Cavities with small mode volume such as L3 or H1 cavities are widely investigated and show high values of Q factor and enhanced spontaneous emission rate as well as shortened radiative emission lifetime due to the Purcell effect [3]. However in cavities with a small mode volume presence of interface plays big role resulting in non-radiative recombination that reduces Ge QDs luminescence [4]. In this work we consider bigger cavities such as H2 and investigate the influence of the close interface presence on the emission efficiency. Finite element modeling shows the influence of the slab thickness as well as photonic crystal parameters on the modes spectral position and Q factor. Samples were fabricated by plasma enhanced reactive ion etching of MBE grown Ge QDs/Si structures on SOI. Optical characterization was performed on micro photoluminescence setup.

Model

Numerical modeling was performed in COMSOL Multiphysics package in 3D eigenvalue study to investigate the modes of cavities. Dielectric slab with triangular array of air holes and defect cavity is surrounded by air beneath and above. We discuss the dependence of the resonant wavelength and quality factor on such resonator parameters as shape, pore diameter, periodicity and slab thickness, as well as the size and shift of the pores nearest to the cavity.

Ge quantum dots luminescence is suppressed by the holes interface, thus the microcavity should have space away from interfaces. On the other hand, the smaller cavity is the smaller will be the mode volume. Therefore the smallest of “big” cavities is considered in this work (Inset on Fig.2.) – so-called H2 defect. For H2 cavity where seven pores in a shape of hexagon are not made first five localized modes are shown on Figure 1.

For simplicity just one degenerated mode G12 was selected as the object of investigations. It has TE symmetry in xy and in yz planes, TM symmetry in xz plane that allows us to reduce computational volume using perfect magnetic and perfect electric boundary conditions. The effect of the adjustment of cavity geometric parameters is present on the Figure 2 where a Purcell factor for two degenerate modes G11 and G12 has its maximum for the shift of 20 nm.

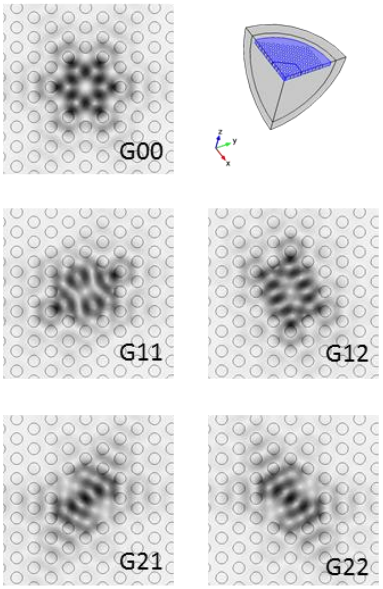


Fig. 1. COMSOL model for Q factor of localized modes calculation. Using symmetry of modes integration volume was reduced to 1/8. The dielectric slab with H2 cavity surrounded by air is denoted as blue. Outer shell of the sphere is an absorbing layer (PML domain). First five localized modes of H2 cavity surrounded by air

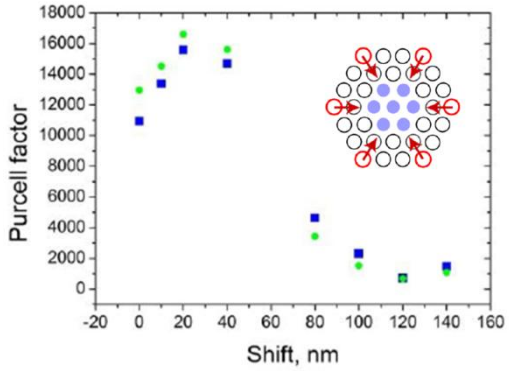


Fig. 2. Purcell factor for G11 and G12 modes is affected by cavity geometric parameters

Figure 3 correspond to the changes of the resonant wavelength. The thicker the slab is the less sensitive localized mode is to the interface approximing 2D photonic crystal with infinite size of the slab in z direction giving saturation of the resonant wavelength.

Experiment

Structure containing layers of crystalline silicon and Ge QDs were grown on the SOI substrate using MBE. Samples with photonic crystals were prepared by electron beam lithography, followed by plasma enhanced reactive ion etching.

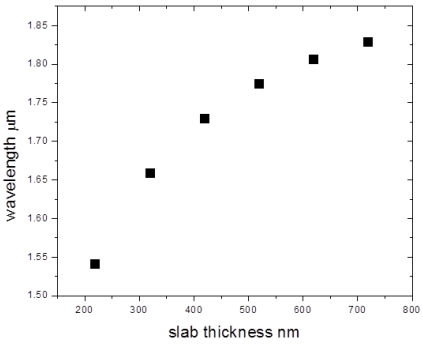


Fig. 3. Change of the resonant frequency of mode G12 with the change of slab thickness

In the final step the system is characterized by microphotoluminescence (microPL) measurements, which show distinct peaks corresponding to the enhancement of Ge QDs luminescence due to the coupling to localised modes of PhC microcavities. An example of a PL spectrum for a H2 cavity with shifted pores is shown on Fig. 4. We observe a clear superlinear dependence of the integrated emitted intensity and a red-shift of the PL peak on the incident laser power. Such behaviour is attributed to the thermo-optical effect.

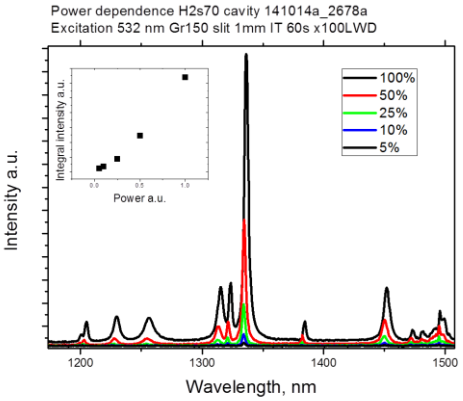


Fig. 4. Microphotoluminescence spectrum of H2 cavity

References

1. J. S. Xia, *et al*. // Appl.Phys.Let. 89, 201102 (2006).

2. M. El Kurdi, *et al*. // Opt. Express **16**, 8780-8791 (2008).

3. T. Tanabe, *et al*. // Nat. Photonics 1, 49–52 (2007).

4. J. Schilling, *et al*. // Applied Physics Letters, 103, 161106 (2013).

THz devices based on plasmons in 2D electron systems

A. Satou[1, §], T. Watanabe[1], T. Suemitsu[1], V. Ryzhii[1], D. Fateev[2], V. V. Popov[2], T. Otsuji[1]

1 Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 985-8577, Japan.

2 Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), 410019 Saratov, Russia.

§a-satou@riec.tohoku.ac.jp

Recent progresses in the development of InP-based asymmetric dual-grating-gate (A-DGG) HEMTs for terahertz detection and in the computational investigation of plasmon instabilities in graphene A-DGG FETs for terahertz emission are reviewed. For the detection, we demonstrate their ultrahigh intrinsic responsivity over 100 kV/W at 200 GHz and 50 kV/W at 300 GHz and show dependences of the responsivity on the geometrical parameters. For instabilities in graphene A-DGG FETs, a simulation demonstrates a giant growth rate of plasmons exceeding 5×10^{12} s^{-1}.

Introduction

Plasmons in two-dimensional (2D) electron systems are promising for terahertz (THz) devices. The plasmon instability and the hydrodynamic nonlinearities can be utilized for the emission [1] and the detection [2], respectively. Plasmonic THz emitters and detectors based on silicon field-effect transistors (FETs) and compound-semiconductor high-electron-mobility transistors (HEMTs) have been investigated (for instance, see Ref. [3] and references therein). Recently, we demonstrated very high intrinsic responsivities of the so-called asymmetric dual-grating-gate (A-DGG) HEMTs [4-6] at room temperature.

In contrast, THz emission by the plasmonic emitters is still challenging, although the weak monochromatic emission from A-DGG HEMTs at low temperature was reported [3]. The main obstacle is the rather large plasmon damping rate, $> 10^{12}$ s^{-1} at room temperature, limited by electron scattering. Alternatively, plasmons in graphene has attracted much attention recently for device applications due to its exceptional properties. One of the most important advantages of graphene for plasmonic devices is the ultimately low scattering rate at room temperature, close to 10^{11} s^{-1}. It is very promising for the realization of plasmon instabilities at room temperature and, in turn, of plasmonic THz emitters. In this paper, we give a review on our recent progresses in the development of InP-based A-DGG HEMTs for detection and in the computational investigation of plasmon instabilities in graphene A-DGG FETs.

THz detection by InP A-DGG HEMTs

The A-DGG HEMT under consideration is depicted in Fig. 1 (a). Samples of A-DGG plasmonic detectors were fabricated using InAlAs/InGaAs/InP material system. The electron concentration in the channel is 2.5 $\times10^{12}$ cm^{-2} with the mobility = 11,000 cm^2/Vs at room temperature. Their geometrical parameters are listed in Fig. 1(b). Figure 1(c) shows the measured broadband characteristics of responsivity of samples #1 and #2. The responsivity of sample #1 is over 100 and 50 kV/W at 200 and 300 GHz, respectively. Fig. 1(c) illustrates significant difference between the broadband characteristics of samples #1 and #2; in 200-300 GHz the responsivity of the former is much larger, whereas at higher frequencies it decreases steeper than the latter. This can be attributed to a difference in diffraction patterns of the incident THz wave by the different grating-gate geometries. The difference in the diffraction pattern in one grating-gate geometry leads to, say, an increase in the amplitude of travelling plasmon in one direction (and decrease in another) excited by the diffracted THz wave in the former case. According to [4],

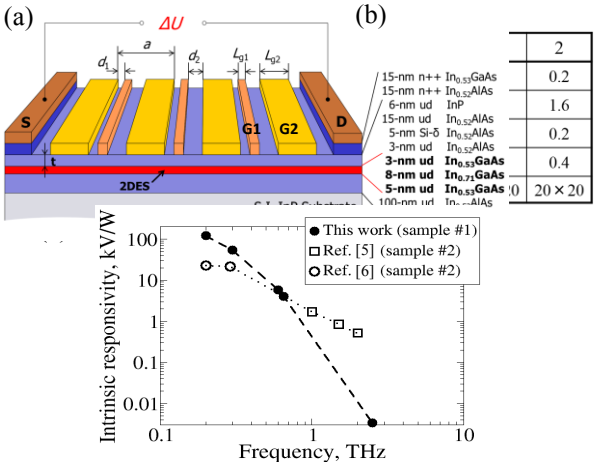


Fig. 1. (a) Schematic view of the A-DGG HEMT, (b) table of geometrical parameters in this work (sample #1) and in Refs. [5,6] (sample #2) (all length in μm), and (c) their broadband characteristics of responsivities

the plasmonic drag photocurrent, which is dominant in the lower frequency region ($\omega\tau < 1$), should be enhanced by the amplitude difference. On the other hand, the plasmonic ratchet photocurrent, which is dominant in the higher frequency region ($\omega\tau > 1$), should be reduced in such a case. In total, it results in the enhancement of responsivity in the lower frequency region and its reduction in the higher frequency region.

Plasmon instability in graphene A-DGG FETs

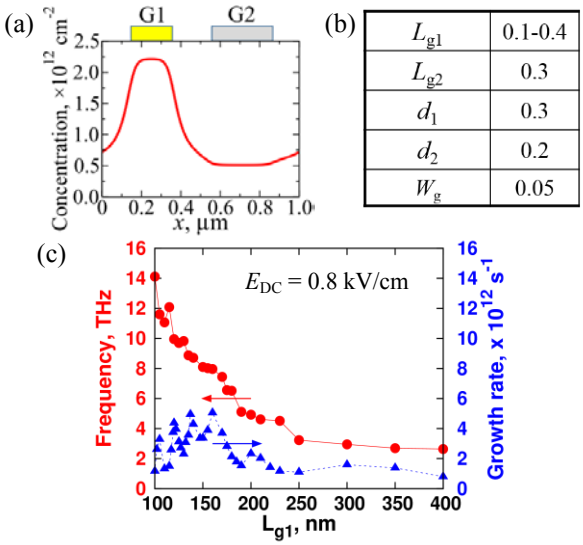
In this section, instabilities of plasmons in graphene FETs with the A-DGG structure are simulated. The structure is the same as depicted in Fig. 1(a) with replacements of the channel material to graphene and the surrounding media to SiO_2 (with the dielectric constant $\varepsilon = 4$). Geometrical parameters are listed in Fig. 2(a), and the steady-state concentration profile in the channel is set as in Fig. 2(b) by appropriate doping and gate biases.

The simulation is based on the Boltzmann equation coupled with the Poission equation (see Ref. [7] for the details). The uniform DC electric field along the channel direction was applied to the structure to induce the DC current flow. Above a certain threshold value of the DC electric field, we observed a clear oscillation of the electron concentration in time and space, growing its amplitude in time.

Figure 2(c) shows the frequency and the total growth rate as a function of L_{g1}. It clearly demonstrates that the growth rate is of the order of 10^{12} s^{-1} and exeeeds 5×10^{12} s^{-1} at maximum, with the frequency above 1 THz. The dependence of the growth rate on L_{g1} shows an oscillation which becomes more rapid as L_{g1} becomes shorter. This behavior is specific to the RSS instability [7]. Besides, it can be seen in Fig. 2 (c) that this oscillation is superimposed onto monotonic increase in the growth rate with decreasing L_{g1}, except in the region below L_{g1} = 150 nm. We identify it as the occurrence of the DS instability which exhibits the same behavior [1].

Conclusion

For THz detection using the InP A-DGG HEMTs, we have demonstrated their ultrahigh intrinsic responsivity over 100 kV/W at 200 GHz and 50 kV/W at 300 GHz and have shown dependences of the responsivity on the geometrical parameters. Those results suggest that the responsivity as well as its broadband characteristics can be controlled/optimized by the appropriate



L_{g1}	0.1-0.4
L_{g2}	0.3
d_1	0.3
d_2	0.2
W_g	0.05

Fig. 2. (a) Steady-state concentration profile, (b) table of geometrical parameters (all length in μm), and (c) the plasmon frequency and total growth rate of instabilities as a function of the length of gate 1

choice of geometrical parameters. For instabilities in graphene A-DGG FETs, we conducted the simulation of DC current injection in the device, and demonstrated a giant growth rate of plasmons due to the simultaneous occurence of DS and RSS instabilities exceeding 5×10^{12} s^{-1}. Those results strongly encourage the realization of high-performance plasmonic THz devices.

Acknowledgments

This work was financially supported by SCOPE (No. 145002001), the JST/ANR «WITH», by the Murata Science Foundation, by JSPS YR (#26820122), by JSPS SPR (#23000008), and by JSPS/RFBR Research Coopeartive Program. The simulation was carried out using the computational resource provided by ITC, Nagoya University, through the HPCI System Research Project (#hp140086).

References

1. M. Dyakonov and M. Shur//PRL, V.71, 2465 (1993).
2. M. Dyakonov and M. Shur // IEEE Transactions on Electron Devices, V. 43, 380 (1996).
3. T. Otsuji and M. Shur // IEEE Microwave Magazine, V. 15, 43 (2014).
4. V. V. Popov *et al.* // APL, V. 99, 243504 (2011).
5. T. Watanabe *et al.* // SSE, V. 78, 109 (2012).
6. Y. Kurita *et al.* // APL, V. 104, 251114 (2014).
7. A. Satou *et al.*//Proc. SPIE, V.8624, 862412 (2013).
8. V. Ryzhii *et al.* // Journal of Physics: Condensed Matters, V. 20, 384207 (2008).

Chiral photonic crystals and metamaterials for sources of circularly polarized light

S.G. Tikhodeev[1,2,3,*], S.V. Lobanov[1,4,5], N.A. Gippius[4,1], T. Weiss[6], A.A. Maksimov[2], E.V. Filatov[2], I.I. Tartakovskii[2], V.D. Kulakovskii[2], C. Schneider[7], J. Geßler[7], M. Kamp[7], S. Höfling[7,8]

1 A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Vavilova Street 38, Moscow 119991, Russia.

2 Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Science, Chernogolovka 142432, Russia.

3 M. V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory 1, Moscow 119991, Russia.

4 Skolkovo Institute of Science and Technology, Novaya Street 100, Skolkovo 143025, Russia.

5 School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Cardiff CF24 3AA, United Kingdom.

6 4th Physics Institute and Research Center SCoPE, University of Stuttgart, Stuttgart D-70550, Germany.

7 Technische Physik, Physikalisches Institut and Wilhelm Conrad Röntgen Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Germany.

8 SUPA, School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, KY16 9SS, United Kingdom.

*tikh@gpi.ru

We investigate the polarization properties of the emission of quantum dots embedded in chiral photonic crystal structures made of achiral planar GaAs waveguide. We show that the chiral grating fabricated by partial etching of the waveguide layer results in a high circular polarization degree ρ_c of quantum dot emission in the absence of external magnetic field. At the resonance wavelength in the optimized structure, the magnitude of $|\rho_c|$ is predicted to exceed 98%. The experimentally achieved value of 81% is smaller, which is due to the contribution of a depolarized light scattered by grating defects, thus breaking its periodicity. The achieved polarization degree without this background can be estimated to be as high as 96%, in agreement with the theoretical prediction.

The epitaxial layer structure, which formed the basis of this study, consists of a chiral photonic crystal slab (CPCS) on top of a GaAs waveguide on $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ buffer layer (Fig. 1). The plane with quantum dots (QDs) is located in a GaAs waveguide at 100 nm above its bottom. The CPCS is a square lattice (period is p = 770 nm) of four GaAs rectangular nanopillars, each rotated by 90° with respect to its nearest neighbors. Each rectangle is homogeneous along z-axis, the distance between rectangles is p/5, and their sides are p/5 and 2p/5. The CPCS, waveguide, and $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ layer are placed on a GaAs substrate. The thicknesses are 428 nm, 263 nm, and 1 μm, respectively.

The structures with a CPCS demonstrate a circularly polarized QDs emission [1], although without the chiral modulation it is not polarized. A circular polarization degree (CPD) of QDs emission as high as 81% was recently demonstrated for a more complex structure with a chirally modulated microcavity [2]. Numerical simulations [2,3] show that values of CPD as high as 98 and 99% in waveguide and microcavity structures, respectively, can be reached by their optimization. The described above waveguide structure is the optimized structure from Ref. 3, adapted for the low temperature regime. This structure has been recently manufactured and investigated experimentally and theoretically [4]. The CPD of its emission is shown experimentally to reach 96%, close to the calculated value of 98%, if the unpolarized nonresonant background due to the CPCS imperfections is subtracted from the measured spectra.

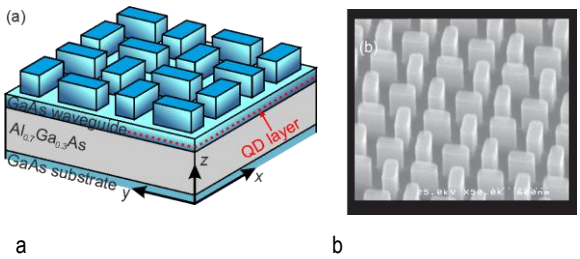


Fig. 1. (a) Schematics of a structure with GaAs/air chiral photonic crystal slab, GaAs waveguide layer with an embedded layer of QDs, and a $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ cladding layer on GaAs substrate. (b) Representative scanning electron microscopy (SEM) picture of the "right-twisted" chiral photonic crystal fabricated from the GaAs-based waveguide

In order to characterize the emission properties along *z*-axis, we measure and compute the intensities in left

and right polarizations (I^- and I^+) and calculate the CPD $\rho_c = (I^- - I^+)/(I^- + I^+)$.

The measured and calculated spectra of the QDs emission and respective CPD spectra are shown in Fig. 2. One strong and narrow resonance for left polarized photons occurs at the wavelength of ~900 nm (910.5 nm in the simulations). In contrast, emission in the right polarization does not show any resonance behavior at this wavelength.

Figure 2a shows that the measured magnitude of ρ_c =−0,81 in the waveguide with the right-twisted pillars is limited by the unpolarized background. It is worthwhile to note that the magnitude of $|\rho_c|$ at the resonance reaches 0.96 when this unpolarized background is removed as shown in Fig. 2b. This value is very close to the calculated one (see in Fig.2c), which indicates that the predicted values of $|\rho_c| \approx 0{,}98$ could be reached due to further advances in fabrication.

The physical mechanism of circularly polarized QDs emission in the structure of interest is as follows. The QDs excite the quasi-waveguide modes, that leak outside the waveguide along z-axis with different intensities in the left and right circular polarizations. In Ref. [4], based on the reciprocity and symmetry properties of our structure, we show that the CPCS in the structure of interest plays the role of a wave plate. It introduces a phase shift, proportional to $\Delta K_z L$ (L is the CPCS thickness), between the propagating modes with a large (of the order of free space light wavenumber) difference of wavenumbers ΔK_z. We show that these modes are basically different waveguide modes in the GaAs rectangular vertical waveguides, i.e., in the building blocks of the CPCS. There is also a large constant phase shift between left and right circular polarizations, due to the absence of horizontal mirror symmetry of the CPCS with different top and bottom boundaries (air/CPCS and CPCS/GaAs, respectively). It opens a way to reach nearly 100% polarization selectivity.

The work has been funded in part by Russian Foundation for Basic Research.

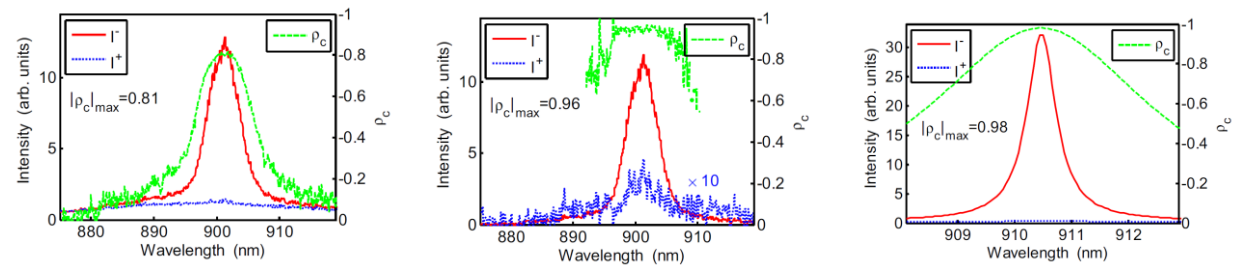


Fig. 2. Measured (a) and calculated (c) intensities of QD emission in left (red) and right (blue) circular polarization. (b) The measured QD emission spectra with subtracted constant background. Green curves in all panels show the corresponding CPD spectra

References

1. K. Konishi *et al.* // Physical Review Letters, V. 106, 057402 (2011).
2. A. A. Maksimov *et al.* // Physical Review B, V. 89, 045316 (2014).
3. S. V. Lobanov *et al.* // Optics Letters, V. 40, 1528–1531 (2014).
4. S. V. Lobanov *et al.* // Physical Review B, V. 92, 205309 (2015).

Pressure-driven transition from topological insulator into band insulator phase in HgTe quantum well

I. Yahniuk[1§], K.E. Spirin[2¶], S. S. Krishtopenko[2,3], G. Grabecki[4], M. Majewicz[4], J. Wróbel[4], G. Cywiński[1], C. Skierbiszewski[1], S.A. Dvoretsky[5], N.N. Mikhailov[5], V.I. Gavrilenko[2], F. Teppe[3], T. Dietl[4], W. Knap[1,3]

1 Institute of High Pressure Physics PAS, 29/37 Sokołowska, Warsaw, Poland.

2 Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, 603950 Nizhni Novgorod, Russia.

3 Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, University of Montpellier, 34095 Montpellier, France.

4 Institute of Physics PAS, al. Lotników, Warsaw, Poland.

5 Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia.

§ ivan.yahniuk@unipress.waw.pl

¶ spirink@ipm.sci-nnov.ru

We report magnetotransport properties of HgTe/HgCdTe QW at different hydrostatic pressure. We discover a pressure-dependent vanishing of the nonlocal resistance which correlates with anomalies observed in the Hall effect. We interpret these results in terms of pressure-induced transition from topological insulator into band insulator phase. Our results are shown that, despite of lack of conductance quantization, the edge channels are truly related with the topological phase and not with a trivial band bending, which may arise at the sample edges.

Two-dimensional (2D) topological insulator (TI) phase in HgTe quantum wells (QWs) has been theoretically predicted by Bernevig *et al.* [1]. Because the normal ordering of the bands must be restored outside of the QW, wide than a critical value d_c (in the barriers and vacuum), the theory predicts the formation of a pair of counter-propagating helical channels along the system edges. Experimentally, 2D TI phase has been first observed in HgTe QWs with $d>d_c$ [2], when the sample was depleted of carriers by an external gate voltage, finite values of the conductance close to the theoretical prediction was observed. However, according to the recent results [3], one cannot exclude some unknown mechanisms which favor formation of trivial channels edge in the QWs with TI phase. In order to resolve this ambiguity one should use a single device where the transition between 2DTI and trivial insulator phases could be realized by changing external parameters.

Recently, it has been propose to drive phase transitions in HgTe QWs by means of hydrostatic pressure [4]. This work is devoted to magnetotransport studies of $HgTe/Cd_{0.67}Hg_{0.33}Te$ QW of 7.1 nm width at different hydrostatic pressures. Our aim is to study an evolution of the edge transport with hydrostatic pressures.

Hydrostatic pressure was applied using clamp cell with liquid (1:1 kerosene with transformer oil) as a pressure transmitting medium. Cross-section scheme of the cell is shown in Fig. 1. Actual pressure value was measured by calibrated InSb resistor. It has to be noted that the pressure in the bomb was significantly reduced when cooled from room temperature to 1.6 K.

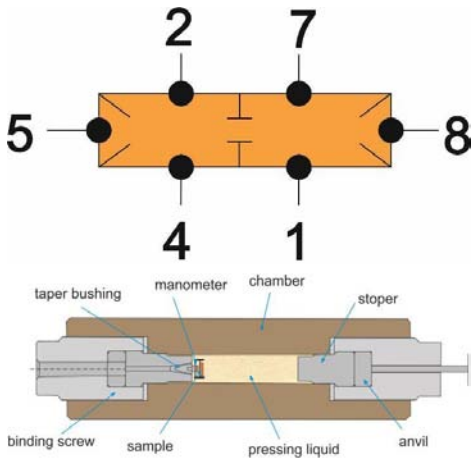


Fig. 1. (Top panel) Layout of the sample with a Hall bar. Separating lines are made by manual scratching. (Bottom panel) Cross section of the pressure cell

Fig. 2 presents a Hall resistance as a function of magnetic field, measured at different pressures. As it is seen, the Hall slope is strongly suppressed by pressure. Note that the linear behavior of the Hall resistance is preserved at low magnetic fields only. Deviation from linearity occurs at magnetic fields (indicated by ar-

rows) also depends on the pressure. In the extreme case of 3.6 kbar at 1.6 K, the Hall resistance is almost zero in the whole field range.

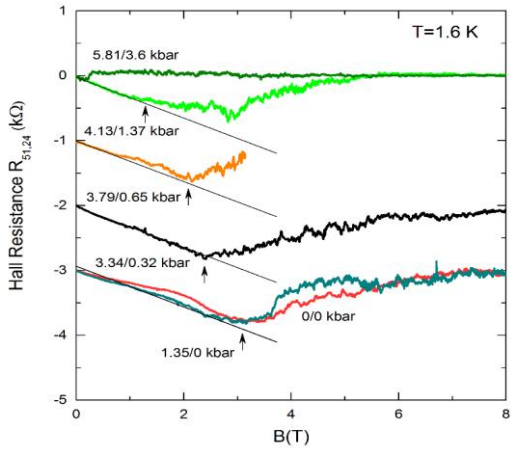


Fig. 2. Hall resistance as a function of the magnetic field, measured at different pressures. Numbers represent values of the pressure measured at T= 300/1.6 K. Apart from the two highest curves ("5.81/3.6 kbar" and "4.13/1.37 kbar"), each curve is shifted down by 1 kΩ. Arrows indicate beginning of the Hall suppression. The "0/0 kbar" curve represents the last control measurement at zero hydrostatic pressure

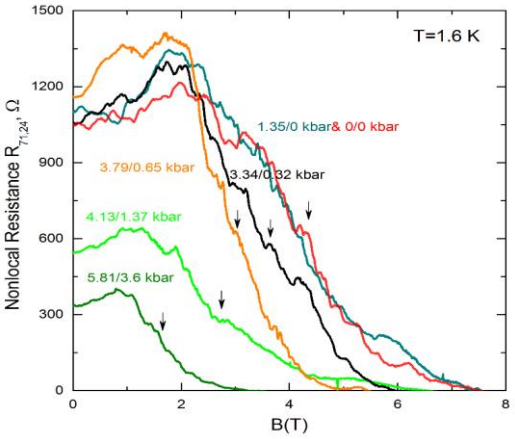


Fig. 3. Nonlocal resistance as a function of magnetic field, measured at different pressures. Arrows indicate magnetic fields where the nonlocal resistance is reduced by half. The "0/0 kbar" curve represents the last control measurement at zero hydrostatic pressure.

A prominent behavior has been observed for the nonlocal resistance, as shown in Fig. 3. There is an abrupt vanishing around the critical magnetic fields indicated by arrows. Suppression of nonlocal resistance indicates vanishing of the edge transport and transition into band insulator phase. This is also supported by onset of increase of the local resistance in our experiments. Dependence of critical magnetic field on pressure is similar to that observed in the Hall effect (see Fig. 2). The values of critical field, extracted from the Hall effect and nonlocal resistance, are summarized in Fig 4. Theoretical calculations of Landau levels and values of critical magnetic fields, at which transition from inverted into direct band ordering occurs, were performed by using the 8-band Kane Hamiltonian with pressure-dependent band parameters and additional terms arising due to pressure-induced strain [4].

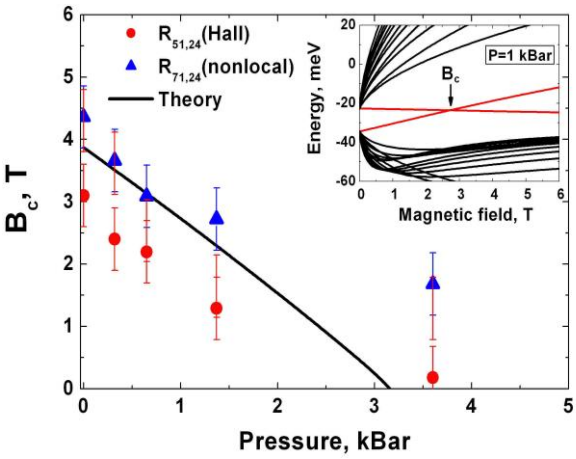


Fig. 4. Critical magnetic field as a function of hydrostatic pressure in $HgTe/Cd_{0.67}Hg_{0.33}Te$ QW of 7.1 nm at 1.6 K. Symbols correspond to the values extracted from nonlocal resistance and Hall effect (deviation of magnetic field reaches 0,5T). The inset shows Landau levels at 1 kbar. The zero-mode Landau levels, whose crossing occurs at critical magnetic fields, are shown in red

The critical field values are well reproduced by the theoretical calculations. They indicate the phase transition from 2D TI to band insulator. The transition depends on hydrostatic pressure in similar way as observed in experiment. Abruptness of the transition and its pressure dependence strongly supports our interpretation, and thus topological character of the edge transport. It is very improbable that such behavior would be reproduced by some trivial edge channels due to surface band bending.

This work was supported by the CNRS through LIA TeraMIR project, by the Russian Academy of Sciences, the non-profit Dynasty foundation, the Russian Foundation for Basic Research (15-02-08274, 15-52-16012 and 16-02-00672) and by Russian Ministry of Education and Science (MK-6830.2015.2, HIII-1214.2014.2).

References

1. Bernevig B.A. et al. // Science **314**, 1757 (2006).
2. König M. et al. // Science **318**, 766 (2007).
3. Ma E.Y. et al. // Nat. Commun. **6**, 7252 (2015).
4. Krishtopenko S.S. et al. // Proceedings of XIX International Symposium "Nanophysics and nanoelectronics", Nizhny Novgorod, 2015, vol. 2, p. 547.

Кристаллическое строение и энергетический спектр III-Sb квантовых точек в матрице AlAs

Д.С. Абрамкин[*1,2], А.К. Бакаров[1], А.К. Гутаковский[1], Т.С. Шамирзаев[1,2]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*demid@isp.nsc.ru

Исследовано кристаллическое строение и энергетический спектр самоорганизованных InSb/AlAs, GaSb/AlAs и AlSb/AlAs квантовых точек (КТ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Осаждение 1.5 монослоёв III-Sb на поверхность AlAs, выполненное в режиме атомно-слоевой эпитаксии, приводит к формированию псевдоморфно-напряжённых КТ, состоящих из твёрдых растворов $III_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$. В зависимости от состава твёрдого раствора КТ могут иметь энергетический спектр, как первого, так и второго рода. В КТ первого рода основное электронное состояние принадлежит непрямой X_{XY} долине зоны проводимости твёрдого раствора. В КТ второго рода основное электронное состояние принадлежит непрямой X долине зоны проводимости AlAs матрицы.

Введение

Теоретические расчѐты, проведѐнные в работе [1], показывают, что квантовые точки (КТ) InSb, GaSb и AlSb, сформированные в матрице AlAs, могут принадлежать новому классу полупроводниковых систем с энергетическим спектром первого рода и непрямой запрещѐнной зоной. В таких системах электроны и дырки локализованы в одной области пространства, но разделены в пространстве квазиимпульсов. Это приводит к длительному времени жизни экситона в КТ [2] вплоть до 100 мкс, что делает подобные КТ перспективными объектами для исследования динамики долгоживущих локализованных экситонов, в частности релаксации спина экситона в КТ [3]. В докладе приведены результаты исследования кристаллической и энергетической структуры новых III-Sb/AlAs КТ.

Получение гетероструктур

Гетероструктуры с КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложках ориентации (001). На буферном слое GaAs выращивался слой AlAs толщиной 50 нм при температуре подложки (T_S) 620°C. Затем рост прекращался и T_S снижалась до 480°C. КТ формировались в режиме атомно-слоевой эпитаксии: осаждался In (Ga,Al) в количестве, эквивалентном 0.5 монослоя, затем, в течение 15 с осаждалась Sb. Данные операции повторялись 3 раза. После формирования КТ без изменения T_S заращивались слоем AlAs толщиной 50 нм, который защищался от окисления слоем GaAs толщиной 20 нм.

Кристаллическое строение

Типичные изображения InSb/AlAs гетероструктур с КТ, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), представлены на рисунке 1. Массивы GaSb/AlAs и AlSb/AlAs КТ отличаются от InSb/AlAs размером и плотностью КТ. Это вызвано различной длиной латеральной диффузии адатомов In, Ga и Al по поверхности AlAs. В основании массива КТ лежит смачивающий слой (рис. 1 (b)), следовательно КТ формируются по механизму Странского–Крастанова. Несмотря на значительное рассогласование параметров решѐток для материалов III-Sb и AlAs (7.7%÷12.6% [4]) на ПЭМ-изображениях гетероструктур с III-Sb/AlAs КТ отсутствуют дислокации и муар, т.е. КТ псевдоморфно напряжены. Это позволяет предполагать, что КТ сформированы из твердых растворов $III_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$, поскольку перемешивание снижает рассогласование параметров решѐтки материала КТ и AlAs-матрицы.

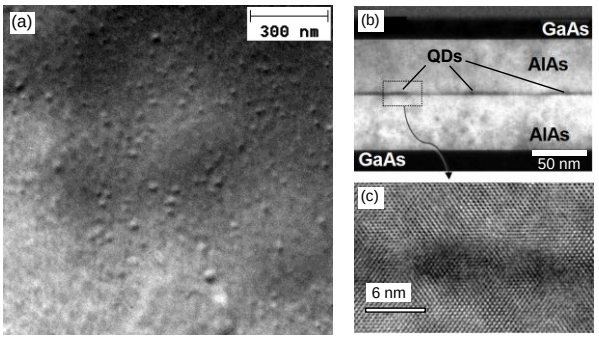


Рис. 1. (a) Планарное ПЭМ-изображение InSb/AlAs гетероструктуры с КТ. (b,c) Изображения поперечного среза InSb/AlAs гетероструктуры с КТ

Энергетический спектр

Проведены расчѐты энергетического спектра КТ в зависимости от состава твѐрдого раствора $III_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$. Перемешивание материалов учтено в квадратичном приближении [4], деформации рассчитаны в приближении сплошной среды. Форма и размеры КТ были взяты из данных ПЭМ. Результаты расчѐтов представлены на рисунке 2.

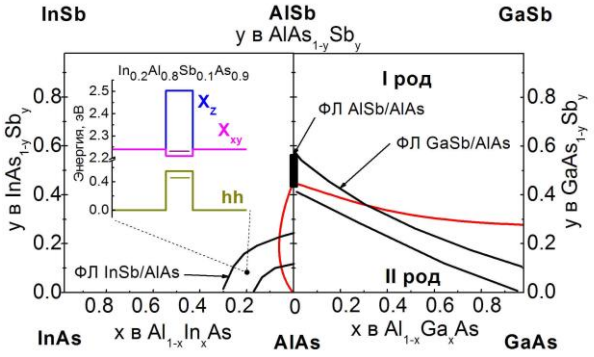


Рис. 2. Результаты расчётов энергетического спектра $III_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$/AlAs КТ в зависимости от значений составов твёрдых растворов *x* и *y*. На вставке приведена энергетическая диаграмма $In_{0.2}Al_{0.8}Sb_{0.1}As_{0.9}$/AlAs КТ первого рода

Области значений составов твѐрдых растворов (*x*,*y*), для которых $III_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$/AlAs КТ имеют энергетический спектр первого и второго рода, разделены на рисунке красной сплошной линией. В КТ первого рода основное электронное состояние принадлежит X_{XY} долине зоны проводимости $III_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$, а в КТ второго рода основное электронное состояние принадлежит *X* долине зоны проводимости AlAs. Как видно из рисунка, изменение состава твѐрдого раствора КТ может приводить к изменению рода энергетического строения КТ с первого на второй.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) III-Sb/AlAs гетероструктур представлены на рисунке 3. Сопоставляя рассчитанную энергию оптических переходов в КТ с энергиями переходов, измеренных в пределах ширины полос ФЛ на полувысоте, мы оценили область возможных значений составов твѐрдого раствора (область, ограниченная на рис. 2 чѐрными линиями). Видно, что $III_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$ /AlAs КТ, излучающие в пределах ширины полос ФЛ, могут иметь различные составы твердого раствора и, как следствие, энергетическое строение либо первого рода, либо второго рода.

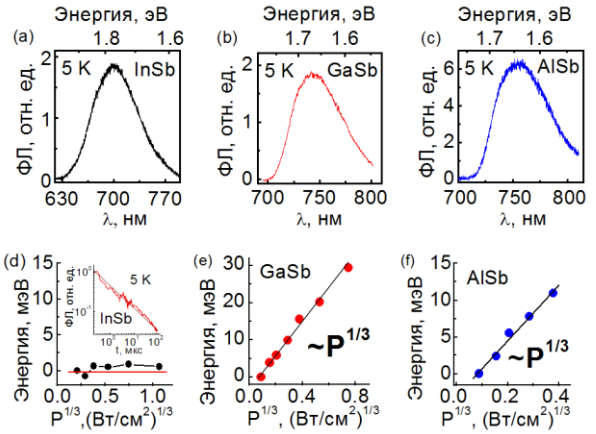


Рис. 3. (a,b,c) Спектры стационарной ФЛ III-Sb/AlAs гетероструктур с КТ, измеренные P = 100 мВт/см^2; (d,e,f) зависимости смещения максимума полосы стационарной ФЛ от P. На вставке к рисунку (d) динамика затухания ФЛ InSb/AlAs структуры

Для определения рода выращенных гетероструктур измерялась зависимость положения максимума полос ФЛ от плотности мощности возбуждения (P). При изменении P почти в 100 раз положение максимума полоса ФЛ InSb/AlAs структуры с КТ практически не смещается, что указывает на первый род энергетического строения таких КТ. В то же время, в структурах с КТ GaSb/AlAs и AlSb/AlAs имеет место «синее» смещение максимума полосы ФЛ, пропорциональное $P^{1/3}$, позволяющее сделать вывод о втором роде энергетического строения этих КТ [5]. Затухание ФЛ для всех типов гетероструктур длится сотни микросекунд, что свидетельствует о разделении носителей заряда в пространстве квазиимпульсов [2] и хорошо согласуется с результатами расчѐтов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-32-60015 и 16-02-00242).

Литература

1. M.-E. Pistol, C.E. Pryor // Phys. Rev. B, 80, 035316 (2009).
2. T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. S. Abramkin, *et. al.* // Phys. Rev. B, 84, 155318 (2011).
3. D. Dunker, T. S. Shamirzaev *et. al.* // Appl. Phys. Lett., 101, 142108 (2012).
4. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan // J. Appl. Phys., 89, 5815 (2001).
5. N. N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer, *et.al.* // Phys. Rev. B, 52, 14058 (1995).

МПМ-детектор видимого диапазона на сверхрешетке ZnSe/ZnTe второго типа

С.В. Аверин[1, *], П.И. Кузнецов[1, §], В.А. Житов[1], Л.Ю. Захаров[1], В.М. Котов[1], Н.В. Алкеев[1]

1 ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская область, 141190.
*sva278@ire216.msk.su, §PIK218@ire216.msk.su

На основе сверхрешетки ZnSe/ZnTe второго типа создан и исследован МПМ-фотодетектор. Детектор обладает низкими темновыми токами и высокой чувствительностью. Спектральная характеристика детектора демонстрирует возможность селективного детектирования трех отдельных участков спектра видимого и инфракрасного излучения.

Введение

Композиционные сверхрешетки второго типа позволяют реализовать новые возможности при создании оптоэлектронных устройств [1-3]. Ступенчатая структура зон дает возможность детектировать оптическое излучение с энергией фотона много меньше ширины запрещенной зоны каждого из полупроводников, формирующих сверхрешетку [3]. Уже созданы фотодетекторы среднего и длинноволнового участка спектра инфракрасного излучения на сверхрешетках второго типа InAs/GaSb, рабочая длина волны которых может меняться в определенном интервале за счет изменения толщины одного или двух слоев сверхрешетки [4]. В фотодиодных структурах на основе сверхрешеток второго типа также можно ожидать существенное снижение темнового тока и увеличение чувствительности. В настоящей работе мы впервые приводим результаты экспериментальных исследований МПМ-детектора видимой части спектра на сверхрешетке второго типа ZnSe/ZnTe.

Результаты и обсуждение

Исследован спектральный отклик и темновой ток МПМ-детектора видимого и инфракрасного излучения на основе сверхрешетки ZnSe/ZnTe второго типа (Рис. 1). Гетероструктура выращена методом химического газофазного осаждения из металлоорганических соединений путем последовательного осаждения полупроводниковых слоев ZnSe, ZnTe (12 пар) (stacking approach) на полуизолирующей подложке GaAs. Сверху осажден покровный слой ZnSe. Состав и толщины отдельных слоев определены методами рентгеновской дифракции и in situ рефлектометрии, а оптические свойства изучены по спектрам фотолюминесценции и отражения. Качество ростовой поверхности оценено с помощью атомно-силовой микроскопии. На выращенной структуре сформированы встречно-штыревые контакты МПМ-детектора с шириной и расстоянием между ними 3 мкм при общей площади детектора 100 x 100 мкм^2. В качестве металла барьера контакта Шоттки МПМ-детектора использовалась пара Ni-Au.

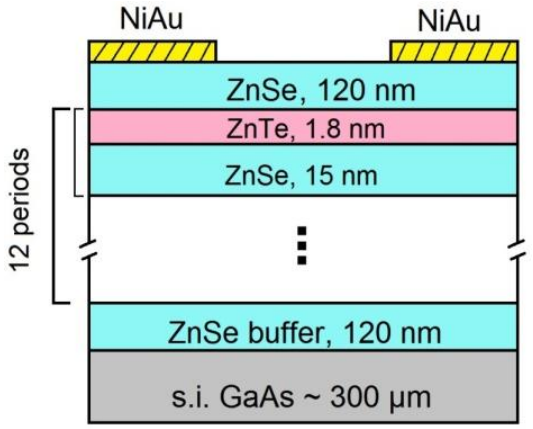


Рис. 1. Структура слоев МПМ-детектора

Рентгеновские исследования показали, что в гетероструктуре выбранной геометрии релаксации напряжений не произошло, поэтому МПМ-детектор на основе сверхрешетки ZnSe/ZnTe обладает низкими темновыми токами и высокой чувствительностью. Темновой ток составляет 10^{-12} А при напряжении смещения 40 В, что более чем на два порядка величины меньше, чем у AlGaN МПМ-детекторов с той же геометрией контактов [5], и сравнимо с темновыми токами МПМ-диодов на основе низкоразмерной гетероструктуры ZnCdS/ZnMgS/GaP [6].

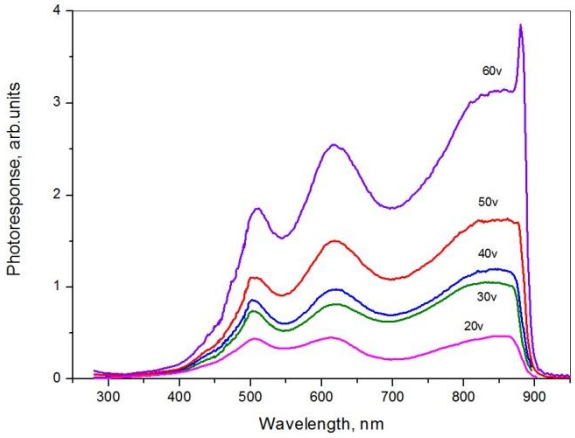


Рис. 2. Характеристики спектрального отклика МПМ-детектора на основе сверхрешетки ZnSe/ZnTe.

Спектр сигнала фотоотклика МПМ-диода (Рис. 2) показывает, что детектор обеспечивает детектирование оптического излучения в диапазоне длин волн 500-870 нм. Известно, что сверхрешетки второго типа позволяют осуществить сдвиг отклика детектора в более длинноволновой участок спектра в сравнении с исходными полупроводниками, образующими сверхрешетку, что иллюстрирует реальный отклик детектора с максимумом на длине волны 620 нм (Рис. 2). Положение максимума сигнала отклика детектора практически совпадает с максимумом спектра сигнала фотолюминесценции сверхрешетки ZnSe/ZnTe (Рис. 3). Всплеск отклика детектора на длине волны 515 нм мы объясняем интерференцией света между верхней и нижней границами полупроводниковой структуры при выбранной геометрии, его положение может быть смещено соответствующим изменением в суммарной толщине гетероструктуры. Следует также заметить, что в спектре фотоотклика детектора присутствует слабый всплеск на длине волны 470 нм, обусловленный покровным слоем ZnSe. Его низкая эффективность является результатом эффективного стока носителей заряда из поверхностного слоя к гетерограницам ZnSe/ZnTe и сильной поверхностной рекомбинацией. Увеличение смещения с 20 до 50 В дает некоторое приращение сигнала фотоотклика детектора без изменения формы его спектральной характеристики, а при 60 В приводит к существенному увеличению отклика детектора и сдвигу его максимальной чувствительности на длину волны 870 нм с последующим резким спадом. При больших напряжениях смещения удается исключить блокирующее действие гетеробарьера на границе раздела ZnSe/GaAs и детектор обеспечивает эффективный сбор фотоносителей из низлежащего GaAs. Этим объясняется узкополосный пик в сигнале фотоотклика детектора на длине волны 870 нм (край зоны поглощения GaAs) при напряжении смещения 60 В. Спектральная характеристика детектора (Рис. 2) демонстрирует возможность селективного детектирования трех отдельно стоящих длин волн видимого и инфракрасного участка спектра на одной фотодиодной структуре.

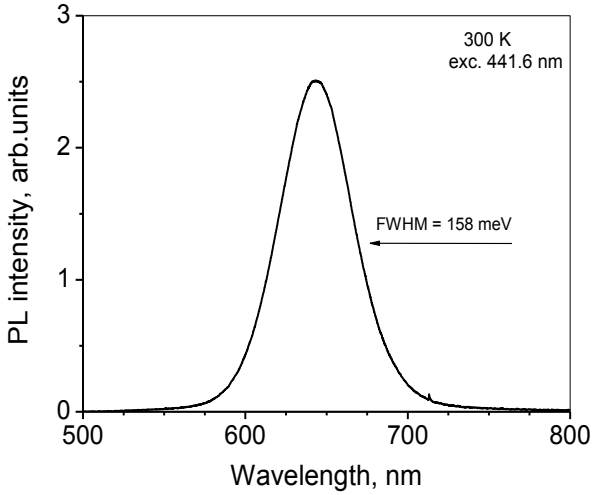


Рис. 3. Спектр сигнала фотолюминесценции сверхрешетки ZnSe/ZnTe

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 14-07-00014 и 15-07-02312).

Литература

1. H. Kroemer, G. Griffits // IEEE Electr. Dev. Lett. EDL-4, 20 (1983).

2. D.L. Smith, C. Mailhiot // Journal Appl. Phys., V. 62, 2545 (1987).

3. Ж.И. Алферов // ФТП Т. 32, 1-18 (1998).

4. N. Gautam, H.S. Kim, M.N. Kutty, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 96, 231107 (2010).

5. S.V. Averin, P.I. Kuznetzov, V.A. Zhitov, *et al.* // Solid State Electronics, V. 52. 618 (2008).

6. S.V. Averin, P.I. Kuznetzov, V.A. Zhitov, *et al.* // Solid State Electronics, V. 114, 135 (2015).

Сдвиг Гуса-Хенхен в структурах на основе силицена и графена

Е.С. Азарова*, Г.М. Максимова

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022.
*azarova.ekaterin@yandex.ru

Рассчитан сдвиг ГХ для волнового пакета, отражающегося от границы неоднородности, связанной с различными массами квазичастиц и наличием потенциала. Показано, что величина сдвига ГХ определяется проекцией спина и принадлежностью электронов различным долинам.

Введение

Эффект Гуса-Хенхен (ГХ) [1], как известно, состоит в том, что пакет электромагнитных волн, падающих на границу раздела двух диэлектриков, испытывает продольное смещение в условиях полного внутреннего отражения. Причиной этого является интерференция волн, образующих пакет и приобретающих различные фазовые сдвиги при отражении. Таким образом, этот эффект может быть реализован и для других типов волн, например, для акустических или волн де Бройля. Так, в работе [2] обнаружено смещение ГХ для спин-поляризованных нейтронов, отражающихся от пленки, приготовленной из магнитных материалов. В атомной оптике эффект Гуса-Хенхен предсказан для волнового пакета, сформированного двухуровневыми атомами, который проходит через лазерный 'slab' [3]. Работа Бинаккера с соавторами [4] инициировала изучение данного эффекта в графене и графеновых структурах. С развитием технологий эффект ГХ может найти применение при создании спинового и долинного фильтров или сплиттеров, а также исследовании фундаментальных вопросов времени туннелирования.

Метод расчета

В представляемой работе смещение ГХ рассчитано для волнового пакета, отражающегося от интерфейса $x = 0$, разделяющего графеновые (или силиценовые) структуры, характеризуемые различными параметрами щели $\Delta(x)$ и наличием потенциала $V(x)$ (рис. 1). Эффективный гамильтониан рассматриваемых структур имеет вид

$$\hat{H} = \hbar \upsilon_F \left(k_x \tau_x - \eta k_y \tau_y \right) + \Delta(x) \tau_z + V(x) I , \qquad (ф1)$$

где υ_F –скорость Ферми, $\tau_{x,\ y,\ z}$ – матрицы Паули, $\eta = \pm 1$ – индекс долины. В отличие от графена, 'пухлая' структура силицена дает возможность управлять щелью с помощью электрического поля E_z, так что $\Delta(x) = \Delta_{si}(x) = lE_z - \eta \lambda_{so} s_z$. Здесь $2l$ – смещение подрешеток силицена, λ_{so} – константа спин-орбитального взаимодействия, $s_z = \pm 1$ – проекция спина. Сдвиг отражѐнного пучка электронных волн с энергией E, падающих на границу под углом θ_0, был найден с помощью стандартного метода стационарной фазы.

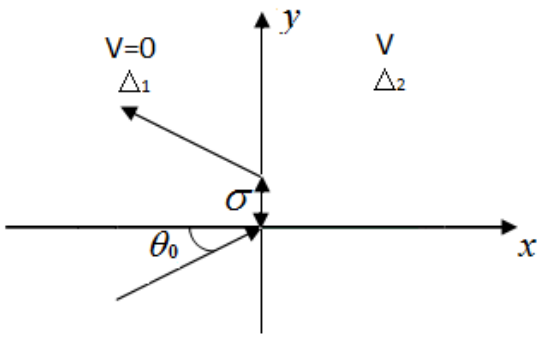


Рис. 1. Схематичное изображение модели

При соответствующем выборе параметров полученное аналитическое выражение для $\sigma(E, \theta_0)$ может быть применено как для щелевого графена, в частности с неоднородной щелью, так и для силицена – материала, активно исследуемого в последнее время как теоретически, так и экспериментально (см., например, [5, 6]).

Результаты и обсуждение

Смещение ГХ для отражѐнных волн возникает в условиях полного отражения при углах падения θ_0, превышающих критический угол θ_c

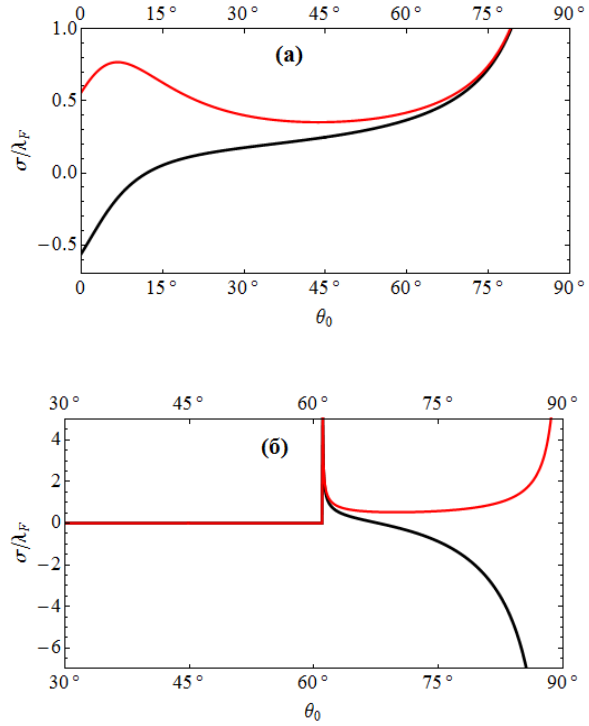


Рис. 2. Угловая зависимость сдвига ГХ в графене для электронов, принадлежащих *K*-долине ($\eta = 1$, черная линия) и *K'*-долине ($\eta = -1$, красная линия) при (а) $E = 100$ мэВ, $V = 80$ мэВ, $\Delta_1 = \Delta_2 = 26{,}5$ мэВ и (б) $E = 35$ мэВ, $V = 15$ мэВ, $\Delta_1 = 26{,}5$ мэВ, $\Delta_2 = 0$

$$\theta_c = \arcsin\sqrt{\frac{(E-V)^2-\Delta_2^2}{E^2-\Delta_1^2}} \qquad (\text{ф}2)$$

и может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Рис. 2(а) иллюстрирует зависимость смещения ГХ для щелевого графена ($\Delta_1 = \Delta_2$). Здесь параметры подобраны таким образом, что явление полного внутреннего отражения осуществляется при всех углах θ_0. Как видно из графика, при нормальном падении смещения электронов, принадлежащих разным долинам, отличаются только знаком, с ростом угла падения эта разница сдвигов уменьшается практически до нуля. Наше рассмотрение показывает, что наличие щели в спектре графена приводит к снятию долинного вырождения. Исключением является отражение волнового пакета от границы *p-n*-перехода в бесщелевом графене [4] и от резкого гетероперехода, разделяющего бесщелевую ($\Delta_1 = 0$) и щелевую ($\Delta_2 \neq 0$, $V = 0$) графеновые структуры. В последнем случае сдвиг ГХ определяется простым выражением

$$\sigma(E,\theta_0) = \frac{\hbar \upsilon_F tg\theta_0}{\sqrt{\Delta^2 - E^2\cos\theta_0}}. \qquad (\text{ф}3)$$

При используемых параметрах характерная величина сдвига σ составляет порядка λ_F. Из рассмотренных нами случаев наибольшая разница между сдвигами потоков электронов, принадлежащих разным долинам, наблюдается при паде-

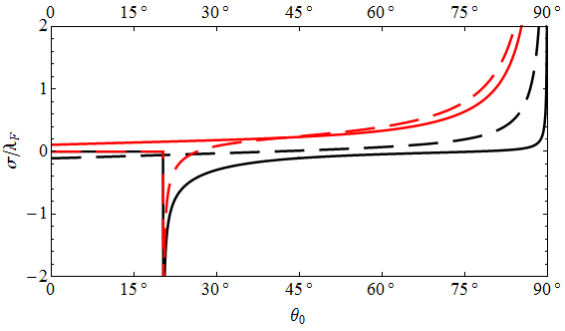


Рис. 3. Угловая зависимость сдвига ГХ в силицене для электронов, принадлежащих *K*-долине (черная линия) и *K'*-долине (красная линия) со спином вверх (сплошная линия) и спином вниз (штриховая линия) при $\lambda_{so} = 3{,}9$ мэВ, $E_{z1} = 0$, $E_{z2} = 1{,}8\ \lambda_{so}$, $E = 2\ \lambda_{so}$, $V = 3\ \lambda_{so}$

нии пучка из щелевого в бесщелевой графен ($\Delta_1 \neq 0$, $\Delta_2 = 0$) (рис. 2 (б)). Так, при $\theta_0 \approx 80$ разность $\Delta\sigma \sim 4\ \lambda_F \approx 700$ нм.

В силицене зависимость эффективной щели от s_z приводит к снятию не только долинного, но и спинового вырождения. Результаты расчетов величины сдвига ГХ для различных значений проекции спина и для разных долин при характерных значениях параметров силицена [7, 8] приведены на рис. 3.

Литература

1. F. Goos and H. Hanchen // Annals of Physics, V. 436, 333 (1947); V. 440, 251 (1949).
2. Victor-O. de Haan, Jeroen Plomp, Theo M. Rekveldt *et al.* // Physical Review Letters, V. 104, 010401 (2010).
3. J. Huang, Z. Duan, H.Y. Ling, and W. Zhang // Physical Review A,V. 77, 063608 (2008).
4. C.W.J. Beenakker, R.A. Sepkhanov, A.R. Akhmerov, and J. Tworzydlo // Physical Review Letters,V. 102, 146804 (2009).сдвиг
5. C.-C.Liu, W.Feng and Y.Yao // Physical Review Letters,V. 107, 076802 (2011).
6. А.В. Герт, М.О. Нестоклон, И.Н. Яссиевич // ЖЭТФ, Т. 148, 133 (2015).
7. A. Yamakege, M. Ezawa, Yu. Tanaka and N. Nagaosa // Physical Review B, V. 88, 085322 (2013).
8. Kh. Shakouri, P. Vasilopoulos, V. Vargiamidis and F. M. Peeters // Physical Review B, V. 90, 125444 (2014).

Анизотропия магнитоемкости пленок PbSnTe<In>/BaF_2 при гелиевых температурах

А.Н. Акимов, А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, В.Н. Шумский, В.С. Эпов*

ИФП СО РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.
*epov@isp.nsc.ru

Проведены измерения угловых зависимостей емкости структур на основе пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$<In> в магнитном поле $B \le 4$ Тл. Показано, что зависимости имеют ярко выраженный анизотропный характер. При этом модуляция емкости при изменении направления магнитного поля достигает 50% и более.

Введение

Исследованы пленки узкозонного твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xTe$<In> состава $x \approx 0{,}25 – 0{,}28$ ($E_g \approx 0{,}06 – 0{,}04$ эВ при $T = 4{,}2$ К) с содержанием индия около 1 – 2% и толщиной около 1 мкм, полученные методом МЛЭ на подложках (111) BaF_2. Методом фотолитографии на поверхности пленок формировалась пара металлических контактов (In, Ti/Al), разделенных узким (0,0032 см) и длинным (около 0,5 см) зазором. Измерения проводились в жидком гелии при экранировании фонового излучения. В этих условиях сопротивление структур при нулевом напряжении смещения $U = 0$ превышало 10^{10} Ом. Это позволило надежно измерять емкости структур в диапазоне частот $f \approx 100 – 10000$ Гц, значения которых из-за большой величины диэлектрической проницаемости $Pb_{1-x}Sn_xTe$ [1] достигали десятка пикофарад. Измерения проводились в магнитных полях $B \le 4$ Тл. Использовалось «вращение» B в различных плоскостях на угол до 450 градусов.

Результаты и обсуждение

В качестве примера на рисунке 1 показана угловая зависимость емкости одного из образцов, измеренная на частоте $f = 4000$ Гц тестирующего сигнала амплитудой 50 мВ и при дополнительном постоянном напряжении смещения $U = 1{,}5$ В. Две кривые соответствуют двум независимым измерениям. Плоскость «вращения» B перпендикулярна плоскости подложки и направлению электрического поля. Углы $\alpha = 0$ и $\alpha = 180$ градусов соответствуют направлениям B, перпендикулярным плоскости подложки, углы $\alpha = 90$ и $\alpha = 270$ градусов – параллельно плоскости подложки (вдоль зазора между металлическими контактами). В приближении плоского конденсатора для выбранной геометрии экспериментальных структур значение емкости $C = 10$ пФ соответствует значению диэлектрической проницаемости приблизительно $\varepsilon \approx 7000$.

Видно, что наблюдается сильная (свыше 50%) модуляция емкости при изменении направления B. На угловой зависимости емкости присутствует ряд воспроизводимых особенностей. Выраженные максимумы при $\alpha = 90$ и $\alpha = 270$ градусов соответствуют отклонению электронов магнитным полем к границе с подложкой и к свободной поверхности соответственно. Можно заметить, что эти максимумы качественно различны, что свидетельствует о существенном вкладе в наблюдаемый эффект поверхностей пленки.

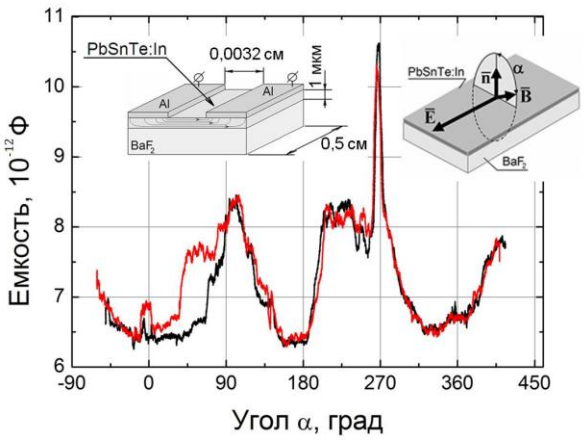


Рис. 1. Угловые зависимости емкости структуры на основе пленки PbSnTe<In>. Две кривые соответствуют двум независимым измерениям в одинаковых условиях. На вставках приведены схематичные изображения: слева – экспериментальной структуры, справа – взаимной ориентации электрического и магнитного полей. Температура измерений $T = 4{,}2$ К

Полученные результаты на качественном уровне согласуются с данным по гигантскому (до 5-ти порядков величины) изменению тока в аналогичных

структурах [2] в режиме его ограничения пространственным зарядом в присутствии ловушек [3]. Обсуждается модель наблюдаемых явлений, основанная на представлениях о сложном энергетическом спектре ловушек в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ с учетом влияния поверхностей пленок. Кроме того, в рамках этой модели описываются такие явления, как долговременная релаксация фотопроводимости, резонансная фотопроводимость в терагерцевой области спектра, наблюдаемые в $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$.

Литература

1. H. Lehmann, G. Nimtz, L.D. Haas, T. Jakobus // Appl. Phys., V. 25, 291 (1981).
2. A.E. Klimov, V.N. Shumsky, and V.S. Epov // Surface Sciences Symposium 2012, March 10-17, 2012, St. Christoph am Arlberg, Austria, p. 75-76.
3. М. Лампперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973.

Получение мощных СВЧ-транзисторов и микросхем на основе GaN с использованием комплекса российского технологического оборудования

А.Н. Алексеев[1], С.И. Петров[1]*, В.В. Мамаев[1,3], Д.М. Красовицкий[2], В.П. Чалый[2]

1 ЗАО «НТО» (, 194156, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27.

2 ЗАО «Светлана-Рост», 194156, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27.

3 СПбГПУ, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29.

*petrov@semiteq.ru

Показано использование всего комплекса оборудования SemiTEq на примере проведения замкнутого цикла основных технологических операций изготовления мощного полевого СВЧ транзистора на основе нитрида галлия в ЗАО «Светлана-Рост».

Введение

Среди всего спектра материалов особый интерес представляют нитриды металлов третьей группы (III-N), так как они обладают уникальными свойствами и интенсивно исследуются с целью создания оптоэлектронных и СВЧ мощных высокотемпературных приборов на их основе. Одной из основных проблем при изготовлении приборов на основе III-нитридов является отсутствие недорогих согласованных по параметру решетки подложек. Выращивание на рассогласованных подложках приводит к высокой плотности дислокаций в GaN, что усложняет задачу получения приборных гетероструктур. В настоящей работе представлены результаты выращивания транзисторных гетероструктур и показаны результаты их приборного применения.

Эксперимент

Транзисторные гетероструктуры на основе GaN с рекордно низкой для МЛЭ плотностью дислокаций ($9 \cdot 10^8$ см$^{-2}$) были выращены на подложках Al_2O_3 (0001) и SiC на отечественных установках МЛЭ STE3N. Уменьшение плотности дислокаций было достигнуто главным образом за счет экстремально высокой для МЛЭ температуры роста буферного слоя AlN ($T_{роса}$ 1100-1150°C). Полученные значения плотности дислокаций и подвижности электронов соответствуют хорошему уровню для слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ, и в несколько раз превосходят аналогичные значения для метода МЛЭ. Использование указанных слоев GaN в двойной гетероструктуре с барьерным слоем $Al_xGa_{1-x}N$ (x=0.26-0.28) позволило контролируемо получать требуемые электрофизические характеристики в двумерном электронном газе (концентрация и подвижность электронов в диапазоне $(1,6\text{-}1,7) \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ и 1500-1700 см^2/В·с). Однородность слоевого сопротивления была оптимизирована до ±1,5% для пластины диаметром 3 дюйма, а прогиб структуры уменьшен до уровня исходной подложки SiC (менее 15 мкм).

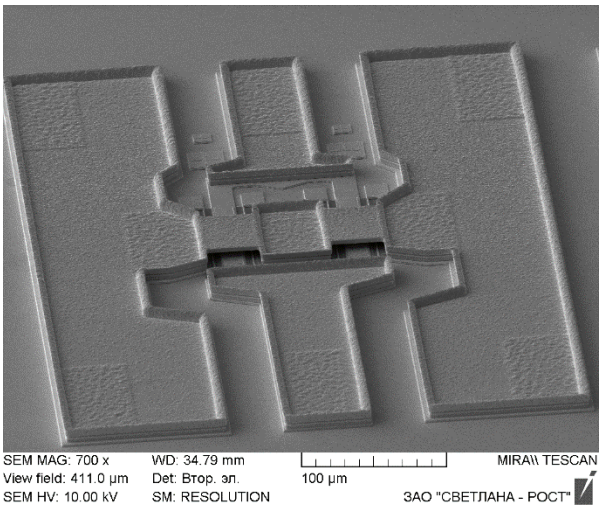


Рис. 1. Изображение тестового СВЧ-транзистора с многоуровневой металлизацией и субмикронным затвором на GaN-DHFET

Процессы металлизации были проведены в установке STE EB71, основными особенностями которой являются низкий уровень предельного вакуума – менее 1×10^{-7} Па, наличие шлюзовой камеры для загрузки и выгрузки образцов (что существенно сокращает время достижения рабочего вакуума перед началом технологического процесса) и использование ионной пушки для предварительной очистки образцов. Установка ориентирована как на интенсивные исследования и разработки, так и на мелкосерийный выпуск продукции, снабжена 6 кВт электронным лучом с линейным тигельным блоком (6 ячеек по 7 $см^3$) и обеспечивает неоднородность по толщине ±2% на трех одновременно обрабатываемых пластинах Ø3” с применением выравнивающей «маски». В качестве слоев металлизации омических контактов использовалась контактная система Ti/Al/Ni/Au. После операции металлизации образцы были подвергнуты плазмохимическому травлению для создания мезаизоляции, быстрому термическому отжигу и повторной фотолитографии для усиления контактов. Травление межприборной изоляции производилось на установке STE ICPe200 с использованием хлорсодержащей атмосферы. Значения сопротивления мезаизоляции R_{mesa} составили более 50 МОм, напряжение пробоя более 150 В. Термический отжиг металлических контактов производился на установке быстрого термического отжига STE RTA100**.** Полученные значения контактного сопротивления после процесса вжигания составили 0.35-0.6 Ом×мм. Для затворов использовалась система Ni/Au. Для защиты поверхности и уменьшения влияния эффекта захвата электронов на ловушки в приповерхностных состояниях была произведена пассивация поверхности слоем Si_3N_4 на установке STE ICPd200.

Применение указанных выше операций позволило получить DHFET с длиной затвора 0,5 мкм для широкополосных усилителей мощности 0.03-4.0 ГГц. Также получены транзисторы С-диапазона с удельной мощностью 5 Вт/мм и КПД 50%, демонстрирующие мощность до 20 Вт. Кроме того, показаны результаты получения МИС Х-диапазона мощностью 10 Вт.

Заключение

На примере цикла «разработка–производство» ЗАО «Светлана-Рост» показана возможность использования производимого ЗАО «НТО» в России комплекса технологического оборудования для основных операций технологического маршрута создания мощного нитридного транзистора. Рассмотрены отдельные, наиболее важные аспекты ключевых технологических процессов в ходе изготовления нитридных транзисторов и гетероструктур, которые обеспечены функциональными возможностями технологического оборудования.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 14-41-08048 р_офи_м и Программы стратегического развития БГТУ им. В.Г. Шухова на 2012–2016 годы.

Каскадный захват электронов на заряженные доноры в сильно легированных GaAs и InP

В.Я. Алешкин[1, *], Д.В. Козлов[1], Л.В. Гавриленко[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.
*aleshkin@ipmras.ru

Вычислены времена каскадного захвата электрона на заряженную примесь для случая импульсного и стационарного возбуждений примесной фотопроводимости в GaAs и InP. Показано, что эти времена заметно отличаются как друг от друга, так и от значения, даваемого формулой Абакумова-Переля-Яссиевич при концентрации заряженной примеси больше 10^{10} см$^{-3}$. Обобщена формула Абакумова-Переля-Яссиевич, для сечения каскадного захвата в случае стационарного возбуждения. Найдены зависимости частоты каскадного захвата от концентрации заряженной примеси в GaAs и InP в случае импульсного возбуждения.

Введение

Основным механизмом захвата электрона на заряженную мелкую примесь является каскадный захват, при котором электрон двигаясь в окрестности притягивающего центра теряет свою энергию благодаря испусканию серии акустических фононов. Первая теория каскадного захвата электронов на притягивающий заряженный центр была предложена Лэксом [1]. В работе [2] было показано, что Лэкс неправильно вычислил вероятность термического выброса захваченного электрона и поэтому в работе [1] было получено неверное выражение для сечения захвата.

Подход, использованный в [2], был развит в ряде последующих работ (см. [3]). Выражения для сечений каскадного захвата, полученные в этих работах, хорошо описывали экспериментальные результаты для Ge и Si. В теории Абакумова-Переля-Яссиевич для описания релаксации энергии захваченного электрона в условиях стационарного возбуждения решалось кинетическое уравнение Больцмана в приближении Фоккера-Планка. Согласно этой теории частота каскадного захвата пропорциональна концентрации заряженной примеси. Частота каскадного захвата в этом подходе определяется как отношение темпа генерации неравновесных электронов к их концентрации в зоне проводимости. Однако имеется три важных вопроса к этой теории:

1. С ростом концентрации заряженной примеси время каскадного захвата становится порядка времени релаксации энергии электрона в зоне проводимости. Какова же зависимость частоты каскадного захвата от концентрации заряженной примеси в этом случае?

2. Время каскадного захвата можно определять по скорости убывания концентрации неравновесных электронов после кратковременного импульсного возбуждения. Совпадают ли времена каскадного захвата, определенные при стационарном и импульсном возбуждениях?

3. Присутствие заряженной примеси изменяет плотность делокализованных состояний вблизи дна зоны проводимости, что не было учтено в теории Абакумова-Переля-Яссиевич. Насколько это обстоятельство существенно для нахождения частоты каскадного захвата?

Цель данной работы – дать ответы на эти вопросы. Для этого был проведен расчет времени каскадного захвата в n-GaAs и n-InP при импульсном и стационарном возбуждениях.

Расчет частоты каскадного захвата

Для вычисления частоты каскадного захвата электрона на заряженный донор при импульсном возбуждении воспользуемся уравнением Больцмана. Для того, чтобы учесть влияние заряженной примеси на вероятность рассеяния, используем простейшую модель. В этой модели заряженные примеси расположены в кристалле не случайно, а регулярным образом - в центре кубов с длиной ребра $2R_0 = \left(N_D^+\right)^{-1/3}$, где N_D^+ - концентрация заряженных доноров. Потенциальная энергия электрона внутри куба равна $-e^2/\kappa r$ (центр координат выбран в месте положения примеси), где r - радиус-вектор, κ - диэлектрическая проницаемость, e - заряд электрона. Следующее приближение данной модели состоит в том, что электрон в делокализованном

состоянии внутри куба может двигаться в сфере радиуса R_0.

Для численного решения уравнения Больцмана интервал энергий (-6, 40) мэВ был разбит на 1150 одинаковых ячеек. Решение уравнение Больцмана сводится к решению системы уравнений, описывающих баланс электронов в ячейках.

Рис. 1

На рис. 1 приведены вычисленные зависимости частоты каскадного захвата от концентрации заряженных доноров в GaAs при возбуждения коротким световым импульсом длительностью 0.1 нс. Начальная энергия фотоэлектрона равна 0.1 мэВ.

Решая уравнение Фоккера-Планка для случая стационарного возбуждения можно получить следующее выражение для частоты каскадного захвата:

$$\frac{1}{\tau} = kT\left[\int_{E_i}^{E_0} dE' \frac{N_D^+ \mathrm{e}^{E'/kT}}{B(E')}\right]^{-1}\left[\int_{E_0}^{\infty} dE g(E)\mathrm{e}^{-E/kT}\right]^{-1} \quad (1)$$

где k - постоянная Больцмана, T - температура, g - плотность делокализованных состояний, E_0 - энергия, разделяющая локализованные и делокализованные состояния, $B(E)$ - функция, описывающая дрейф в уравнении Фоккера-Планка [3]. Формула (1) является обобщением формулы Абакумова-Переля-Яссиевич.

На рис. 2 приведены зависимости частоты каскадного захвата от N_D^+, при $T = 4.2$ К. Линия 1 соответствует численному решению уравнения Больцмана при импульсном возбуждении; линия 2 была получена с использованием (1); линия 3 соответствует формуле Абакумова-Переля-Яссиевич. Из рисунка видно, что при $N_D^+ = 10^{15}$ см$^{-3}$ различие между значениями линии 1 и 2 составляет около порядка, а между линиями 1 и 3 около двух порядков.

Рис. 2

Причина разницы между линиями 1 и 2, 3 состоит в том, что при импульсном возбуждении захватываются нетермализованные электроны, а при стационарном возбуждении - термализованные электроны.

На рис. 3 приведены зависимости обратного времени каскадного захвата от N_D^+ для InP. В InP слабее РА рассеяние электронов по сравнению с GaAs, поэтому частота каскадного захвата несколько меньше, чем в GaAs.

Рис. 3

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-02-00325).

Литература

1. M.Lax // Phys. Rev. V. **119**, 1502 (1960).
2. В.Н.Абакумов, И.Н.Яссиевич // ЖЭТФ, Т. **71**, 657 (1976).
3. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. Безызлучатебльная рекомбинация в полупроводниках // ПИЯФ. С.-Петербург (1997).

Влияние спин-орбитального взаимодействия на вероятности межподзонных переходов в квантовых ямах

В.Я. Алешкин[1, *], А.А.Дубинов[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.
aleshkin@ipmras.ru

Обсуждается влияние спин-орбитального взаимодействия, описываемого слагаемым Дрессельхауза, на вероятность перехода электрона между нижней и первой возбужденной подзонами размерного квантования в зоне проводимости квантовой ямы при нормальном падении излучения на квантовую яму. Вычислены матричные элементы межподзонных переходов в модели Кейна 8x8 в прямоугольной и треугольной квантовых ямах. Показано, что это взаимодействие определяет величину вероятности межподзонных переходов в прямоугольных квантовых ямах.

Введение

Хорошо известны два механизма, ответственные за межподзонные переходы электронов в Г-долине зоны проводимости при нормальном падении света на квантовую яму, – это зависимость эффективной электронной массы от энергии электрона [1] и зависимость эффективной электронной массы от координаты в гетероструктуре [2]. Зависимость эффективной электронной массы от энергии обусловлена непараболичностью электронного спектра за счет взаимодействия зоны проводимости и валентной зоны. Зависимость эффективной электронной массы от координаты в гетероструктурах обусловлена еѐ зависимостью от состава полупроводника.

В настоящей работе показано, что имеется еще один механизм приводящий к межподзонным переходам в зоне проводимости при нормальном падении света – спин-орбитальное взаимодействие в кристаллах без центра инверсии, которое описывается слагаемым Дрессельхауза. Данный механизм является доминирующим в прямоугольных квантовых ямах гетероструктуры GaAs/AlGaAs.

Расчет электронных состояний в квантовых ямах

Расчет электронных состояний был выполнен в модели Кейна 8x8, которая включает в себя состояния зоны проводимости и трех валентных зон. Гамильтониан был выбран в форме, использованной в работе [3] с добавлением слагаемых Дрессельхауза в виде, приведенном в [4].

Расчет был проведен для двух структур: прямоугольной GaAs 100 A квантовой ямы, заключѐнной между $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ барьерами, и для треугольной 100 A квантовой ямы, в которой доля алюминия изменяется линейно с координатой от 0 до 0.3. Треугольная яма также ограничена барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. На рис. 1, 2 приведены рассчитанные зависимости энергии электронов для двух нижних подзон размерного квантования в двух этих ямах. Полагалось, что ямы выращены на плоскости (001), волновой вектор электрона направлен вдоль направления [100]. Нижние индексы обозначают номер зоны (цифра). Знак "+" обозначает верхнюю подзону, а "-" нижнюю подзону в расщепившейся в результате спин орбитального взаимодействия подзоне размерного квантования. На вставках к рисункам представлены зависимости энергий расщепления в подзонах от волнового вектора электрона.

Рис. 1. Спектр электронов в двух подзонах размерного квантования 100 A прямоугольной квантовой ямы

Отметим, что расщепление электронного спектра подзон в прямоугольной и треугольной квантовых ямах обусловлено в основном слагаемым Дресельхауза. На рисунках 1 и 2 подзонам со знаком "+" соответствуют пунктирные линии, а подзонам со знаком "-" – сплошные линии.

Рис. 2. Спектр электронов в двух подзонах размерного квантования 100 А треугольной квантовой ямы

Расчет матричных элементов межподзонных переходов

Вероятность межподзонных переходов электрона при воздействии света пропорциональна квадрату матричного элемента координаты. Поскольку расщепление подзон мало, то для описания вероятности межподзонных переходов удобно пользоваться величиной:

$$x_{21} = \sqrt{|x_{2+,1+}|^2 + |x_{2-,1+}|^2 + |x_{2+,1-}|^2 + |x_{2-,1-}|^2}$$

где $x_{2\pm,1\pm}$ матричный элемент оператора $\hat{x}$ между соответствующими подзонами. Координата x направлена вдоль [100].

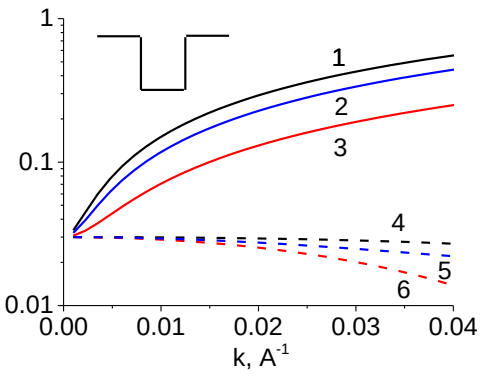


Рис. 3. Зависимости матричного элемента x_{21} от волнового вектора электрона в прямоугольной квантовой яме

На рис. 3, 4 приведены вычисленные зависимости x_{21} от волнового вектора электрона для прямоугольной и треугольной квантовых ям. Сплошные линии соответствуют расчету с учетом слагаемого Дрессельхауза, а пунктирные - без учета этого слагаемого. Линии 1 и 4 соответствуют случаю k||[100], линии 2 и 5 - k || [110], линии 3 и 6 - k || [010].

Из рис. 3 хорошо видно, что учет слагаемого Дрессельхауза увеличивает x_{21} почти на порядок при $k > 0.03$ А. Кроме того, учет этого слагаемого приводит к росту x_{21} с ростом k, в противном случае x_{21} уменьшается с ростом k.

Рис. 4. Зависимости матричного элемента x_{21} от волнового вектора электрона в треугольной квантовой яме

Из рис. 4 видно, что слагаемое Дрессельхауза в треугольной квантовой яме существенно увеличивает $x_{2\pm,1\pm}$ только для малых значений волнового вектора $k < 0.005$ А. Кроме того, учет этого слагаемого увеличивает $x_{2\pm,1\pm}$ в случае k||[010].

Проведенные расчеты показали, что учет слагаемого Дрессельхауза принципиально важен при расчете вероятностей межподзонных переходов электрона в прямоугольных квантовых ямах. Учет этого слагаемого важен для расчета вероятностей межподзонных переходов в треугольных ямах для состояний вблизи дна подзоны.

Литература

1. Y.Takada // J. Phys. Soc. Japan, V. 50, 1998 (1981).
2. R.Q.Yang // Phys. Rev. B, V.52, 11958 (1995).
3. E..Novik, A.Pfeuffer-Jeschke, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 72. 035321 (2005).
4. Оптическая ориентация / Под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. Глава 3. Л.: Наука, 1989.

Оптическая диагностика процессов экситонного возбуждения в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами

В.Я. Алешкин[1, 2], Л.В. Гавриленко[1, 2], Д.М. Гапонова[1, 2, *], З.Ф. Красильник[1, 2], Д.И. Крыжков[1, 2], К.С. Журавлев[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

*dmg@ipmras.ru

Экспериментально исследовано влияние ближнепольного механизма переноса экситонных возбуждений в AlGaAs/GaAs гетероструктурах с квантовыми ямами. Проведено исследование Штарковских сдвигов линий экситонной фотолюминесценции в гетероструктурах с различным уровнем остаточного легирования.

Явление переноса энергии между экситонными состояниями в квантовых ямах (КЯ), разделенных широкими туннельно-непрозрачными барьерами, описано в ряде экспериментальных работ, например [1, 2]. Механизмы, предлагаемые для описания данного явления, отличаются, однако чаще всего основываются на так называемой модели Фѐрстера-Декстера [3-6]. Эта модель подразумевает *безызлучательное электростатическое* взаимодействие между диполями в туннельно-несвязанных КЯ. Настоящая работа является продолжением исследования эффекта ближнепольного переноса энергии между КЯ [7, 8], а именно возрастания интенсивности сигнала фотолюминесценции (ФЛ) из КЯ при резонансном возбуждении экситонного перехода в соседней КЯ, отделенной от первой туннельно-непрозрачным барьером AlGaAs. Для объяснения наблюдаемого эффекта ранее использовалась модель *излучательного ближнепольного* переноса энергии между туннельно-несвязанными КЯ [7]. Этот механизм предполагает передачу энергии за счет поглощения света квантовой ямой, находящейся в ближней зоне излучающего экситона в другой КЯ. Однако как показано ниже, этот механизм не может полностью описать полученные экспериментальные результаты.

Гетероструктуры AlGaAs/GaAs, выращенные методом МОГФЭ, содержали по 3 КЯ различной толщины (10-20 нм), разделенные туннельно-непрозрачными барьерами шириной от 15 нм до 25 нм, доля алюминия в барьерах составляла 0.3 и 0.45. Экспериментально спектры ФЛ и ВФЛ данных гетероструктур исследованы при возбуждении непрерывным титан-сапфировым лазером «Matisse TR», перестраиваемым в области 700-950 нм с шагом 0.2 нм. Мощность возбуждения варьировалась от 0.1 мкВт до 50 мВт. Использовавшаяся ранее схема эксперимента не позволяла наблюдать сигнал ФЛ при непосредственном возбуждении на длине волны перехода. Из-за сильного рассеяния от сигнала возбуждающего лазера в спектрах ФЛ отстроиться не удавалось. После модификации экспериментальной установки было достигнуто значительное уменьшение сигнала рассеянного лазера

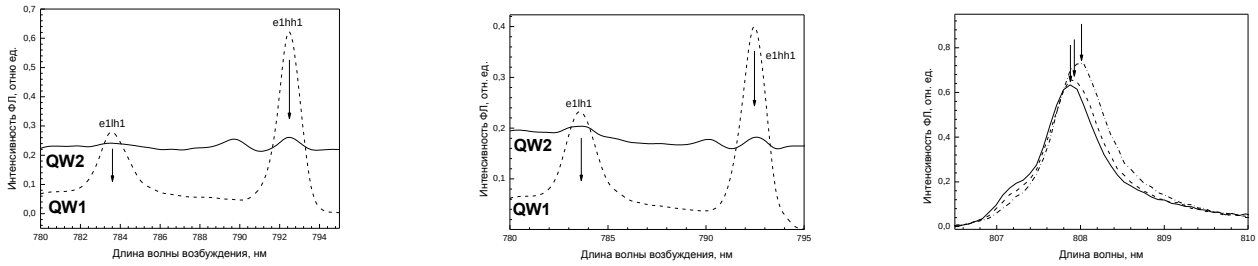
В рамках модели ближнепольного излучательного переноса энергии между КЯ можно рассчитать интенсивность излучения широкой КЯ QW2 при совпадении длины волны возбуждения с энергией легкого экситона e1lh1 в узкой КЯ QW1:

$$I_{QW2}(\omega) \propto (1-\alpha_{QW1}(\omega))\alpha_{QW2} + \alpha_{QW1}(\omega)(\alpha_h + \alpha_l + \alpha^{F}{}_2)/2, \quad (1)$$

где первое слагаемое отвечает поглощению свободными носителями заряда в QW2 лазерного излучения, дошедшего до QW2, второе - перепоглощению излучения из первой КЯ. Коэффициенты поглощения ближнепольного излучения α_h и α_l зависят от расстояния между КЯ (подробно описано в работе [7]). Таким образом, интенсивность ФЛ в более широкой яме $I_2(\omega)$ может быть выражена через интенсивность ФЛ в узкой КЯ $I_1(\omega)$ как:

$$I_2(\omega)=I_0+\beta(\omega)\, I_1(\omega). \quad (2)$$

Следовательно должно быть однозначное соответствие между величиной резонансного возрастания интенсивности сигнала ФЛ из КЯ и амплитудой сигнала экситонной ФЛ соседней КЯ.



а б в

Рис. 1. Спектры возбуждения ФЛ гетероструктуры GaAs/AlGaAs (x=0.3, QW1 8 нм, QW2 11 нм) при мощности возбуждения a) 0.5 мкВт b) 20 мкВт; в) изменение положения максимума ФЛ e1hh1 QW2 при прохождении лазером основного резонанса в QW1: сплошная кривая – длина волны возбуждения меньше e1hh1 QW1, пунктирная кривая – при возбуждении в резонанс, штрихпунктирная кривая – длина волны возбуждения больше длины волны основного экситонного перехода в QW1

На рис. 1 (а) и (б) приведены спектры возбуждения ФЛ в двух КЯ в гетероструктуре с x=0.3, на рис. 1 (в) - спектры ФЛ основного экситонного перехода в широкой КЯ QW2 при изменении длины волны возбуждения вблизи перехода e1hh1 узкой КЯ. На рис. 1(a) соотношение интенсивности ФЛ QW1 тяжелого и легкого экситонов порядка двух, в то время как увеличение сигнала из QW2 на этих длинах волн отличается кардинально. В спектрах, приведенных на рис. 1(b) для QW1 отношение интенсивностей линий, соответствующих e1hh1 и e1lh1 чуть больше двух, тогда как для QW2 соотношение интенсивностей пика порядка единицы. Таким образом, объяснить наблюдаемый эффект полностью в модели ближнепольного переноса невозможно. Какой же иной механизм может приводить к подобному эффекту? На рис. 1 (в) показано изменение положения линии, соответствующей основному экситонному переходу в QW2 в зависимости от длины волны возбуждения. Видно, что положение линии меняется при прохождении лазером длины волны основного экситонного перехода в QW1, что может быть обусловлено изменением величины встроенного электрического поля, т.е. квантово-размерным эффектом Штарка. Как было показано в [9], из-за остаточных примесей в барьерах гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных из металлорганических соединений, концентрация носителей заряда в КЯ может достигать 10^{14} - 10^{15} $см^{-2}$. При захвате на долгоживущие состояния они могут создавать встроенное электрическое поле. Фотовозбужденные электроны и дырки, возникающие при резонансном возбуждении в экситонную линию, изменяют напряженность этого поля, в том числе и в соседней яме, вследствие кулоновской экранировки. Изменение электрического поля приводит к изменению перекрытия волновых функций электронов и дырок и, соответственно, к изменению интенсивности излучения. Таким образом, на интенсивность ФЛ может влиять как процесс ближнепольного перепоглощения, так и изменение напряженности электрического поля. Проведенные эксперименты показали, что изменение интенсивности ФЛ может значительно (в 2 и более раз) превышать теоретически оцененную величину для ближнепольного эффекта, а в ряде экспериментов наблюдается и уменьшение интенсивности ФЛ широкой КЯ при резонансном возбуждении экситонных переходов в узкой КЯ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-02-00635) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН.

Литература

1. A. Tomita, J. Shah, R.S. Knox. // Physical Review B, V. 53, 10793 (1996).
2. D.S. Kim, H.S. Ko, Y.S. Lim *et. al*. // Journal of the Optical Society of America B, V. 13, 1210 (1996).
3. Т.С. Шамирзаев, Д.В. Дмитриев, Л.Л. Свешникова, П. Тронк. // Письма в ЖЭТФ, Т. 94, 828 (2011).
4. Th. Förster. // Annals of Physics (Leipzig), V. 2, 55 (1948).
5. D.L. Dexter. // Journal of Chemical Physics, V. 21, 836 (1953).
6. S.K. Lyo. // Physical Review B, V. 62, 13641-13656 (2000).
7. В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова, Д.И. Крыжков *и др.* // ЖЭТФ, Т. 144, 1080 (2013).
8. В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова *и др.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 94, 890 (2011).
9. E.E. Mendez, F. Agulló-Rueda and J.M. Hon. // Physical Review Letters, V. 60, 2426 (1988).

Тушение люминесценции двумерной электронно-дырочной жидкости под действием баллистических фононов

Д.Ф. Аминев[1,*], В.С. Кривобок[1], А.Ю. Клоков[1], С.Н. Николаев[1], А.И. Шарков[1], А.В. Новиков[2]

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 111991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*amdenis@yandex.ru

Исследовано влияние потока баллистических фононов на спектры низкотемпературной (5 К) фотолюминесценции структуры с одиночной квантовой ямой $Si_{1-x}Ge_x$ (x = 4.5%) толщиной 5 нм. Обнаружено немонотонное изменение интенсивности излучения квазидвумерной электронно-дырочной жидкости и экситонов вызванное воздействием фононных импульсов. Показано, что неравновесные фононы модифицируют процессы обмена носителями между электронной подсистемой квантовой ямы и объемного кремния.

Введение

Интерес к квантовым ямам (КЯ) SiGe/Si с малым содержанием германия (до 6-7%) вызван возможностью образования в них квазидвумерной электронно-дырочной жидкости [1, 2]. Энергия связи на пару частиц в двумерной ЭДЖ [3] в SiGe/Si квантовых ямах составляет 1-5 мэВ. Такие КЯ могут оказаться подходящим объектом для реализации бесконтактного детектирования акустических фононов субтерагерцевого и терагерцевого диапазонов.

Эксперимент

В данной работе исследовалось влияние потока баллистических фононов на спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) для структуры с одиночной квантовой ямой SiGe/Si. Структура была выращена методом молекулярной пучковой эпитаксии на подложке Si (100) с высоким удельным сопротивлением 5 кОм·см. На подложку наращивался буферный слой Si 100 нм, затем слой $Si_{1-x}Ge_x$ (x=4.5%) толщиной 5 нм, и покровной слой 100 нм. При росте в центр квантовой ямы SiGe был добавлен δ слой бора (концентрация бора 10^{10} $см^{-2}$). На исследуемый образец со стороны подложки была термически напылена алюминиевая пленка толщиной 200 нм.

Спектр ФЛ в инфракрасной области анализировался при помощи решеточного монохроматора с линейной дисперсией 3.2 нм/мм. Сигнал регистрировался фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), который работал в режиме счета фотонов. Сигнал с ФЭУ суммировался цифровым осциллографом. Данная система обладает высокой чувствительностью и позволяет фиксировать сигнал с временным разрешением 2 нс.

Для возбуждения ФЛ использовался полупроводниковый лазер (длина волны излучения 660 нм), работающий в непрерывном режиме. Луч лазера фокусировался в пятно размером 1.5x1.5 $мм^2$ на поверхности образца со стороны квантовой ямы. Поток баллистических фононов создавался при помощи нагрева алюминиевой пленки излучением 3-й гармоники твердотельного лазера (длина волны 355 нм, длительность импульса 5 нс, энергия в импульсе 5 мкДж), размер пятна на образце составлял 1 $мм^2$. Часть излучения импульсного лазера отводилась на фотодиод (ФД на рис. 1), используемый для синхронного «запуска» осциллографа.

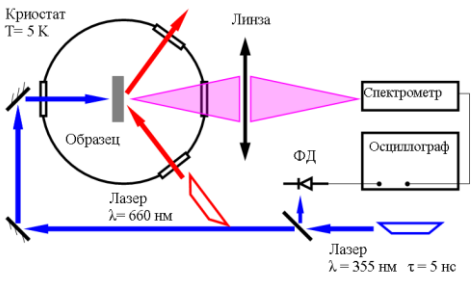


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

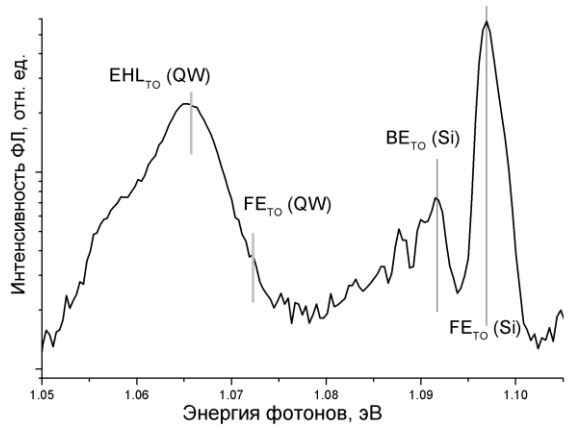


Рис. 2. Фрагмент спектра стационарной ФЛ исследуемой структуры

В эксперименте исследовалась временная зависимость ФЛ-линий излучения фононного повторения квазидвумерной ЭДЖ в КЯ (EHL_{TO}(QW), 1,066 эВ рис. 2) и линии фононного повторения излучения свободных экситонов в КЯ (FE_{TO}(QW), 1,072 эВ рис. 2). Полученные зависимости приведены на рис. 3.

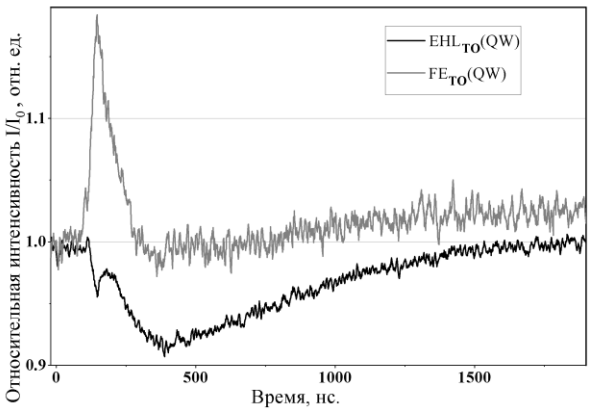


Рис. 3. Временная зависимость относительной интенсивности линий излучения ЭДЖ в КЯ и свободных экситонов в КЯ

Из них видно, что под действием неравновесных фононов интенсивность фотолюминесценции ЭДЖ (линия EHL(QW)) меняется не монотонно. Один из ожидаемых эффектов – тушение интенсивности излучения ЭДЖ под действием импульса фононов – мы связываем с острым пиком в районе 150 нс. Он совпадает с пиком увеличения интенсивности излучения свободных экситонов в яме (линия FE(QW)). Начало этого пика соответствует времени прихода поперечных акустических (ТА) фононов в область КЯ. Это позволяет утверждать, что под действием потока неравновесных фононов двумерная ЭДЖ частично испаряется и носители заряда связываются в экситоны. После прохождения короткого импульса баллистических фононов электронная подсистема КЯ остывает, происходит связывание экситонов в капли и увеличение интенсивности люминесценции ЭДЖ, что видно на рис. 3. Дальнейший временной ход интенсивности ФЛ можно объяснить исходя из предположения о том, что происходит «выброс» экситонов из ямы. Выброс экситонов из КЯ смещает равновесие между «газом» экситонов и ЭДЖ, что вызывает ускоренное испарение ЭДЖ. Достигнув минимального значения (на 9% меньше стационарной интенсивности), излучение ЭДЖ восстанавливается за 1,5 мкс. Это время характерно для экситонных процессов в объемном кремнии, то есть состояние электронной подсистемы КЯ возвращается к стационарному значению за счет обмена носителями с объемным кремнием.

Таким образом, экспериментально зафиксировано изменение интенсивности излучения квазидвумерной ЭДЖ в квантовой яме $Si_{1-x}Ge_x/Si$ под действием импульсов баллистических фононов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда грант №14 12-01425.

Литература

1. Т.М. Бурбаев, Е.А. Бобрик, В А. Курбатов, М.М. Рзаев, Н.Н. Сибельдин, В.А. Цветков, Ф. Шэффлер // Письма в ЖЭТФ, 85, 410 (2007).
2. V.S. Bagaev, V.S. Krivobok, S.N. Nikolaev, A.V. Novikov, E.E. Onishchenko, M.L. Skorikov // Phys. Rev. B, 82, 115313 (2010).
3. В.С. Багаев, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, М.Л. Скориков, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов // Письма в ЖЭТФ, 94, 63 (2011).

Спектры и кинетика люминесценции структур с нанокристаллами кремния в диоксиде кремния и аморфном кремнии

Б.А. Андреев[1,2] *, А.Н. Яблонский[1,2], Л.В.Красильникова[1,2], А.В. Ершов[2], Д.А. Грачев[2], Р.А. Корнев[3], П.Г. Сенников[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

2 ННГУ им. Н.И.Лобачевского пр.Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950.

3 Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН. ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603950.

*boris@ipmras.ru

В докладе сообщается о результатах сопоставления люминесцентных свойств нанокристаллов кремния, формируемых в матрице диоксида кремния методом послойного физического осаждения NC-Si/SiO_2/NC-Si/SiO_2/…и в структурах NC-Si/a-Si при плазмохимическом осаждении. Обнаружены особенности в спектрах, спектрах возбуждения и кинетике люминесценции структур, полученных плазмохимическим осаждением из SiF_4. Обсуждаются люминесцентные свойства фторированных структур NC-Si/a-Si.

Введение

Нанокристаллы кремния (NC-Si) в диэлектрических и полупроводниковых матрицах интенсивно исследуются в связи с квантово-размерными эффектами и важными приложениями в качестве излучающих и фотовольтаических устройств [1,2]. Структуры с нановключениями кремния в матрицу SiO_2 демонстрируют интенсивную люминесценцию в ИК и видимом диапазоне. Структуры с NC-Si в аморфном кремнии интересны в качестве фотовольтаических и светодиодных устройств.

Исследования обозначили ряд проблем, препятствующих практическому применению таких структур в качестве новых излучающих устройств: наличие коротковолновой границы эмиссии вблизи ~ 0.6 мкм (~ 2.0 эВ) при уменьшении размера NC-Si, связанной с возрастающей долей поверхностного кислорода [3]; падение эффективности люминесценции для наиболее мелких кристаллов вследствие образования автолокализованных экситонов (STE) [4]. В то же время полоса ФЛ нанокристаллов кремния в Si_3N_4 сдвигается до 0.41 мкм (3 эВ) с уменьшением NC-Si до 2.6 нм [5]. ФЛ пористого кремния, поверхность которого покрыта водородом, демонстрирует сдвиг до 3.5 эВ при уменьшении нанокристаллов [6]. Таким образом, изменение состояния поверхности позволяет управлять люминесцентными свойствами NC-Si. Цель работы - определение люминесцентных свойств структур NC-Si/a-Si, полученных плазмохимическим осаждением из смеси H_2+ SiH_4+SiF_4 [7,8]. Проведено сопоставление люминесцентных свойств нанокристаллов кремния, формируемых в матрице диоксида кремния методом послойного физического осаждения NC-Si/SiO_2/NC-Si/SiO_2/… [9] и в структурах NC-Si/a-Si при модификации поверхности нанокристаллов фторированием при плазмохимическом осаждении.

Эксперимент

Исследуемые структуры NC-Si/a-Si содержали кристаллическую фазу со средним размером нанокристаллов от 2 до 4 нм (по данным метода КРС), многослойные NC-Si/SiO_2/NC-Si/SiO_2/… содержали нанокристаллы кремния со средним размером 2.5 и 3.5 нм.

Стационарная фотолюминесценция регистрировалась многоэлементным приемником Princeton Instruments (диапазон работы 0.62−1.7 мкм) или фотоумножителем (0.4-0.9 мкм) при накачке непрерывным лазером на длине волны 0.532 мкм. Для регистрации спектров возбуждения и кинетики люминесценции с наносекундным временным разрешением использовались оптический параметрический генератор MOPO-SL (SpectraPhysics) с длительностью импульсов 5 нс при частоте повторения 10 Гц, перестраиваемый в диапазоне λ=0.44 ÷ 2.5 мкм, и приемники Hamamatsu NIR-PMT в ИК области и фотоумножитель с рабочим диапазоном 0.4-

0.9 мкм. Спектральное разрешение обеспечивалось монохроматором SP2300 Princeton Instruments.

Результаты и обсуждение

Интегральная интенсивность в диапазоне λ=0.8÷1.1 мкм полосы люминесценции структур NC-Si/a-Si зависит от состава газовой смеси (см. рис.1) и максимальна при равном содержании SiH_4 и SiF_4 в смеси с водородом.

Рис. 1. Зависимости интегральной интенсивности ФЛ NC-Si/a-Si (Δ) и доли кристаллической фазы (⊕) от содержания SiF_4 в исходной смеси с SiH_4

Зависимости, приведенные на рис.1 показывают, что интенсивность ФЛ структур без послеростовой обработки коррелирует с долей кристаллической фазы, измеренной по спектрам КРС.

При увеличении доли нанокристаллов в аморфном кремнии становится возможным сопоставление спектров и кинетики ФЛ структуры NC-Si/a-Si (d=3 нм), выращенной из смеси SiF_4+H_2 [7] с данными для NC-Si (d=3.5 нм) в матрице SiO_2, приведенное на рис.2. В обоих случаях времяразрешенные спектры содержат две полосы эмиссии NC-Si: коротковолновую и длинноволновую, известные как F(fast)- и S(slow)-полосы, соответственно, и отличающиеся временами спада ФЛ. Для F-полосы это время значительно короче. S-полоса связана с излучательными переходами экситонов, локализованных в нанокристалле. Поскольку F-полоса связывается с поверхностными состояниями на границе NC-Si-SiO_2 [10] и отсутствует в бескислородных матрицах[11], то можно предположить, что наблюдаемое уменьшение вклада F-полосы в ФЛ NC-Si/a-Si (рис.2c) по сравнению с NC-Si в SiO_2 (рис.2a) связано с фторированием поверхности кремниевых нанокристаллов. Увеличение относительного вклада S-полосы ФЛ NC-Si/a-Si и наблюдаемый в спектре на рис. 2c заметный коротковолновый сдвиг свидетельствуют о взаимодействии излучающих центров, связанных с поверхностью и объемом нанокристаллов кремния, соотношение между которыми изменяется при фторировании.

Спектры возбуждения ФЛ S-полосы для двух типов структур существенно различны: для NC-Si/SiO_2 спектр возбуждения (рис.2b) близок к спектру поглощения нанокристаллов, для структур NC-Si/a-Si спектр (рис.2d) имеет максимум вблизи 2.3 эВ. Можно предположить, что одной из причин пикового характера спектра является участие аморфной матрицы в процессе рекомбинации.

a b c d

Рис. 2. Спектры ФЛ с временным разрешением и спектры возбуждения ФЛ NC-Si/SiO_2(a,b) и NC-Si/a-Si (c,d). (T=300K)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Проект №15-02-05086).

Литература

1. L. Pavesi, R. Turan, (eds) Silicon Nanocrystals; Fundamentals, Synthesis, and Applications (Wiley-VCH, 2010).
2. F. Priolo, *et al.* // Nature Nanotechnology 9 (1), pp. 19-32 (2014).
3. A. B. Filonov *et al.* // Phys. Rev., B. **65**, 195317 (2002).
4. O.B. Gusev *et al.* // ЖЭТФ, 145(5), 830 (2014).
5. T-Y. Kim, *et al.* // Appl. Phys. Lett., **85**, 22, 5355 (2004).
6. D. Kovalev *et al.* // Phys. stat. sol. (b), **215**, 871 (1999).
7. П.Г. Сенников *и др.* // ФТП, **43**(7) 1002 (2009).
8. P G Sennikov *et al.* // J. Phys.: Conf Ser. **514,** 012002 (2014).
9. А.В. Ершов *и др.* // ФТП, 47(4), 460 (2012).
10. S. Takeoka *et al.* // Phys.Rev.B,**62**(24), 16820 (2000).
11. T.-Y.Kim // Appl. Phys.Lett., **85** (22), 5355 (2004).

Плазмонные метамолекулы: лазирование и флуоресценция

Е.С. Андрианов[1,2], Н.М. Щелкачев[1,3*], А.А. Пухов [1,2]

1 Московский физико-технический институт, г. Москва, Россия.

2 Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия.

3 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, г. Черноголовка, Россия.

*nms@itp.ac.ru

Рассматривается метамолекула, состоящая из бозонной моды, скоррелированной с двухуровневой системой: это может быть, например, плазмонная мода, взаимодействующая с квантовой точкой. Мы рассматриваем диапазон параметров, когда все характерные энергетические масштабы (накачка, диссипация…) и корреляционные энергии одного порядка. Вычисления методом неравновесного квантового Монте-Карло показали, что флюоресценция метамолекулы сопровождается значительным сужением спектральной линии и расщеплением функции Вигнера в широком диапазоне интенсивности накачки. Этот эффект может быть связан с квантовым стохастическим резонансом.

Введение

Плазмонный резонанс представляет собой коллективные колебания носителей заряда в твѐрдом теле или жидкости. В последнее время наметился значительный прогресс в понимании и применении плазмонных эффектов на наномасштабах. Например, в биологических системах плазмонный резонанс на плазмонных наночастицах может приводить к гигантскому усилению полезного сигнала рамановской спектроскопии [1]. Другое важное применение плазмоники связано с созданием наногенераторов когерентного ближнего поля [2]. Схематически он представляет собой квантово-плазмонный прибор, состоящий из инверсно возбужденных квантовых точек (атомов, молекул), окружающих плазмонные наночастицы, см. рис.1. Такую систему принято называть плазмонной метамолекулой.

Плазмонная метамолекула

Под действием внешней накачки метамолекула ведет себя как нанолазер, только роль фотонов играют поверхностные плазмоны. Их локализация на наночастице создает условия для реализации обратной связи. Иными словами, происходит генерация и усиление ближних полей наночастицы за счѐт безызлучательной передачи энергии от квантовых точек. Из-за высоких потерь в наночастице сложно добиться генерации при взаимодействии с одной квантовой точкой. На практике для достижения генерации требуется использовать сразу несколько квантовых точек, взаимодействующих с наночастицей, см. рис.1.

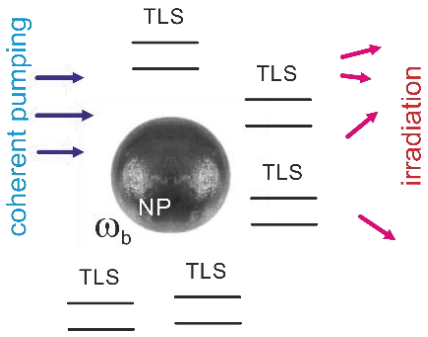


Рис. 1. Плазмонная наночастица, взаимодействующая с двухуровневыми системами

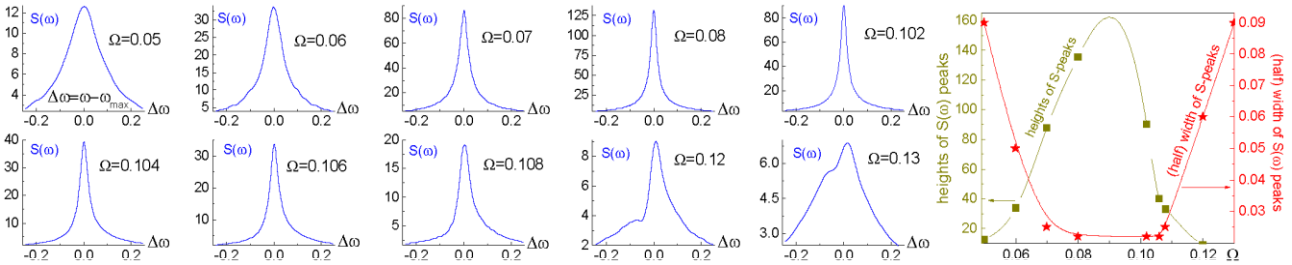


Рис. 2. Зависимость спектральной линии излучения от интенсивности накачки W

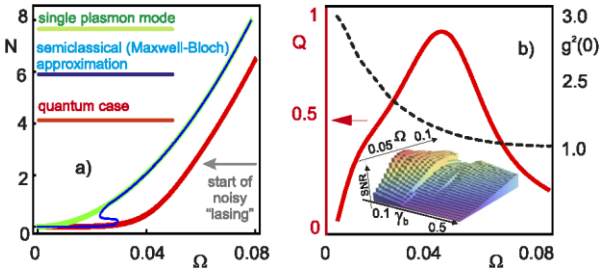


Рис. 3. Левый график: среднее плазмонное квантовое число. Красная кривая показывает точное решение квантовых уравнений на матрицу плотности, синяя кривая соответствует квазиклассическому приближению, а зеленая кривая – классический предел. **Правый график:** параметр Манделя и функция когерентности вблизи порога.

На первый взгляд, из-за высоких потерь в металлической наночастице, сложно ожидать от метамолекулы каких-либо когерентных эффектов, так как декремент затухания сопоставим с частотой Раби. Можно показать, точно решая уравнения на матрицу плотности системы, что квантовые флуктуации приводят к подавлению диссипации в определѐнном диапазоне изменения интенсивности накачки. Ширина спектральной линии в этом диапазоне уменьшается на порядок, интенсивность излучения резко увеличивается, см. рис. 2. Излучение когерентно в этом диапазоне [3]. Зависимость интенсивности излучения от накачки – монотонная кривая без чѐтко выраженного порога, см. рис.3.

Однако переход к режиму когерентного излучения все же имеет порог. Это можно заметить, изучая спектральные свойства матрицы плотности, где порогу лазирования соответствует топологическая бифуркация.

Основные результаты работы представлены на рис. 2 и 4, где показаны эволюция спектральной линии, матрицы плотности и функции Вигнера с ростом параметра накачки Ω.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 14-12-01185.

Литература

1. S. Nie and S. R. Emory // Science, V. 275, 1102 (1997).

2. M.A. Noginov *et al*. // Nature, V. 460 , 1110 (2009).

3. E.S. Andrianov, N.M. Chtchelkatchev, and A.A. Pukhov // Optics Letters, V. 40 , 2056 (2015).

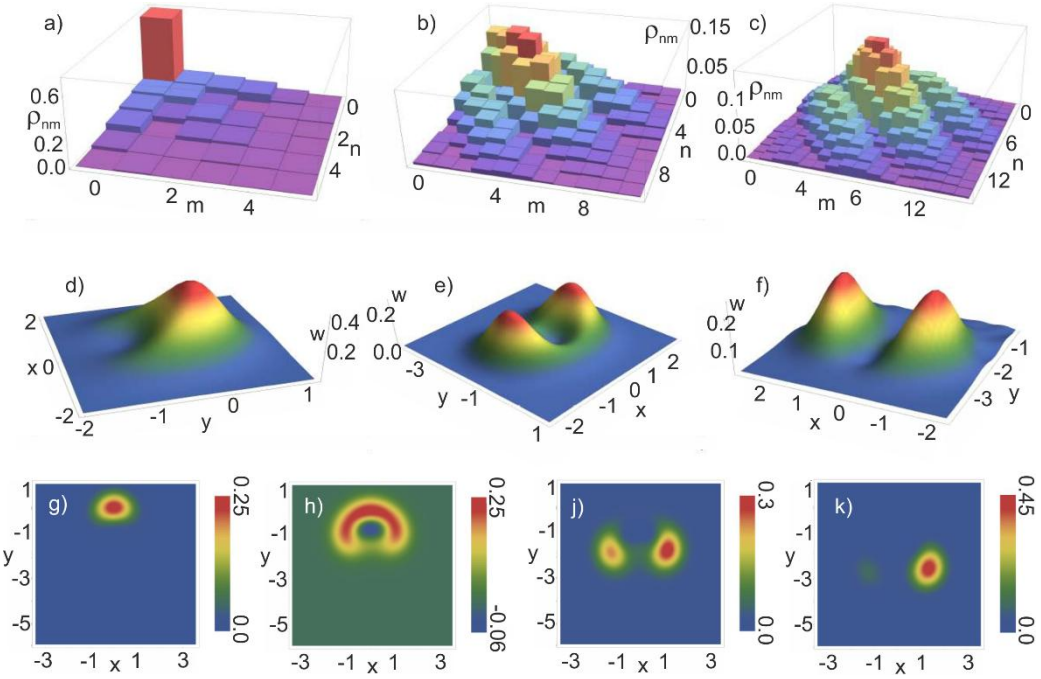


Рис. 4. Эволюция редуцированной плазмонной матрицы плотности (a-c), функции Вигнера (d-k) с ростом параметра накачки Ω. Параметры x и y – действительная и мнимая части когерентного состояния. Область параметров с мультимодальной матрицей плотности и разбиением функции Вигнера на два пика соответствует области сужения спектральной линии излучения. Графики (a),(d); (b),(e) и (c),(f) построены при накачке Ω=0.04, 0.06, 0.08; (g) Ω =0.03, (h) Ω =0.05, (j) Ω =0.07 и (k) Ω =0.09

Антипересечение уровней энергии кремниего-углеродного вакансионного центра, находящегося в политипах 4H, 6H, 15R карбида кремния

А.Н. Анисимов[1]*, Р.А. Бабунц[1], Д.О. Толмачев[1], Е.Н. Мохов[1], В.А. Солтамов[1], П.Г. Баранов[1], Г.В. Астахов[2], В.В. Дьяконов[2]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021.

2 Experimental Physics VI, Julius-Maximilian University of Wuerzburg, 97074 Wuerzburg, Germany.

*aan0100@gmail.com

В работе приведен экспериментальный анализ спектров антипересечения зеемановского расщепления парамагнитного спинового центра карбида кремния различных политипов, определены значения магнитных полей, при которых наблюдается антипересечение уровней, и показан пример экспериментальной кривой антипересечения уровней.

Введение

Недавно были обнаружены кремниего-углеродные вакансионные центры в различных политипах карбида кремния (V^-_{Si}–V^0_C), которые представляют собой вакансию кремния (на кремнии локализована плотность неспаренных электронов с суммарным спином 3/2) возмущенную не заряженной вакансией углерода [2]. Рассматриваемый центр обладает набором спиновооптических свойств, перспективных для применения в квантовых технологиях, аналогично хорошо известному NV-дефекту в алмазе Более подробно об этих свойствах написано в работах [1-9]. Как в NV-дефектах, так и в V^-_{Si}–V^0_C центрах существует уникальная возможность регистрировать оптически детектируемый магнитный резонанс (ОДМР) и антипересечение уровней энергии (LAC) в широком диапазоне температур вплоть до комнатной, что позволит использовать данный объект в термометрии, магнитометрии и создания биометок.

Объект исследования

Наличие физического эффекта оптического выстраивания спинов V^-_{Si}–V^0_C центра при облучении кристалла SiC инфракрасным (ИК) светом позволяет оптически регистрировать антипересечение зеемановских уровней (LAC) и магнитный резонанс (ОДМР) при комнатных температурах. Оси ансамбля спиновых центров в SiC ориентированы вдоль гексагональной кристаллографической оси (с-оси), основная спиновая плотность локализована на вакансии кремния. В политипах наблюдаются вакансии кремния в гексагональной и квазикубической позициях. Позиции вакансий отличаются параметром расщепления D тонкой структуры в спиновом гамильтониане:

$$H = g_e \mu_B BS + D[S_z^2 - (1/3)S(S+1)],$$

где $g_e \sim 2.0$ — электронный g-фактор, μ_B — магнетон Бора, S_z — проекция общего спина S на ось симметрии центра (в случае рассматриваемых здесь центров — это ось c кристалла SiC).

Макет ОДМР спектрометра

Регистрация спектров антипересечения уровней с проекцией спина 1/2 и 3/2 происходила на специально изготовленном макете ОДМР спектрометра. Блок-схема макета показана на рис. 1.

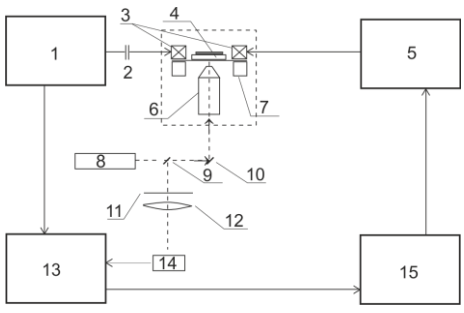


Рис. 1. Блок-схема макета ОДМР спектрометра

В состав макета ОДМР спектрометра входит НЧ генератор 1, конденсатор 2, катушка для модуляции

магнитного поля 3, исследуемый образец (например, 4H-SiC с активными спиновыми центрами) 4, управляемый блок питания магнита 5, объектив 6, сканирующий столик 7, лазер 8, полупрозрачное зеркало 9, зеркало 10, светофильтр 11, линза 12, синхронный детектор 13, фотоприемник (ФЭУ или фотодиод) 14, блок управления и регистрации 15.

Антипересечение уровней SiC

На рис. 2 показано зеемановское расщепление спинов V^-_{Si}–V^0_C центра ±3/2 и ±1/2 для политипа 4H-SiC. Расщепление уровней для других политипов отличается величиной D (табл. 1), она экспериментально получена с помощью ОДМР и по положению LAC. Когда уровни антипересекаются, возникает изменение населенности уровней участвующих в процессе люминесценции, что и регистрируется на макете ОДМР спектрометра. Места антипересечений на рисунке показаны жирными точками.

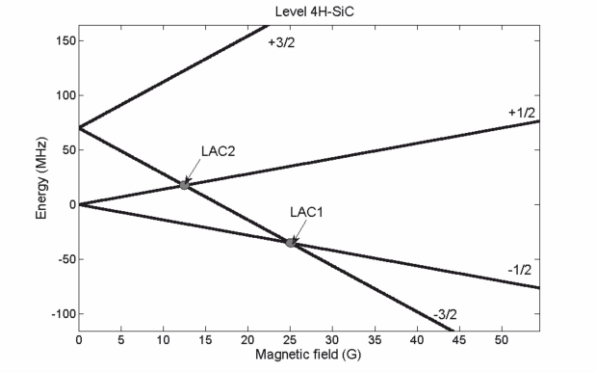


Рис. 2. Уровни энергии для V^-_{Si}–V^0_C центра ±3/2 и ±1/2 с *D*=35 МГц находящегося в 4H-SIC (Bllc)

Таблица 1. Значение магнитных полей антипересечений уровней и константы расщепления тонкой структуры *D* в политипах 4H, 6H, 15R SiC

Политип	4H-SIC	6H-SIC		15R-SIC		
D, МГц	35,0	13,5	63,5	6,5	25,4	69,0
LAC1, Гс	12,5	5,0	22,5	2,3	9,0	24,5
LAC2, Гс	25,0	10,0	45,0	4,6	18,0	49,0

Экспериментальные кривые

В ходе экспериментов было проанализировано несколько образцов каждого из политипов карбида кремния. По спектрам были получены значения константы расщепления тонкой структуры *D*. Пример спектра LAC для политипа 4H-SiC при комнатной температуре приведен на рисунке 3.

Изучение V^-_{Si}–V^0_C центров актуальны тем, что их спиновые свойства можно использовать в широком диапазоне температур и на их базе можно создать биологические метки, сенсоры магнитных полей и сенсоры температур.

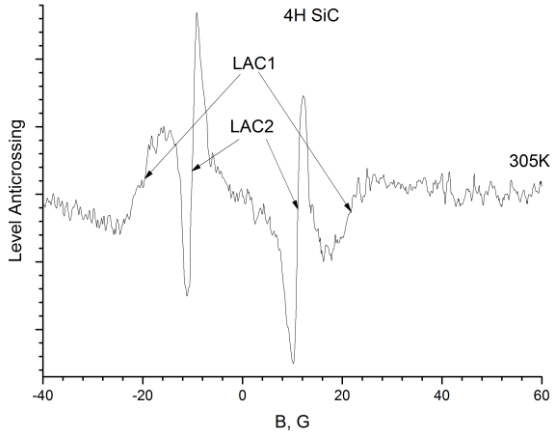


Рис. 3. Кривая антипересечений зеемановских уровней 4H-SiC квадруплетного центра с *D*=35 МГц (Bllc).

Работа поддержана Минобрнауки, соглашение № 14.604.20.0083, идентификатор проекта: RFMEFI60414X0083; РФФИ №14-02-91344 и №16-02-00877, а также РНФ №14-12-00859 за возможность использования высокочастотного ЭПР-ОДМР.

Литература

1. H. Kraus, P.G. Baranov, V. Dyakonov *et al. //* Scientific Reports, 4, 5303 (2014).
2. В.А. Солтамов, П.Г. Баранов Физика и др. // Физика твердого тела, 2015, том 57, вып. 5.
3. H. Kraus, P. G. Baranov, V. Dyakonov *et al. //* Nat. Phys. 10, 157 (2014).
4. V. S. Vainer and V. A. Il'in // Sov. Phys. Solid State 23, 2126 (1981).
5. E. Sörman, E. Janzén *et al. //* Phys. Rev. B, 61, 2613 (2000).
6. P. G. Baranov, J. Schmidt *et al.* // J. Exp. Theor. Phys. Lett. 86, 202 (2007).
7. P. G. Baranov, J. Schmidt *et al.* // Phys. Rev. B 83, 125203 (2011).
8. W. F. Koehl, D. D. Awschalom *et al. //* Nature (London) 479, 84 (2011).
9. V. A. Soltamov, I. I. Proskuryakov *et al. //* Phys. Rev. Lett., 108, 226402 (2012).

Анализ состояния экситонной подсистемы полупроводниковых гетероструктур при помощи излучения субтерагерцового диапазона

В.С. Багаев, А.С. Гуляшко, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев*, Е.Е. Онищенко

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., Москва, 119991.
*nikolaev-s@yandex.ru

Апробировано применение субтерагерцевого (0.111 ТГц) излучения для анализа электронно-дырочной системы в объемном кремнии и полупроводниковых SiGe/Si квантовых ямах. Показано, что измерения фотомодулированного пропускания, разрешенного по поляризации, позволяют восстановить поправки к действительной и мнимой частям показателя преломления, связанные с фотовозбужденными носителями.

В современной литературе существует дискуссия относительно деталей фазовой диаграммы для двумерного экситонного газа в окрестности перехода Мотта. Более того, последние теоретические работы показывают, что за границей моттовского перехода в двухкомпонентной плазме возможно существование коррелированной фазы, аналогичной БКШ-состоянию классических сверхпроводников. Для поиска и детального исследования подобных явлений необходима разработка новых методов анализа электронной подсистемы полупроводниковых гетероструктур.

Методика эксперимента

В данной работе было апробировано применение субтерагерцевого (0.111 ТГц) излучения для анализа ионизационного разрушения экситонов в объемном кремнии и в полупроводниковых SiGe/Si квантовых ямах. Схема установки приведена на рисунке 1. Непрерывное линейно-поляризованное излучение субтерагерцевого диапазона падает под углом 45 градусов на образец, представляющий собой плоскопараллельную пластину. Образец помещается в оптическом криостате, который обеспечивает возможность измерений при температурах 2–300 К. В качестве источника субтерагерцевого излучения применяется лавинно-пролетный диод мощностью 100 мВт, работающий на частоте 0.111 ТГц. Одновременно образец подсвечивается лазерным излучением с длиной волны 650 нм. Данное излучение генерирует неравновесные носители заряда и, таким образом, модулирует пропускание СВЧ-излучения. В эксперименте измеряется глубина модуляции СВЧ-сигнала. Детектирование СВЧ-излучения осуществляется с помощью пироэлектрического приемника, работающего в режиме синхронного детектирования. Для совмещения пучков используется металлическая маска с отверстием (~5 мм). Схема допускает измерения фотомодулированного пропускания для S и P поляризаций СВЧ-излучения.

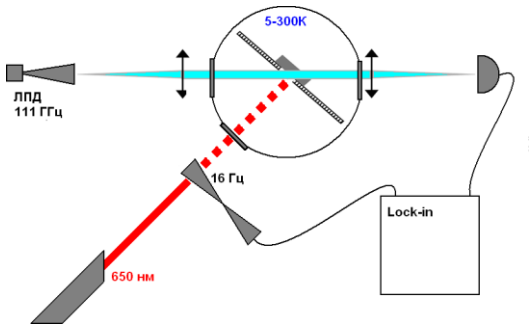


Рис. 1. Схема установки для регистрации фотомодулированного пропускания терагерцевого излучения

Для нелегированного ($\rho > 5$ кОм·см) кремния глубина модуляции пропускания составила ~ 7–10% при плотности мощности возбуждения ~1.5 Вт/см^2 и комнатной температуре. Фотомодулированное пропускание монотонно падает с уменьшением накачки по закону, близкому к линейному, что указывает на прямую связь с концентрацией фотовозбужденных носителей (см. рис. 2).

Для феноменологического описания пропускания субтерагерцевого излучения в двух поляризациях была использована модель, основанная на формулах Френеля и многолучевой интерференции. Tp и Ts являются функциями угла падения, толщины плоскопараллельной пластины и ее оптических параметров (реальной и мнимой компонентами показателя преломления). Для группы образцов с временем жизни носителей ~ 10 мкс такая модель позволила оценить изменения как реальной (-0.3 ÷ -0.9), так и мнимой (+0.02 ÷ +0.1) компоненты показателя преломления. Применение того же подхода для образцов с характерным временем ~ 1 мкс приводит к нефизичным результатам, которые можно объяснить существенной неоднородностью электронно-дырочного газа в этих структурах при оптическом возбуждении.

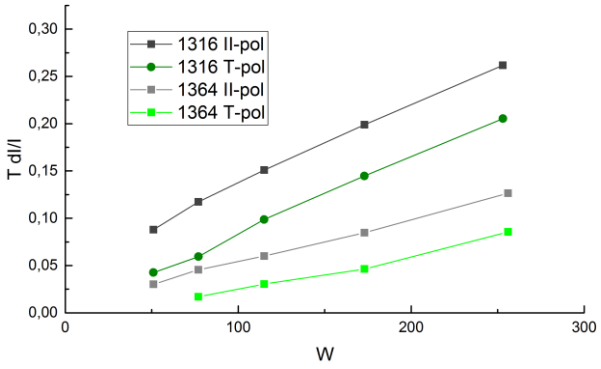


Рис. 2. Зависимость глубины модуляции пропускания СВЧ от плотности мощности лазерного возбуждения (в мВт/см^2) для двух образцов в различных поляризациях

Измерения фотомодулированного пропускания в двух поляризациях позволяют восстановить поправки к действительной и мнимой частям показателя преломления, связанные с фотовозбужденными носителями. С использованием модели Друде эти данные позволяют бесконтактно оценивать концентрацию и подвижность неравновесных носителей при комнатной температуре. При уменьшении температуры сначала регистрируется значительное (в несколько раз) увеличение глубины модуляции, которое связано с увеличением подвижности носителей. Затем, при достижении температур 30–40 К и ниже, наблюдается резкое падение фотомодулированного пропускания, вызванное связыванием носителей в экситоны. Таким образом, при допущении применимости модели Друде, описанный подход позволяет оценивать концентрации несвязанных носителей заряда в зависимости от температуры и/или плотности мощности возбуждения в стандартных экспериментах по исследованию низкотемпературной фотолюминесценции.

Для структур с квантовыми ямами SiGe/Si с содержанием германия 5-15% обнаружена необычная зависимость фотомодулированного пропускания от температуры и поляризации СВЧ-излучения (см. рисунок 3). Как видно из рисунка, для S-поляризации с температурой наблюдается монотонное увеличение сигнала фотомодулированного пропускания. Данное поведение хорошо согласуется с представлениями об увеличении доли носителей, не связанных в экситоны. Оценки показывают, что доля несвязанных носителей возрастает как в квантовой яме, так и в объемном кремнии. Сделанный вывод о распаде экситонов, как в квантовой яме, так и в объемном кремнии, согласуется с данными низкотемпературной фотолюминесценции.

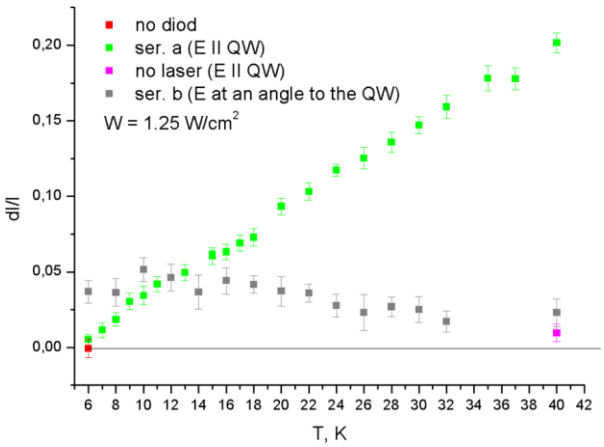


Рис. 3. Температурная зависимость фотомодулированного пропускания СВЧ в двух поляризациях

В то же время температурная зависимость для P-поляризации носит качественно иной характер и не описывается в рамках представлений о влиянии свободных носителей на пропускание СВЧ-излучения. Как видно из рисунка, фотомодулированное пропускание слабо зависит от температуры и, следовательно, от концентрации несвязанных носителей. Обнаруженный эффект может указывать на значительное влияние квазидвумерной плазмы в квантовой яме на фотомодулированное пропускание СВЧ-излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (14-22-00273).

Анализ одночастичной плотности состояний в двумерной электронно-дырочной жидкости в SiGe/Si квантовых ямах по спектрам фотолюминесценции в ИК и видимой области

В.С. Багаев, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев*, Е.Е. Онищенко

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991.
*nikolaev-s@yandex.ru

Экспериментально обнаружены особенности в спектрах ИК и видимой люминесценции электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в квантовых ямах SiGe/Si при низкой температуре и плотности мощности возбуждения. Рассмотрен ряд моделей, которые могли бы объяснить необычную форму спектральной линии ЭДЖ. Показано, что хорошего согласия экспериментальных и теоретических спектров удаётся достичь в предположении сосуществования лёгких и тяжёлых дырок в конденсированной фазе. Изменение формы линии ЭДЖ с увеличением плотности возбуждения объясняется её перегревом, вызванным процессами ожерекомбинации носителей заряда в плотной плазме.

Двумерная электронно-дырочная система в квантовых ямах (КЯ) SiGe/Si является уникальным объектом для исследований коллективных эффектов. Время жизни носителей заряда в таких образцах составляет ~ 1 мкс, что позволяет рассчитывать на их термолизацию с решѐткой, в отличие от прямозонных гетероструктур. Интересным методом исследований многочастичных состояний в SiGe-гетероструктурах является регистрация спектров 2Eg-люминесценции. Такое излучение наблюдается при одновременной рекомбинации двух электронов и двух дырок без испускания фонона, поэтому отражает только коллективные состояния.

Эксперимент

При исследовании фазового состава электронной подсистемы в КЯ шириной 5 нм и содержанием Ge 4.5% на длинноволновом крыле линии электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) было обнаружено плечо, которое разрешалось при низкой температуре и плотности носителей заряда. Для выяснения природы этой особенности были проведены измерения ИК- и 2Eg-спектров в широком диапазоне плотностей возбуждения и температурах 2–15 К. На рисунке 1 приведена зависимость 2Eg-спектра от плотности мощности возбуждения при 5 К. Снижение накачки приводит к появлению хорошо различимой структуры, а сама линия естественным образом разделяется на линейные участки.

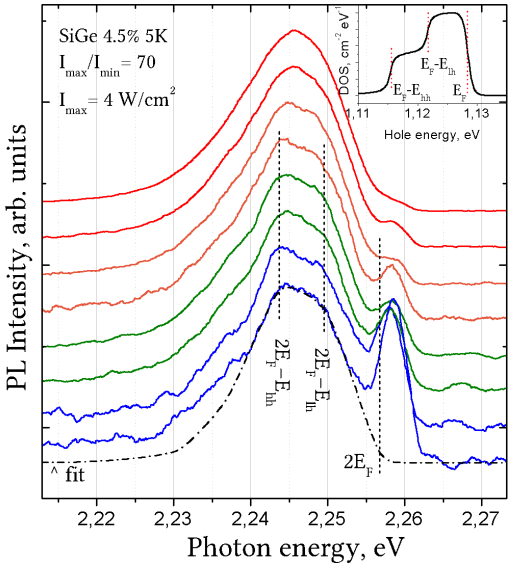


Рис. 1. Зависимость спектра 2Eg-люминесценции образца с КЯ $Si_{1-x}Ge_x/Si$ шириной 5 нм, x = 4.5% от плотности мощности стационарного возбуждения. Штрихпунктир — расчёт формы линии ЭДЖ при учёте состояний лёгкой и тяжёлой дырок

Обсуждение результатов

Объяснить наблюдаемую форму линии можно в рамках представления о скачке плотности состояний. Были рассмотрены 2 модели: сосуществования

лѐгких и тяжѐлых дырок в ЭДЖ, а также модель горячей жидкости [1], предполагающая наличие Δ4 и Δ2 электронов, находящихся только в локальном тепловом равновесии. Так как в обеих моделях энергетическая ширина распределения электронов достаточно мала (~1 мэВ), можно построить простые аналитические приближения формы линии ЭДЖ в видимой области. Это позволило методом наименьших квадратов найти положения квазиуровней Ферми всех частиц, а также расщепление лѐгкая–тяжѐлая дырка (6.2 мэВ) или между долинами электронов Δ4-Δ2 (2.75 мэВ). Первая величина получилась несколько ниже предполагавшейся из расчѐтов для напряжѐнного слоя SiGe (~ 8 мэВ), а вторая — выше (~ 2 мэВ). После это была получена форма линии ЭДЖ с учѐтом реального распределения носителей заряда, а также возможных уширений низколежащих состояний [2] (см. рис. 1). Было показано, что для наблюдения линейных участков и изломов на спектре ЭДЖ уширение должно быть <0.1 мэВ (это опровергает интерпретацию из работы [2]).

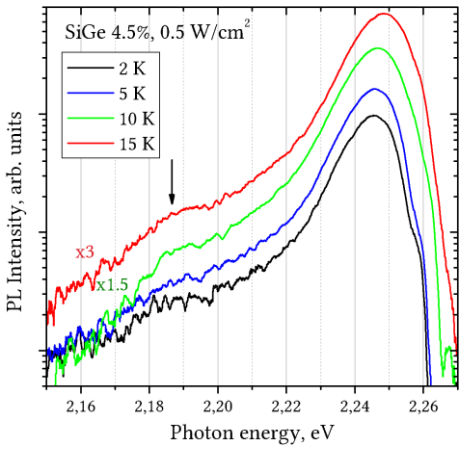


Рис. 2. Температурная зависимость спектра фотолюминесценции КЯ SiGe/Si. Характерная особенность на длинноволновом крыле отмечена стрелкой

Более того, измерение положения изломов на спектральной линии ЭДЖ позволяет прямо измерить глубину основных состояний тяжѐлых и лѐгких дырок относительно квазиуровня Ферми (см. рис. 1). Изменение формы линии ЭДЖ (сдвиг максимума, сглаживание особенностей) по мере увеличения накачки объясняется повышением температуры электронной подсистемы, вызванным ожепроцессами в плотной конденсированной фазе.

Предложенная модель выгодно отличается от представленных ранее в литературе, так как не требует различных спорных допущений о природе одноэлектронных состояний в КЯ, а также позволяет точнее определить равновесную концентрацию ЭДЖ, которая составила $2.3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$.

Для проверки гипотезы о сохранении квазиимпульса при рекомбинации 4 частиц был проведѐн численный расчѐт энергетического спектра комбинаций двух электронов и дырок с квазиимпульсом, близким к 0. При расчете использовались эффективные массы Δ4 электронов и тяжѐлых дырок для напряжѐнного слоя SiGe. Результат расчѐта указывает на увеличение доли низкоэнергетичных фотонов при сохранении квазиимпульса и не может объяснить наблюдаемую форму линии ЭДЖ в 2Eg-спектре. Таким образом, показано, что четырехчастичная рекомбинация происходит без сохранения квазиимпульса.

Однако ни одна из этих моделей не объясняет протяжѐнного длинноволнового крыла линии излучения ЭДЖ (см. рис. 2). Было обнаружено, что оно имеет вид плато, простирающегося примерно на 55 мэВ от максимума линии (40 мэВ от энергии основного состояния). Аналогичный характер имеет плазмаронная компонента в плотности состояний для двумерного электронного газа [3]. Излучением ЭДЖ с испусканием центрозонного ($E_{ОГ}$ = 64,5 мэВ) или междолиннного (EIV = 23 мэВ, 46 мэВ) фононов объяснить происхождение данной линии нельзя, ввиду отличий в спектральном положении.

Таким образом, показано, что при описании спектра излучения ЭДЖ из КЯ SiGe необходимо учитывать особенности в плотности состояний, связанные с тяжѐлыми и лѐгкими дырками, а также двумерными плазмаронами. Определена равновесная плотность конденсированной фазы ($2.3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$). Показано, что четырехчастичная рекомбинация в ЭДЖ происходит без сохранения квазиимпульса.

Литература

1. H.-H. Chou, George K. Wong, and Bernard J. Feldman // Phys. Rev. Lett. 39, 959 (1977).

2. V. S. Bagaev, V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev *et al.* // Phys. Rev. B, v. 82, 115313 (2010).

3. Johannes Lischner, Derek Vigil-Fowler, and Steven G. Louie // Phys. Rev. B, 89, 125430 (2014).

Исследование пространственно-прямых излучательных переходов в структурах с самоформирующимися Ge(Si) островками

Н.А. Байдакова§, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, Д.В. Лобанов, М.В. Шалеев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
§banatale@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию вкладов излучательных переходов с различной кинетикой в сигнал люминесценции самоформирующихся Ge(Si) островков, выращенных на Si и SOI подложках. Показано, что при определенных условиях возбуждения основной вклад в сигнал люминесценции островков могут давать переходы с короткими излучательными временами, которые связываются с пространственно-прямой излучательной рекомбинацией в островках.

Согласно общепринятым представлениям [1], основной вклад в люминесценцию Ge(Si)/Si(001) островков в области длин волн 1.3-1.7 мкм дает пространственно-непрямая излучательная рекомбинация носителей заряда через гетерограницу II-типа между Ge(Si) островком и Si (рис. 1c). В то же время в ряде работ [2] при определенных условиях (высокая температура и/или большая мощность возбуждения) в высокоэнергетической части сигнала фотолюминесценции (ФЛ) островков наблюдался сигнал, характеристики которого (быстрое время спада, возрастание интенсивности с ростом мощности накачки и температуры измерения) позволяют предположить его связь с пространственно-прямой излучательной рекомбинацией электронов и дырок, локализованных в островках (рис. 1c). В данной работе для установления вклада пространственно-прямой излучательной рекомбинации носителей заряда было проведено сравнительное исследование спектров ФЛ SiGe/Si структур с островками при непрерывном и импульсном возбуждении.

Эксперимент

В работе исследовались многослойные структуры с Ge(Si) островками, выращенные методом МПЭ на подложках Si(001) и SOI при температурах 650-700°C. Полученные результаты будут описаны на примере двух структур, выращенных на Si(001) при 650^0C. Для возбуждения ФЛ использовалось импульсное излучение параметрического генератора света MOPO-SL (0.4 – 2.5 мкм) и непрерывное излучение Nd:YAG лазера (532 нм). Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i и многоканального фотоприемника OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs или ФЭУ Hamamatsu на основе InP/InGaAs.

Результаты и обсуждение

Как показали проведенные спектро-кинетические измерения, исследованные в работе структуры можно разделить на две группы, характеризующиеся различной кинетикой сигнала ФЛ в его низкоэнергетической части (рис. 1). Полагается, что это связано с различным кристаллическим качеством структур. В SiGe структурах с низким содержанием дефектов (центров безызлучательной рекомбинации) основной вклад в ФЛ Ge(Si) островков дает сигнал в области энергий 0.73 – 0.87 эВ, соответствующий пространственно непрямой излучательной рекомбинации носителей заряда на гетерогранице островков (рис. 1c) и наблюдаемый на временах вплоть до десятков миллисекунд после импульса возбуждения [3]. При увеличении мощности импульсной накачки в спектро-кинетических зависимостях ФЛ наряду с «медленным» сигналом ФЛ-островков появляется полоса ФЛ в более высокоэнергетической области спектра (0.87–0.97 эВ), характеризующаяся гораздо более короткими (~ 500 нс) временами спада (рис. 1a). «Быстрый» сигнал не может быть связан с излучательными переходами в смачивающих слоях, сигнал от которых регистрируется в области энергий > 0.95 эВ и, как и сигнал ФЛ островков, обладает миллисекундными временами спада [3]. Наблюдаемый «быстрый» сигнал ФЛ, по-видимому, связан с их пространственно-прямой излучательной рекомбинацией носителей заряда в островках при заполнении

электронами высокоэнергетических состояний в зоне проводимости (рис. 1c). В этом случае его короткое время спада вызвано хорошим перекрытием волновых функций неразделенных в пространстве электронов и дырок (рис. 1c). В условиях непрерывного возбуждения во всем рассмотренном диапазоне значений мощности накачки положения максимума ФЛ Ge(Si) островков соответствует энергии пространственно-непрямой рекомбинации в островках (рис.1a и 2a), тогда как вклад пространственно-прямой рекомбинации проявляется в спектре ФЛ в виде высокоэнергетического плеча (рис. 2a).

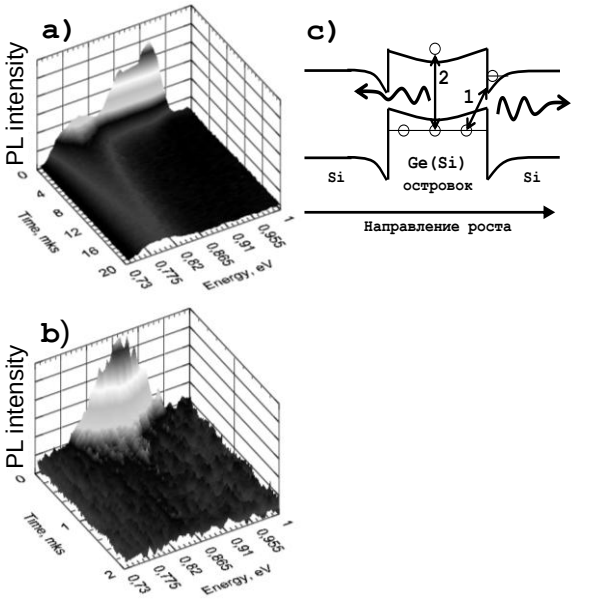


Рис. 1. Спектро-кинетические зависимости ФЛ при 77 K структур с Ge(Si) островками высокого (a) и низкого (b) кристаллического качества. c) Схематическое изображение процессов пространственно непрямой (1) и прямой (2) излучательной рекомбинации в Ge(Si) островке

В спектро-кинетических зависимостях ФЛ структур с Ge(Si) островками более низкого кристаллического качества сигнал ФЛ, соответствующий непрямой рекомбинации носителей заряда, характеризуется низкой интенсивностью и существенно меньшими временами спада (рис. 1b). При этом интенсивность «быстрого» высокоэнергетического сигнала ФЛ, связываемого с пространственно-прямой излучательной рекомбинацией, остается на уровне, наблюдаемом в структурах высокого кристаллического качества. Поскольку, как было отмечено выше, пространственно-прямая рекомбинация характеризуется короткими излучательными временами, сравнимыми с временем безызлучательной рекомбинации, кристаллическое качество структуры оказывает значительно меньшее влияние на интенсивность сигнала ФЛ, связанного с пространственно-прямой рекомбинацией, по сравнению с непрямой. При этом в условиях непрерывной накачки (постоянной генерации носителей заряда) вклад пространственно-прямых переходов в интегральный сигнал ФЛ островков может стать основным. Это наблюдается в структурах с низким кристаллическим качеством, в которых увеличение мощности непрерывной накачки сопровождается заметным смещением максимума сигнала ФЛ-островков в область больших энергий, связываемых с прямыми переходами (рис. 2b). При этом интенсивность сигнала ФЛ островков в структурах различного качества становиться сравнимой (рис. 2). Таким образом, несмотря на невысокое кристаллическое качество отдельных структур с Ge(Si) островками, наличие пространственно-прямых переходов, характеризующихся малыми излучательными временами, позволяет наблюдать интенсивный сигнал при непрерывном оптическом возбуждении.

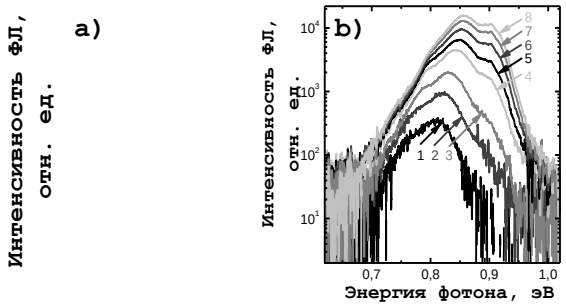


Рис. 2. Спектры ФЛ структур с Ge(Si) островками высокого (a) и низкого (b) кристаллического качества при 77 K и различных мощностях непрерывного возбуждения (1 — 0.5 мВт; 2 — 2.2 мВт; 3 — 7.2 мВт; 4 — 28 мВт; 5 — 49 мВт; 6 — 94 мВт; 7 — 130 мВт; 8 — 175 мВт)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (14-02-01157 и 16-32-00459).

Литература

1. S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Komiyama // Thin Solid Films, V. 321, 65 (1998).
2. M. Larsson, A. Elfving, P. O. Holtz, G. V. Hansson, and W.-X. Ni // ФТП, т. 47 (11), 509 (2013).
3. Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков // XVIII Международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника", 10-14 марта 2014 г., Нижний Новгород, с.194.

Влияние поляризации излучения квантовых точек InAs/GaAs на свойства поверхностных плазмон-поляритонов

Н.В. Байдусь[1, *], Б.Н. Звонков[1], В.А. Кукушкин[1, 2], Д.С. Абрамкин[3]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова РАН, пр. академика Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

*bnv@nifti.unn.ru

Экспериментально и теоретически изучались условия возникновения перпендикулярной плоскости структуры (ТМ) поляризации фотолюминесценции в гетероструктурах с квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs, а также влияние поляризации излучения КТ на ускорение излучательной рекомбинации (эффект Парселла) и поляризацию излучения в основанном на гетероструктуре с КТ диоде Шоттки. Обнаружено, что ТМ поляризация излучения КТ увеличивает ускорение излучательной рекомбинации и степень поляризации выходного излучения при наличии металла.

Введение

Изучение линейной поляризации излучения КТ в последние годы в основном связано с желанием устранить присущую КТ анизотропию поляризации излучения при выводе этого излучения со сколотого края структур. Излучение КТ InAs/GaAs поляризовано в основном в плоскости роста (ТЕ поляризация в лазерах), и только применение различных методик, таких как выращивание столбиков или многослойных КТ, позволяет получать круговую поляризацию.

Работа посвящена исследованию КТ InAs/GaAs для применений в плазмон-поляритонных светодиодах или лазерах. При возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на границе раздела металл-полупроводник излучение, выводимое с торца такой структуры, характеризуется перпендикулярной к этой границе поляризацией. Если вблизи границы раздела расположен слой КТ, то образуется связанное состояние экситона в КТ и плазмон-поляритона, вероятность формирования которого зависит от свойств экситона, таких как энергия и направление дипольного момента рекомбинационного перехода. При генерации ППП излучение становится поляризованным в плоскости, нормальной к плоскости роста [1]. Поэтому для плазмон-поляритонных приложений предпочтительнее перпендикулярная (ТМ) поляризация излучения КТ и в отсутствие металла. Нами было обнаружено преобладание перпендикулярной компоненты поляризации фотолюминесценции (ФЛ) в ряде гетероструктур с КТ и были выяснены необходимые для наблюдения этого явления условия: тонкий покровный слой и сильное легирование буферного слоя GaAs при отсутствии легирования покровного слоя [2]. Данная работа посвящена изучению связи между поляризацией излучения КТ InAs /GaAs и свойствами плазмон-поляритонов, которые возбуждаются вблизи границы металл-полупроводник слоем приповерхностных КТ.

Методика эксперимента

Гетероструктуры с КТ InAs/GaAs были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии. Структуры, для которых наблюдали эффект большой перпендикулярной поляризации, состоят из сильнолегированного (до концентраций 10^{18}-10^{19} $см^{-3}$) буферного слоя толщиной 0.5-1 мкм, тонкого (5 нм) нелегированного спейсера GaAs, одиночного слоя КТ и нелегированного покровного слоя толщиной 10-30 нм для разных структур. Исследовались структуры n- и p-типа проводимости. Полупрозрачный слой золота наносился методом термического осаждения в вакууме. Оптическая накачка осуществлялась сфокусированным лучом гелий-неонового лазера мощностью 30 мВт с лицевой поверхности гетероструктуры. Линейная поляризация измерялась с помощью призмы Глана-Тейлора, размещенной перед входной щелью монохроматора. Излучение собиралось линзой с поверхности или с одного из сколотых краев структуры. Измерения производились

при 77 и 300 К с применением решеточного монохроматора МДР-3 и германиевого фотодиода. Измерения для каждого образца выполнялись с трех направлений (поверхность и два скола), каждое при двух положениях поляризатора. По результатам измерений вычислялись отношения интенсивностей излучения с различными поляризациями, Pz/Px, Pz/Py и Px/Py (см. табл.1).

Результаты и обсуждение

В табл. 1 приведены параметры поляризации излучения КТ для структур, различающихся уровнями легирования буферного слоя и, следовательно, профилями электростатического потенциала и напряженностями электрического поля у поверхности. Сравнение образцов 7923, 7932 и 7878 показывает, что увеличение уровня легирования приводит к росту степени перпендикулярной поляризации и P_Z/P_y достигает значений 2-2.2. В случае отсутствия электрического поля в слое КТ для однородно сильнолегированного образца 7806 отношения Pz/Px и Pz/Py минимальны и равны 0.8 и 1.05 соответственно, т.е. излучение поляризовано примерно изотропно.

Таблица 1. Параметры линейной поляризации ФЛ на длине волны 1.2 мкм КТ структур с разным легированием.

Sample	N, cm^{-3}	P_x/P_y	P_Z/P	P_Z/P_x	$P_Z/(P_x+P_y)$	Уск.
7806	10^{18}	1,23	1,05	0,8	0,46	5
7923	$5*10^{17}$	1,43	2,2	1,54	0,9	6
7932	10^{19}	1,24	2	1,62	0,89	5.9
7878	10^{17}	1.5	1.39	0.89	0.6	5.3
7878-Au	10^{17}	1.14	2.47	2.16	1.15	5.3

Рассчитана зависимость вызываемого золотом ускорения излучательной рекомбинации (т.н. эффект Парселла) от отношения Pz/(Px+Py) (последний столбец табл.1) при толщине покровного слоя 20 нм, толщине пленки золота 10 нм и характерных длинах волн излучения КТ 1.2 и 0.91 мкм (рис.1, кривые 2 и 1 соответственно). Расчѐт выполнялся в двухуровневом (для описания квантовых энергетических уровней КТ) приближении. При этом учитывалась возможность рекомбинации экситона в КТ с излучением как обычного фотона, так и ППП. Для решения полученной на основе уравнения Шредингера системы уравнений, описывающей эволюцию амплитуд внутренних квантовых состояний КТ, использовался метод Вигнера–Вайскопфа. В результате было установлено, что ускорение рекомбинации экситона вследствие близко расположенной границы полупроводника с металлом из-за возможности излучения не только обычного фотона, но и ППП (эффект Парселла) определяется параметром P_z/(P_x+P_y).

Случай Pz/(Px+Py)=0 отвечает фактически, квантовой яме (КЯ), когда излучение в отсутствие металла поляризовано в плоскости структуры. В этом случае ускорение равно примерно 2. Скорость излучательной рекомбинации растет при увеличении перпендикулярной плоскости структуры компоненты люминесценции КТ. Для приведенных в таблице образцов максимальное расчетное значение ускорения излучательной рекомбинации КТ с пленкой золота равно 6 (образец 7923).

В последних двух строках таблицы приведены данные по поляризации ФЛ образца 7878 со свободной поверхностью и с золотом. Видно, что, в соответствии с [1], золото увеличивает перпендикулярную плоскости структуры компоненту поляризации излучения и скорость излучательной рекомбинации.

Рис. 1. Зависимость вызываемого золотом ускорения излучательной рекомбинации от отношения pz/(px+py) (измеренного без золота) на длинах волн: 1 – 0.91 мкм и 2 - 1.2 мкм

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства РФ (Постановление № 220 от 09.04.2010, договор 14.B25.31.0021 от 26.06.2013 с основной организацией ИПФ РАН), Мин. образования и науки (соглашение № 3.285.2014/К) и РФФИ (грант 16-02-00450-а).

Литература

1. В.А. Кукушкин, Н.В. Байдусь, А.В. Здоровейщев // ФТП, Т. 49, № 6, с. 804-809 (2015).
2. Н.В. Байдусь, А.Н. Яблонский // Труды XIX Междунар. симп. «Нанофизика и наноэлектроника», 10-14 марта 2015 г., Н. Новгород, 2015, том 2, стр. 429-430.

Импульсный InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазер с увеличенной активной областью и узкой диаграммой направленности

Н.В. Байдусь[1, *], С.М. Некоркин[1], Д.А. Колпаков[1,2, §], В.Я. Алешкин[2,3], А.А. Дубинов[2,3], А.В. Ершов[1,2], А.В. Рыков[1,2], И.В. Самарцев[1,2]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*nikolay.baidus@gmail.com, §kolpdm@gmail.com

Создан полупроводниковый лазер с оригинальным волноводом, позволяющим добиться существенного обужения диаграммы направленности (до 4 - 15° в плоскости перпендикулярной p-n-переходу). В использованном волноводе, благодаря подбору толщины ограничительных слоев AlGaAs с 30% содержанием алюминия, обеспечивается минимальное превышение эффективного показателя преломления возбуждаемой моды n_{eff} над показателем преломления подложки n_s ($n_{eff} - n_s << 1$), что существенно увеличивает размер волноводной моды и приводит к обужению диаграммы направленности.

Введение

Диаграмма направленности типичных полупроводниковых лазеров обычно имеет угловые размеры около 10° в параллельной и 30° в перпендикулярной p-n-переходу плоскостях. Такая форма диаграммы направленности часто требует дополнительной фокусировки для практического применения. Существуют разновидности лазерных диодов (ЛД), конструкция которых способствует обужению диаграммы направленности, среди них можно выделить лазеры с асимметричной активной областью, с пассивными волноводами, с выходом излучения через подложку и так далее (см. книгу [1]). В данной работе приводится результат исследования лазера с оригинальным волноводом, обеспечивающим обужение диаграммы направленности многоямного гетеролазера.

Особенности конструкции

Гетероструктуры, на основе которых созданы образцы ЛД, были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении. Отличительной особенностью данной структуры является использование тонкого (100 нм) ограничительного слоя $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, граничащего с подложкой, что способствует вытеканию части излучения в подложку. Из выращенной GaAs/AlGaAs/InGaAs структуры изготовлены полупроводниковые лазеры полосковой геометрии с шириной активной области 360 мкм и длинами резонатора 1, 0.8 и 0.65 мм. На свежесколотых торцах резонаторов методом электронно-лучевого испарения были сформированы интерференционные покрытия с высоким (R = 99%) и малым (R = 2%) коэффициентами отражения. Глухие зеркала состояли из четвертьволновых чередующихся слоев аморфного кремния и SiO_2. Просветляющее покрытие формировалось с применением диоксида кремния.

Для обеспечения незначительного превышения показателя преломления возбуждаемой моды над показателем преломления подложки в качестве активной среды в лазере использованы пять квантовых ям (КЯ) InGaAs, показатель преломления которых больше, чем у GaAs. Кроме того, толстый (0.6 мкм) волноводный слой GaAs, содержащий КЯ, легирован слабее, чем подложка. В результате излучение частично выходит в подложку, что равнозначно увеличению апертуры ЛД в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, пропорционально глубине проникновения поля в подложку. Вследствие этого мы можем наблюдать существенное обужение диаграммы направленности, обусловленное увеличением выходной апертуры волновода. Кроме того, малая разница показателей преломле-

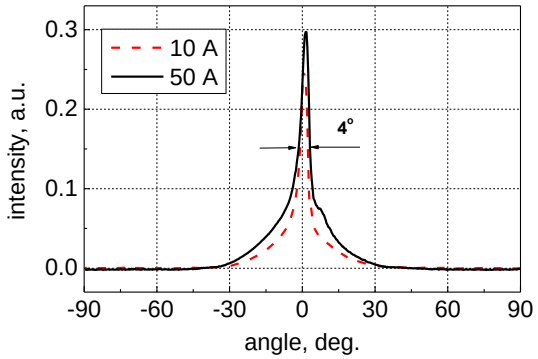


Рис. 1. Диаграмма направленности излучения в плоскости перпендикулярной *p-n*-переходу при токах накачки 10 А (пунктир) и 50 А (сплошная линия) для ЛД с L_p=0.65 мм

Рис. 2. Зависимость пиковой мощности излучения (1) и КПД (2) от тока накачки для ЛД с L_p = 1 мм (импульсный режим, $f_{имп}$ = 1.43 кГц, $t_{имп}$ = 180 нс)

ния моды и подложки приводит к существованию только одной поперечной моды.

Экспериментальные результаты

В ходе исследования диаграммы направленности ЛД в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, была выявлена тенденция к обужению пика обратно пропорционально длине резонатора: при токе накачки 50 А (импульсный режим, $f_{имп}$ = 1.43 кГц, $t_{имп}$ = 180 нс) ширина пика диаграммы направленности на полувысоте в среднем составила 15°, 9° и 4° для образцов с длинами резонатора 1 мм, 0.8 мм и 0.65 мм соответственно. Стоит отметить, что в допороговом режиме работы ЛД диаграмма направленности имеет несколько лепестков, которые свидетельствуют о выходе части излучения через подложку под углом от 10° до 50° к передней грани резонатора. Это означает, что работа прибора в допороговом режиме схожа с функционированием ЛД с выходом излучения через подложку [2], когда эффективный показатель преломления возбуждаемых мод меньше показателя преломления подложки ($n_{eff} < n_s$).

Однако у всех образцов в послепороговом режиме диаграмма направленности имеет только один пик с максимумом около 0°. Этот пик имеет тенденцию к незначительному уширению с ростом тока накачки (рис. 1). Эти факты свидетельствуют о том, что в ЛД такой конструкции в послепороговом режиме с ростом тока накачки происходит локальный разогрев активной области, приводящий к увеличению показателя преломления в области КЯ, а следовательно к увеличению n_{eff}. Механизм локального разогрева позволяет объяснить зависимость ширины диаграммы направленности от длины резонатора: вероятно в более длинных резонаторах разогрев сильнее, поэтому сильнее и локализация моды.

Ширина диаграммы направленности ЛД с длиной резонатора 0.65 мм почти на порядок меньше, чем у типичного полупроводникового лазера. Была достигнута высокая выходная оптическая мощность (более 30 Вт при 50 А), а максимальное значение КПД составило 36% при токе накачки 20 А (рис. 2). Полученные результаты хорошо согласуются с расчетными данными.

Выводы

Таким образом, проведенное нами исследование показало, что ЛД данной конструкции демонстрируют существенное обужение диаграммы направленности, обусловленное увеличением модовой апертуры в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу, а также позволяют достигнуть значительной выходной мощности в импульсном режиме работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-02-00450) и Минобрнауки России (государственное задание 3.285.2014/К).

Литература

1. В.А. Геловани, А.П. Скороходов, В.И. Швейкин. Высокомощные диодные лазеры нового типа. Москва : URSS : КомКнига, 2005.
2. С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Квантовая электроника, Т. 42 (10), 931 (2012).

Модуляция межподзонного поглощения света и межзонной фотолюминесценции в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в сильных продольных электрических полях

Р.М. Балагула[1, *], М.Я. Винниченко[1, §], И.С. Махов[1], Д.А. Фирсов[1], Л.Е. Воробьев[1]

1 Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.
*rmbal@spbstu.ru, §mvin@spbstu.ru

Представлены результаты исследования влияния продольного электрического поля на спектры поглощения излучения среднего инфракрасного диапазона и на спектры межзонной фотолюминесценции в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Полученные результаты объясняются перераспределением горячих электронов между ямами и возникновением объемного заряда в структуре.

Введение

Влияние электрического поля на оптические свойства полупроводниковых наноструктур исследуется достаточно давно. В структурах с одиночными квантовыми ямами (КЯ) приложение продольного электрического поля может приводить к изменению заселенности квантово-размерных уровней вследствие разогрева носителей заряда [1]. В структурах с туннельно-связанными КЯ заселенность уровней может меняться в поперечном электрическое поле из-за изменения энергетического спектра структуры [2]. Данные явления могут быть использованы для создания эффективных электрооптических модуляторов ИК-излучения. В настоящей работе приводятся результаты электрооптических исследований в связанных квантовых ямах в продольном электрическом поле.

Методика эксперимента

Исследовалась структура, состоящая из 100 пар туннельно-связанных КЯ GaAs/AlGaAs разной ширины. Ямы шириной 68 и 48 Å разделялись туннельно-прозрачным барьером шириной 15 Å, барьер между периодами структуры имел ширину 120 Å. Структура была выращена методом МПЭ. В процессе роста КЯ были равномерно легированы кремнием до концентрации $n_s = 6 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Проведенный расчет энергетического спектра структур показал наличие трех уровней размерного квантования, два из которых связаны с широкой ямой, а один – с узкой. При $T = 77$ К энергия межподзонных переходов между уровнями $e1$ - $e3$ составляет 187 мэВ, энергия переходов $e2$ - $e3$ – 135 мэВ. Для характеризации структуры были измерены спектры межзонной фотолюминесценции (ФЛ) при разных температурах решетки. Спектры хорошо согласуются с рассчитанными уровнями энергии – на них наблюдаются особенности, связанные с наиболее вероятными межзонными переходами $e1$-$hh1$, $e1$-$lh1$ и $e2$-$hh2$. Исследование межзонной ФЛ проводилось с помощью монохроматора Horiba FHR-640 в паре с CCD-камерой Symphony II. Для накачки использовался непрерывный твердотельный YAG лазер с длиной волны 532 нм.

Для измерения спектров поглощения света двух поляризаций образец был изготовлен в многопроходной геометрии. Электрическое поле прикладывалось с помощью индиевых контактов, сформированных на поверхности образца. Спектры поглощения были получены с использованием фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. В качестве источника излучения выступал глобар. Детектирование излучения осуществлялось охлаждаемым жидким азотом фотоприемником на основе КРТ. Образец помещался в криостат замкнутого цикла, окна которого были изготовлены из ZnSe. Спектры модуляции поглощения были получены на фурье-спектрометре в режиме пошагового сканирования.

Результаты и обсуждение

Для получения спектров поглощения излучения среднего ИК-диапазона, связанного главным обра-

зом с межподзонными переходами в туннельно-связанных КЯ, проводилось сопоставление спектров поглощения *p*-поляризованного излучения со спектрами поглощения *s*-поляризованного излучения.

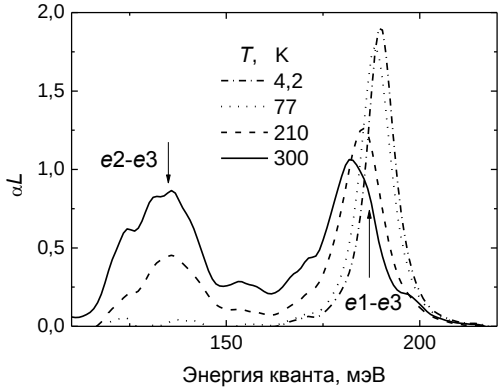


Рис. 1. Спектры межподзонного поглощения света при разных температурах решетки. *L* – длина оптического пути в структуре. Стрелками показаны рассчитанные энергии переходов электронов при *T* = 77 K.

На рисунке 1 представлены спектры межподзонного поглощения света для разных температур решетки. Видно, что при низких температурах носители преимущественно локализованы на уровне *e*1, а при повышении температуры они начинают заполнять вышележащий энергетический уровень, что приводит к появлению пика поглощения, связанного с переходами $e2 - e3$. Наблюдаемое смещение пика поглощения $e1 - e3$ в длинноволновую область в первую очередь связано с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны материалов барьера и КЯ. Помимо этого, при перераспределении носителей заряда между уровнями, генетически связанными с разными квантовыми ямами, в структуре изменяется объемный заряд, что также дает вклад в смещение пика поглощения.

Спектры модуляции поглощения под действием продольного электрического поля, представленные на рисунке 2, характеризуют величину изменения поглощения. Они были получены для различных значений приложенного поля при температуре $T = 77$ К. Увеличение поглощения в области переходов $e2 - e3$ может быть объяснено увеличением числа носителей в подзоне *e*2 при разогреве электронов электрическим полем. Уменьшение поглощения в области переходов $e1 - e3$ объясняется как уменьшением концентрации носителей в подзоне *e*1, так и сдвигом пика поглощения $e1 - e3$ в область меньших энергий. Сравнение величины изменения поглощения $\Delta\alpha L$ в электрическом поле с изменением поглощения при увеличении температуры решетки позволило оценить электронную температуру в электрическом поле: $T_e = 103$ K в поле $E = 1045$ В/см.

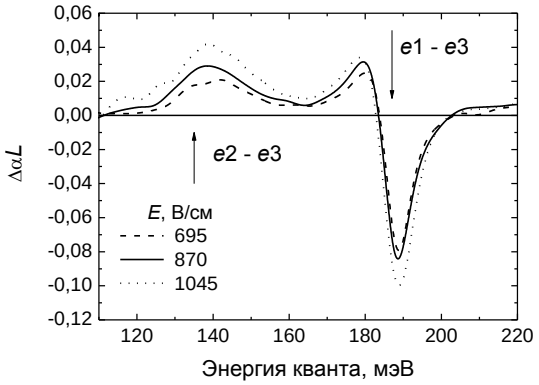


Рис. 2. Спектры модуляции межподзонного поглощения в продольном электрическом поле разной напряженности при температуре *T* = 77 K. Стрелками показаны рассчитанные энергии переходов электронов.

Экспериментально были получены спектры модуляции интенсивности межзонной ФЛ в продольном электрическом поле при низких температурах решетки. Температура горячих носителей заряда в используемых электрических полях не была достаточно высока, чтобы электроны заселили уровень *e*2, а дырки – уровни *lh*1 и *hh*2. Тем не менее наблюдалось изменение интенсивности ФЛ для переходов $e1\text{-}hh1$ из-за разогрева электронов и дырок. Анализ спектров изменения интенсивности ФЛ в сильных электрических полях при $T = 77$ K позволил найти температуру горячих носителей заряда в электрическом поле. Температура горячих носителей заряда, найденная из спектров изменения интенсивности ФЛ в сильном поле, оказалась близкой к температуре, полученной из анализа изменения спектров межподзонного поглощения света в сильном электрическом поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-00336, 16-32-60085) и Минобрнауки России (государственное задание).

Литература

1. Vorobjev L. E., Danilov S. N., Zerova V. L., Firsov D. A. // Semiconductors, V. 37(5), 586 (2003).
2. Dupont E., Delacourt D., Berger V., *et al.* // Appl. Phys. Lett., 62, 1907 (1993).

Влияние проводимости по примесной зоне на эффект Холла в гетероструктурах p-Ge/GeSi с легированными квантовыми ямами

Н.А. Бекин[1,*], А.В. Антонов[1], Р.Х. Жукавин[1], Д.В. Юрасов[1], Д.В. Козлов[1], В.Н. Шастин[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*nbekin@ipmras.ru

Для гетероструктур Ge/GeSi с δ-легированными бором (p-тип) квантовыми ямами обнаружена немонотонная зависимость постоянной Холла от температуры, которая характерна для наличия проводимости по примесной зоне. Используя экспериментальные данные, определено энергетическое расстояние, отделяющее примесную зону от валентной зоны. Получено удовлетворительное согласие с теоретическими расчётами энергии связи акцептора.

Введение

В работе исследуется температурная зависимость постоянной Холла в гетероструктурах Ge/GeSi с δ-легированными бором (p-тип) квантовыми ямами. Выявлена еѐ немонотонная зависимость, характерная для смешанной проводимости, возникающей в результате одновременного участия в ней разрешѐнных состояний валентной зоны и делокализованных примесных состояний [1]. Для описания эффекта можно использовать двухканальную модель проводимости с различными подвижностями в каналах. Вследствие различия подвижностей, а также отделения примесной зоны от валентной зоны по энергии, температурная зависимость постоянной Холла является немонотонной. По этой зависимости была определена энергия активации и сделана оценка для степени компенсации гетероструктур.

Образцы и методика эксперимента

Гетероструктуры $Ge/Ge_{0.85}Si_{0.15}$ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на высокоомных германиевых и кремниевых подложках. Период гетероструктур $Ge/Ge_{0.85}Si_{0.15}$ состоял из узкой (5 нм) и широкой (8 нм) германиевых квантовых ям, разделѐнных барьером $Ge_{0.85}Si_{0.15}$ толщиной 1.5 нм. Узкая яма δ-легировалась в центре бором с концентрацией $\sim 6\times10^{11}$ см$^{-2}$. Исследовались две 40-периодные гетероструктуры, которые отличались толщинами барьеров $Ge_{0.85}Si_{0.15}$, разделявших периоды (5 нм и 13.4 нм), а также подложками, на которых гетероструктуры были выращены. Одна гетероструктура была выращена на германиевой подложке (содержание примесей менее 6×10^{12} см$^{-3}$), другая – на кремниевой подложке (удельное сопротивление более 5000 Ом×см) с использованием релаксированного буфера $Ge_{0.92}Si_{0.08}$.

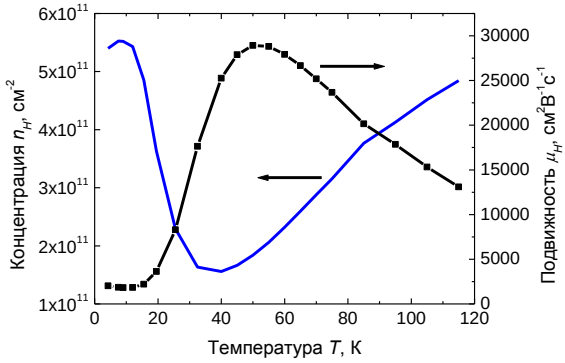


Рис. 1. Зависимость холловской концентрации n_H и подвижности μ_H от температуры

Для измерений концентрации и подвижности носителей заряда методом Ван дер Пау использовались приборы фирмы Keithley: источник тока Keithley 2400 и вольтметр Keithley 2000. Исследуемый образец помещался внутрь антикриостата. Антикриостат представлял из себя вставку в транспортный гелиевый дьюар. Снаружи вставки был намотан сверхпроводящий соленоид для создания магнитного поля. Ток в соленоиде создавался источником тока СТС-60. Температура образца в антикриостате могла изменяться в пределах 4.2К–150 К и поддерживалась автоматически, при помощи контроллера температуры. Измерения токов и напряжений на

образце были автоматизированы и далее из них вычислялись удельное сопротивление и постоянная Холла исследуемого образца.

Результаты и обсуждение

На рис. 1. приведена холловская концентрация дырок n_H в расчѐте на один период для гетероструктуры, выращенной на германиевой подложке. При вычислении концентрации холловский фактор полагался равным единице. Наличие чѐтко выраженного минимума в температурной зависимости n_H является характерным признаком присутствия проводимости по примесной зоне.

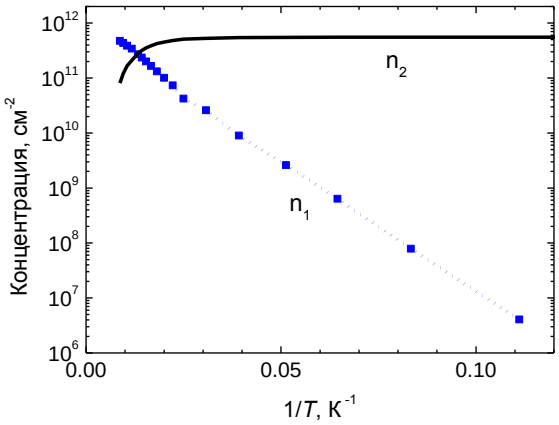


Рис. 2. Концентрация дырок в валентной зоне (n_1), и примесной зоне (n_2)

Для интерпретации полученных данных была использована модель [1]. Отношение постоянной Холла к своему значению при низкой температуре является функцией двух величин – $b = \mu_1/\mu_2$ и $x = n_2/n_1$, где μ – подвижность, а n – концентрация, индекс «1» относится к валентной, а «2» – к примесной зоне. Если пренебречь зависимостью b от температуры по сравнению с очень сильной температурной зависимостью x, то по отношению холловских концентраций (постоянных Холла) при низких температурах и в точке экстремума можно определить отношение b. Для рассматриваемой гетероструктуры $b \approx 12$. При известном b отношение концентраций и сами концентрации можно определить по постоянной Холла.

На рис. 2 показаны концентрации в валентной и примесных зонах в зависимости от обратной температуры. Температурная зависимость концентрации в валентной зоне имеет активационный характер. Если игнорировать температурную зависимость множителя перед соответствующей «активационной» экспонентой, то оценка энергии активации даѐт ~10 мэВ. Предполагая невырожденную статистику в зоне и параболический закон дисперсии (предэкспоненциальный фактор в n_1 пропорционален T) получим, что энергетическое расстояние между примесной и валентной зоной ~8 мэВ.

Энергия акцептора в приближении одиночного примесного центра составляет ~5 мэВ. Расчѐты проводились в модели плоских зон. В этом случае в волновую функцию основного состояния акцептора доминирующий вклад даѐт нижняя подзона в широкой яме, слабо проникающая в узкую яму, где расположен ион акцептора. Самосогласованный расчѐт волновых функций подзон с учѐтом перераспределения заряда и искривления зон приводит к заключению, что волновая функция нижней подзоны локализована одновременно в широкой и узкой ямах. Расчѐт акцепторных состояний в этом случае не проводился, однако можно ожидать, что энергия связи акцептора по указанной причине должна быть больше. Это находится в качественном согласии с экспериментальными данными, хотя расчѐты делались в одноцентровом приближении, а концентрация дырок близка к критической для перехода Мотта.

По низкотемпературному участку зависимости n_1 можно оценить степень компенсации образцов. Вновь предполагая невырожденную статистику в зоне и параболический закон дисперсии, можно оценить комбинацию параметров:

$$\alpha = \frac{1-K}{K}\frac{m}{m_0},$$

где K – степень компенсации, m – эффективная масса, m_0 – масса свободного электрона. Для зависимости n_1, представленной на рис. 2, $\alpha \approx 1.3$. Принимая в качестве оценки эффективной массы еѐ среднее значение в нижней подзоне, $m \approx 0.5m_0$, степень компенсации $K \approx 0.3$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 14-02-01157, № 16-29-03411).

Литература

1. О.В. Емельяненко, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов, Г. Н. Талалакин // ФТТ, т. 7, 1315 (1965).

Неустойчивости тока в селективно легированных n-InGaAs/GaAs-гетероструктурах с квантовыми ямами при латеральном электрическом транспорте

П.А. Белёвский [1], М.Н. Винославский [1,*] В.Н. Порошин [1], Н.В. Байдусь[2], Б.Н. Звонков[2]

1 Институт физики НАН Украины, пр-т Науки, 46, Киев, 03028.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, Россия.

*mvinos@iop.kiev.ua

Обнаружены высокочастотные (десятки МГц) осцилляции тока в селективно легированных гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ) при латеральном электрическом транспорте в полях существенно меньших, чем необходимо для возникновения Ганновской неустойчивости, а также во временах, меньших времени инкубации акустоэлектронных неустойчивостей. Измерены зависимости частоты осцилляций от величины поля и температуры. Возникновение осцилляций объяснено появлением ОДП, обусловленным пространственным переносом «горячих» носителей.

В селективно легированных гетероструктурах на основе полупроводников A3B5 в латеральных электрических полях возникновение акустоэлектронных (АЭ) неустойчивостей и пространственный перенос горячих носителей тока между квантовыми ямами и легированными барьерами или между легированными и нелегированными связанными ямами происходят при близких величинах полей. В связи с этим наблюдение осцилляций тока, связанных с пространственным переносом и возникновением в этих условиях отрицательной дифференциальной проводимости N-типа, возможно лишь на временах, меньших времени инкубации АЭ неустойчивости. В настоящей работе сообщается о наблюдении и исследовании осцилляций тока такой природы в n-$In_xGa_{1-x}As$/GaAs (x = 0.08 – 0.15) гетероструктурах с двойными туннельно-связанными (ТС) либо одиночными квантовыми ямами при температурах 4.2 – 160 К. Ранее в таких структурах нами было исследовано образование акустоэлектрических доменов и показано, что они формируются в средней части образца и локализуются вблизи анода, а время их инкубации изменяется от 400 нс до 1 мкс в зависимости от величины электрического поля и температуры [1].

Исследуемые многослойные (10 либо 20 периодов) структуры выращивались методом газотранспортной эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (001). Они были δ-легированы Si с концентрацией $1 – 3*10^{11}$ $см^{-2}$ в барьеры или более узкую из ТСКЯ. Электрические контакты к образцам изготавливались путем вплавления In либо GeAu.

Осцилляции проходящего через образец тока наблюдались в полях 1.5 – 2.2 кВ/см до момента возникновения акустоэлектрического домена. Появление домена приводило к уменьшению величины тока и амплитуды осцилляций вплоть до полного их пропадания. На рис.1 приведены осциллограммы импульсов тока и приложенного электрического поля E для разных значений E. Появление осцилляций увеличивает инкубационный период возникновения домена.

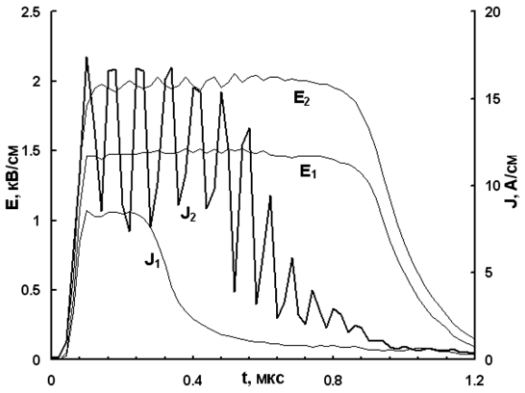


Рис. 1. Форма импульсов поля и тока: E_1 = 1.45 кВ/см, E_2 = 1.9 кВ/см

Измерение вольт-амперной характеристики (ВАХ) в течение времени инкубации доменов показало, что в малых полях ВАХ является линейной, а при E> 0.7 – 1 кВ/см нарастание тока с ростом поля замедляется. Эффект связан с возникающим вследствие разогрева носителей полем пространственным их переносом из КЯ в легированные барьеры или соседние связанные ямы и уменьшением при этом подвижности из-за включения примесного рассеяния. Отметим, что пространственный переход носителей для структур с туннельно-связанными КЯ подтверждается изменением спектра межзонной фотолюминесценции [2].

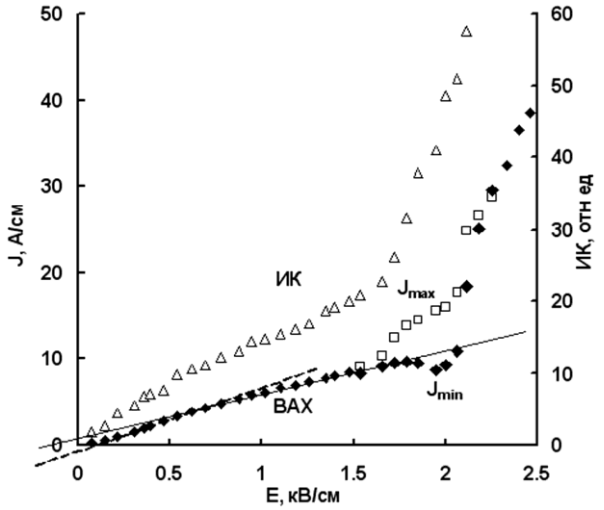


Рис. 2. ВАХ для минимума и максимума осцилляций и зависимость интегральной интенсивности межзонного излучения от поля. T = 4.2 K

На рис. 2 представлены ВАХ, построенные по значениям тока в максимуме и минимуме осцилляций. Для минимальных значений тока ВАХ имеет N-образный вид, т. е. имеет место ОДП. Таким образом, данные факты указывают, что наблюдаемые осцилляции тока связаны с ОДП при пространственном переносе «горячих» электронов.

Следует отметить, что в полях E > 100 В/см во всех исследованных образцах наблюдалось интенсивное межзонное инфракрасное излучение, зависимость интегральной интенсивности которого приведена на рис. 2. Кроме этого в полях, больших 1.5 – 2 кВ/см, ток сильно возрастает, что не может быть объяснено изменением подвижности носителей. Эти эффекты связаны с токовой инжекцией дырок. Измерение распределения интенсивности излучения в образце показало, что инжекция происходит из анодного контакта и длина дрейфа инжектированных дырок является аномально большой (в полях 1.5 – 2 кВ/см она равна длине образца L=3 – 4 мм). Это указывает на большие времена жизни неравновесных носителей (~10^{-6} с). Причиной этого может быть затруднение рекомбинации инжектированных дырок и электронов за счет их пространственного разделения между разными ямами или ямой и барьером. Это разделение вызвано действием встроенного поперечного электрического поля, которое существует в селективно легированных структурах, а также пространственным переносом носителей, вызванным приложенным полем.

Фурье-анализ спектра осцилляций тока в образцах, измеренных в условиях согласования измерительной цепи для высоких частот, показал наличие двух частот: порядка 20 МГц и 80 МГц. Частоты осцилляций не зависят (в отличие от осцилляций, связанных с эффектом Ганна) от расстояния между электрическими контактами. С увеличением температуры от 4.2 K до 160 K частота осцилляций увеличивалась примерно на 10 %. Также частота осцилляций слабо зависит от величины приложенного поля от 1.5 до 2.1 кВ/см (рис. 3).

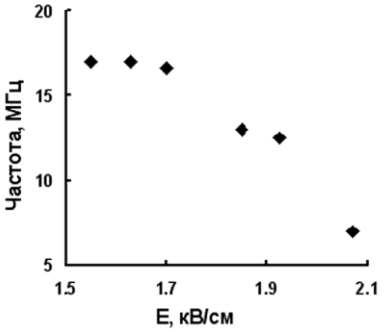


Рис. 3. Зависимость частоты осцилляций от поля

Таким образом, мы наблюдали высокочастотные осцилляции тока при высокополевом электрическом транспорте в селективно легированных гетероструктурах, связанные с возникновением N-ОДП из-за пространственного переноса «горячих» электронов. Возможно, что определенную роль в возникновении осцилляций играет наличие инжектированных неравновесных носителей тока.

Литература

1. Белѐвский П.А., Винославский М.Н., Порошин В.Н., Строганова И.В. //ФТП, **42**, В. 5, С. 604 (2008).
2. Belevskii P.A., Vinoslavskii M.N., Poroshin V.N., Baidus N. V., Zvonkov B.N. //Physica E, **74**, 328 (2015).

Резистивное переключение в мемристивных наноструктурах Au/SiO_x/TiN/Ti в зависимости от их геометрических параметров, состава оксида и режимов ионного облучения

А.И. Белов[1, *], А.Н. Михайлов[1], Д.С. Королев[1], И.А. Антонов[1], Е.В. Окулич[1], Е.Г. Грязнов[1,2], О.Н. Горшков[1], Д.И. Тетельбаум[1, §]

1 Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова, Нижний Новгород, ГСП-486, 603950.

*belov@nifti.unn.ru, §tetelbaum@phys.unn.ru

Изучено влияние толщины и стехиометрии пленки SiO_x, площади верхнего электрода и дозы ионного облучения на параметры резистивного переключения в тонкопленочной структуре Au/SiO_x/TiN/Ti. Показано, что состав и толщина пленки, а также площадь электрода существенно не влияют на вольт-амперные характеристики. Полученные результаты свидетельствуют в пользу филаментной модели резистивного переключения в пленках SiO_x. Исследуемые мемристивные наноструктуры показали высокую стойкость к ионизирующему и дефектообразующему воздействиям.

В последнее время интенсивно исследуется эффект резистивного переключения в мемристивных структурах типа «металл-диэлектрик-металл». Оксид кремния, как материал диэлектрика в мемристивной структуре, привлекает особое внимание в связи с наилучшей его совместимостью с традиционной КМОП-технологией. Для практических применений важно знать, каким образом состав и толщина пленки SiO_x, а также площадь электродов влияют на параметры резистивного переключения. Важным свойством элементов резистивной памяти, работающих в условиях космического и реакторного облучения, является также способность сохранять рабочие параметры после воздействия ионизирующего и дефектообразующего облучений.

Методика эксперимента

Мемристивные структуры на основе пленок оксидов кремния с разной стехиометрией (SiO и SiO_2) формировались на подложках окисленного кремния с металлизацией TiN (25 нм)/Ti (25 нм). Пленки оксида кремния толщиной 20, 40 и 60 нм осаждались методом ВЧ-магнетронного распыления кварца или кремния. Площади верхних электродов Au (40 нм), нанесенных методом магнетронного распыления, составляли $1\cdot10^{-3}$, $8{,}4\cdot10^{-3}$ и $1{,}1\cdot10^{-2}$ см^2.

Для имитации ионизирующего облучения космическими протонами и дефектообразующего облучение быстрыми нейтронами структуры облучались, соответственно, ионами H^+ и ($O^+ + Si^+$) с энергией 150 кэВ. Структуры облучались в состояниях с высоким сопротивлением (СВС) и с низким сопротивлением (СНС).

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) для структуры со стехиометрической пленкой SiO_2 (60 нм, площадь контакта $8{,}4\cdot10^{-3}$ см^2). После электроформовки ток увеличивается на несколько порядков, и структуры проявляют характерное переключение между СНС и СВС. Аналогичными ВАХ обладает и структура на основе SiO.

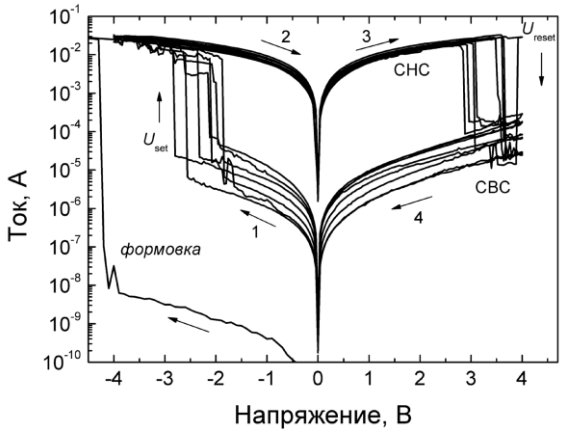


Рис. 1. ВАХ мемристивной структуры Au/SiO_2/TiN/Ti

Сравнительный анализ ВАХ показал, что напряжения переключения U_{set} и U_{reset}, токи в СНС и СВС в пределах разброса одинаковы для структур на основе SiO_2 и SiO. Ток в СНС определяется проводимостью материала филамента и числом филаментов под контактом, а в СВС – концентрацией кислорододефицитных центров в тонком зазоре между филаментом и верхним электродом. Практически одинаковые значения токов в СВС и СНС в случаях SiO_2 и SiO свидетельствуют о том, что конечный состав и конфигурация проводящих ток участков пленки не зависят от стехиометрии оксида.

При увеличении *толщины* слоя SiO_2 наблюдается тенденция к некоторому уменьшению напряжения переключения U_{reset} (от 3,7 до 3,4 В), но практически в пределах вариации от цикла к циклу. Напряжение переключения U_{set} несколько растет (от 2 до 2,7 В) с увеличением толщины от 20 до 40 нм и слабо изменяется при ее дальнейшем увеличении. Ток в СНС и СВС зависит немонотонно от толщины, но тоже в пределах разброса параметров.

Увеличение *площади* электрода почти на порядок величины не приводит в пределах разброса к изменению параметров переключения. Вероятно, протекание тока происходит через ту группу филаментов, которые сформировались первыми и затормозили рост других филаментов, с чем и связана независимость параметров от площади элеткрода.

Слабая зависимость параметров от состава и геометрических факторов является полезным свойством рассматриваемых мемристивных структур, обеспечивающим выбор технологических условий и масштабируемость, но требует детального исследования причин и пределов существования такой закономерности.

Для исследования ионно-лучевой имитации протонного и нейтронного облучения была выбрана структура на основе SiO_2 (толщина 40 нм, площадь электрода $8{,}4\cdot10^{-3}$ см^2). Выполнен расчет доз облучения ионами O^+ и Si^+ (150 кэВ), при которых концентрация смещенных атомов в слое SiO_2 равна их концентрации при облучении нейтронами (1 МэВ). Для нейтронного облучения расчет проводился по оригинальной программе Монте-Карло [1].

В случае имитации облучения космическими протонами с энергией 10 МэВ производился сравнительный расчет (по программе SRIM) распределений по глубине энергетических потерь на ионизацию для протонов (10 МэВ) и ионов (150 кэВ).

При облучении ионами H^+ и ионами (O^+ + Si^+) существенных изменений ВАХ вплоть до максимальных доз (эквивалентных экстремальному флюенсу протонов или нейтронов ~ 10^{17} см$^{-2}$) в большинстве случаев не наблюдается (рисунок 2). В тех случаях когда облучение всѐ же вызывает спонтанные изменения резистивного состояния (помечены стрелками) при облучении в СВС, они исчезают после первого же цикла перезаписи.

Таким образом, эксперименты по ионно-лучевой имитации показали высокую стойкость мемристивных наноструктур на основе SiO_2 к действию космических протонов и реакторных нейтронов.

Высокая степень радиационной стойкости структур обусловлена малыми поперечными сечениями локальных токопроводящих путей и большой концентрацией исходных дефектов в них, что уменьшает влияние дефектов, вносимых облучением.

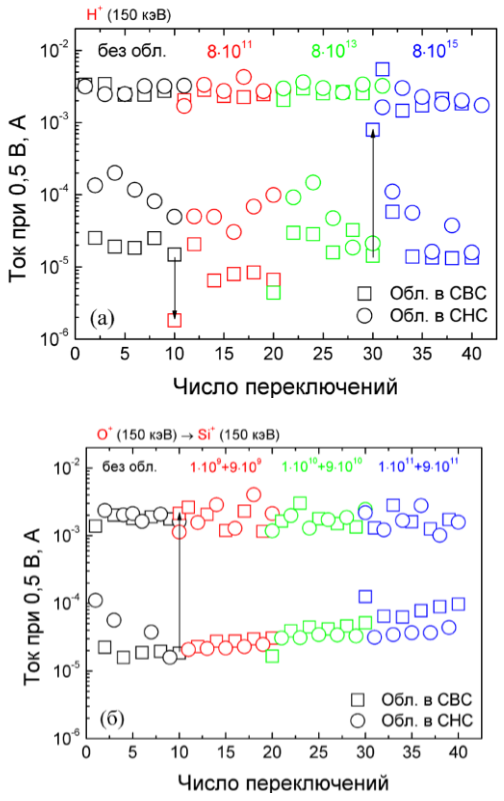


Рис. 2. Токи в СНС и СВС в необлученных и облученных ионами H^+ (а) и O^++Si^+ (б) структурах в зависимости от количества переключений

Работа поддержана грантом Президента РФ (МК-3714.2015.2) и РФФИ (16-37-00360).

Литература

1. D.I. Tetelbaum, D.V. Guseinov, V.K. Vasiliev *et al.* // NIMB, V. 326, 41 (2014).

Трансформация точек Дирака при упругой плоской деформации графена

А.В. Белослудцев , С.С. Савинский*

ФГБОУ ВПО «Удмуртский государственный университет», ул. Университетская, 1, Ижевск, 426034.
*savinsky@uni.udm.ru

Получено аналитическое решение, позволяющее определить положение точек Дирака на k-плоскости для упругодеформированного состояния графена. Показано, что для малых деформаций смещение точек Дирака относительно недеформированного состояния может быть представлено как сумма двух смещений: обусловленного появлением псевдомагнитного поля и деформацией структуры.

Введение

Сотовая двумерная углеродная структура графен, экспериментально полученная в 2004 г., привлекает внимание многих исследователей благодаря своим необычным физико-химическим свойствам: высокой прочности, особенностям электронных и фононных спектров, а также большими перспективами в создании новых материалов и наноэлектронных устройств. В литературе достаточно полно представлены данные по физико-химическим свойствам графена (см., например, [1]).

В докладе обсуждаются особенности электронного спектра графена, построенного в приближении сильной связи, проявляющиеся в условиях упругой плоской деформации. Экспериментально обсуждаемые явления могут наблюдаться при взаимодействии графена с плоской подложкой либо при деформации уединенной графеновой структуры. Интерес к данным вопросам связан с возможностью управления электронной структурой графена, что может быть использовано для создания новых электронных устройств.

Для малых плоских деформаций с использованием линейного приближения нами получены аналитические формулы, с помощью которых можно определить положение точек Дирака на k-плоскости графена. В линейном приближении электронный спектр деформированного графена на k-плоскости вблизи точек Дирака можно считать изотропным, учет квадратичных эффектов по деформации и отклонению от точек Дирака приводит к анизотропии спектра.

В литературе смещение точек Дирака интерпретируется как появление псевдомагнитного поля и при оценке поля ограничиваются, как правило, только одним из обсуждаемых нами слагаемых. Как показывают наши оценки, вклад обоих слагаемых в определение смещений точек Дирака сопоставим.

Электронный спектр графена

Оператор Гамильтона π-электронов графена в приближении сильной связи в базисе волновых функций, локализованных на атомных подрешетках A и B, имеет вид матрицы (2×2)

$$H = \begin{pmatrix} H_{AA} & H_{AB} \\ H_{AB}^{*} & H_{BB} \end{pmatrix}. \qquad (1)$$

В (1) диагональные матричные элементы определяют энергию взаимодействия π-электрона с атомными подрешетками A и B. Недиагональный матричный элемент H_{AB} может быть представлен в виде

$$H_{AB} = \sum_{0}^{2} \beta_n \, exp(ik \cdot t_n), \qquad (2)$$

где k − волновой вектор, t_n − вектор, соединяющий выделенный атом одной из подрешеток с ближайшим соседом второй подрешетки, $n=0,1,2$ – номер ближайшего атомного соседа, β_n − матричный элемент, равный амплитуде перехода электрона между ближайшими атомами углерода в направлении вектора t_n. На рис.1 показаны базисные векторы прямой и обратной решеток графена в выбранной системе координат Oxy, ориентация которой определяется через угол хиральности φ.

Для недеформированного графена длины векторов t_n одинаковы и равны межатомному расстоянию $|t_n| = a_0$. В силу симметрии, амплитуды перехода

электрона вдоль направлений ближайших соседей с номерами $n=0,1,2$ одинаковы $\beta_n=\beta$, это обстоятельство приводит к нулевым значениям недиагонального матричного элемента оператора Гамильтона (2) в вершинах зоны Бриллюена, представляющей собой шестиугольник, вершины зоны обозначены на рис.1 через K_1, K_2,K_3,...K_6 (точки Дирака).

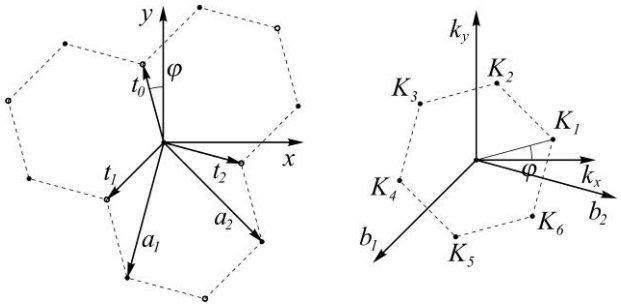


Рис. 1. Прямое и обратное пространство графена, a_1, a_2 ; b_1, b_2 – базисные векторы прямой и обратной решеток

Двумерная плоская деформация графена в системе координат Oxy определяется через тензор деформации, который можно записать в виде матрицы (2×2):

$$\hat{\varepsilon}=\begin{pmatrix}\varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy}\\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy}\end{pmatrix},$$

компоненты ε_{xx} и ε_{yy} определяют одноосные деформации в направлении координатных осей, $\varepsilon_{xy}=\varepsilon_{yx}$ определяют деформацию сдвига. Для произвольно выбранного вектора a на недеформированной графеновой плоскости и вектора обратной решетки b деформация приводит к правилам преобразования этих векторов

$$a\to\left(I+\hat{\varepsilon}\right)\cdot a\ ,\ b\to\left(I+\hat{\varepsilon}\right)^{-1}\cdot b\ ,$$

где I - единичная матрица. С учетом правила преобразования векторов при деформации имеет место $t_n\to t_n+\delta t_n$ инициирующее преобразование и матричных элементов $\beta_n\to\beta(1+\delta\beta_n)$, где $\delta\beta_n=-\alpha\dfrac{\delta t_n\cdot t_n}{a_0^2}$,

$\delta t_n=\hat{\varepsilon}t_n$, $\alpha=-\left.\dfrac{\partial ln\,\beta}{\partial ln\,r}\right|_{r=a_0}$ - коэффициент, r - расстояние между атомами.

После деформации матричный элемент оператора Гамильтона (2) может быть представлен в виде

$$H_{AB}=\sum\beta_0\left(1+\delta\beta_n\right)exp\left(ik\left(t_n+\delta t_n\right)\right). \qquad (3)$$

Диагональные матричные элементы (1) при деформации изменяются на значения деформационного потенциала, возникающего в атомной решетке графена, и могут быть записаны в виде

$$H_{AA}=H_{BB}=g\times\left(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}\right),$$

где g – константа деформационного потенциала [1].

Выберем одну из точек Дирака (до деформации), определяемую вектором K, после деформации положение точки Дирака может быть представлено в виде $K+\Delta K$, вектор ΔK пропорционален деформации. С точностью до первого порядка малости по величинам δt_n и $\delta\beta_n$ обращение в ноль матричного элемента (3) возможно при выполнении условия

$$\sum_0^2\left(\delta\beta_n+i\left(\Delta K\cdot t_n+K\cdot\delta t_n\right)\right)exp\left(iK\cdot t_n\right)=0\ . \qquad (4)$$

Левая часть уравнения (4) представляет собой комплексное число, равенство нулю которого дает два линейных уравнения относительно компонент вектора ΔK. Аналитическое решение (4) относительно ΔK позволяет в рассматриваемом приближении определить положение точек Дирака на k-плоскости после деформации.

Рассмотрим формальное решение (4) с учетом $\delta\beta_n$, а δt_n положим равным нулю, в этом случае решение для вектора ΔK обозначим через $\Delta K=\Delta K_{PS}$. Данная ситуация для гамильтониана (1) соответствует обсуждаемому в литературе появлению псевдомагнитного поля [1]. Второй случай формального решения (4): пусть $\delta\beta_n=0$, а δt_n не равно нулю, результат решения обозначим через $\Delta K=\Delta K_{ST}$. Общее решение (4): $\Delta K=\Delta K_{PS}+\Delta K_{ST}$.

Литература

1. Katsnelson M. I. Graphene: carbon in two dimensions. Published in ihe United States of America by Cambridge University Press. New York, 2012, 351p.

Оптическая спектроскопия резонансных брэгговских структур с квантовыми ямами InGaN/GaN

А.С. Большаков*, В.В. Чалдышев§, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.
*bolsh_as@mail.ioffe.ru, §chald.gvg@mail.ioffe.ru

Экспериментально исследованы спектры оптического отражения и пропускания при комнатной температуре резонансной брэгговской структуры с 60 квантовыми ямами InGaN/GaN. Численное моделирование полученых спектров позволило определить параметры экситонного резонанса в КЯ. В частности, получено значение радиационного уширения экситона 0.20 ± 0.02 мэВ. Обнаружено, что для исследованного образца резонансный рост отражения в брэгговском максимуме при совпадении брэгговской частоты с экситонной сопровождается падением коэффициента поглощения на экситонах.

Введение

Вклад экситонного резонанса в оптическое отражение усиливается в периодических структурах с квантовыми ямами (КЯ) с периодом, при котором брэгговское условие выполняется на частоте экситонного резонанса в квантовых ямах [1]. Усиление экситонного отражения происходит за счет конструктивной интерференции волн, отраженных от разных КЯ. Этот эффект, а также большая энергия связи экситона в GaN, позволили наблюдать существенный вклад экситонного резонанса в спектры отражения периодической полупроводниковой гетероструктуры с КЯ InGaN/GaN при комнатной температуре [2]. В работе [2] параметр излучательного уширения экситонной линии оценивался в 0.17 мэВ, что значительно больше величины этого параметра в арсенидных системах (0.03 – 0.04 мэВ). Эта оценка была произведена на основании подгонки одного лишь спектра отражения. Однако данная методика в принципе не позволяет оценить соотношение пассивного и частотно-зависимого экситонного диэлектрического контраста.

В настоящей работе исследовалась периодическая структура, содержащая 60 КЯ InGaN/GaN. Целью работы было определить параметры экситонного резонанса в КЯ путем измерения и анализа спектров отражения и пропускания при различных углах падения света. Для наилучшей оценки этих параметров необходима адекватная модель взаимодействия света с данной физической системой.

Исследованный образец

Резонансная брэгговская структура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии на сапфировой подложке с буферным слоем GaN толщиной ~ 2.5 мкм. Период структуры составлял ~ 80 нм, толщина КЯ InGaN ~ 2 нм. По данным рентгеноструктурного анализа, содержание индия в КЯ составляло ~ 6%. Толщина слоев была неоднородна вдоль поверхности образца, вследствие чего положения оптических резонансов для разных областей различались. Верхним слоем являлся слой GaN той же толщины, что и барьерные слои GaN.

Результаты и обсуждение

Были записаны спектры отражения и пропускания образца в различных точках поверхности, при разных углах падения и поляризациях света. Измерения проводились при комнатной температуре. Энергия основного состояния экситона в КЯ определялась по данным фотолюминесценции. В спектрах пропускания наблюдается монотонный спад, начало которого соответствует энергии возбуждения экситона в КЯ. Однако пропускание становится пренебрежимо малым лишь при достижении края фундаментального поглощения. На спектрах отчетливо проявляется брэгговская особенность, смещающаяся в коротковолновую область с увеличением угла падения света в соответствии с законом Вульфа–Брэгга. Однако если в спектрах отражения при приближении брэгговского максимума к частоте возбуждения экситона он заметно растет, то в спек-

трах пропускания такого эффекта не наблюдается. Это говорит о том, что рост отражения связан с падением не пропускания, а поглощения на экситонах.

Подгонка экспериментальных спектров расчетными выполнялась одновременно для спектров отражения и пропускания при двух разных углах. На рис. 1 и 2 показаны экспериментальные (а) и расчетные (б, в) спектры пропускания при s-поляризации, углах падения 30° и 50° соответственно.

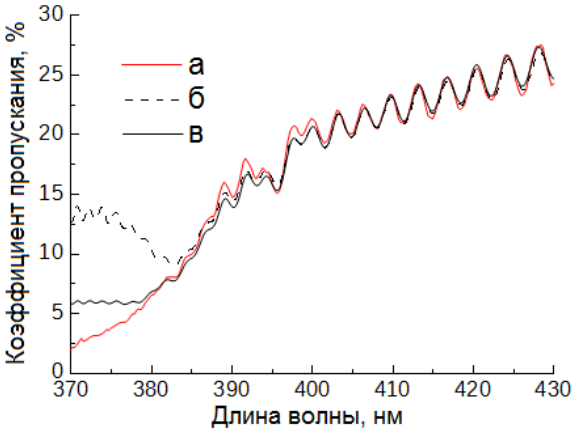


Рис. 1. Спектр пропускания при угле падения 30° s-поляризации: а — эксперимент, б — расчет без учета поглощения в непрерывном спектре КЯ, в — расчет с учетом поглощения в непрерывном спектре КЯ

Расчет выполнялся как с учетом одного лишь экситонного резонанса (б), так и с учетом, помимо экситона, переходов в непрерывном спектре первых подуровней размерного квантования электронов и дырок (в). Как можно видеть, вторая модель лучше описывает экспериментальные данные. Оставшееся расхождение можно объяснить наличием в реальной КЯ InGaN/GaN более высоких энергетических состояний. В расчете использовались следующие параметры экситона в КЯ: энергия возбуждения 3.24 эВ, радиационное затухание 0.20 мэВ, нерадиационное затухание 40 мэВ. Погрешность определения радиационного и нерадиационного затухания мы оцениваем в ± 0.02 мэВ и в ± 5 мэВ соответственно.

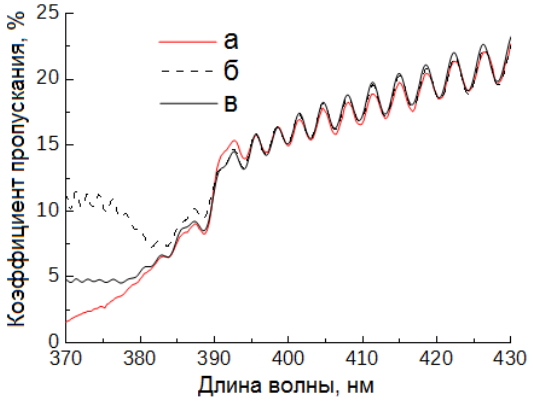


Рис. 2. Спектр пропускания при угле падения 50° s-поляризации: а — эксперимент, б — расчет без учета поглощения в непрерывном спектре КЯ, в — расчет с учетом поглощения в непрерывном спектре КЯ

Заключение

Были исследованы оптические свойства резонансной брэгговской системы КЯ InGaN/GaN при комнатной температуре. Подтверждается большая величина параметра радиационного затухания экситона в таких КЯ (0.20 ± 0.02 мэВ). Резонансное усиление отражения при попадании брэгговского максимума на частоту возбуждения экситона сопровождается падением поглощения света на экситонах и почти не влияет на пропускание.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 14-29-07243 офи_м.

Литература

1. Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда // ФТТ, т. 36, 2118 (1994).
2. V.V. Chaldyshev, A.S. Bolshakov, E.E. Zavarin, *et al.* // Appl. Phys. Lett., v. 99, 251103 (2011).

Фотоприемные устройства на основе гетероэпитаксиальных наноструктур теллурида кадмия и ртути

Д.В. Брунев, В.В. Васильев, В.С Варавин, А.В. Вишняков, С.А. Дворецкий*, В.Д. Кузьмин, И.В. Марчишин, Н.Н. Михайлов, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, А.В. Латышев

ФГБУ/Н Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.
* dvor@isp.nsc.ru

В ИФП СО РАН разработаны и изготовлены инфракрасные (ИК) матричные фотоприемные устройства (МФПУ) форматов 320×256 элементов с шагом 30 мкм для спектральных диапазонов 3-5 мкм (МФПУ-01Б) и 8-10 мкм (МФПУ-01А) и полноформатные 640×512 элементов с шагом 25 мкм для спектральных диапазонов 3-5 мкм (МФПУ-С) и 8-10 мкм (МФПУ-Д).

Введение

Примерно с 2000 г. в истории развития технологии матричных фотоприемных устройств (МФПУ) начался этап, связанный с разработкой инфракрасных фотоприемников (ИК ФП) 3 поколения, к которым относятся односпектральные полноформатные и мегапикселные, двухспектральные, лавинные ИК ФП и другие. Несомненно, МФПУ 3-его поколения представляют собой будущее промышленного производства и обеспечения тепловизионных систем (ТС). Действительно, увеличение формата односпектральных и многоспектральных ИК МФПУ обеспечивает более высокое пространственное и быстрое временное разрешение при регистрации и анализе изображения мишени. На рисунке 1 приведено сравнение обнаружения и идентификации объекта с помощью ИК МФПУ 2-го поколения (сканирующая субматрица форматом 6×480 элементов) и 3-его поколения (полноформатная смотрящая матрица форматом 1780×720 элементов) [1].

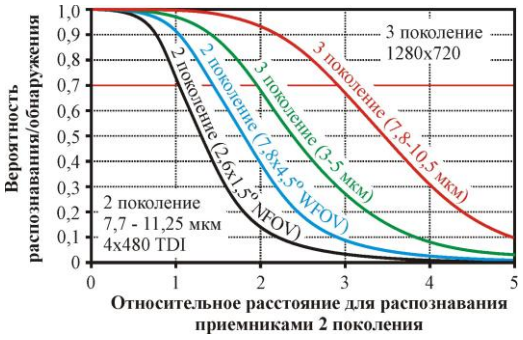


Рис. 1. Сравнение обнаружения и идентификации объекта с помощью ИК МФПУ 2-го и 3-его поколений

Состав МФПУ

МФПУ состоит из инфракрасного фотоприемника (ИК ФП) формата 320×256 или 640×512 элементов, вакуумного криостатируемого корпуса (ВКК) и микрокриогенной системы охлаждения (МКСО).

ИК ФП представляет собой гибридную сборку матричного фотодиодного фоточувствительного элемента (МФЧЭ) и кремниевого мультиплексора. МФЧЭ изготовлены на основе гетероэпитаксильных наноструктур (ГЭНС) теллурида кадмия и ртути (КРТ, HgCdTe) со специальным профилем распределения состава по толщине, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках из GaAs или Si. Фотодиоды на основе N-p перехода созданы с помощью ионного легирования бором слоев КРТ дырочного типа проводимости, полученного при термическом отжиге ГЭС КРТ МЛЭ. Мультиплексор позволяет проводить управление временем накопления и кадровой частотой с помощью внешнего сигнала, режимами работы – с помощью последовательного и параллельного интерфейсов.

Унифицированный ВКК построен с применением кольцевого металлокерамического разъема и обеспечивает суммарную тепловую нагрузку с учетом тепловыделения фотоприемника не более 0,5 Вт при температуре окружающей среды +55^{0}С и температуре криостатирования 77 К. Охлаждаемая диафрагма обеспечивает апертурный угол зрения 28×34 град. Охлаждаемый оптический фильтр имеет коротковолновую границу чувствительности 3,4 мкм и 7,7 мкм для МФПУ спектрального диапазона 3-5 и 8-10 мкм соответственно.

В составе МФПУ применены МКСО производства ООО «НТК «Криогенная техника» (г. Омск): МСМГ-0,6А-0,4/80 интегральной компоновки с рабочей температурой 80-120 К и МСМГ-1,5А-0,3/65 компоновки «Сплит-Стирлинг» с рабочей температурой 70-82 К.

На рисунке 2 приведены фотографии внешнего вида полноформатных МФПУ (640×512 элементов с шагом 25 мкм) для спектральных диапазонов 3-5 мкм (МФПУ-С, а) и 8-10 мкм (МФПУ-Д, б).

а)

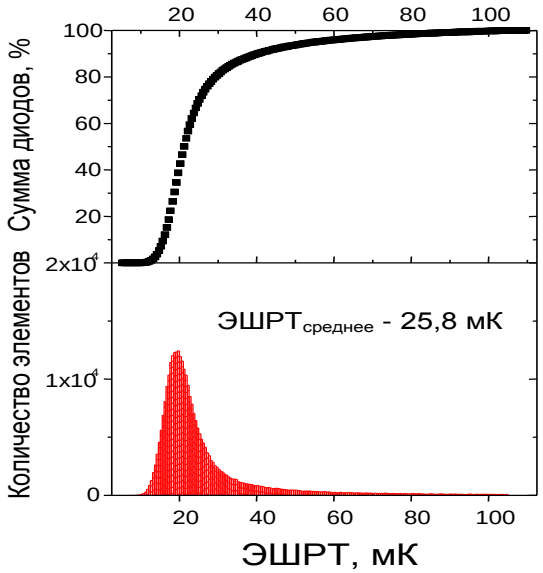
б)

Рис. 2. Фотографии внешнего вида МФПУ_С (а) и МФПУ-Д (б)

Параметры МФПУ

Среднее значение эквивалентной шуму разницы температур (ЭШРТ) составили менее 25 мК и 35 мК для МФПУ спектрального диапазона 3-5 и 8-10 мкм соответственно. Представлены данные по измерениям спектров, дефектности, зависимости ЭШРТ от температуры и при последовательных циклах нагрев-охлаждение.

На рисунке 3 приведены гистограмма ЭШРТ и количества работоспособных диодов (а) и тепловое изображение (б), полученное МФПУ-Д.



а)

Рис. 3. Гистограмма ЭШРТ и количества работоспособных диодов (а) и тепловое изображение (б)

Работа выполнена при частичной поддержке грантов № 15-52-16017 и № 15-52-16008.

Литература

1. S. Horn, P. Norton, T. Cincotta, A. Stoltz, D. Benson, P. Perconti, G. Campbell. Challenges for third-generation cooled images. U.S. Army COCOM ATTN: RDEC NVESD Fort Belvoir, VA 22060.

Эффект электронного храповика в двумерных системах в условиях циклотронного резонанса

Г.В. Будкин[1,*], С.А. Тарасенко[1]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия.
*gbudkin@gmail.com

Разработана микроскопическая теория эффекта электронного храповика в квантовых ямах в статическом магнитном поле. Продемонстрировано, что постоянный электрический ток возникает при возбуждении двумерного электронного газа как линейно-поляризованным, так и циркулярно поляризованным переменным электромагнитным полем. Величина тока значительно усиливается в условиях циклотронного резонанса и его первой субгармоники.

Воздействие переменного электрического поля на свободные носители заряда в квантовых ямах без центра пространственной инверсии может приводить к возникновению направленного электрического тока. Такие нелинейные электрические эффекты входят в класс эффектов квантового электронного храповика и активно исследуются в настоящее время, позволяя получать информацию о симметрии полупроводниковых структур, деталях энергетического спектра и механизмах рассеяния носителей заряда.

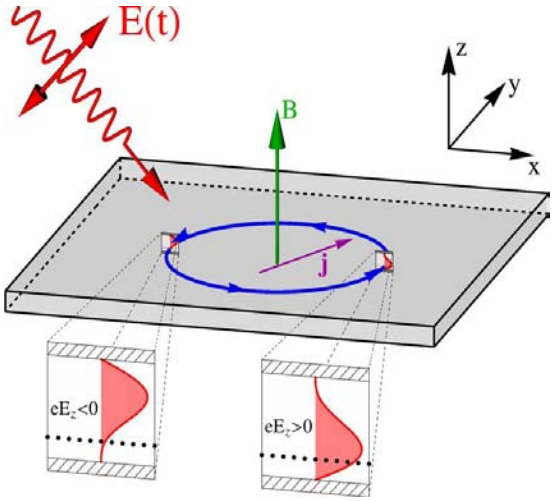


Рис. 1. Микроскопическая модель эффекта квантового электронного храповика. Одновременное воздействие продольной и поперечной компонент переменного электрического поля на носителей заряда в квантовой яме приводит к возникновению направленного электрического тока

В работе представлена квазиклассическая теория эффекта электронного храповика в асимметричных квантовых ямах. Исследовано влияние внешнего статического магнитного поля на эффективность генерации постоянного тока. Продемонстрировано резонансное усиление тока в условиях циклотронного резонанса, когда частота переменного поля ω совпадает с циклотронной частотой движения электронов ω_c и его первой субгармоники ($\omega = 2\omega_c$).

Детальная теория эффекта храповика развита для двух геометрий: (a) переменное электрическое поле $\boldsymbol{E}(t)$ содержит продольную и поперечную компоненты, статическое магнитное поле $\boldsymbol{B}$ перпендикулярно плоскости ямы (рис. 1); (b) переменное электрическое поле лежит в плоскости ямы, магнитное поле наклонно.

Возникновение постоянного электрического тока в геометрии (a) продемонстрировано на рис. 1. Совместное воздействие продольной компоненты электрического поля и статического магнитного поля вызывает движение электронов по циклотронным орбитам. Нормальная компонента электрического поля «прижимает» носители заряда к верхнему или нижнему интерфейсу асимметричной квантовой ямы (в зависимости от полярности поля), тем самым модулируя подвижность электронов на частоте поля. Переменное движение электронов в плоскости квантовой ямы и модуляция подвижности на одной и той же частоте вызывают дрейф носителей заряда и, как следствие, генерацию постоянной компоненты электрического тока.

Эффект квантового электронного храповика возникает и в геометрии (b). В этом случае генерация тока обусловлена асимметрией рассеяния носителей заряда в импульсном пространстве, которая

возникает в квантовой яме в присутствии продольной компоненты статического магнитного поля.

В рамках кинетического уравнения Больцмана получены аналитические зависимости постоянного тока от величины статического магнитного поля, частоты и поляризации переменного электрического поля для обеих рассмотренных выше геометрий эксперимента. Показано, что направление тока зависит от поляризации поля, а его величина многократно возрастает в условиях циклотронного резонанса. Величина тока, вызванного эффектом электронного храповика в наклонном магнитном поле, зависит как от времени релаксации носителей заряда по импульсу на уровне Ферми, так и от его производной по энергии.

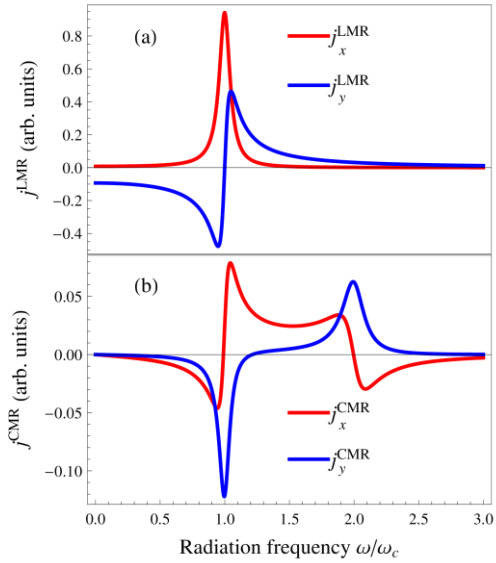


Рис. 2. Частотные зависимости компонент постоянного тока, индуцированного линейно-поляризованным переменным электрическим полем (a) и циркулярно-поляризованным переменным электрическим полем (b). Токи рассчитаны для случая наклонного магнитного поля, лежащего в плоскости (yz), и переменного электрического поля в плоскости квантовой ямы

На рис. 2 показаны зависимости компонент тока от частоты переменного электрического поля E, лежащего в плоскости квантовой ямы, и наклонного статического магнитного поля B. Верхняя и нижняя панели соответствуют случаям линейно-поляризованного и циркулярно-поляризованного поля. Видно значительное усиление токов вблизи циклотронного резонанса. Ток, индуцированный циркулярно-поляризованным полем, имеет также особенность на первой субгармонике циклотронного резонанса $\omega = 2\omega_c$ в условиях, когда усиление коэффициента поглощения в модели Друде отсутствует. В рамках квантово-механического описания этот дополнительный резонанс связан с переходами между уровнями Ландау с индексами n и n+2.

Проведен анализ распределения электростатического потенциала в плоскости структуры, вызванного растеканием электрического тока в образце конечного размера. Рассмотрена, часто реализуемая в эксперименте геометрия, когда ток генерируется сфокусированным терагерцевым лазерным лучом в малой области образца. В рамках метода функции Грина разработан метод расчета пространственного распределения электрического потенциала для произвольного распределения интенсивности лазерного излучения и произвольного магнитного поля. Показано, что электростатический потенциал достигает экстремума вблизи края пятна генерации тока, а измеряемое падение напряжения между контактами может сильно зависеть от положения контактов и геометрии образца.

Работа поддержана грантами РФФИ.

Литература

1. G.V. Budkin and S.A. Tarasenko, *arXiv:1510.06625*.

Формирование одномерных GaAs нитевидных нанокристаллов

А.Д. Буравлев[1-4,*], И.В. Илькив[1,2], Р.Р. Резник[1], И.В. Штром[1-4], И.П. Сошников[1-3], А.И. Хребтов[1], Ю.Б. Самсоненко[1,3], Г.Э. Цырлин[1-4]

1 Санкт-Петербургский академический университет РАН, ул. Хлопина, 8-3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Физико-технический институт РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

3 Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, Санкт-Петербург, 198095.

4 Санкт-Петербургский государственный университет, наб. Университетская, 4, Санкт-Петербург, 198504.

*bour@mail.ioffe.ru

Проведено исследование способов формирования GaAs нитевидных нанокристаллов с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии, направленных на уменьшение их диаметров. Показано, что использование коллоидных наночастиц золота в качестве катализаторов роста позволяет получать массивы нитевидных нанокристаллов, обладающих минимальным разбросом параметров.

Введение

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) обоснованно считаются одними из наиболее перспективных материалов для создания новых приборов как нано- и оптоэлектроники, так и спинтроники. По сути, практически все из полупроводниковых соединений могут быть или уже были синтезированы с помощью различных экспериментальных методов в форме нитевидных нанокристаллов, у которых диаметр составляет порядка 20-200 нм, а длина лежит в диапазоне от нескольких сотен нанометров до десятков микрометров. При этом они могут быть выращены на полупроводниковых подложках с большим рассогласованием по параметру кристаллической решетки, что также открывает широкие возможности для создания новых приборов.

Однако, несмотря на то, что зачастую подобные структуры вследствие их формы называют одномерными, они ими не являются в истинном смысле этого определения. Для их описания более употребим термин квазиодномерные, поскольку при диаметрах порядка 30 и более нанометров, например, для ННК на основе A3B5 соединений, таких как GaAs, трудно ожидать проявления ограничения движения носителей заряда вследствие возникновения размерного квантования при достаточно высоких температурах. Безусловно, имеются в виду материалы с шириной запрещенной зоны сравнимой или больше 1 эВ. Очевидно, что диаметры ННК на основе подобных материалов должны быть гораздо меньше. В свою очередь, если увеличение диаметров ННК не представляет технологической сложности, синтез ННК с меньшими диаметрами является очень непростой задачей

Настоящая работа была направлена на исследование способов уменьшения диаметров массивов GaAs нитевидных нанокристаллов при их синтезе с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

Результаты и обсуждение

Хорошо известно, что поверхностное расположение одиночных полупроводниковых ННК, если их синтез осуществляется по механизму «пар-жидкость-кристалл», определяется месторасположением капель катализаторов роста. При этом их диаметры коррелируют с непосредственными размерами капель. Для создания массивов одинаковых капель катализаторов роста могут быть использованы различные методики. Одной из наиболее распространенных является электронная литография сверхвысокого разрешения. Однако эта методика основана на использовании сложных технологических процессов. Поэтому в настоящей работе было решено исследовать альтернативные способы получения ННК.

На сегодняшний день стали доступны коллоидные растворы различных наночастиц, в том числе и золота. Как правило, это водные растворы наночастиц золота и лигандов, которые добавляются в

раствор для предотвращения образования агломераций. Размер наночастиц золота в таких растворах может варьироваться в диапазоне от 2 до 200 нм; при этом разброс диаметров наночастиц составляет менее 3%. Поэтому появляется возможность контроля диаметров ННК при использовании частиц с разными размерами. В данной работе использовались коллоидные растворы наночастиц золота фирмы BBI Solutions. Их нанесение осуществлялось на поверхность кремниевых подложек различными способами. Было показано, что варьируя время нанесения можно управлять поверхностной плотностью наночастиц.

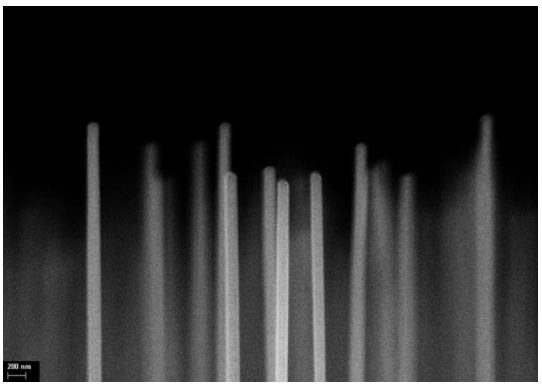
Непосредственный синтез ННК осуществлялся на МПЭ установке Compact 21TM фирмы Riber. В качестве подложек, как уже было отмечено выше, использовались пластины монокристаллического кремния с кристаллографической ориентацией типа <111>.

Подложки с предварительно нанесенными частицами золота перед проведением ростовых экспериментов помещались в буферную камеру для отжига при температуре порядка 800ºC в течение 25 минут. Затем происходил непосредственный синтез GaAs ННК при температуре 580ºC. Время роста составляло 15-30 минут.

На рисунке 1 представлено изображение GaAs ННК, полученное с помощью растровой электронной микроскопии (РЭМ). Для их синтеза были использованы коллоидные наночастицы золота с диаметрами, равными 60 нм. Видно, что массив ННК обладает минимальным разбросом параметров. Таким образом, было показано, что использование коллоидных наночастиц золота может быть применено для создания массивов одинаковых ННК. Однако при варьировании размеров используемых наночастиц золота от 20 до 80 нм не наблюдалось прямой корреляции с ННК. Диаметр ННК составлял порядка 100-120 нм. Вследствие этого данный способ прекрасно подходит для синтеза массивов ННК с минимальным разбросом параметров, но не с минимальными размерами.

Для получения ННК с малыми диаметрами было решено исследовать процессы десорбции атомов с поверхности ННК при их термическом нагреве в ростовой камере МПЭ установки. Было показано, что данный процесс действительно может быть использован для уменьшения диаметров ННК без потери их кристаллического качества. После окончания процессов отжига температура уменьшалась и производилось формирование слоя оболочки на основе $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ с целью как пассивации поверхности ННК, так и придания им большей механической прочности.

Таким образом, было продемонстрирована принципиальная возможность уменьшения диаметров GaAs ННК.



Рисш 1. РЭМ изображение GaAs ННК

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, соглашение 14.613.21.0044 от 11 ноября 2015, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61315X0044.

Межподзонные электрон-электронные взаимодействия в двумерном электронном газе

К.В. Бухенский[1], А.Б. Дюбуа[1,*], С.И. Кучерявый[2], С.Н. Машнина[1], А.С. Сафошкин[1,#]

1 Рязанский государственный радиотехнический университет, ул. Гагарина, 59/1, 390005, Рязань.

2 Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, Студгородок, 1, г. Обнинск Калужской обл., 249040.

*dubois.a.b@rsreu.ru, #safoshkin.a.s@rsreu.ru

Работа направлена на выяснение вклада внутриподзонной и межподзонной электрон-электронной релаксации в затухание квантования Ландау осцилляций поперечного магнитосопротивления. Для сильнолегированного гетероперехода, аппроксимированного треугольным потенциальным профилем, когда заполнены основная и возбужденная подзоны размерного квантования, получены выражения параметрических зависимостей от температуры, которые объясняют экспериментальные зависимости.

Расчет времени электрон-электронных взаимодействий

Методом самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера были найдены вид энергетической структуры для зоны проводимости наноструктуры и пространственное распределение электронной плотности на уровнях (подзонах) размерного квантования. [1] Зонные диаграммы исследованных наноструктур были рассчитаны методом самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2}+E(z)\right]\psi_j(z)=E_j\psi_j(z), \qquad (1)$$

$$-\frac{d^2V}{dz^2}=\frac{4\pi\rho(z)}{\chi} \qquad (2)$$

с граничными условиями $\psi_j(0)=0$, $\psi_j(\infty)=0$, $V(z=\infty)=0$, $eV(z=0)=E_0$.

Для сильнолегированного гетероперехода, аппроксимированного треугольным потенциальным профилем, когда заполнены основная и возбужденная подзоны размерного квантования, получены выражения параметрических зависимостей времени электрон-электронного («е-е») взаимодействия от температуры и поверхностной концентрации двумерного электронного газа, которые объясняют экспериментальные зависимости [1].

Рассмотрим процесс взаимодействия частиц с состояниями **k** и **p**. В результате взаимодействия получаются частицы с состояниями **k+q** и **p-q**. Вероятность такого перехода пропорциональна интегралу столкновений:

$$\sum_{\mathbf{k},\mathbf{p}}\delta\left(E_j(\mathbf{k}+\mathbf{q})+E_l(\mathbf{p}-\mathbf{q})-E_i(\mathbf{k})-E_k(\mathbf{p})\right)\times$$

$$\times f_{\mathbf{k}}f_{\mathbf{p}}\left(1-f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\right)\left(1-f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}\right), \qquad (3)$$

где f — функция распределения Ферми — Дирака. Индексы i, j, k, l обозначают следующее: электрон, находящийся в состоянии i взаимодействует с электроном в состоянии k, в результате чего происходят переходы соответственно в состояния j и l. С точностью до второго члена разложения внешнего возмущающего потенциала теории возмущений выражение для времени «е-е»-взаимодействия может быть представлено в виде

$$\left(\tau_{ij}^{ee}\right)^{-1}=\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\sum_{k,m}\sum_{\mathbf{q}}\left|V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q},\omega)\right|^2\times$$

$$\times\sum_{\mathbf{k},\mathbf{p}}\delta\left(E_j(\mathbf{k}+\mathbf{q})+E_l(\mathbf{p}-\mathbf{q})-E_i(\mathbf{k})-E_k(\mathbf{p})\right)\times$$

$$\times f_{\mathbf{k}}f_{\mathbf{p}}\left(1-f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\right)\left(1-f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}\right), \qquad (4)$$

где $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q},\omega)$ — матричный элемент полного потенциала экранирования.

Каналы электрон-электронного взаимодействия

Нами предложена схема – модель электрон-электронных взаимодействий в сильно легированном гетеропереходе $Al_xGa_{1-x}/GaAs$, в которую включены источники возмущений, возможные «восприемники» первичного возмущения и мыслимые сценарии «е-е»-взаимодействия в системе 2D электронов, ведущих к формированию температур-

ной зависимости времени электрон-электронного взаимодействия, измеряемой на опыте. Были рассчитаны для предложенной схемы-модели [2], с построением фейнмановских диаграмм, матричные элементы кулоновского экранирования, к которым относятся:

1. Внутриподзонное взаимодействие, ведущее к переходам внутри подзоны.

2. Внутриподзонное взаимодействие, ведущее к переходам между подзонами.

3. Межподзонное взаимодействие, ведущее к переходам внутри подзоны.

4. Межподзонное взаимодействие, ведущее к переходам между подзонами.

Были рассмотрены [3] возможные сценарии восприятия возмущения от источников и формирование за счет «е-е»-взаимодействия - фактора столкновительного уширения уровней Ландау:

1) – возмущение воспринимает массив 2D-электронов n_m на основном уровне размерного квантования. Это взаимодействие характеризуется временем $\tau_{ee}^{(1)}$. За счет сильного «е-е» внутриподзонного взаимодействия возмущение охватывает всю электронную систему и на опыте измеряется $\tau_q^{\exp}\left(\tau_{ee}^{(1)}\right)$.
$\tau^{(1)} \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{mm}\right) \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{md}, \tau_{ee}^{mn}\right) \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{nn}, \tau_{ee}^{dd}, \tau_{ee}^{nd}\right) = \tau_{ee}^{(1)}$

2) – второй сценарий возможен, если возмущение воспринимает сателлит n_n на уровне E_p размерного квантования. В этом случае n_n непосредственно взаимодействуют с n_d и с n_m - 2D-электронами. Следовательно, время разрушения квантования формируется так:

$$\tau^{(2)} \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{nn}\right) \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{nd}\right) \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{mn}, \tau_{ee}^{nd}\right) \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{mm}, \tau_{ee}^{dd}, \tau_{ee}^{md}\right) \Rightarrow \tau_{ee}^{(2)}$$

3) – если возмущение воспринимают 2D-электроны на уровне E_m, то за счет взаимодействия со временем τ_{ee}^{mn} с n_n («n-сателлитом»), а n_n за время τ_{ee}^{nd} распространяют возмущение на n_d, так что формируется $\tau_q^{\exp}$ в цепочке

$$\tau^{(3)} \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{mm}\right) \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{mn}, \tau_{ee}^{md}\right) \Rightarrow \left(\tau_{ee}^{nn}, \tau_{ee}^{dd}, \tau_{ee}^{nd}\right) \Rightarrow \tau_{ee}^{(3)}.$$

Обсуждение результатов

В ряде экспериментальных работ по исследованию особенностей осцилляций поперечного магнитосопротивления Шубникова – де Гааза в широком диапазоне температур и магнитных полей для объемных 3D и двумерных 2D электронов обнаружены некоторые аномалии, имевшие определенную общность в качественном сходстве, но и существенные различия. Например, была обнаружена осциллирующая зависимость температуры Дингла T_D от температуры T, а следовательно, и времени малоугловой релаксации τ_q от T [2]. Эти осцилляции $T_D(T)$ и $\tau_q(T)$ были обнаружены для сильнолегированных гетеропереходов (n_s>8.5·10^{11}cm^{-2}), в которых заполнена основная и вторая возбужденная подзона размерного квантования. Была установлена однозначная связь этих аномалий с сильным (для вырожденных 3D- и 2D-электронов) электрон-электронным взаимодействием. Для качественного и количественного объяснения наблюдаемых эффектов были рассмотрены каналы «е-е» взаимодействий в сложной системе 2D вырожденных электронов [3]. Окончательные зависимости рассчитывались в соответствии с правилом Маттиссена.

Можно отметить, что при низких температурах (T<5K) затухание квантования Ландау определяется n_s -электронами, а численный анализ разложения диэлектрических функций показывает появление немонотонностей $\tau_{ee}^{th}(T, n_s)$ при n_m>8·10^{11}cm^{-2} и T>5K. Это позволяет утверждать, что характерные осцилляции $\tau_{ee}^{th}(T)$ возникают только после заполнения электронами второй подзоны размерного квантования и отклика на температурное воздействие при T>5K. Второй результат – это роль n_n-сателлита в возбуждении осцилляций, при этом независимо от того, какой компонент 2D электронной системы воспринимает возмущение. Таким образом, экспериментально наблюдаемые зависимости $\tau_{ee}^{\exp}(T)$ при T<5K связаны только с внутриподзонными «е-е»-переходами.

Литература

1. А.Б. Дюбуа, М.А. Зилотова, С.И. Кучерявый, А.С. Сафошкин // Вестник РГРТУ, №3(45), С. 88-92 (2013).
2. K.V. Bukhenskyy, A.B. Dubois, S.I. Kucheryavyy, S.N. Mashnina, A.S. Safoshkin *et al.* // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, Vol. 5, Issue 3, pp. 343-353 (2014).
3. K.V. Bukhenskyy, A.B. Dubois, T.V. Gordova, S.I. Kucheryavyy, S.N. Mashnina, A.S. Safoshkin // Physics Procedia, Vol. 71, pp. 359-363 (2015).

Особенности фотопроводимости нитрида индия

П.А. Бушуйкин[1,§], Д.Н. Лобанов[1,2], А.Н. Яблонский[1], В.Ю. Давыдов[2], Б.А. Андреев[1,*]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

* boris@ipmras.ru, § bushuikinp@ipm.sci-nnov.ru

В докладе сообщается о результатах исследования спектров и кинетики фотопроводимости (ФП), спектров фотолюминесценции (ФЛ) нитрида индия. Наблюдаемые спектры ФП, ФЛ и поглощения в InN соответствуют вырожденному прямозонному полупроводнику. Фотопроводимость в наиболее чистых образцах положительна с временами релаксации ~10 нс. Для образцов с высокой концентрацией носителей (>10^{18}см$^{-3}$) наблюдались отрицательная ФП и смена знака ФП в зависимости от температуры.

Введение

Нитрид индия - прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны E_G~0.64 эВ [1], что вызывает интерес к нему как перспективному материалу для создания оптоэлектронных устройств в ближнем ИК-диапазоне. Проблемы исследования фотоэлектрических свойств и реализации приборных применений InN связаны с низким качеством выращиваемых эпитаксиальных слоев, а именно с большой концентрацией электрически активных примесей и дефектов. При всём несовершенстве технологии полупроводникового InN во многих лабораториях ведутся работы по приборным применениям InN структур в качестве светодиодов [2] и детекторов ИК-диапазона [3, 4], быстродействующих полевых транзисторов [5].

Фотоэлектрические свойства InN исследованы недостаточно. В большинстве предшествующих работ наблюдался фотоотклик при накачке межзонных переходов импульсным лазером. Неожиданно большое внимание было уделено изучению обнаруженной медленной отрицательной фотопроводимости с временами релаксации в несколько секунд [6,7]. В единственном спектроскопическом эксперименте наблюдалась красная граница межзонной ФП, сдвинутая на 0.4 эВ относительно края межзонного поглощения [8]. Экспериментальные исследования спектров подзонного фотовозбуждения InN, которые могут характеризовать электроактивные центры, в литературе отсутствуют.

Целью данной работы было исследование спектров и кинетики фотопроводимости, определение влияния дефектно-примесных центров на фотопроводимость InN.

Описание эксперимента

В работе исследовались спектры и кинетика ФЛ и ФП эпитаксиальных слоев InN, выращенных методами MBE (GS1804-2 $n=7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, GS2054-3 $n=3\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ [9]; InN_{35} $n=6\cdot10^{18}$ cm^{-3}, InN_{36} $n=7.6\cdot10^{18}$ cm^{-3}) [10] и PO_{15} $n=4.7\cdot10^{19}$ cm^{-3}. Для возбуждения люминесценции и проводимости использовались импульсные лазеры: 1) титан-сапфировый лазер Tsunami (SpectraPhysics) λ=800 нм, P=100 мВт, длительность импульса ~70 фс при частоте повторения 80 МГц; 2) оптический параметрический генератора MOPO-SL (Spectra-Physics) с длительностью импульсов 5 нс при частоте повторения 10 Гц, перестраиваемый в диапазон $\lambda=0.44 \div 2.5$ мкм; 3) оптический параметрический генератор OPO (Solar LS), перестраиваемый в диапазоне $\lambda=0.44 \div 18$ мкм, с длительностью импульсов 10 нс. Регистрация спектров и кинетики ФП проводилась по стандартной схеме при постоянном смещении на образце с помощью осциллографа WaveSurfer-432 (LeCroy). Временное разрешение (~10 нс) при регистрации ФП определялось длительностью импульсов OPO. Измерения кинетики ФЛ с временным разрешением не хуже 200 фс проводились методом up-conversion при T=10 К в криостате замкнутого цикла. Для получения суммарной частоты сигнал ФЛ смешивался с импульсом лазера на кристалле BBO type II толщиной 1 мм. Спектры фотопроводимости и поглощения регистрировались на фурье-спектрометрах BRUKER IFS 125 и Vertex 80.

Результаты и обсуждение

Для всех исследованных образцов был зарегистрирован фотоотклик при межзонном импульсном возбуждении. Для наиболее чистых из них наблюдался спектр фотопроводимости в интервале температур T=4.2÷300 К при слабом непрерывном возбуждении с помощью теплового источника фурье-спектрометра. На рис. 1 приведены временные зависимости фотоотклика для образцов с различной концентрацией свободных носителей при T= 300 и 77 К. Для образца Gs2054 с наименьшей равновесной концентрацией электронов наблюдается положительная ФП при всех температурах. ФП остается положительной в слоях InN с концентрацией, превышающей 10^{18} cm^{-3}, и высокой подвижностью электронов (InN_{36} μ~1100 cm^2/V·s). Обсуждаемая в

работах [6, 7] отрицательная или меняющая с температурой знак ФП проявляется в более «грязных» образцах. В наших экспериментах отрицательная фотопроводимость появлялась при повышении температуры в образце InN_{35} ($n=6*10^{18}$ cm^{-3}, μ~860 $cm^2/(V*s)$). Отрицательный сигнал фотопроводимости во всем температурном интервале показывает образец PO_{15} с наибольшей концентрацией равновесных электронов. Таким образом, уменьшение подвижности свободных носителей (вследствие захвата неравновесных дырок), ответственное за отрицательную фотопроводимость [6, 7] коррелирует с концентрацией электроактивных примесно-дефектных центров в InN.

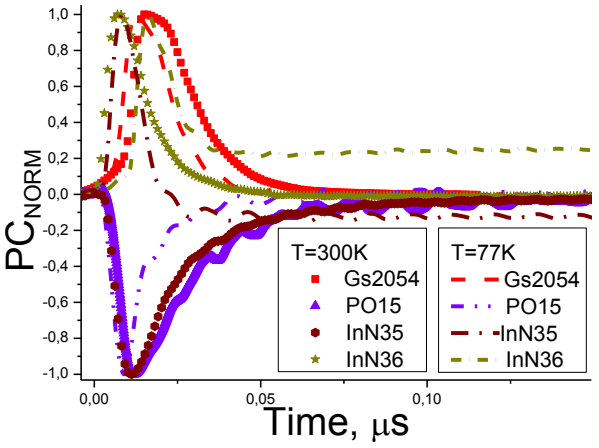


Рис. 1. Сигналы ФП образцов Gs2054-3, #PO_{15}, #35 и #36 при комнатной температуре (сплошные линии) и при температуре жидкого азота (прерывистые линии), полученные при импульсном межзонном возбуждении с помощью лазера Solar LS. Для образцов PO_{15} и #35 наблюдается отрицательная ФП

В отличие от предшествующих работ [6, 7] кинетика ФП InN в наших экспериментах описывалась более короткими временами спада: в «чистом» образце Gs2054-3 τ~10 нс. В образцах InN_{35} и InN_{36} сигнал ФП имеет два характерных времени: короткое ~10 нс и длинное ~2 мкс. Измеренные времена спада ФП много меньше наблюдаемых в [6, 7] медленных изменений ФП от ~1 до ~10 с.

На рис. 2 представлены спектры ФП и ФЛ InN (GS1804-2) при гелиевой температуре. Положение верхней границы эмиссии (см. рис. 2) совпадает с краем оптических межзонных переходов, который задается уровнем Ферми в вырожденном полупроводнике. Этот результат противоречит данным работ [8,11] о разрыве в 0.4 эВ между краем поглощения (0.7 эВ) и нижней границей ФП (1.1 эВ). Спектры ФП, наблюдаемые для образцов InN с $n<10^{18}$ $см^{-3}$, соответствуют прямым межзонным переходам ($ФП\sim(E-E_G)^{1/2}$ вблизи красной границы и повторяют форму спектров поглощения. Полученные данные о наносекундном положительном фотоотклике, спектрах фотопроводимости, фотолюминесценции и поглощения InN показывают, что наиболее совершенные образцы эпитаксиальных слоев InN демонстрируют оптические и фотоэлектрические свойства вырожденного прямозонного однородного полупроводника.

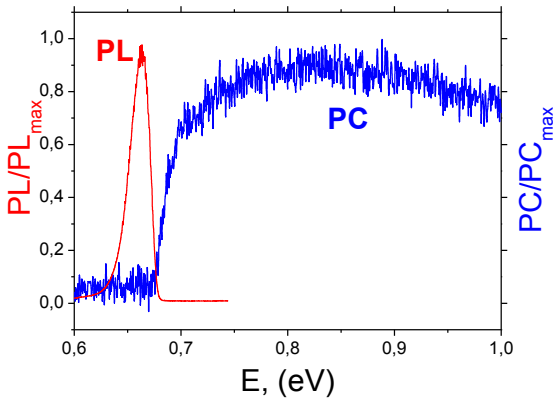


Рис. 2. Спектры фотопроводимости (PC), фотолюминесценции (PL) InN (образец GS1804-2) при T=4.2 K

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-02-97077) и программы РАН с использованием оборудования ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН.

Литература

1. V.Yu.Davydov, *et al.* // Phys. Status Solidi B, 229, R1 (2002).
2. Guo-Guang Wu, *et al.* Appl. Phys. Lett., 100, 103504 (2012).
3. Lung-Hsing Hsu, *et al.* Optics Express, 23(24), 31150 (2015).
4. A. Shetty, *et al.* J. Nanoscience and Nanotechnology, 16, 709 (2016).
5. M.Oseki et al. Sci. Reports |4, 3951 (2014).
6. P.C. Wei, *et al* // Phys. Rev. B, 81, 045306 (2010).
7. Guo L., *et al.* //Appl. Phys. Lett., 102(7), 072103, (2013).
8. T.V. Shubina, *et al.*// Phys. Rev. B, 79, 153105 (2009).
9. H. Lu, *et al.*//Appl. Phys. Lett., **79**, 1489 (2001).
10. Д.Н. Лобанов и др. // ФТП, **50**(2), 264 (2016).
11. S.V. Ivanov, *et al.* // J. Cryst. Growth, **403,** 83 (2014).

Гетероструктуры КРТ для нового поколения ИК фотоприемников, работающих при повышенных температурах

В.С. Варавин, В.В. Васильев, А.А. Гузев, С.А. Дворецкий, А.П. Ковчавцев, Д.В. Марин, И.В. Сабинина, Ю.Г. Сидоров, Г.Ю. Сидоров, А.В. Царенко, М.В. Якушев*

Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.
*yakushev@isp.nsc.ru

Приведены результаты исследования параметров многослойных гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из кремния. Исследованы пассивирующие свойства тонких слоев CdTe, выращенных в едином процессе. Определены основные механизмы рекомбинаций носителей заряда в фотопоглощающем слое.

Одной из важных задач современной микрофотоэлектроники является повышение рабочей температуры охлаждаемых фотовольтаических ИК-детекторов относительно температуры жидкого азота. Более высокая рабочая температура позволяет снижать размер, вес, энергопотребление фотоприемников (ФП) и расширить диапазон их применения [1].

Узкозонные полупроводниковые твердые растворы теллурида кадмия и ртути (КРТ) занимают лидирующее место для производства ИК-фотоприемников (ФП). Особый интерес представляют гетероструктуры КРТ, выращенные на подложках из кремния, позволяющие снизить стоимость фоточувствительного материала и ФПУ на его основе. Такие гетероструктуры кардинально решают проблему согласования коэффициентов термического расширения фоточувствительного элемента и кремниевой интегральной схемы считывания и предварительной обработки сигнала (мультиплексора), что, в свою очередь, упрощает производство тепловизионных систем и существенным образом увеличивает их ресурс.

Для повышения рабочей температуры необходимо снизить величину темнового тока фоточувствительных элементов. Темновая вольт-амперная характеристика реального фотодиода формируется в результате суперпозиции нескольких компонент тока, обусловленных различными механизмами, и для решения поставленной задачи необходимо понижать их все.

Результаты и обсуждение

Нами проведено исследование процесса роста и свойств многослойных гетероструктур CdHgTe (КРТ) на подложках Si(013). Схематическое изображение структуры приведено на рисунке 1. Расположение p-области в широкозонной части гетероструктуры и использование примесей, не являющихся центрами рекомбинации, приводит к заметному снижению темнового тока, что позволяет повысить рабочую температуру диодов. Дополнительным преимуществом таких структур является наличие на поверхности слоя CdTe, играющего роль защитного диэлектрика. Так как такой слой выращивается в едином процессе создания всей гетероструктуры, то на границе раздела CdTe-CdHgTe ожидается низкая плотность поверхностных состояний и как следствие низкая скорость рекомбинации. Также такие слои уменьшают утечки тока в местах выхода p-n-перехода на поверхность.

Рис. 1. Схематическое изображение КРТ гетероструктуры

Рост гетероэпитаксиальных структур CdHgTe/Si(310) осуществлялся в многокамерной сверхвысоковакуумной установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Обь» [2]. Получены слои с плотностью V-дефектов ~ 500 см$^{-2}$.

Для исследования пассивирующих свойств слоев CdTe были выращены структуры КРТ n-типа, леги-

рованные In со слоем CdTe на поверхности. На них были изготовлены МДП-структуры (металл – In) с площадью затвора ~ $9 \cdot 10^{-4}$ см^2 и измерялись частотные зависимости адмиттанса. C-V-характеристики не имели заметной частотной зависимости в диапазоне 200 Гц – 100 кГц. При приложении к МДП-структурам пилообразного смещения в диапазоне от -3 до 3 В на C-V кривых отсутствовал гистерезис. На рисунке 2 показана типичная высокочастотная C-V-кривая (1). Здесь же показана теоретическая кривая (2), которая вычислена с учетом изменения состава гетероструктуры и изменения ее зонной диаграммы с напряжением. Расчеты проводились в рамках диффузионно-дрейфовой модели. Из емкости в области инвертирующих смещений была оценена концентрация донорной примеси ~ $1{,}7 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$. Из емкости в обогащении оценена величина диэлектрической проницаемости слоя CdTe ~ 9,1. Обращает на себя внимание достаточно хорошее совпадение между экспериментальной и теоретической кривыми, которое не требует обычно используемого приема – параллельного сдвига теоретической кривой по оси напряжений до совпадения с экспериментальной. Это указывает на отсутствие в МДП-структуре встроенных зарядов в слое CdTe. Также можно сказать об отсутствии на границах раздела поверхностных состояний. Кривые проводимости на переменном сигнале G/ω в области смещений больше +1,6 и меньше -1,6 В имеют резкий подъём, связанный с туннелированием через пассивирующий слой CdTe.

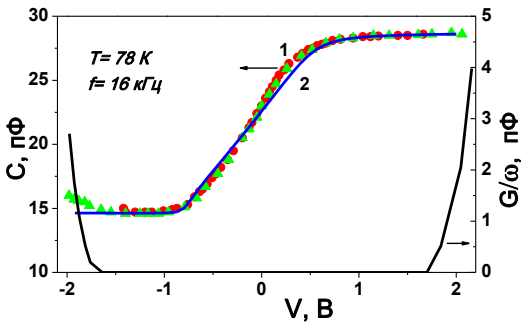


Рис. 2. Высокочастотная вольт-фарадная характеристика гетероструктуры CdTe/$Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$

Для выявления механизмов рекомбинации носителей в пленках КРТ МЛЭ с $x \approx 0.3$ были исследованы температурные зависимости времени жизни после роста и при различных обработках. В образцах после роста при низких температурах преобладает вклад рекомбинации Шокли-Рида (зависимость 1 на рис.3) с концентрацией глубоких уровней ~ $1 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ После отжига для получения p-типа проводимости (за счет образования вакансий ртути) время жизни уменьшается по сравнению с образцом после роста и при температуре жидкого азота составляет несколько десятков наносекунд (зависимость *3* на рис.3). Температурная зависимость для этого случая описывается привлечением большой концентрации ловушек, связанных с вакансиями ртути. После активационного отжига, наоборот, время жизни при азотной температуре заметно возрастает (зависимость *2* на рис.3). Теоретически эта зависимость и зависимость после роста хорошо описываются с привлечением ловушек с одинаковой энергией, но с существенно меньшей (на порядок) концентрацией.

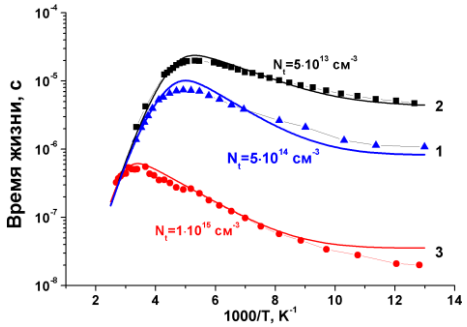


Рис. 3. Влияние термообработок на температурные зависимости времени жизни в гетероструктурах $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$/Si(013)

На основе легированных In гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ ионной имплантацией мышьяка с последующей активацией атомов мышьяка температурным отжигом изготовлены и измерены матрицы фотодиодов. Температурные зависимости токов обратно смещенных диодов матриц лимитировались диффузией неосновных носителей тока, а величины токов были на порядок меньше, чем у диодов на основе вакансионного КРТ.

Из сравнения экспериментальных и теоретических температурных зависимостей токов была определена концентрация глубоких уровней ~ $1 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Теоретические зависимости были получены в рамках одномерной диффузионно-дрейфовой модели.

Исследования выполнены при поддержке соглашения с Минобрнауки РФ RFMEFI60414X0134.

Литература

1. A. Manissadjian, L. Rubaldo, Y. Rebeil *et al.* // Proc. of SPIE, V. 8353, 835334-1 (2012).
2. Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов *и др.* // Оптич. журн. Т. 67, 39 (2000).

Электролюминесценция кремниевых МОП-структур с массивами Ge(Si)-нанооостровков

С.Н. Вдовичев, З.Ф. Красильник, Е.Е. Морозова, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*shm@ipmras.ru

Доклад содержит результаты исследований кремниевых светоизлучающих МОП структур с самоформирующимися Ge(Si) нанооостровками, позиционированными в области пространственного заряда МОП структуры.

По сравнению с традиционными светодиодными излучателями, использующими pn- или pin-переходы, МОП-структуры (металл-окисел-полупроводник) в большей степени совместимы с современной интегральной технологией и позволяют более гибко подходить к конструированию светоизлучающих устройств [1,2]. Доклад содержит результаты исследований светоизлучающих структур с самоформирующимися Ge(Si) нанооостровками, позиционированными в области пространственного заряда (ОПЗ) МОП-структуры.

Методика эксперимента

Структуры для исследований были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на установке BALZERS UMS-500P. На Si(001) подложку КДБ-0.1 последовательно осаждались Si буферный слой, 5 слоев Ge(Si) нанооостровков, чередующихся с 15 нм разделительными слоями Si, затем покровный слой. Температура роста составляла ~600°C, толщина и уровень легирования буферного и покровного слоев варьировались. Диэлектрический и металлический слои, необходимые для формирования МОП-структуры (a-Si, Al, Au, Pt), осаждались методом ионного распыления, слой Al_2O_3 формировался окислением. Исследования люминесцентных свойств МОП-структур выполнены с использованием решеточного монохроматора и охлаждаемого приемника InGaAs в диапазоне 800-1700 нм, плотность тока накачки 1 – 10 А/см^2.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены спектры электролюминесценции (ЭЛ) и прямые ветви ВАХ МОП структур Al/Al_2O_3/p-Si (#1) и Au/Al_2O_3/p-Si (#2). Толщины буферного и покровного слоев Si в этих структурах составляли 200 и 50 нм, соответственно, концентрация носителей заряда (дырок) p~1e16 см$^{-3}$. Каждый из спектров представлен пиком краевой ЭЛ кремния (~1140 нм) и пиком островковой ЭЛ (~1550 нм). Отметим, что спектр островковой ЭЛ обрезан с длинноволновой стороны InGaAs-приемником.

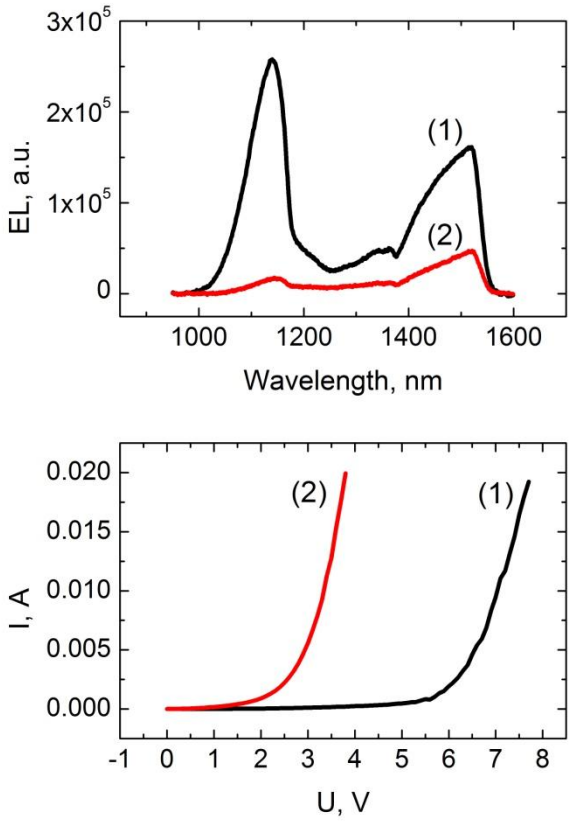


Рис. 1. Спектры ЭЛ и прямые ветви ВАХ МОП структур Al/Al_2O_3/p-Si (1) и Au/Al_2O_3/p-Si (2). Ток накачки 20 мА. Температура 300 К

Сравнение спектров ЭЛ и ВАХ показывает, что в исследованных структурах закрепление уровня Ферми на поверхностных состояниях в кремнии

выражено достаточно слабо. При замене алюминия золотом с большей работой выхода (работы выхода Al/Al_2O_3 и Au/Al_2O_3 составляют 3.9 и 5.1 эВ, соответственно [3]) уменьшается барьер для основных носителей – дырок (см. ВАХ на рис.1), увеличивается барьер для неосновных носителей и, соответственно, уменьшается интенсивность ЭЛ как островковой, так и краевой. Преобладание краевой ЭЛ над островковой в спектре (1) мы объясняем тем, что излучающая область в структуре #1 (вследствие меньшей величины барьера для неосновных носителей) простирается на бо́льшую глубину и включает бо́льшую часть буферного Si слоя, по сравнению со структурой #2. Более сильная трансформация спектра ЭЛ (при замене алюминия золотом) наблюдается в аналогичной структуре с Ge(Si) островками, в которой толщина покровного слоя уменьшена до 10 нм, а уровень легирования буферного Si слоя увеличен до 1e18 см$^{-3}$ (рис. 2).

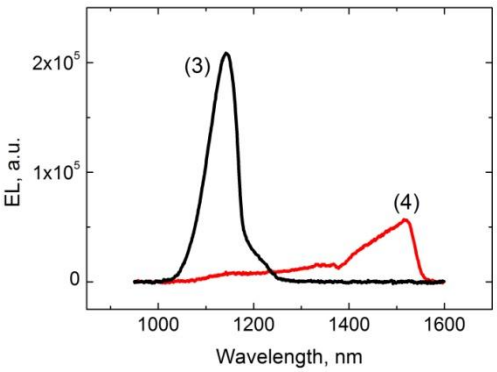


Рис. 2. Спектры ЭЛ структур $Al/Al_2O_3/p$-Si (3) и $Au/Al_2O_3/p$-Si (4) с уровнем легирования буферного слоя 1e18 см$^{-3}$. Ток накачки 30 мА (3) и 60 мА (4). Температура 300 К

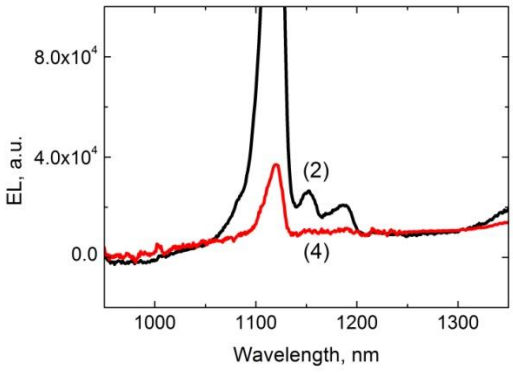


Рис. 3. Спектры краевой ЭЛ структур $Au/Al_2O_3/p$-Si с различным уровнем легирования буферного слоя. Ток накачки 30 мА (2) и 60 мА (4). Температура 77 К

На рис.3 приведены спектры краевой ЭЛ структур (2) и (4), зарегистрированные при T=77K. В спектре (2) хорошо видны фононные повторения межзонных переходов, в то время как в спектре (4) они отсутствуют, что характерно для высоколегированного кремния (буферный слой структуры #4). Результаты эксперимента показывают, что излучающая область (по крайней мере, в исследованных в данной работе МОП структурах) простирается на достаточно большую глубину, до 100 нм. Последнее утверждение находится в явном противоречии с результатами [2], утверждающими, что излучение возникает в тонком приповерхностном слое толщиной порядка нескольких нм.

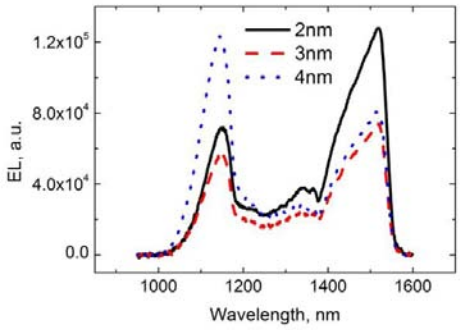


Рис. 4. Спектры ЭЛ структур Pt/a-Si/p-Si с различной толщиной прослойки a-Si. Ток накачки 60 мА. Температура 300 К

МОП структуры с аморфным кремнием в качестве диэлектрической прослойки показали более слабую ЭЛ и более сильную деградацию во времени, по сравнению со структурами на базе Al_2O_3. На рис.4 показано влияние толщины a-Si прослойки на характер и интенсивность ЭЛ спектров. Зависимость интенсивности ЭЛ от толщины прослойки достаточно плавная. Трансформацию спектра ЭЛ мы объясняем «вынужденным» расширением излучающей области по мере увеличения толщины a-Si слоя.

Работа выполнена при поддержке научных программ РАН.

Литература

1. M.H. Liao, C.Y. Yu, T.H. Guo *et al*. // IEEE Electron Device Lett., **27**, 252 (2006).

2. M. H. Liao // Appl. Phys. Lett. **94**, 241908 (2009).

3. Y.Ch. Yeo, Ts.J. King, and Ch. Hu // J. Appl. Phys. **92**, 7266 (2002).

Дисковые микрорезонаторы с нарушением симметрии: численный расчет

В. А. Вербус[1, 3], М. В. Степихова[1, 2 *], С. М. Сергеев[1], А. В. Новиков[1, 2], З. Ф. Красильник[1, 2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 433423.

3 НИУ ВШЭ, Б. Печерская, 25/12, Нижний Новгород, 603155.

*mst@ipm.sci-nnov.ru

В работе приводятся результаты численного расчета дисковых микрорезонаторов с нарушением симметрии, формируемых на базе кремниевых структур. Под нарушением симметрии подразумевалось наличие дефектов – отверстий разного диаметра на внешней границе диска. В предельном случае рассчитывался микрорезонатор, представленный половиной диска. Для микрорезонаторов с разной степенью нарушения симметрии рассчитаны структура поля и добротность собственных мод. Показано, что дефекты на краю диска разрушают структуру мод шепчущей галереи, изменяя характер и добротность мод микрорезонатора. В случае микрорезонатора, представленного половиной диска, наиболее добротными оказываются моды радиального характера. Расчеты выполнялись с разными граничными условиями, учитывающими потери излучения на внешней границе микрорезонатора.

Введение

В последнее время микрорезонаторы, формируемые на базе полупроводниковых структур, привлекают значительное внимание исследователей, что вызвано, с одной стороны, возможностями использования резонаторов пониженной размерности в качестве модельных объектов для исследований фундаментальных законов квантовой электродинамики, с другой – возможностями создания на их основе перспективных устройств полупроводниковой оптоэлектроники [1]. Большое внимание здесь уделяется созданию оптоэлектронных устройств на кремнии, основном материале современной микроэлектроники. Дисковые и кольцевые микрорезонаторы, резонаторы на базе фотонных кристаллов находят свое применение в схемах кремниевой оптоэлектроники [2]. Добротность таких резонаторов достигает значений $(2\text{-}3)\cdot 10^6$ [3,4]. Однако большую роль здесь играют качество изготовления структур, возможности минимизации их размеров и сопряжения с другими элементами оптоэлектронных схем.

В данной работе приводятся результаты расчета дисковых микрорезонаторов с нарушением симметрии, формируемых на базе кремниевых структур. Под «нарушением симметрии» подразумевалось наличие дефектов на внешней границе микрорезонатора, моделируемых отверстиями разного диаметра. В качестве предельного случая в работе рассматривался микрорезонатор, представленный половиной диска. Рассчитаны структура поля и добротность собственных мод микрорезонаторов. Расчеты выполнялись с разными граничными условиями, учитывающими потери излучения на внешней границе.

Приводимые в работе расчѐты можно рассматривать в контексте оценки влияния неоднородности торцов дискового микрорезонатора на его оптические свойства – с одной стороны, с другой – как попытку моделировать резонаторы с новыми свойствами, например направленным выводом излучения. Заметим, что резонаторы, представленные половиной и сектором диска, рассматривались ранее авторами работ [5,6], делавшими вывод о возможности минимизировать таким образом размеры резонатора. Утверждалось, что структура собственных мод таких резонаторов представлена модами шепчущей галереи.

Метод расчета, результаты и обсуждение

В работе рассчитывались дисковые резонаторы с радиусом R = 15 мкм и резонаторы с отверстиями, радиус которых выбирался кратным радиусу диска: r = 0.1 R и r = 0.5 R. Центр отверстий приходился на край диска. При расчетах микрорезонаторов, представленных половиной диска, радиус резонатора также выбирался равным 15 мкм.

Расчеты выполнялись методом конечно-разностных элементов (FEM) с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics 4.3b. Потери излучения на внешней границе микрорезонатора учитывались выбором граничных условий. В работе использовались рассеивающие (scattering) граничные условия или условие идеально согласованного слоя (perfect matched layer).

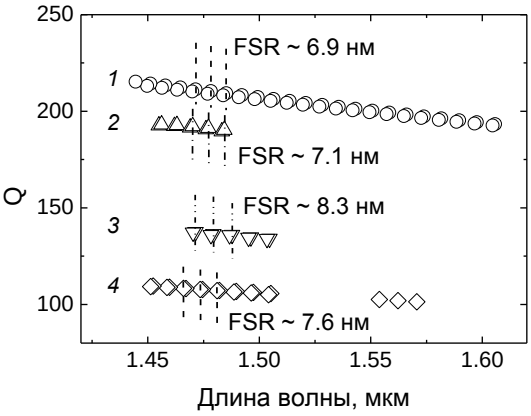


Рис. 1. Спектральное положение и значения добротности мод микрорезонаторов с разной степенью нарушения симметрии: 1 – диск с радиусом 15 мкм; 2 – диск с радиусом R = 15 мкм и отверстием с радиусом r = 0.1·R; 3 – диск с радиусом 15 мкм и отверстием с радиусом r = 0.5·R; 4 – резонатор, представленный половиной диска

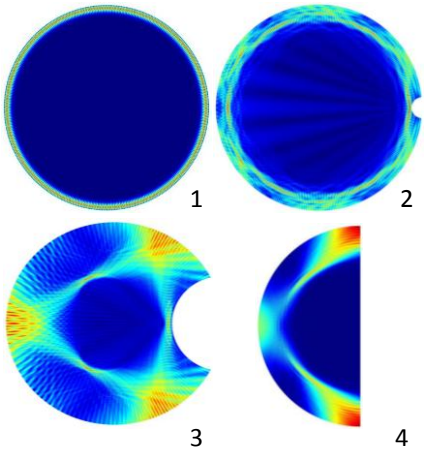


Рис. 2. Структура поля собственных мод дисковых микрорезонаторов с (2-4) и без (1) нарушения симметрии. Красный цвет на рисунке соответствует максимуму поля

Результаты расчетов микрорезонаторов с рассеивающими граничными условиями приведены на рис. 1. На рисунке приведены значения добротности и спектральное положение собственных мод микрорезонаторов с разной степенью нарушения симметрии. Для каждого спектра собственных мод определены межмодовые расстояния (FSR). Как видно из рисунка, нарушение симметрии резонатора (введение дефекта) приводит к уменьшению добротности мод, однако в случае резонаторов с большими потерями (расчет резонаторов с рассеивающими граничными условиями) эти изменения незначительны. Так, добротности мод микрорезонаторов, представленных целым диском и его половиной, различаются не более чем в два раза. В общем случае добротность резонаторов с большими потерями не превышает ~ 10^3. Ситуация существенно меняется при расчете микрорезонаторов с идеально согласованным буферным слоем. Добротность мод дискового микрорезонатора в этом случае составляет ~ 10^8 и введение даже незначительного дефекта – отверстия с радиусом r = 0.1R – приводит к уменьшению добротности на два порядка величины. Добротность собственных мод микрорезонатора, представленного половиной диска, составляет ~ 10^4. В обоих случаях расчеты структуры мод микрорезонаторов показывают, что введение дефекта на краю диска разрушает моды шепчущей галереи (рис. 2). В резонаторах, представленных половиной диска, наиболее добротными оказываются моды радиального характера, а не моды шепчущей галереи, как это утверждалось ранее [5,6]. Заметим, что межмодовые расстояния в спектрах мод шепчущей галереи и мод радиального характера различаются лишь незначительно (рис. 1) и их практически сложно выделить в эксперименте.

Полученные результаты работы представляют интерес, в том числе, и для анализа экспериментальных данных.

Работа поддержана РФФИ (проект #15-02-05272) и программами фундаментальных исследований ОФН РАН.

Литература

1. K.J. Vahala // Nature, V. 424, 839 (2003).
2. N. Daldosso, L. Pavesi // Laser & Photonics Reviews, V. 3, No. 6, 508 (2009).
3. M. Soltani, *et al.* // Optics Express, V. 15, No. 8, 4694 (2007).
4. Y. Lai, et al. // Applied Physics Letters, V. 104, 241101 (2014).
5. A.M. Monakhov, *et al.* // Applied Physics Letters, V. 94, 051102 (2009).
6. А.А. Донцов, и др. // Журнал Технической Физики, Т. 83, Вып. 9, 150 (2013).

Аналитическое описание поверхностных состояний в дираковских материалах

В.А. Волков*, В.В. Еналдиев

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, стр.7, Москва.
*VoVA@cplire.ru

Проанализированы теоретические, в основном, работы по поверхностным и краевым состояниям в дираковских материалах. В рамках формализма огибающих волновых функций и граничных условий для них сформулирована простая модель, аналитически описывающая поверхностные состояния разного типа, топологического и нетопологического, в нескольких системах с дираковскими фермионами. Обсуждены условия применимости модели.

К середине 20 века появилась необходимость объяснять и предсказывать электронные свойства полупроводников во внешних полях. Были созданы различные варианты однозонного метода эффективной массы. Очень удобным оказался метод огибающих функций Кона-Люттингера [1], основанный на обобщении ***kp***-подхода. Формализм плавных огибающих функций допускал естественное многозонное обобщение. В работе [2] было замечено, что при определенных условиях огибающие в узкощелевом полупроводнике подчиняются эффективному уравнению Дирака (системе 4 дифференциальных уравнений 1-го порядка). Интересно, что для полупроводников III-V это могло бы реализоваться при инверсии знака сильного спин-орбитального расщепления валентной зоны. В том же году было показано [3], что спектр электронов и дырок в висмуте вблизи L-точек зоны Бриллюэна должен описываться анизотропным гамильтонианом Дирака.

Висмут можно считать первым дираковским материалом. В их число входят графен, сплавы висмут-сурьма, халькогениды свинца, 2D и 3D топологические изоляторы, полуметаллы Дирака, полуметаллы Вейля и ряд других. Одночастичные возбуждения в них называются безмассовыми (для бесщелевых материалов) или массивными дираковскими фермионами (ДФ).

В 60-е годы 20-го века родилась физика 2D электронных систем. Для перехода 3D → 2D стали использовать эффект размерного квантования. Обычная теория этого эффекта использует однозонное приближение эффективной массы с нулевыми граничными условиями (ГУ) для ОФ. Физически это оправдывается непроницаемостью потенциальных барьеров на поверхностях (интерфейсах), ограничивающих область движения электрона. И это приближение неплохо работает в кристаллах с параболическим зонным спектром, например для электронов в Si. Однако ситуация качественно изменяется при попытке корректно описать размерное квантование в системе ДФ.

Строго говоря, огибающие волновые функции сильно отличаются от настоящих волновых функций электрона в кристалле: первые являются огибающими вторых. Но для качественных рассуждений это обстоятельство на первых порах не было принципиальным. Однако с развитием эксперимента встал вопрос о количественном описании результатов. Неожиданно проблема оказалась очень непростой. Академический, казалось бы, вопрос о простейших ГУ для эффективных волновых функций на поверхности узкощелевого материала типа висмута с неизбежностью повлек за собой проблему описания и поверхностных состояний (ПС). Оказалось, что простейшие и физически, казалось бы, очевидные ГУ – нулевые ГУ для всех 4 огибающих в уравнении Дирака – приводят к тривиальному решению (нуль всюду) из-за переопределенности задачи. Так появилась теоретическая проблема вывода корректных ГУ для метода огибающих функций, особенно актуальная в его многозонном варианте. Важно, что такие ГУ должны описывать, кроме объемных, и спектр ПС.

Дело в том, что на реальной поверхности любого кристалла, в том числе дираковского, всегда существуют ПС, несобственные или собственные. Первые образованы дефектами и загрязнением поверх-

ности, вторые (только их мы и будем рассматривать) существуют и на идеальной поверхности. Собственные ПС были теоретически рассмотрены на заре зонной теории в разных моделях [4-6]. Работы И.Е. Тамма были первыми, поэтому указанные ПС называют таммовскими. У. Шокли рассмотрел другую популярную модель, и полученные им ПС часто называют шоклиевскими. Однако между таммовскими и шоклиевскими ПС нет принципиальной разницы. Более того, в простейших моделях они переходят друг в друга при изменении параметров модели [6], что может привести к путанице. Поэтому мы впредь будем называть собственные ПС состояниями Тамма-Шокли (ТШ), помня, что оба типа ПС обусловлены резким (на атомных масштабах) обрывом кристаллического потенциала на поверхности.

Состояния ТШ не только расположены (полностью или частично) в запрещенной зоне объемного кристалла. Очень важно, что они должны формировать поверхностную зону проводящих состояний, делокализованных в плоскости поверхности и обладающих 2D законом дисперсии. Но собственные ПС весьма чувствительны к шероховатостям и загрязнениям поверхности. Поэтому неудивительно, что прошло много лет, прежде чем состояния ТШ были надежно обнаружены на опыте. Как правило, они исследуются в сверхвысоком вакууме, обычно зондовыми методиками (STM, ARPES etc.). Проблема существования зоны ПС в нормальных условиях требует особого исследования. Так, не вполне ясно, насколько жесткие требования к совершенству поверхности или интерфейса должны предъявляться и от чего это зависит.

В обычных полупроводниках (широкие запрещенные зоны, малое спин-орбитальное взаимодействие) зона состояний ТШ возникает далеко не всегда, а их волновые функции обычно не смешиваются с волновыми функциями размерно-квантованных состояний. Сами условия их существования сильно зависят от строения поверхности или границы раздела на атомных масштабах, и поэтому общие закономерности их поведения исследованы, несмотря на 80-летнюю историю вопроса, довольно фрагментарно, особенно экспериментально. Ситуация стала изменяться в последние годы, с появлением топологических материалов, описываемых модифицированным уравнением Дирака. Теория топологических изоляторов предсказывает, что в них по топологическим причинам должны существовать «топологические» ПС, защищѐнные от рассеяния назад. Сам факт их существования не зависит от деталей строения поверхностной области.

Возникает более общий вопрос: смягчаются ли требования к совершенству поверхности (интерфейса) для проявлений ПС на поверхности любого дираковского кристалла, не обязательно топологического изолятора? Теоретический ответ в простейшей дираковской модели [7] положителен. Тем не менее, спектр ПС для дираковских материалов зависит, как и ожидалось для состояний ТШ, от свойств поверхности, хотя и не вполне очевидным образом.

Для решения этой проблемы пришлось вывести граничные условия общего вида, инвариантные к обращению времени и описывающие ДФ вблизи непроницаемой стенки. В результате решения настоящего (а не модифицированного, как позже будет сделано в теории топологических изоляторов) уравнения Дирака на полупространстве с этими ГУ оказалось, что ПС должны появляться на любой поверхности (точнее, для любых параметров ГУ) и быть предельно сильно расщепленными по спину в результате спин-орбитального взаимодействия с поверхностью (это взаимодействие часто называют взаимодействием Рашбы). Эти ПС имеют конический закон дисперсии, но существуют не при всех импульсах. «Сила» поверхностного СОВ характеризуется величиной вещественного феноменологического параметра a, входящего в ГУ. В зависимости от знака a существует два класса поверхностей. Для поверхностей одного из классов коническая («дираковская») точка в спектре находится в запрещенной зоне объемного материала, т. е. ПС в этом случае обладают 2D спектром невырожденных по спину безмассовых ДФ, как в топологическом изоляторе. Физический смысл знака a оставался в 1981 г. неясным.

В 1985 г. в знаменитой работе [8] рассмотрена другая дираковская модель – модель инверсного гетероконтакта. Она описывается уравнением Дирака, масса ДФ в котором плавно (на атомных масштабах) и симметрично по отношению к преобразованию электрон-дырка (e-h) изменяется в пространстве. На интерфейсе происходит инверсия знака массы, т.е. зоны проводимости и валентная зона меняются местами. Именно в этом случае образу-

ется зона однократно вырожденных гетероинтерфейсных состояний, обладающих коническим 2D спектром безмассовых ДФ. Замечательно, что этот вывод не зависит от деталей интерфейсного потенциала, необходима лишь инверсия зон. Дело в том, что в указанном режиме уравнение для ДФ в инверсном контакте имеет вид, характерный для суперсимметричной квантовой механики с «нулевой модой», соответствующей интерфейсным состояниям. Этот нетривиальный результат активно используется в современной физике топологических изоляторов. Дираковская точка в этой симметричной модели находится точно в центре щели.

Причина рассогласования между результатами работ [7] и [8] и физический смысл знака a были прояснены в обзоре [9]. В модель резкого гетероконтакта (но по-прежнему плавного на атомных масштабах) была введена существенная e-h асимметрия. При увеличении последней дираковская точка все больше смещалась из центра щели и пропадала. При большом разрыве зон на гетеропереходе спектр интерфейсных состояний полностью соответствовал спектру ПС из [7]. Из сравнения получено модельное выражение для граничного параметра a. Знак этого параметра коррелировал с инверсией щели на интерфейсе.

Качество образцов не дало возможности проверить эти выводы на опыте 30-20 лет назад. Работы [7]-[9] приобрели актуальность в связи с открытием топологических изоляторов, а также в связи с недавним обнаружением проводящих краевых состояний нетопологического типа (типа ТШ) в наноперфорированном графене [10, 11].

Из обзора литературы сделан качественный вывод: «дираковость» благоприятствует появлению зоны ПС. Эта зона, однако, не всегда оказывается в объемной щели, где ее спектр аналогичен спектру топологических состояний. При некоторых значениях граничных параметров она перекрывается по энергии с объемными зонами, как в графене.

Анализ [12] позволяет сформулировать простую модель, удобную для аналитического исследования принципиальных особенностей спектра ПС в ряде дираковских систем: анизотропная, вообще говоря, версия 3D уравнения Дирака (или его 2D обобщения), дополненная вышеупомянутыми ГУ (или их обобщением, как в графене [10]). Она применима в пренебрежении междолинным взаимодействием для описания ПС в следующих дираковских системах.

В 3D системах: халькогениды свинца и твердые растворы PbSnSe(Te), полуметаллы типа висмута и BiSb в L точке, как в инвертированном режиме, так и в обычном, неинвертированном. В 2D системах: графен и 2D ТИ в квантовых ямах на основе гетеропары HgTe/CdTe.

Эта модель не применима для описания ПС в Bi_2Se_3, Bi_2Te_3, Sb_2Te_3 из-за существенного вклада далеких зон, формирующего дисперсию массового члена в модифицированном уравнении Дирака.

Литература

1. J.M. Luettinger, W. Kohn // Phys. Rev. 97, 869 (1955).
2. Л.В. Келдыш // ЖЭТФ 45, 364 (1964).
3. P. Wolff // J. Phys. Chem. Solids 25, 1057 (1964).
4. И.Е. Тамм // Zs. Physik 76, 849 (1932).
5. W. Shockley // Phys. Rev. 56, 317 (1939).
6. С. Дэвиссон, Дж. Левин. Поверхностные (таммовские) состояния, Мир, Москва (1973).
7. В.А. Волков, Т.Н. Пинскер // ФТТ 23, 1756 (1981).
8. Б.А. Волков, О.А. Панкратов // Письма в ЖЭТФ 42, 145 (1985).
9. Б.А. Волков, Б.Г. Идлис, М.Ш. Усманов // УФН 165, 799–810 (1995).
10. Ю.И. Латышев, А.П. Орлов, А.В. Фролов, В.А. Волков, И.В. Загороднев, В.А. Скуратов, Ю.В. Петров, О.Ф. Вывенко, Д.Ю. Иванов, М. Конзиковски, П. Монсеау // Письма в ЖЭТФ 98, 242 (2013).
11. Yu.I. Latyshev, A.P. Orlov, V.A. Volkov, V.V. Enaldiev, I.V. Zagorodnev, O.F. Vyvenko, Yu.V. Petrov, P. Monceau // Sci. Rep. 4, 7578 (2014).
12. В.А. Волков, В.В. Еналдиев // ЖЭТФ, март 2016 (в печати).

Исследование особенностей нагрева подложек SOI в процессе МПЭ с помощью низкокогерентной тандемной интерферометрии

П.В. Волков[1*], А.В. Горюнов[1], Д.Н. Лобанов[1], А.Ю. Лукьянов[1], А.В. Новиков[1, 2], А.Д. Тертышник[1], Д.В. Юрасов[1, 2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2. ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*volkov@ipmras.ru

Показано, что система мониторинга на основе низкокогерентного тандемного интерферометра обеспечивает измерения абсолютной температуры SOI подложек при МПЭ SiGe-структур. Обнаружено различие реальной температуры SOI и Si подложек при одинаковых показаниях термопары, которое достигает 40°-45° при температуре около 600°.

Введение

В настоящее время подложки типа «кремний на изоляторе» («silicon on insulator», SOI) являются основой для создания кремниевой оптоэлектроники. Одним из способов формирования структур для оптоэлектронных элементов (излучателей, модуляторов, приемников и т.д.) на SOI-подложках является эпитаксиальный рост. При этом температура роста является критическим параметром, определяющим такие свойства полученных материалов, как степень легирования, подвижность носителей, ширина гетерограниц и др. Поэтому точный контроль абсолютных значений температуры подложки в процессе эпитаксии является одним из необходимых условий получения структур с заданными параметрами. Однако наличие в SOI-подложках захороненного слоя SiO_2 может оказывать значительное влияние на температуру подложек, особенно в случае радиационного нагрева. Кроме того, наличие дополнительных, по сравнению с “обычными” подложками Si(001), границ раздела (2 границы Si-SiO_2) может затруднять измерение температуры оптическими методами, в частности с помощью пирометров, из-за интерференционных эффектов.

В работе приведены результаты применения разрабатываемой авторами методики низкокогерентной тандемной интерферометрии (НКТИ) [1] для контроля температуры SOI-подложек в процессе роста SiGe-структур.

Эксперименты и результаты

Эксперименты проводились на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) Riber SIVA-21, имеющей в своем составе W-Re термопару и инфракрасный пирометр IMPAC IS 12.

Результаты калибровочных измерений, позволяющих сопоставить значения температуры подложек, полученные с помощью НКТИ при различных показаниях термопары, приведены на рис.1.

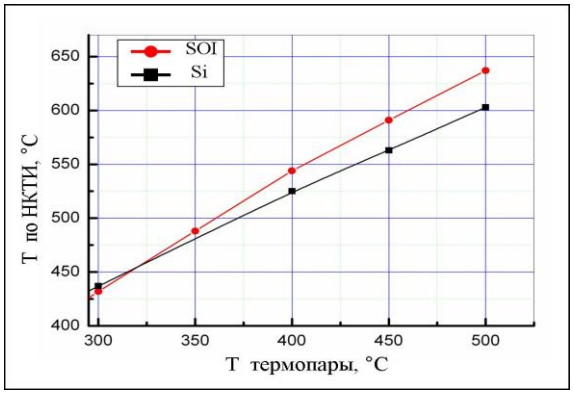


Рис. 1. Связь реальной температуры подложек Si и SOI, полученной методом НКТИ, с показаниями термопары

Полученные кривые показывают, что в области температур выше 400°C нагрев подложек Si и SOI идет по-разному при одинаковых показаниях термопары. Различия в абсолютных значениях в области температур около 600°C достигают 40-45°C, что является критическим значением при формировании структур с Ge(Si)-островками.

Рост буферного слоя Si толщиной 100 нм на подложке SOI, в процессе которого с помощью НКТИ регистрировались изменения оптической толщины структуры, приведѐн на рис. 2. Значительных колебаний температуры, подобных тем, что фиксирует пирометр, не наблюдается. Бросок температуры вверх/вниз при открывании/закрывании заслонки горячего испарителя в момент времени 1.5 мин/9 мин не превышает 3 градуса. Дрейф температуры в процессе роста не превышает 1 градуса и определяется, по-видимому, неточной работой системы поддержания температуры нагревателя.

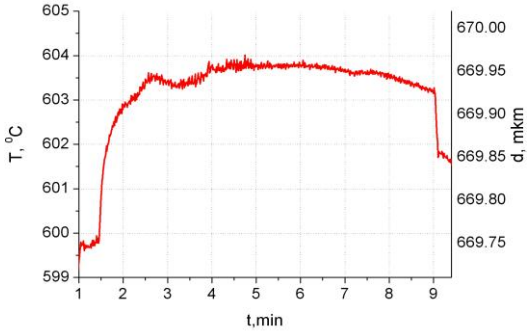


Рис. 2. Изменения оптической толщины структуры в процессе роста буферного слоя Si на подложке SOI. На левой шкале оптическая толщина пересчитана в температуру, на правой – в реальную толщину слоя Si

Толщина наращѐнного слоя оценивалась по изменению коэффициента отражения света от структуры. Причиной этих изменений является интерференция зондирующего света в верхних слоях Si и SiO_2. Измеренная величина составила около 100 нм, что хорошо соответствует разнице начальной (до начала роста) и конечной (после закрытия заслонки испарителя) толщин структуры, измеренных с помощью НКТИ.

Ge(Si)-островки формировались на выращенном буферном слое Si. Сравнительный анализ снимков атомно-силовой микроскопии (АСМ) структур с Ge(Si)-островками, выращенными на Si(001) и SOI подложках, продемонстрировал существенные различия формы, размеров и поверхностной плотности островков при одинаковых показаниях термопары (рис. 3а и 3б). При этом показания НКТИ при росте этих структур различались примерно на 40°C ($T_и$~600°C для рис.3а и $T_и$=560°C для рис.3б). Корректировка устанавливаемых значений показаний термопары на основе данных НКТИ позволила получить на SOI-подложках массив островков с параметрами, близкими к тем, что получаются при формировании островков на Si(001)-подложках при оптимальной температуре, близкой к 600°C (рис. 3в).

Таким образом, было показано, что система мониторинга на основе низкокогерентного тандемного интерферометра обеспечивает корректные измерения температуры SOI подложек при МПЭ SiGe структур.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-01124).

Литература

1. P.V. Volkov, *et. al* // Journal of Crystal Growth, V. 310, 4724 (2008).

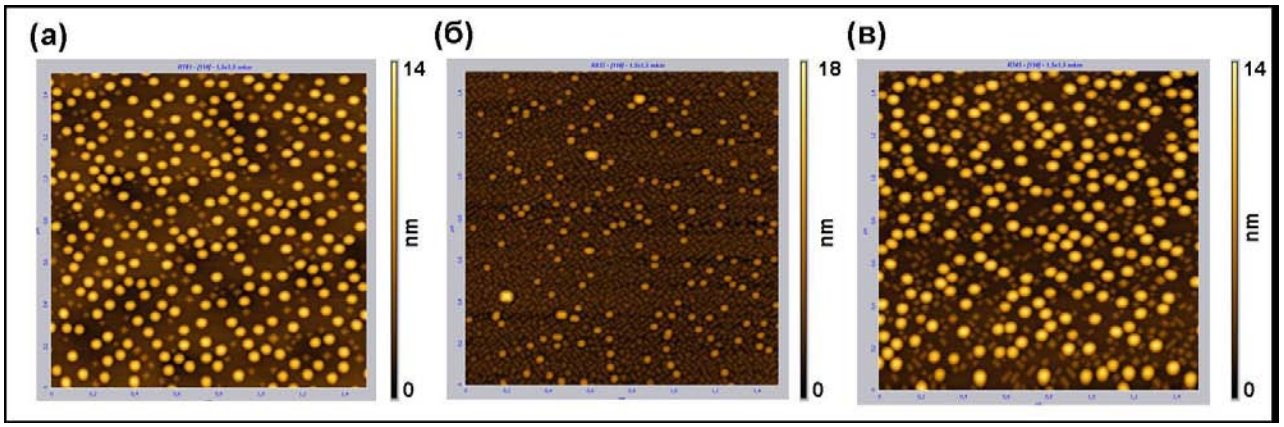


Рис. 3. АСМ-снимки массива Ge(Si)-островков, полученных при следующих условиях: (а) – подложка SOI, показания термопары 461°C, температура по НКТИ 600°C; (б) подложка Si(001), показания термопары 461°C, температура по НКТИ 560°C; (в) подложка Si(001), показания термопары 505°C температура по НКТИ 600°C

Температурные зависимости эффективности эмиссии носителей заряда из квантовых точек InAs/GaAs

Н.С. Волкова[1, 3, *], А.П. Горшков[2], В.О. Догадин[2], Л.А. Истомин[3], С.Б. Левичев[3]

1 НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 НИИ химии ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*volkovans88@mail.ru

Получены температурные зависимости фоточувствительности от квантовых точек InAs/GaAs при различных напряженностях электрического поля. Проведен их анализ с использованием теоретической модели процесса эмиссии, в которой учтены деформационный потенциал и диффузионное размытие гетерограницы со стороны основания квантовой точки.

Введение

Эмиссия носителей заряда из квантовых точек (КТ) в полупроводниковую матрицу представляет интерес, поскольку работа оптоэлектронных приборов на основе КТ определяется не только их энергетическим спектром, но и динамикой электронных процессов. В данной работе эмиссия из КТ InAs/GaAs изучалась методом фотоэлектрической спектроскопии, поскольку фотоэлектрический сигнал в области межзонного оптического поглощения КТ возникает в результате эмиссии фотовозбужденных электронов и дырок с уровней размерного квантования в матрицу полупроводника. Вклад в эмиссию дают термический и туннельный процессы, поэтому исследования проводились в широком диапазоне температур и электрических полей.

Методика эксперимента

Исследованная структура выращивалась методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении. На поверхности (100) n^+-GaAs последовательно выращивались буферный слой n-GaAs толщиной 0.6 мкм с концентрацией электронов $\approx 3.2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, слой КТ InAs, квантовая яма $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ шириной 3 нм и 20 нм покровный слой GaAs. На поверхности структуры создавался полупрозрачный выпрямляющий Au контакт, и измерялись спектральные зависимости фототока. Расчет эффективности эмиссии носителей из КТ проводился аналогичным описанному в [1] методом. Однако в данной работе было учтено влияние дополнительного потенциального барьера в матрице, обусловленного механическими напряжениями, возникающими в ней вследствие рассогласования параметров решеток InAs и GaAs; диффузионное размытие гетерограницы КТ-матрица; параболичность потенциала в барьере Шоттки и экситонные эффекты.

Результаты и обсуждение

В исследованных структурах с КТ, находящимися в области пространственного заряда барьера Шоттки на основе n-GaAs, прямое и термоактивированное туннелирование электронов из КТ происходит в направлении основания КТ. Для термической эмиссии важна высота барьера также у основания КТ, поскольку именно в этой части КТ наблюдается его снижение в результате эффекта Пула-Френкеля. Поэтому для эмиссии электронов из КТ важную роль оказывают детали строения КТ у ее основания. При моделировании профиля зоны проводимости в окрестности основания КТ учитывалось, что гетеропереход может быть не резким, а из-за диффузионного размытия иметь некоторую толщину L_{dif}. Упругие напряжения в матрице GaAs приводят к тому, что высота барьера на гетерогранице увеличивается на величину E_{def}, а при удалении от КТ линейно уменьшается так, что на толщине L_{def} становится равной обычному значению E_{0C}. Схематически форма потенциального барьера для электрона с учетом описанных выше эффектов в нулевом электрическом поле приведена на рис. 1 б.

Нормированные экспериментальные температурные зависимости величины фоточувствительности

в области основного оптического перехода в КТ при разных напряженностях электрического поля, а также результаты теоретического расчета эффективности эмиссии приведены на рис. 2.

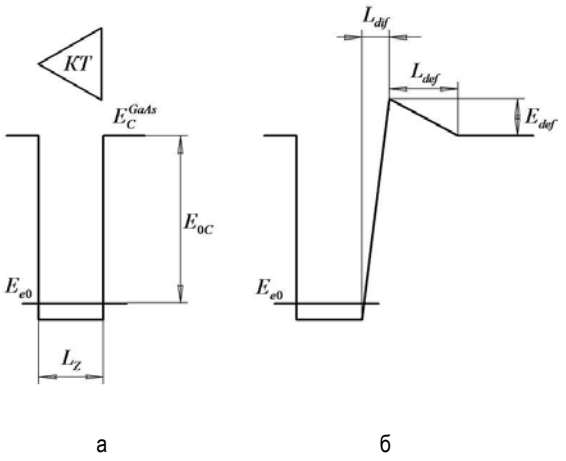


Рис. 1. Схематическое изображение профиля зоны проводимости в КТ в упрощенном случае (а) и с учетом деформационного потенциала и диффузионного размытия гетерограницы со стороны основания КТ (б)

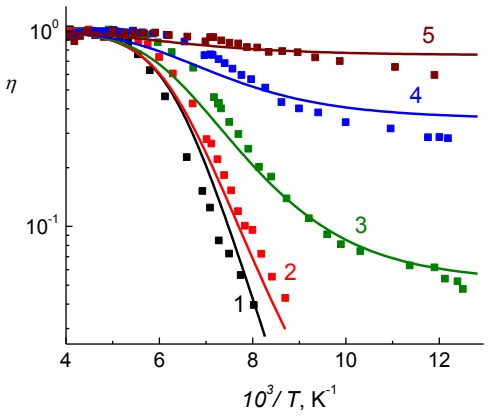


Рис. 2. Влияние электрического поля на температурную зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ. Напряженность электрического поля в слое КТ, кВ/см: 1 – 70, 2 – 97, 3 – 115, 4 – 132, 5 – 148. Сплошные кривые – теоретический расчет эффективности эмиссии η, точки – экспериментальные значения из фотоэлектрических спектров

В отсутствие смещения на барьере Шоттки (рис. 2, кривая 1) при низких температурах наблюдается сильное уменьшение эффективности эмиссии носителей из КТ вплоть до полного ее исчезновения при температурах ниже 125 K. При увеличении обратного смещения на барьере Шоттки происходит ослабление температурной зависимости фоточувствительности (кривые 2 – 5) в результате роста вклада в фоточувствительность туннельных компонент эмиссии и снижения высоты эмиссионного барьера из-за эффекта Пула-Френкеля. При достаточно больших смещениях и низких температурах туннельные механизмы эмиссии становятся доминирующими, о чем свидетельствует появление участка, на котором фоточувствительность практически не зависит от температуры.

Хорошее согласие теории с экспериментом получено при следующих параметрах: рекомбинационное время жизни электронно-дырочной пары в основном состоянии – 1.1 нс; время межуровневой релаксации – 4 пс; расстояние между уровнями размерного квантования электронов – 75 мэВ; расстояние от уровня размерного квантования основного состояния электрона в КТ (E_{e0}) до дна зоны проводимости матрицы без учета экситонной связи $E_{0C} = 204$ мэВ; высота КТ $L_Z = 6$ нм; сечение захвата электронов и дырок КТ – $4 \cdot 10^{-12}$ см^2; энергия дна нижней электронной подзоны размерного квантования в гибридной квантовой яме относительно c-зоны GaAs – 82 мэВ; $L_{dif} = 2$ нм; $L_{def} = 1.5$ нм; $E_{def} = 54$ мэВ; энергия связи экситона – 15 мэВ; параметр Хуанга-Рис – 0.9. Значения этих параметров находятся в согласии с литературными данными и результатами расчета зонной структуры КТ в программном комплексе Nextnano^{++} [2].

Авторы выражают благодарность в.н.с. НИФТИ ННГУ Б. Н. Звонкову за выращивание структур.

Работа выполнена при поддержке государственного задания Минобрнауки России (3.640.2014/K).

Литература

1. Н. С. Волкова, А. П. Горшков, Д. О. Филатов, Д. С. Абрамкин // Письма в ЖЭТФ, Т. 100, № 3, 175 (2014).

2. http://www.nextnano.com/nextnanoplus.

Особенности формирования, электронная и спиновая структуры графена на поверхности Re(0001) с интеркаляцией Au

В.Ю. Ворошнин*, И.И. Климовских, М.В. Филянина, А.М. Шикин

Санкт-Петербургский Государственный университет, Университетская наб., д. 7-9, Санкт-Петербург, 199034.
* Vl.Voroshnin@yandex.ru

В работе показана методика синтеза систем графен/Re(0001) и графен/Au/Re(0001), продемонстрированы и проанализированы экспериментальные данные их электронной структуры, измеренные с помощью методов фотоэмиссионной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением.

Введение

Графен, монослой атомов углерода с гексагональной кристаллической решеткой, является многообещающим материалом для использования в будущей наноэлектронике и спинтронике. Особенностью графена является существование линейной дисперсионной зависимости электронных пи-состояний вблизи уровня Ферми. Этот факт означает, что переносчики заряда в графене являются безмассовыми дираковскими фермионами.

Т.к. графен является двумерным кристаллом, его свойствами можно манипулировать через границу раздела фазы, например выбором подложки. Таким образом, выбирая параметры подложки, мы можем осуществить полезные для применения графена наведенные свойства электронной структуры, такие как: спин-расщепление пи-состояний или образование запрещенной зоны вблизи уровня Ферми.

В данной работе была взята подложка Re(0001), т.к., согласно литературным данным, во-первых, около уровня Ферми в окрестности графеновых пи-состояний d-состояния Re спин-расщеплены, что в случае их гибридизации [1] с пи-состояниями графена может привести к спин-расщеплению последних. Более того, данный эффект не будет наложен на магнитные эффекты, т.к. объемный Re не является магнитным материалом. А во-вторых, известно, что графен, выращенный на поверхности Re (0001), является сильно корругированным [2]. Вкупе эти факторы могут также привести к возникновению спин-орбитальной запрещенной зоны на уровне Ферми в графеновых пи-состояниях и образованию топологической фазы [3].

Графен, выращенный на грани Re(0001), является химически сильно связанным с подложкой и, соответственно, не характеризуется линейной дисперсией электронных состояний вблизи уровня Ферми [4]. Поэтому был применен известный метод блокировки этой связи [1] путем интеркаляции золота между графеном и подложкой.

Эксперимент

Основной методикой исследования системы являлась фотоэмиссионная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением. Эксперимент был проведен на каналах UE56 и BUS источника синхротронного излучения Bessy II. Во время исследований поддерживался сверхвысокий вакуум $1 \div 3 \cdot 10^{-10}$ Торр.

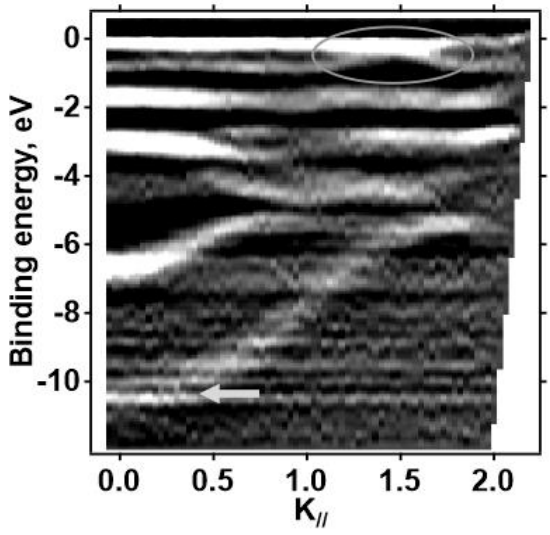


Рис. 1. Дисперсионная зависимость электронных состояний системы графен/Re(0001), $h\nu = 62.5eV$

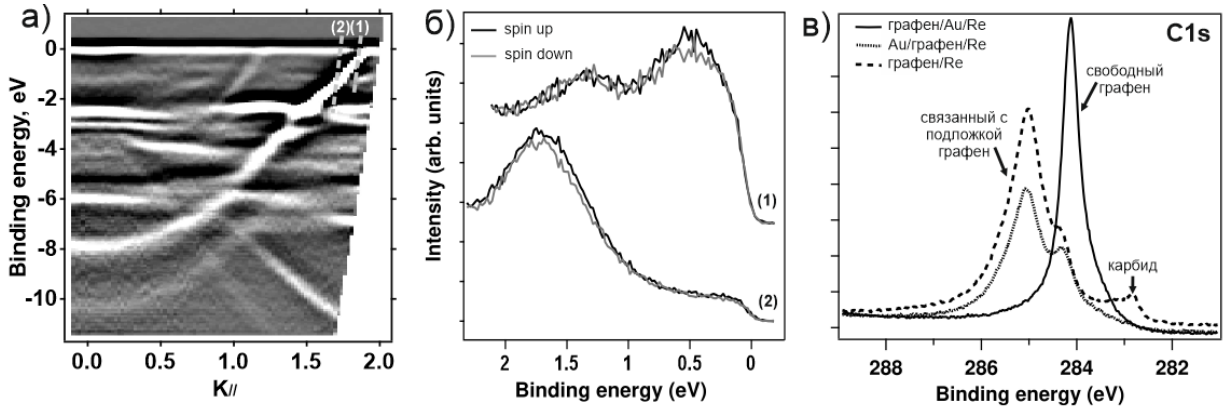


Рис. 2. а) Дисперсионная зависимость электронных состояний квазисвободного графена в системе графен/Au/Re(0001), $h\upsilon = 40eV$; б) фотоэмиссионные спектры со спиновым разрешением на срезах (1) и (2); в) внутренние C1s уровни на различных стадиях формирования системы, $h\upsilon = 360eV$

Перед синтезом системы поверхность монокристалла Re(0001) очищалась отжигом образца в атмосфере кислорода ($p = 10^{-7}$ Торр, $T = 700$℃) с последующим быстрым прогревом при больших температурах ($T = 1800$℃) для удаления остатков окислов. Система графен/Re была сформирована путем крекинга пропилена ($p = 10^{-7}$ Торр, $T = 1000$℃) на поверхности Re(0001). Нагрев образца проводился кратковременно и периодично. При меньших температурах или больших временах прогрева образовывалась преимущественно фаза карбида. Синтезированный данным образом графен оказался сильно связанным с подложкой, это подтверждает дисперсионная зависимость графеновых пи-состояний (рис. 1), которые сдвинуты на 2eV в сторону увеличения энергии связи. В связи с чем на уровне Ферми конуса Дирака не наблюдается. Однако наблюдается интересная особенность на уровне Ферми, похожая на конус Дирака (рис.1, выделено овалом).

Для того чтобы отделить графен от подложки и сделать его квазисвободным, мы провели интеркаляцию под него золота. Атомы золота были напылены на поверхность системы, и после прогрева они заняли позицию между графеном и подложкой. Факт интеркаляции подтверждает восстановленная дисперсионная зависимость (рис.2.а), характерная для квазисвободного графена, с присущим ему конусом Дирака электронных состояний вблизи уровня Ферми.

Важно отметить, что линейные графеновые пи-состояния вблизи уровня Ферми (срезы (1) и (2) рис.2.а) являются спин-поляризованными (рис.2.б), как и ожидалось. Данное расщепление вблизи уровня Ферми может происходить из гибридизации пи-состояний графена с d-состояниями Re через слой золота. На рис. 2в также можно проследить эволюцию внутреннего уровня C1s системы. Первоначально, в системе графен/Re(0001) присутствует 3 пика: пик карбида и 2 пика связанного с подложкой углеродного монослоя на поверхности. После напыления Au и небольшого прогрева (система Au/графен/Re(0001)) золото остается наверху системы, карбид же растворяется в подложке. И наконец, при б**о**льшем прогреве золото интеркалируется под графен (система графен/Au/Re(0001)) и остается только C1s пик квазисвободного графена.

Выводы

В работе была представлена методика синтеза систем графен/Re(0001) и графен/Au/Re(0001), приведены результаты исследований методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением. Графен на Re(0001) является сильно корругированным и сильно связанным с подложкой, в то время как та же система с интеркалированным золотом демонстрирует конус Дирака электронных пи-состояний вблизи уровня Ферми, которые являются спин-поляризованными. Запрещенная зона на уровне Ферми не наблюдается.

Литература

1. A. Shikin, *et al*. // New J. Phys., 15 (2013).
2. E. Miniussi, *et al.* // PRL 106, 216101 (2011).
3. Y. Li, *et al.* // PRB 87, 245127 (2013).
4. M. Papagno, *et al*. // PRB 88, 235430 (2013).

Детектирующие свойства полевого транзистора с пониженной высотой барьера затвор-канал

Н.В. Востоков, С.А. Королёв*, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*pesh@ipmras.ru

Проведено теоретическое исследование детектирующих свойств полевого транзистора с пониженной высотой барьера затвор-канал. Рассмотрены все возможные способы включения транзистора в цепь детектора. Найдены чувствительность и мощность, эквивалентная шуму (NEP). Показано, что снижение высоты барьера приводит к уменьшению NEP.

В последнее время в качестве чувствительных элементов детекторов терагерцевого диапазона начали использовать полевые транзисторы [1]. Обычно берут стандартные транзисторы с высотой барьера затвор-канал $\Delta \sim 1$ эВ, в которых активной проводимостью барьера можно пренебречь. При уменьшении Δ до значений $\sim 0{,}1$ эВ активная проводимость барьера возрастает и, как показано в данной работе, начинает влиять на детектирующие свойства транзистора.

Существует 24 неэквивалентных способа включения транзистора с пониженной высотой барьера затвор-канал в цепь детектора (рис. 1). Высокочастотная (ВЧ) часть цепи содержит антенну, низкочастотная (НЧ) часть – нагрузку.

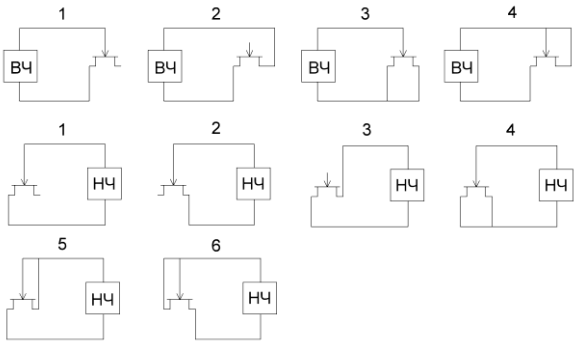


Рис. 1. Способы включения транзистора с пониженной высотой барьера затвор-канал в цепь детектора

Чувствительность транзистора S состоит из двух частей (S_N и S_B), что соответствует наличию двух НЧ сигналов, один из которых возникает вследствие детектирования на квадратичной нелинейности канала (S_N), а другой – вследствие детектирования на квадратичной нелинейности барьера затвор-канал (S_B). По тому, как эти сигналы соотносятся между собой, можно провести классификацию способов включений транзистора (табл. 1). В обозначении включения первая цифра в фигурных скобках указывает способ включения в ВЧ цепь, вторая цифра – в НЧ цепь.

Таблица 1. Классификация способов включения транзистора в цепь детектора.

Способы включения	S_N, S_B	S	S_{max}
{2,3},{3,3}	=0	=0	=0
{4,2}	>0	$=\lvert S_N - S_B\rvert=0$	=0
{1,2},{1,6},{4,6}	>0	$=\lvert S_N - S_B\rvert\neq 0$	$=\max\{\lvert S_N - S_B\rvert\}$
{1,1},{1,3},{1,4} {3,1},{3,2},{3,4} {3,5},{3,6},{4,3} {4,5}	>0	$=S_N+S_B$	$\approx\max\{\max\{S_N\},\max\{S_B\}\}$
{1,5},{2,1},{2,2} {2,4},{2,5},{2,6} {4,1},{4,4}	>0	$=S_N+S_B$	$=\max\{S_N\}+\max\{S_B\}$

Анализ показал, что существует несколько способов подключения, дающих наибольшие примерно одинаковые значения ампер-ваттной чувствительности $S_I \sim e/(2k_BT)$ (e – элементарный электрический заряд, k_B – постоянная Больцмана, T – температура). Среди них особый интерес представляет схема {1,5}, входящая в последнюю группу классификации (нижняя строка табл. 1). Подключения данной группы позволяют увеличить чувствительность транзистора за счѐт сложения продетектированных на разных нелинейностях сигналов. Максимальное значение S_I при подключении {1,5}:

$$S_{I\max} = \frac{e}{2k_BT}\left(\frac{1}{2n}+\frac{1}{\eta}\right), \qquad (ф1)$$

где n – фактор, учитывающий неидеальность барьера Шоттки перехода затвор-канал ($n > 1$), η – параметр, характеризующий зависимость концентрации электронов в канале транзистора от напряжения между затвором и каналом вблизи порогового напряжения.

Одной из основных характеристик детектирования является мощность, эквивалентная шуму (*NEP*). Мы рассматриваем случай работы транзистора без постоянного смещения, поэтому учитываем только тепловой шум. При этом в условиях идеального согласования транзистора с нагрузкой *NEP* детектора даётся формулой:

$$NEP = \frac{1}{\eta_m S_I}\sqrt{\frac{4k_BT}{R_d}}, \qquad (ф2)$$

где R_d – дифференциальное сопротивление транзистора в цепи нагрузки, η_m – коэффициент передачи мощности между средой распространения излучения и транзистором.

Для оценки минимального значения мощности, эквивалентной шуму NEP_{min}, нужно определить максимальные значения η_m, S_I и R_d. Чувствительный элемент может получить не более половины мощности, падающей на антенну, поэтому $\eta_{m\,max} \sim 1/2$. Как было установлено выше, $S_{Imax} \sim e/(2k_BT)$, что при комнатной температуре даёт значение $S_{Imax} \sim 20$ А/Вт. Оптимальное значение R_d обычно ~ 1 кОм; при бóльших значениях начинает ухудшаться согласование и/или чувствительность транзистора. Подставляя указанные максимальные значения величин в (ф2), находим $NEP_{min} \sim 3\cdot10^{-13}$ Вт/Гц$^{1/2}$, что согласуется с проведёнными численными расчётами.

На рис. 2 представлена зависимость *NEP* детектора от частоты принимаемого сигнала f для схемы включения {1,5} при разных значениях высоты барьера Δ. Использованы типичные значения параметров транзистора с высокой подвижностью электронов (HEMT) с длиной затвора a = 100 нм. Снижение высоты барьера приводит к значительному уменьшению *NEP*, что связано с улучшением согласования с антенной.

На рис. 3 изображена зависимость *NEP*(f) детектора на основе транзистора с такими же значениями параметров, что и в предыдущем случае, но теперь используется схема включения {4,5}. Из графика видно небольшое уменьшение *NEP* за счёт снижения высоты барьера, объясняемое повышением чувствительности.

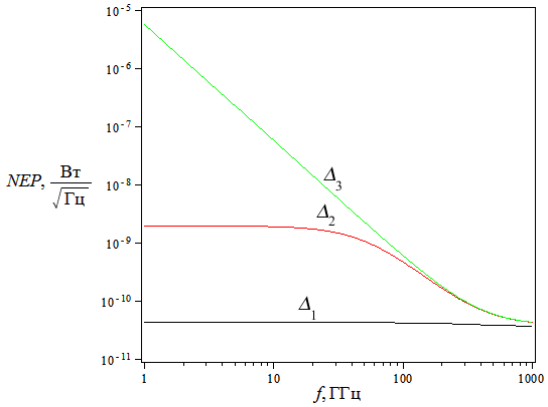


Рис. 2. Зависимость мощности, эквивалентной шуму детектора, от частоты принимаемого излучения при способе включения транзистора {1,5}. Δ_1 = 0,2 эВ, Δ_2 = 0,3 эВ, Δ_3 = 0,7 эВ

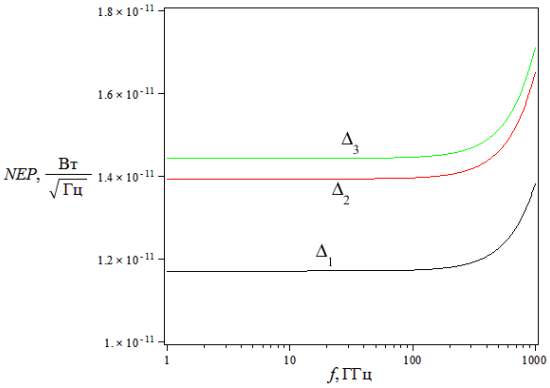


Рис. 3. Зависимость мощности, эквивалентной шуму детектора, от частоты принимаемого излучения при способе включения транзистора {4,5}. Δ_1 = 0,15 эВ, Δ_2 = 0,2 эВ, Δ_3 = 0,7 эВ

В заключение, в работе были проанализированы детектирующие свойства полевого транзистора с пониженной высотой барьера затвор-канал. Показано, что снижение высоты барьера приводит к уменьшению *NEP* детектора.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН и гранта РФФИ № 16-52-76011.

Литература

1. T. Otsuji, M. Shur // IEEE Microwave Magazine, V. 15, Issue 7, P. 43-50 (2014).

СВЧ-диагностика низкобарьерных структур металл–полупроводник

Н.В. Востоков*, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*vostokov@ipm.sci-nnov.ru

Работа посвящена СВЧ измерениям линейных характеристик планарных низкобарьерных структур металл–полупроводник–металл с использованием векторного анализатора цепей. Предлагаются методы диагностики дифференциального сопротивления и емкости низкобарьерных переходов Мотта, определения критической частоты и последовательного сопротивления планарных чувствительных элементов на их основе.

Структуры с низкобарьерными переходами Шоттки (Мотта) широко используются в качестве чувствительных элементов приемников СВЧ излучения. Для разработки и создания этих приборов важной задачей является определение дифференциального сопротивления и емкости барьерной области, последовательного сопротивления растекания тока в объеме полупроводника и других параметров структур.

Исследовалась эпитаксиальная структура Al/GaAs с пониженной высотой барьера Мотта, выращенная на сильно легированной подложке n-типа [1]. С использованием жидкостного травления из верхнего Al слоя формировались контактные площадки с конфигурацией, показанной на вставке рис. 1. Изготовленная планарная структура представляла собой два встречновключенных перехода Мотта с площадями S_a и S_b. Были сформированы различные тестовые структуры, отличающиеся радиусами a и b (a варьировалась в диапазоне 2.5-100 мкм, b — 30-125 мкм). С помощью СВЧ-зонда структуры подключались к векторному анализатору цепей через линию передачи. Измерялись частотные зависимости коэффициента отражения зондирующего сигнала от структур и определялись зависимости их импеданса Z_m от частоты f. Измерения проводились в диапазоне от 10 МГц до 67 ГГц. На рис. 1 показаны частотные зависимости действительной и мнимой частей Z_m одной из структур. При достаточно низких частотах импеданс структуры определяется суммой импедансов двух сосредоточенных переходов Мотта и описывается выражением $Z = Z_a + Z_b$, где $Z_{a,b} = (R_s/S_{a,b})(1+i\cdot 2\pi f R_s C_s)^{-1}$. Импеданс содержит два неизвестных параметра R_s и C_s — сопротивление и емкость единицы площади перехода. Эти параметры могут быть найдены из значений Re Z_m и Im Z_m во всем частотном диапазоне измерений.

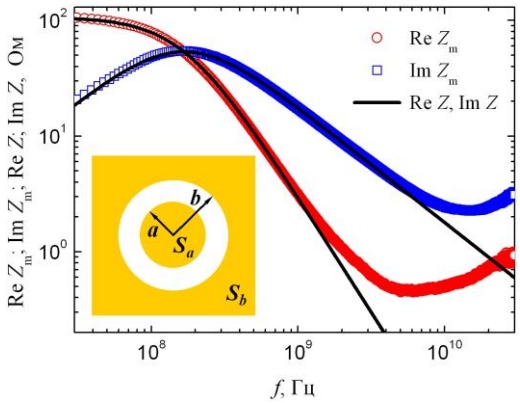


Рис. 1. Частотные зависимости действительной и мнимой частей импеданса тестовой структуры (a = 50 мкм, b = 75 мкм). На вставке: геометрия контактных площадок тестовой структуры

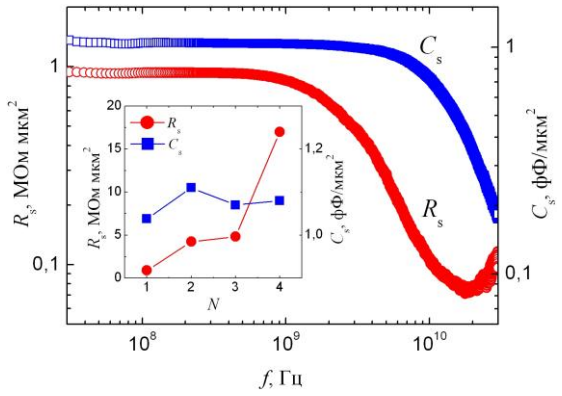


Рис. 2. Удельные дифференциальное сопротивление и емкость перехода Мотта, рассчитанные в *RC*-модели по экспериментальным значениям импеданса на разных частотах. На вставке: параметры перехода в четырех разных точках образца

На рис. 2 показаны полученные таким образом зависимости $R_s(f)$ и $C_s(f)$. Не зависящие от частоты значения сопротивления и емкости и есть искомые

параметры перехода. На рис. 1 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей Z, построенные с использованием найденных значений R_s и C_s. На высоких частотах импеданс структуры не описывается зависимостью $Z(f)$ из-за того, что переходы Мотта перестают быть сосредоточенными элементами, становятся существенными скин-эффект и сопротивление растекания в подложке. Предложенный метод диагностики был использован для определения степени латеральной неоднородности R_s и C_s перехода Мотта в эпитаксиальной структуре. На вставке рис. 2 показаны значения параметров перехода, полученные в четырех различных точках образца.

Планарные структуры металл-полупроводник-металл с низкобарьерными переходами Мотта разной площади могут использоваться для детектирования СВЧ сигналов [2]. Рассмотрим с этой точки зрения исследуемые структуры. Внешний переход большой площади играет роль омического контакта. Центральный переход малой площади является сосредоточенным нелинейным элементом. Доля поглощенной в нем мощности определяется выражением $\eta = \mathrm{Re}\, Z_a / \mathrm{Re}\, Z_m$. Значению $\eta = 1/2$ соответствует критическая частота $f_c = (2\pi C_a)^{-1}(R_a r_s)^{-½}$ [1]. Здесь R_a и C_a сопротивление и емкость центрального перехода, под r_s следует понимать эффективное последовательное сопротивление вблизи критической частоты, которое складывается из сопротивления растекания в подложке и действительной части импеданса внешнего перехода. На вставке рис. 3 показаны зависимости $\eta(f)$, полученные на планарных структурах с различными радиусами a и b. Для каждой структуры определена величина f_c и вычислено значение r_s. Полученные значения r_s показаны на рис. 3 в зависимости от радиуса центрального перехода. Здесь же показаны соответствующие теоретические значения r_s. Сплошной линией показана также теоретическая зависимость $r_s(a)$ в области малых радиусов для $b = 30$ мкм. Для расчета сопротивления растекания и импеданса внешнего перехода в условиях скин-эффекта использовались выражения из работ [3,2]. Единственным подгоночным параметром было удельное сопротивление подложки, для которого была получена величина 3.3 мОм·см, что близко к реальному значению (2.6 мОм·см). При больших радиусах центрального перехода ($a > 25$ мкм) он перестает быть сосредоточенным элементом на частотах $f_c(a)$ и данная методика диагностики r_s перестает работать.

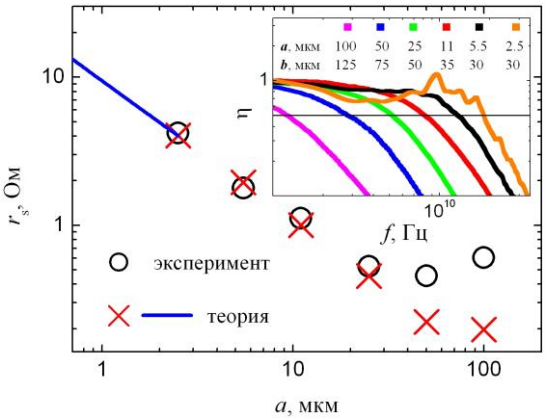


Рис. 3. Значения последовательного сопротивления в тестовых структурах. На вставке: частотная зависимость доли мощности, поглощенной в центральном переходе

Приведенные графики показывают, что при площади детектирующего перехода 1-10 мкм^2 величина последовательного сопротивления порядка 10 Ом, что сравнимо с соответствующей характеристикой детекторных диодов Мотта, изготовленных на подобных структурах [1].

Результатом работы является оригинальный метод СВЧ диагностики удельных сопротивления и емкости низкобарьерных переходов металл-полупроводник с использованием простой тестовой ячейки, подключаемой зондами к векторному анализатору цепей. Метод позволяет также оценить критическую частоту и последовательное сопротивление перехода. Тестовые ячейки занимают малую площадь. Для их изготовления нужна только одна операция фотолитографии. При формировании тестовых ячеек в разных частях структуры можно получить информацию о степени её латеральной неоднородности и принять решение о целесообразности проведения технологических операций по изготовлению СВЧ диода.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 15-02-04081, 16-52-76011) и программы РАН.

Литература

1. V. I. Shashkin, Yu. A. Drjagin, V. R. Zakamov *et al.* // Int. J. Infrared Millimeter Waves, V. 28, 945 (2007).
2. Н. В. Востоков, С. А. Королев, В. И. Шашкин // ЖТФ, Т. 84, 91 (2014).
3. L. E. Dickens // IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-15, 101 (1967).

Электронные поверхностные состояния в топологических изоляторах $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ и $Pb_{1-y}Sn_ySe$ под действием терагерцевого лазерного излучения

А.В. Галеева[1,*], С.Г. Егорова[1], В.И. Черничкин[1], В.В. Румянцев[2], С.В. Морозов[2], М.Е. Тамм[3], Л.В. Яшина[3], H. Plank[4], С.Н. Данилов[4], Л.И. Рябова[3], Д.Р. Хохлов[1,5]

1 Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680, Россия.

3 Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.3, Москва, 119991, Россия.

4 Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.

5 Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

*galeeva@physics.msu.ru

Исследование фотоэлектромагнитного эффекта, возникающего при комбинированном воздействии магнитного поля и лазерного терагерцевого излучения в твердых растворах $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ и $Pb_{1-y}Sn_ySe$, позволило зарегистрировать поверхностные носители с повышенными значениями подвижности в области составов, соответствующих как топологической, так и тривиальной фазе. Обсуждаются отличительные особенности эффекта, обнаруженные для тривиального и топологического состояния в условиях варьируемой мощности падающего излучения.

Введение

При исследовании транспортных свойств топологических изоляторов (ТИ) возникает проблема обоснованности отождествления наблюдаемых эффектов с проявлением вклада дираковских поверхностных состояний. Убедительно доказать влияние этих состояний на транспорт затруднительно без сравнения экспериментальных результатов, соответствующих топологической и тривиальной фазам. Примерами систем, в которых наблюдается переход из тривиального полупроводника с прямым энергетическим спектром в фазу ТИ, характеризуемую инверсным спектром, служат твердые растворы $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ и $Pb_{1-y}Sn_ySe$. В первой системе при увеличении концентрации индия реализуется переход трехмерный ТИ – тривиальное состояние при $x \sim 0.05$ [1], во второй при повышении содержания олова происходит переход тривиальное состояние – топологический кристаллический изолятор при $y \sim 0.15$ [2].

Определение вклада поверхности в проводимость в названных полупроводниках осложнено высокими значениями концентрации свободных электронов в объеме. Для детектирования поверхностных состояний в работе используется метод, основанный на фотоэлектромагнитном (ФЭМ) эффекте [3], который обусловлен диффузионными потоками электронов в приповерхностном слое образца при комбинированном воздействии магнитного поля и лазерного излучения терагерцевого диапазона.

Исследованные образцы и методика эксперимента

Монокристаллы $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ $(0 \le x \le 0.0184)$ и $Pb_{1-y}Sn_ySe$ $(0 \le y \le 0.37)$ синтезированы методом Бриджмена. Состав твердых растворов уточнен методом рентгенофлюоресцентного анализа. Все образцы являются вырожденными узкощелевыми полупроводниками n-типа. В образцах $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ значения холловской концентрации электронов составляют $n \sim 10^{19}$ см$^{-3}$, в твердых растворах $Pb_{1-y}Sn_ySe$ величина n изменяется в пределах $\sim 10^{17}$ см$^{-3}$ – $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$. Параметры энергетического спектра в твердых растворах $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ определены методом фотолюминесценции.

Исследование ФЭМ-эффекта проводилось в области температур 4.2 К – 20 К в магнитных полях до 7 Тл. Длина волны лазерного излучения составляла 90 мкм, 148 мкм и 280 мкм. Мощность излучения,

падающего на образец, варьировалась с помощью аттенюаторов и достигала 30 кВт.

Результаты и обсуждение

ФЭМ-эффект наблюдается во всех исследованных образцах, причем его основные свойства в системах $Pb_{1-y}Sn_ySe$ [4] и $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ аналогичны. Сигнал ФЭМ-эффекта не задержанный, повторяет форму лазерного импульса. При коммутации магнитного поля знак сигнала изменяется на противоположный. По знаку ЭДС установлено, что результирующий поток электронов направлен от поверхности в объем образца. Амплитуда ФЭМ-эффекта (максимальное значение регистрируемой эдс в процессе прохождения импульса) линейно зависит от индукции магнитного поля в слабых магнитных полях $B < \sim 1$ Тл и выходит на насыщение при дальнейшем росте магнитного поля (рис. 1). Фотопроводимость в образцах не наблюдается. В отсутствие генерации фотоносителей ФЭМ-эффект может быть обусловлен процессами разогрева электронного газа и градиентом подвижности. Поток электронов в направлении от поверхности в объем свидетельствует о повышенных значениях подвижности поверхностных носителей. Обнаружение высокоподвижных электронов на поверхности как в ТИ, так и в тривиальном полупроводнике не позволяет ассоциировать наблюдаемый эффект с проявлением вклада топологических состояний.

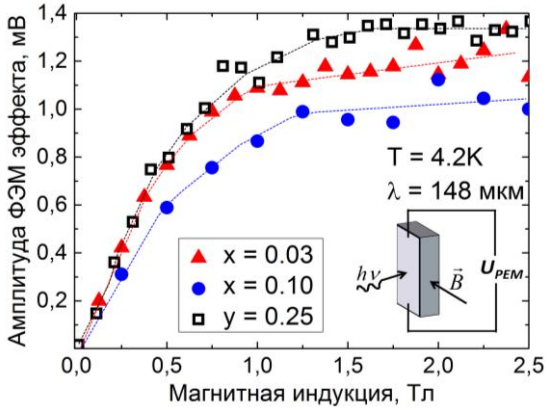


Рис. 1. Зависимость амплитуды ФЭМ-эффекта от индукции магнитного поля при T = 4.2 К, λ = 148 мкм для образцов x = 0.03, x = 0.10, y = 0.25. На вставке представлена схема эксперимента

Исследование ФЭМ-эффекта в условиях варьируемой мощности падающего излучения, проведенное для образцов $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ с x = 0 (инверсный энергетический спектр, ТИ) и x = 0.12 (прямой спектр, тривиальная фаза), показало, что значение фото-ЭДС увеличивается с увеличением мощности. Однако в образце с x = 0.12 при фиксированной мощности падающего излучения регистрируемая ЭДС оказывается одинаковой при разных значениях длины волны λ, то есть является однозначной функцией мощности. Для образца с x = 0 мощностные зависимости амплитуды ФЭМ-эффекта аппроксимировать не зависящей явно от аргумента λ функцией не удается. фото-ЭДС в этом образце оказывается одинаковой в пересчете на мгновенное значение потока квантов $N \sim P\lambda/(ch)$, где P – мощность падающего излучения, h – константа Планка, c – скорость света в вакууме. Предварительные исследования мощностных зависимостей ФЭМ-эффекта в твердых растворах $Pb_{1-y}Sn_ySe$ (y = 0.09; 0.15; 0.25) не выявили подобных особенностей.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о возможном различии свойств ФЭМ-эффекта в тривиальном полупроводнике и трехмерном ТИ. Обнаруженная зависимость фото-ЭДС от потока квантов в образце Bi_2Se_3 может указывать на квантовую природу ФЭМ-эффекта в трехмерном ТИ, обусловленную влиянием топологических состояний.

Литература

1. M. Brahlek, N. Bansal, N. Koirala, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 109, 186403 (2012).
2. P. Dziawa, B. J. Kowalski, K. Dybko, *et al.* // Nat. Mater., V. 11, 1023 (2012).
3. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев // УФН, 124, 597 (1978)
4. S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, L. I. Ryabova, *et al.* // Sci. Rep., V. 5, 11540 (2015)

Спин-орбитальное расщепление спектра валентной зоны и зоны проводимости вблизи дираковской точки в квантовых ямах HgTe

А.В. Германенко[1,*], Г.М. Миньков[1,2], О.Э. Рут[1], А.А. Шерстобитов[1,2], С.А. Дворецкий[3], Н.Н. Михайлов[3]

1 Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

2 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*alexander.germanenko@urfu.ru

Представлены результаты экспериментального исследования спектра дырок и электронов с нормальным и инвертированным спектром в квантовых ямах (КЯ) HgCdTe/HgTe/HgCdTe с нормальным и инверсным расположением подзон размерного квантования при ширинах ямы, близких к критической. Детальные исследования полевых зависимостей коэффициента Холла и поперечного магнитосопротивления в широком диапазоне концентраций носителей заряда, анализ осцилляций Шубникова–де Гааза показывают, что валентная зона сильно расщеплена спин-орбитальным взаимодействием. Это расщепление настолько велико, что отношение концентраций дырок в расщепленных подзонах составляет величину 2-3 для различных образцов. Удивительным экспериментальным фактом при этом является отсутствие в пределах экспериментальной погрешности спин-орбитального расщепления спектра зоны проводимости, исследованной в тех же самых гетероструктурах. Анализ результатов выполнен в рамках стандартной kP модели и в модели сильной связи, учитывающей атомарную структуру интерфейсов.

Введение

Двумерные структуры на основе бесщелевых полупроводников HgTe являются уникальными объектами. Это связано с особенностями размерного квантования спектра таких полупроводников. Одной из важных особенностей квантовых ям CdTe/HgTe/CdTe является схлопывание энергетической щели [1] и инверсия энергетического спектра при изменении ширины квантовой ямы при некоторой толщине $d=d_c\approx 6{,}3$ нм. Важной и привлекательной для теоретиков и экспериментаторов является окрестность точки d_c, где спектр при малых значения квазиимпульса может быть описан эффективным гамильтонианом [2], структура которого близка к структуре гамильтониана Дирака. Несмотря на 20-летние экспериментальные исследования структур с КЯ HgTe энергетический спектр носителей заряда, который определяет транспортные и оптические свойства, остается во многом не понятым.

Эксперимент

В работе приведены результаты экспериментального исследования магнитосопротивления, эффекта Холла, эффекта Шубникова–де Гааза и квантовой емкости в гетероструктурах (013) $Hg_{1-x}Cd_xTe$/HgTe/$Hg_{1-x}Cd_xTe$ (x=0.55-0.65) с номинальной шириной квантовой ямы (5.6−7.1) нм, что соответствует нормальному и инверсному расположению подзон размерного квантования вблизи дираковской точки $d=d_c$. Измерения проводились на образцах в форме холловских мостиков, на основе которых были изготовлены полевые транзисторы. В качестве подзатворного диэлектрика использовался парилен, полевой электрод изготовлен из алюминия.

Результаты и обсуждение

На рис. 1а в качестве примера приведены зависимости концентрации электронов и дырок от заряда в квантовой яме, полученные из анализа эффекта Холла и осцилляций Шубникова–де Гааза для одной из исследованных гетероструктур с нормальным спектром. Видно, что в зоне проводимости есть одна группа электронов, что означает отсутствие расщепления спектра, в то время как в валентной зоне присутствует две группы дырок. Анализ угловых зависимостей осцилляций Шубникова–де Гааза показал, что эти две группы соответствуют двум ветвям спектра, расщепленным спин-

орбитальным взаимодействием. При этом расщепление является сильным – отношение концентраций дырок в ветвях для данной конкретной гетероструктуры близко к двум. Аналогичные зависимости получены для всех семи исследованных гетероструктур как с $d>d_c$, так и с $d<d_c$.

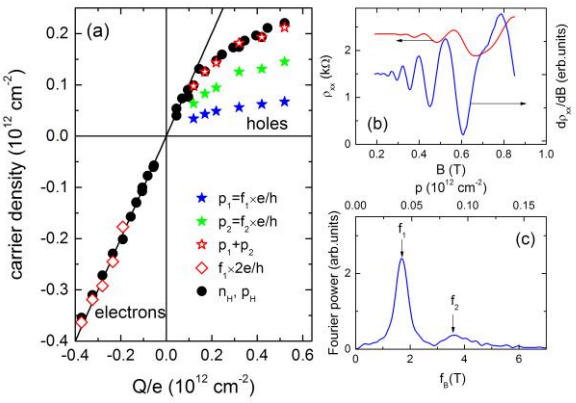


Рис. 1. (a) – Концентрация носителей заряда как функция заряда КЯ. Кружки – холловская концентрация, звездочки и ромбики - результат фурье-анализа шубниковских осцилляций. (b) – Сопротивление и его производная в зависимости от магнитного поля для Q/e=1.3×10^{11} см$^{-2}$. (c) – фурье-спектр осцилляций, показанных на панели (b). Структура 1122, d=5.6 нм

Для количественной интерпретации полученных данных был рассчитан спектр двумерных носителей в рамках двух теоретических методов: в kP методе и методе сильной связи. В рамках kP метода сильное расщепление спектра обеспечивалось наличием плавного на масштабе постоянной решетки электрического потенциала. Причиной существования такого поля может являться встроенный p-n-переход технологической природы (более подробно см. [3]). Как видно из рис. 2, на котором приведено сравнение рассчитанных и экспериментальных результатов, в этих приближениях не удается удовлетворительно описать расщепление зоны проводимости. Одной из возможных причин может быть пренебрежение в рамках данной модели локального понижения симметрии на интерфейсах. Как показывают атомистические расчеты [4], учет такого рода асимметрии квантовой ямы HgTe может оказать существенное влияние на спектр двумерных носителей. Результаты атомистического расчета, выполненного для нашего конкретного случая, показаны на рис. 2 сплошными кривыми. Видно, что данная модель хорошо описывает соотношение концентраций носителей заряда в расщепленных подзонах как для электронов, так и для дырок.

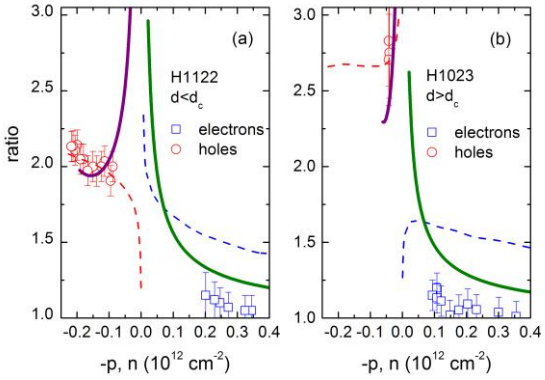


Рис. 2. Отношение концентраций носителей в расщепленных подзонах как функция общей концентрации для структур 1122 и 1023 с нормальным (a) и инверсным (b) спектром. Штриховые линии – результат, полученный в рамках шестизонной kP модели, сплошные линии – результат, полученный в рамках метода сильной связи [4]

Таким образом, анализ экспериментальных результатов показал, что учет асимметрии интерфейсов, формирующих квантовую яму в рамках метода сильной связи позволяет разумно описать экспериментальные данные по соотношению концентраций носителей заряда в расщепленных спин-орбитальным взаимодействием зоне проводимости и валентной зоне.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ (проект № 3.571.2014/К) при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 16-02-00516 и № 15-02-02072) и Программы повышения конкурентноспособности УрФУ (соглашение №02.A03.21.0006).

Литература

1. L. G. Gerchikov and A.V. Subashiev // Phys. Stat. Sol. (b), V. 160, 443 (1990).
2. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang // Science, V. 314, 1757 (2006).
3. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, *et al.* // Physical Review B, V. 89, 165311 (2014).
4. S. A. Tarasenko, M. V. Durnev, M. O. Nestoklon, *et al.* // Physical Review B, V. 91, 081302 (2015).

Углеродные наноточки

А.В. Герт, И.Н. Яссиевич*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.
*irina.yassievich@mail.ioffe.ru

Представлен краткий обзор методов создания, структуры и оптических свойств углеродных квантовых наноточек. Обсуждается механизм фотолюминесценции графеновых квантовых точек с кислородными и азотными комплексами.

Введение

Разнообразные углеродные материалы: графит, алмаз, фуллерены, графен и др. - давно известны и широко используются. Чтобы сделать эти структуры флуоресцентными, необходимо специальным образом модифицировать их размер и поверхность. Приготовленные материалы всегда должны содержать углеродные sp2/sp3 связи и химические кислородные или азотные группы. В представляемом обзоре будут рассмотрены углеродные наноточки трѐх типов: графеновые квантовые точки (GQDs), углеродные квантовые точки на основе кристаллического графита (CNDs) и полимерные точки (PDs), представленные на рис.1. Хотя данные наноточки отличаются по своему внутреннему строению и химическим поверхностным группам, их фотолюминесцентные свойства совпадают. Основу представляемого обзора составляет статья [1].

Способы создания

Различаются два пути создания углеродных наноточек: 1) нарезка различных углеродных материалов (“top-down” cutting) и 2) синтез из органических молекул или полимеров (“bottom-up” synthesis). В обзоре [1] подробно описаны различные варианты обоих методов, а также методы пассивации поверхности, играющие определяющую роль для создания углеродных наноточек с высокой квантовой эффективностью фотолюминесценции. Кроме того, в [1] приведѐн обширный список оригинальных работ по технологии углеродных наноточек.

Структура наноточек

GQDs состоят из одного слоя графена или нескольких слоѐв и химических групп на концах слоѐв. Они анизотропны, и их протяжѐнность вдоль слоѐв больше толщины.

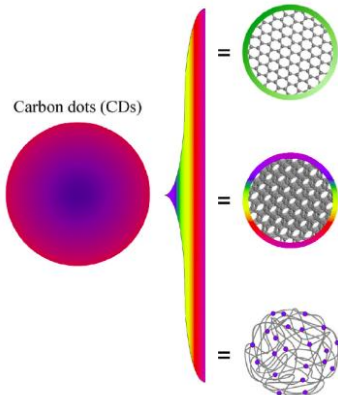


Рис. 1. Три типа флуоресцентных углеродных квантовых точек: графеновые квантовые точки (GQDs), углеродные наноточки (CNDs) и полимерные точки (PDs) [1]

Они обладают латеральной кристаллической структурой графена со средним расстоянием между ближайшими соседями 0,24 нм. CNDs всегда сферические и бывают аморфными или кристаллическими, последние называются квантовыми углеродными точками (CQDs). В CQDs расстояние между слоями 0,34 нм, что соответствует расстоянию в кристаллическом графите по направлению (002). PDs представляют из себя агрегаты несвязанных линейных полимеров с углеродными ядрами. На поверхности всех этих углеродных наноточек имеются связанные с ними кислородные группы или органические группы, связанные с азотом (амины). В люминесценции CNDs определяющую роль играет характер связи углеродного ядра с этими поверхностными группами.

Оптические свойства

Рассмотренные группы CNDs, несмотря на разницу в структуре, обладают близкими характеристиками оптического поглощения и люминесценции. Они эффективно поглощают в ультрафиолетовом диапазоне (230-320 нм) с хвостом поглощения, простирающемся в видимом диапазоне. Пик поглощения

при 230 нм связывают с поглощением углеродного ядра, а плечо при 300 нм приписывают поглощению связями C=O или другим поверхностным группам.

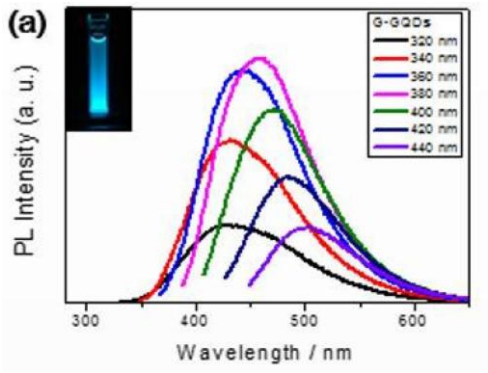


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции графеновых квантовых точек [2]

Наиболее важными являются фотолюминесцентные свойства, так как именно они определяют применение углеродных наноточек. Спектр фотолюминесценции характеризуется широкой почти симметричной полосой, пик которой зависит от длины волны возбуждения. При этом всегда имеет место большой стоксовский сдвиг, превышающий значительно стоксовский сдвиг органических красителей. На рис. 2 приведѐн спектр фотолюминесценции GQDs при различных длинах волн возбуждающего света из работы [2]. Квантовая эффективность первых CNDs была ниже 1%. Найдены методы пассивации поверхности и еѐ модификации, которые вызывают резкое возрастание квантовой эффективности [3]. В настоящее время продолжают появляться работы, демонстрирующие различные методы получения всѐ большей квантовой эффективности. Механизм фотолюминесценции углеродных наноточек до сих пор остаѐтся нерешѐнной проблемой и широко обсуждается в литературе.

Интересно отметить, что фотолюминесценция кремниевых и германиевых нанокристаллов, покрытых углеродными группами, практически совпадает с той, что наблюдается для углеродных квантовых точек.

Фотолюминесценция графеновых квантовых точек

GQDs – это простейшие углеродные наноточки, состоящие из кусочка графена, к поверхности или краям которого присоединены кислородные, азотные или другие химические группы.

Спектр фотолюминесценции (ФЛ) графеновых точек подобен фотолюминесценции кремниевых нанокристаллов, но отличен сдвигом в красную сторону и уменьшением интенсивности фотолюминесценции при увеличении энергии кванта возбуждения в ультрафиолетовой области (см. рис. 2). При этом положение максимума спектра фотолюминесценции практически не зависит от размера графеновых частиц, так как форма спектра определяется в основном люминесценцией присоединенных химических групп [4]. В частности, спектр ФЛ GQDs подобен спектру фотолюминесценции окисленного графена. На рис. 3 приведен спектр ФЛ окисленного графена в растворе воды из работы [4].

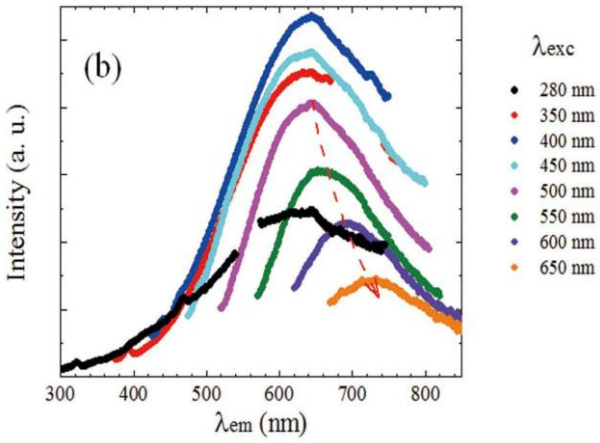


Рис. 3. Спектр фотолюминесценции окисленного графена [4]

Данная работа частично поддержана грантом РФФИ и грантом президиума РАН 16-02-00337.

Литература

1. S. Zhu, Y. Song, X. Zhao *et al.* // Nano Research, V. 8, 355 (2015).
2. Y. Shin, J. Park, D. Hyun, J. Yang *et al.* // Nanoscale, V. 7, 5633 (2015).
3. L. Cao, X. Wang, M. J. Meziani *et al.* // J. Am. Chem. Soc., V.129, 11318 (2007).
4. J. Shang, L. Ma, J. Li *et al.* // Scientific Reports, 2, 792 (2012).

Тонкая структура спектра, спиновая и долинная динамика экситонов в двумерных полупроводниках

М.М. Глазов[1*]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.
*glazov@coherent.ioffe.ru

Физические свойства монослоев дихалькогенидов переходных металлов (MoS_2, WSe_2 и подобных) привлекают значительный интерес. Оптические эффекты в таких системах обусловлены главным образом экситонами, энергия связи которых составляет ~300…500 мэВ. В работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований тонкой структуры энергетического спектра экситонов, их спиновой и долинной динамики.

Введение

Двумерные полупроводники, такие как графен, монослои нитрида бора и черного фосфора, а также дихалькогенидов переходных металлов привлекают в последнее время повышенный интерес исследователей. Это обусловлено, в частности, возможностями синтеза гетероструктур на основе таких систем. Активно исследуются их электрические, оптические и транспортные свойства [1]. С точки зрения оптических эффектов особое место занимают монослои дихалькогенидов переходных металлов, например, MoS_2, $MoSe_2$, WS_2 и WSe_2. В отличие от объемных материалов, характеризующихся непрямой запрещенной зоной, в монослоях в точках $\boldsymbol{K}_+$ и $\boldsymbol{K}_-$ на границах зоны Бриллюэна реализуется прямая запрещенная зона (E_g≈2 эВ), а сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к жесткой связи между спиновым и долинным состояниями электронов и дырок, см. рис. 1. Оптические переходы в одной из долин, $\boldsymbol{K}_+$, вызываются S^+-поляризованным светом, а в другой – S^--поляризованным светом [2], поэтому поглощение циркулярно поляризованного света приводит к долинной поляризации электронов и дырок.

Эффективные массы электронов и дырок в дихалькогенидах переходных металлов достаточно велики (~$0.3…0.5m_0$, m_0 – масса свободного электрона) [3], а экранировка кулоновского взаимодействия весьма слабая, что приводит к значительным (~500 мэВ) энергиям связи экситонов Ванье-Мотта и заметным отклонениям серии экситонных состояний от водородоподобной серии [4]. Нейтральные и заряженные экситоны (трионы) играют определяющую роль в формировании оптических свойств этих двумерных наносистем [4]. Здесь приведены результаты исследований тонкой структуры энергетического спектра экситонов, их спиновой и долинной динамики.

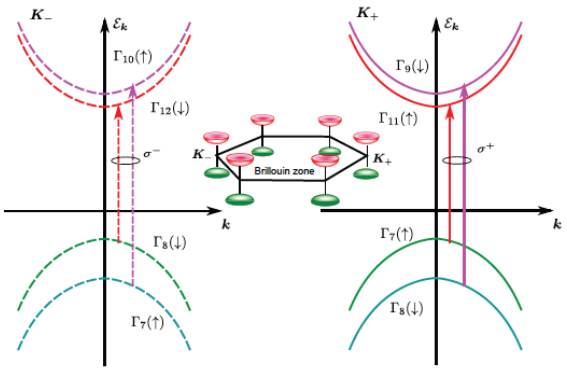


Рис. 1. Схематическое изображение зонной структуры в MoS_2 вблизи точек $\boldsymbol{K}_+$ и $\boldsymbol{K}_-$ зоны Бриллюэна

Тонкая структура экситонных состояний

Блоховская функция экситона в монослоях дихалькогенидов переходных металлов характеризуется следующими квантовыми числами: s_e, s_h=±1/2 – компонентами спина электрона и дырки; t_e, t_h=±1 – их долинными индексами (+1 соответствует долине $\boldsymbol{K}_+$, –1 – долине $\boldsymbol{K}_-$) [5]. Спин-орбитальная связь приводит к расщеплению по спину состояний электрона и дырки в каждой долине (рис. 1). Дырочное расщепление составляет сотни мэВ, а электронное ~1…10 мэВ, поэтому достаточно рассматривать экситоны, дырка в которых занимает верхнюю валентную подзону. При фиксированной огибающей имеется 8 состояний: 4 «внутридолинных», где

электрон и незанятое состояние в валентной зоне относятся к одной и той же долине энергетического спектра, и 4 «междолинных». В прямых оптических переходах при нормальном падении света могут участвовать лишь внутридолинные экситоны с s_e=-s_h, в которых спины электрона и свободного состояния параллельны. При наклонном падении возможны внутридолинные переходы с переворотом спина в *p*-поляризации (дипольный момент перпендикулярен монослою) за счет подмешивания состояний далеких энергетических зон. По оценкам сила осциллятора таких переходов на два порядка меньше, чем для переходов с сохранением спина, в дальнейшем они не учитываются. Расщепление между активными и неактивными экситонными состояниями определяется конкуренцией спинового расщепления зоны проводимости и короткодействующей части электрон-дырочного обменного взаимодействия, оно составляет единицы – десятки мэВ [5, 6, 7].

Тонкая структура энергетического спектра и спиновая/долинная динамика оптически активного дублета контролируется дальнодействующим обменным взаимодействием между электроном и дыркой [8]. Оно приводит, во-первых, к поляризационно-зависимой перенормировке затухания экситонных состояний внутри светового конуса, а во-вторых, к расщеплению состояний с волновым вектором центра масс **K**, превосходящим волновой вектор света. Расщепление описывается эффективным гамильтонианом [5, 8]:

$$\mathcal{H}_X(\mathbf{K}) = \frac{\hbar}{2}(\Omega_{\mathbf{K}} \cdot \sigma) \qquad (1)$$

где **s** – оператор псевдоспина экситона, угловая частота прецессии псевдоспина $\mathbf{W}_K$=2aK^2[cos(2q), sin(2q), 0], q – угол между волновым вектором и осью в плоскости, константа a определяет величину расщепления. Расщепление (1) приводит к релаксации спина экситонов и, соответственно, к деполяризации люминесценции [5, 8].

Спиновая динамика экситонов экспериментально исследовалась также методом разрешенного по времени керровского вращения [9]. На рис. 2 показаны зависимости сигналов керровского вращения (a) и отражения (b) от задержки между импульсами зондирования и накачки при различных температурах монослоя WSe_2, а также зависимость времени релаксации спина экситонов от температуры (c). Циркулярно поляризованный импульс создавал спин-поляризованные экситоны, а линейно поляризованный импульс зондирования служил для детектирования спиновой поляризации. Сплошная и пунктирная линии на рис. 2(c) показывают результаты модельных расчетов для двух различных времен упругого рассеяния экситонов [9]. Из рис. 2 видно хорошее согласие развитой теории и экспериментальных результатов.

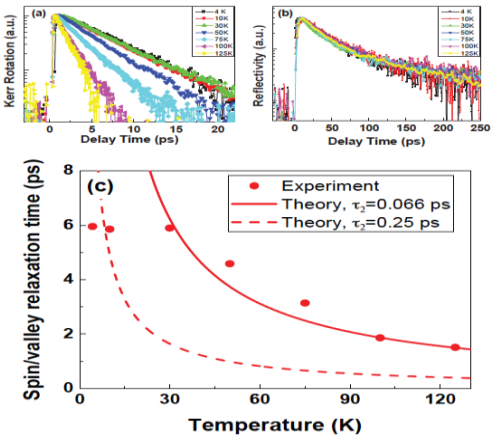


Рис. 2. (a) Зависимость угла керровского вращения от времени задержки между импульсами накачки и зондирования. (b) Фотоиндуцированное отражение. (c) Зависимость времени спиновой/долинной релаксации экситона от температуры. Из [9]

Работа частично поддержана грантами РФФИ и Президента РФ МД-5726.2015.2, а также фондом «Династия».

Литература

1. A.K. Geim, I.V. Grigorieva // Nature, **499**, 419 (2013).
2. K.F. Mak, *et al.* // Nat. Nano., **7**, 494 (2012).
3. A. Kormanyos *et al.* // 2D Materials **2**, 022001 (2015).
4. A. Chernikov *et al.* // Phys. Rev. Lett., **113**, 076802 (2014).
5. M.M. Glazov *et al.* // Phys. Status Solidi B, **252**, 2349 (2015).
6. D.Y. Qiu, T. Cao, and S.G. Louie, Phys. Rev. Lett., **115**, 176801 (2015).
7. A.M. Jones *et al.* // Nat. Phys., doi:10.1038/nphys3604 (2015).
8. M.M. Glazov et al., Phys. Rev. B, **89**, 201302(R) (2014).
9. C. R. Zhu *et al.* // Phys. Rev. B, **90**, 161302(R) (2014).

Объемный и поверхностный электронный транспорт в узкозонном полупроводнике YbB_6

В.В. Глушков[1*], А.В. Богач[1], А.Д. Божко[1], С.Ю. Гаврилкин[2], С.В. Демишев[1], А.В. Духненко[4], А.В. Кузнецов[3], А.В. Левченко[4], И.И. Санников[3], А.В. Семено[1], Н.Е. Случанко[1], В.Б. Филипов[4], Н.Ю. Шицевалова[4]

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

2 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

3 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

4 Институт проблем материаловедения им. И. Францевича НАНУ, ул. Кржижановского, 3, Киев, 03142.

*glushkov@lt.gpi.ru

В результате исследования транспортных, тепловых и магнитных свойств монокристаллических образцов YbB_6 при температурах 1,8 – 300 К в магнитных полях до 9 Тл установлено, что электронный транспорт в YbB_6 при T<100 К определяется носителями заряда p-типа с подвижностью 19 – 68 $см^2В^{-1}с^{-1}$ и концентрацией $n/n_{Yb}\approx 2\text{-}6{,}8\cdot 10^{-3}$. Обнаружена корреляция между уменьшением концентрации дырок и ростом числа магнитных ионов Yb^{3+}, позволяющая рассматривать вакансии бора как эффективные донорные примеси. При гелиевых температурах идентифицирован вклад носителей заряда n-типа с $\mu_H\approx -(1500\pm 500)$ $см^2В^{-1}с^{-1}$ и $n/n_{Yb}<10^{-6}$, связываемый с возникновением поверхностного инверсионного слоя в результате изгиба зон.

Введение

Гипотеза о реализации состояния коррелированного топологического изолятора (КТИ) в YbB_6 [1] вызвала всплеск интереса научного сообщества к этому немагнитному узкозонному полупроводнику ($\varepsilon_g\approx 0{,}1$ эВ) [1-5]. По данным зонных расчетов ненулевой Z_2 инвариант в YbB_6 связан с инверсией 5d–Yb и 2p–B зон, возникающей под действием сильного кулоновского взаимодействия (U~4 эВ) [3]. С другой стороны, квадратичный характер дисперсии поверхностных электронов, обнаруженный в фотоэмиссионных спектрах монокристаллов YbB_6 [5], не согласуется с моделью КТИ [1-3].

Противоречивые фотоэмиссионные данные могут быть связаны с особенностями свойств монокристаллов YbB_6, выращенных различными методами [2-5]. В частности, небольшие отклонения от стехиометрии значительно изменяют коэффициент термо-ЭДС поликристаллических образцов YbB_6 (от –120 мкв/К для $YbB_{5,7}$ до +90 мкв/К для $YbB_{6,3}$ с резким изменением термо-ЭДС вблизи $YbB_{6,0}$ при T=300 К) [6]. Необычные термоэлектрические свойства принято объяснять смещением химического потенциала, которое, по данным рентгеновской фотоэмиссии, может достигать 0,5 эВ [4]. В такой ситуации особую актуальность приобретает вопрос о влиянии примесей и собственных дефектов на характеристики носителей заряда и параметры зонного спектра в YbB_6.

Результаты и обсуждение

В работе представлены результаты исследований транспортных, тепловых и магнитных свойств монокристаллических образцов YbB_6, выращенных методом зонного плавления с переплавом в атмосфере аргона. Исходный порошок YbB_6 стехиометрического состава был синтезирован из оксида иттербия и аморфного бора с чистотой 5N и 3N соответственно. Различное отношение Yb/B в выращенных монокристаллах достигалось за счет варьирования технологических параметров процесса зонного плавления. Дефицит бора, обнаруженный по данным микрозондового анализа, позволил обозначить монокристаллы как $YbB_{6-\delta}$. Общая концентрация примесей по оценкам оптического спектрального анализа составила менее 0.001 масс.%.

Обнаружено, что рост концентрации вакансий бора качественно меняет поведение удельного сопротивления с переходом к зависимости с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС), впервые наблюдавшимся для монокристаллов YbB_6 (рис.1а). Из сопоставления данных

тепловых и магнитных измерений $YbB_{6-\delta}$ установлено, что число вакансий бора определяет содержание магнитных ионов Yb^{3+} (момент насыщения $\mu_S \approx 3.4\mu_B$), при этом концентрация магнитных центров позволяет оценить параметр δ, равный 0,6% и 4% для образцов № 1 и № 2 соответственно. Оценки параметров носителей заряда из анализа гальваномагнитных и термоэлектрических свойств (рис.1б-г) показывают, что при низких температурах в $YbB_{6-\delta}$ доминирует проводимость p-типа, обусловленная вкладом дырочных носителей заряда с подвижностью $\mu_H \approx 68$ см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$ (19 см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$) и приведенной концентрацией $n/n_{Yb} \approx 6{,}8\cdot10^{-3}$ ($2\cdot10^{-3}$) для δ=0,6% (δ=4%). С учетом эффективной массы дырочных состояний в точке Г зоны Бриллюэна $m_{eff} \approx 0.2m_0$ (m_0 – масса электрона) [2] оценка энергии Ферми дает значения, варьирующиеся от $E_F \approx 0.38$ эВ для δ=0,6%, до $E_F \approx 0.18$ эВ для δ=4%. В обоих случаях энергия Ферми дырок намного превосходит комнатную температуру ($E_F/k_BT \approx$ 7-14), что указывает на вырожденный характер системы дырочных носителей заряда в $YbB_{6-\delta}$ при гелиевых и промежуточных температурах.

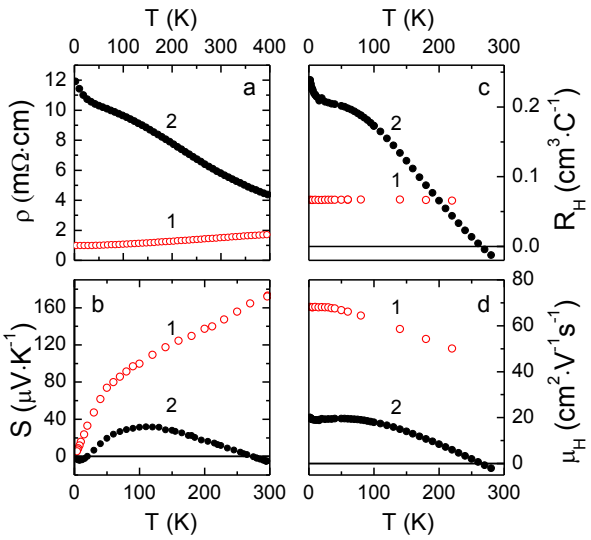


Рис. 1. Удельное сопротивление ρ (а), коэффициент термо ЭДС S (б), коэффициент Холла R_H (в) и холловская подвижность μ_H (г), измеренные для монокристаллических образцов $YbB_{6-\delta}$ (1 - δ=0.006, 2 - δ=0.04)

В работе обсуждается природа низкотемпературной инверсии знака коэффициента термо-ЭДС с переходом к отрицательным значениям S, впервые обнаруженным для монокристаллов $YbB_{5.96}$ ниже 20 K в режиме положительного эффекта Холла (рис.1б,в). Показано, что наблюдаемый эффект можно связать с дополнительным вкладом электронных состояний с $\mu_H^n \approx -(1500\pm500)$ см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$ и $n/n_{Yb} < 10^{-6}$, определяющим заметное (на ~1-5 %) увеличение коэффициент Холла $R_H(H_0)$ с ростом магнитного поля до 80 кЭ. Энергетическая щель в зонном спектре YbB_6 ($\varepsilon_g \approx 0{,}1$ эВ) [3], исключающая появление электронов в зоне проводимости при низких температурах, и относительно малые значения концентрации носителей заряда n-типа $n/n_{Yb} < 10^{-6}$ указывают на их поверхностную природу. Однако модель КТИ не объясняет постоянство μ_H^n при наблюдаемом шестикратном увеличении концентрации магнитных моментов Yb^{3+}. В такой ситуации высокая чувствительность энергии Ферми к случайному потенциалу [5] и выраженный полярный характер поверхности редкоземельных гексаборидов [7] указывают на возможность формирования инверсионного слоя n-типа вблизи поверхности $YbB_{6-\delta}$. Считая, что ширина инверсионного слоя равна 10 нм, оценки концентрации и энергии Ферми поверхностных электронов дают значения ~10^{10} см$^{-2}$ и 0.12 мэВ. Полученные результаты требуют дальнейших теоретических и экспериментальных исследований природы поверхностных состояний в этом узкозонном полупроводнике.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 15-02-03166.

Литература

1. H. Weng, J. Zhao, Z. Wang *et al.* // Physical Review Letters, V. 112, 016403 (2014).
2. M. Xia, J. Jiang, Z. R. Ye *et al.* // Scientific Reports, V. 4, 5999 (2014).
3. M. Neupane, S.-Y. Xu, N. Alidoust *et al.* // Physical Review Letters, V. 114, 016403 (2015).
4. D. J. Kim, J. Xia, Z. Fisk // Nature Materials, V. 13, 466 (2014).
5. E. Frantzeskakis, N. de Jong, J. X. Zhang *et al.* // Physical Review B, V. 90, 235116 (2014).
6. K. Kaymura, M. Takeda // IOP Conference Series: Material Science and Engineering, V. 20, 012007 (2011).
7. Z.-H. Zhu, A. Nicolaou, G. Levy *et al.* // Physical Review Letters, V. 111, 216402 (2013).

Транспортные свойства топологических изоляторов Bi_2Te_3 и $Bi_xSb_{2-x}Te_3$ с p–n переходом

В.А. Голяшов[1, 3 *], К.А. Кох[2, 3], О.Е. Терещенко[1,3]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, пр. ак. Коптюга, 3, Новосибирск, 630090.

3 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*vladimirgolyashov@gmail.com

На основании равновесной фазовой диаграммы и условий роста в модифицированном методе Бриджмена был предсказан и реализован встроенный p–n-переход в соединениях $Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ и Bi_2Te_3, механизм формирования которого связан с эффектом сегрегации компонентов в процессе кристаллизации. Изменяя соотношение Bi(Sb)/Te в растворе-расплаве удалось получить p–n-переход в кристаллах с начальными составами расплавов $Bi_{1.9}Te_{3.1}$ и $Bi_{1,34}Sb_{0,66}Te_3$. Вблизи p–n-перехода наблюдалось наличие нескольких типов носителей. При этом в n-области кристалла $Bi_{1.9}Te_{3.1}$ холловская подвижность электронов достигала ~70000 $см^2/В·с$ при концентрации ~ $2·10^{18}$ $см^{-3}$. Обнаружено, что на поверхности (0001) как в p-, так и n-областях кристаллов формируется изгиб зон вниз, что может приводить к формированию двумерного электронного газа.

Введение

В последнее время активно изучаются материалы с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Так, у ряда соединений V2VI3 и, в частности, Bi_2Sb_3, Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3, были обнаружены свойства трехмерных топологических изоляторов (ТИ). В объеме эти материалы являются узкозонными полупроводниками с Eg ~ 150-200 мэВ, но на их поверхности (0001) в запрещенной зоне существуют металлические поверхностные состояния с законом дисперсии, образующим конус Дирака. Поскольку носители заряда на таких поверхностных состояниях поляризованы по спину, то ТИ оказываются интересны в плане изучения в них спин-зависимых явлений и возможности их применения в устройствах спинтроники. Однако высокая концентрация свободных носителей в объеме, обусловленная большой плотностью дефектов кристаллической структуры, и, как следствие, закрепление уровня Ферми в разрешенных зонах и сильное шунтирующее действие объема не позволяют выделить поверхностные состояния в транспортных измерениях. В данной работе для решения этой проблемы рассматривается возможность управления уровнем Ферми в объѐме и на поверхности ТИ путем создания p–n-перехода в объеме ТИ.

Так, известно, что тип проводимости Bi_2Te_3 определяется наличием антиструктурных дефектов Bi_{Te} (p-тип) и Te_{Bi} (n-тип), и кристаллы, выращенные из расплавов с содержанием Te > 63% всегда имеют электронную проводимость, а меньше 60% — дырочную проводимость. На основании равновесной фазовой диаграммы и условий роста кристаллов Bi_2Te_3 из нестехиометричных расплавов (60 – 63% Te) модифицированным вертикальным методом Бриджмена можно реализовать p–n-переход в направлении роста кристалла, механизм формирования которого связан с эффектом сегрегации компонентов в процессе роста и изменения состава ростового расплава [1].

В работе изучались кристаллы, выращенные модифицированным вертикальным методом Бриджмена из расплавов со стехиометрическими составами $Bi_{1.9}Te_{3.1}$ и $Bi_{1,34}Sb_{0,66}Te_3$. Были исследованы проводимость и эффект Холла в образцах, взятых в различных частях кристаллов вдоль оси роста. Также методом фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) исследована электронная структура поверхности (0001) в различных областях кристаллов.

Результаты и обсуждение

На рис. 1(а) показаны распределения величин термоэдс и коэффициента Холла, измеренные вдоль оси роста кристалла $Bi_{1,9}Te_{3,1}$. Смена знаков коэффициента термо-ЭДС и постоянной Холла с положительных на отрицательные на расстоянии ~40 мм от начала кристалла указывают на смену типа проводимости с дырочной на электронную. При этом,

однако, данные, полученные методом ARPES (рис. 1(c)) показывают, что уровень Ферми на поверхности (0001) кристалла после скола в вакууме как для n-, так и для p-областей кристалла находится вблизи зоны проводимости, что может быть связано с изгибом зон вниз на поверхности.

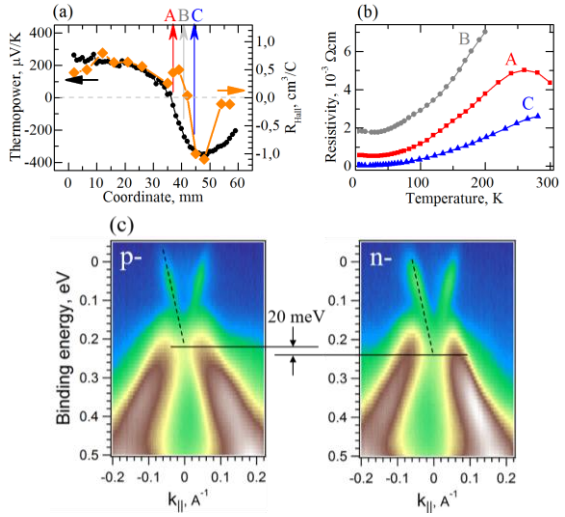


Рис. 1. (a) Распределения величин термо-ЭДС и коэффициента Холла, измеренные вдоль оси роста кристалла $Bi_{1,9}Te_{3,1}$. (b) Зависимости удельного сопротивления от температуры в точках A, B и C кристалла, указанных на рис.1(a). (c) Дисперсионные зависимости, полученные методом ARPES для поверхности (0001) в p- и n-областях кристалла соответственно (направление Г-K, hv = 23 эВ)

Для детального изучения были отобраны образцы в точках A, B и C, указанных на рис.1(a). Зависимости удельного сопротивления от температуры (рис.1(b)) во всех трех точках имеют металлический характер, однако его величина в точке B, непосредственно соответствующей области p–n-перехода, оказалась наибольшей.

На рис. 2 показаны полевые зависимости холловского сопротивления и магнетосопротивления для точек A, B и C. Нелинейность эффекта Холла и высокое магнетосопротивление в образцах, взятых в точках кристалла A и B указывают на присутствие нескольких типов носителей заряда, причем в точке B происходит смена знака коэффициента Холла в зависимости от магнитного поля. Подгонка измеренных зависимостей двухзонной моделью Друде дает для точек A и B концентрации носителей $p \sim 2 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} и $n \sim 8 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} с подвижностями $\mu_p \sim 3000$ $cm^2/V \cdot s$ и $\mu_n \sim 13000$ $cm^2/V \cdot s$ в точке A и $\mu_p \sim 1000$ $cm^2/V \cdot s$ и $\mu_n \sim 8000$ $cm^2/V \cdot s$ в точке B при температуре 4,2 K. В точке C преобладают электроны, и расчёты дают $n \sim 2 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} $p \sim 2 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} и с подвижностями $\mu_n \sim 53000$ $cm^2/V \cdot s$ и $\mu_p \sim 54000$ $cm^2/V \cdot s$, причем холловская подвижность электронов достигает ~ 70000 $cm^2/V \cdot s$. Уменьшение подвижности носителей в точке B, соответствующей области кристалла с p–n-переходом, можно объяснить эффектами компенсации, тогда как увеличение подвижности в n-области при большей общей концентрации носителей – эффектами экранирования заряженных дефектов кристаллической структуры свободными носителями. Возможным объяснением относительно высокой концентрации обоих типов носителей в области кристалла, содержащей p–n-переход, является наличие флуктуаций состава и, как следствие, флуктуации электрохимического потенциала в объеме кристалла [2].

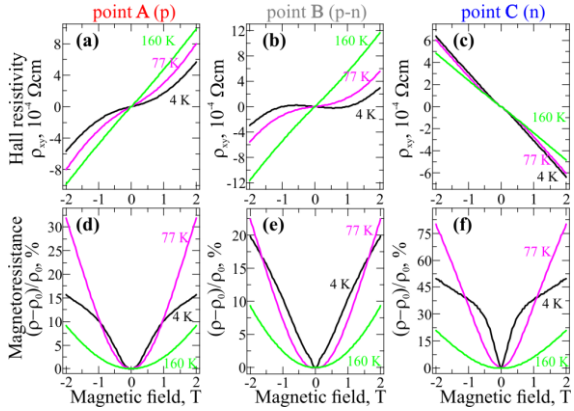


Рис. 2. Холловское сопротивление и магнетосопротивление в точках A, B и C кристалла $Bi_{1,9}Te_{3,1}$, указанных на рис.1(a) при различных температурах

Для соединения $Bi_{1,34}Sb_{0,66}Te_3$, изменяя соотношение Bi(Sb)/Te в растворе-расплаве нам также удалось получить p–n-переход. Обнаружено, что на поверхности (0001) в p- областях кристаллов формируется приповерхностный изгиб зон вниз, что может приводить к формированию двумерного электронного газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 16-32-00637 мол_а.

Литература

1. K.A. Kokh, S.V. Makarenko, V.A. Golyashov, O.A. Shegai, O.E. Tereshchenko // Cryst Eng Comm., 16, 581-584 (2014).
2. T. Bathon, S.Achilli, P. Sessi, V.A. Golyashov, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko // Advanced Materials, DOI: 10.1002/adma.201504771 (2015).

Полупроводниковый спин-детектор с пространственным разрешением

В.А. Голяшов[1,2], А.А. Родионов[1], И.Б. Чистохин[1], А.С. Ярошевич[1], Т.С. Шамирзаев[1,2], И.А. Деребезов[1], В.А. Гайслер[1,2,3], А.К. Бакаров[1,2], Д.В. Дмитриев[1], А.И. Торопов[1], И.И. Мараховка[4], А.В. Копотилов[4], Н.В. Кислых[4], В.В. Аксенов[4], О.Е. Терещенко[1,2 *]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

3 Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, г.Новосибирск, 630092.

4 ЗАО «ЭКРАН-ФЭП», ул. Зеленая горка, д.1, Новосибирск, 630060.

*teresh@isp.nsc.ru

Методом поляризованной катодолюминесценции (КЛ) изучена фотоэмиссия и инжекция спин-поляризованных электронов в вакуумных фотодиодах, в которых источником спин-поляризованных электронов являлся GaAs с эффективным отрицательным электронным сродством (ЭОЭС), а детектором – гетероструктура AlGaAs/GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами (КЯ), также активированная до состояния с ЭОЭС. Показано, что зависимость поляризации КЛ от энергии инжектируемых электронов в интервале 0.5 – 4 эВ удовлетворительно описывается релаксацией спина в гетероструктуре по механизму Дьяконова-Переля. В области низких кинетических энергий 0.5 – 0.65 эВ степень поляризации КЛ была максимальной и не зависела от энергии электронов, что, по-видимому, связано с прямым туннелированием электронов в КЯ. Получена асимметрия 0.15, близкая к теоретической оценке. Впервые измерено латеральное распределение поляризации электронов в пучке методом поляризованной катодолюминесценции с пространственным разрешением.

Введение

Изучение инжекции свободных низкоэнергетических спин-поляризованных электронов в полупроводниковые структуры остается сложной технической задачей. Решение данной задачи может позволить создать спин-детектор свободных электронов с пространственным разрешением для использования в современных энергоанализаторах электронов, в частности в методе фотоэмиссии с угловым разрешением. Предлагаемый тип спин-детектора позволяет измерять три компоненты проекции спина: две компоненты спина в плоскости поверхности, используя тонкий ферромагнитный слой на полупроводнике в качестве спин-фильтра [1, 2], и нормальную компоненту, измеряя поляризацию катодолюминесценции (КЛ). Наиболее простым решением видится изучение инжекции спин-поляризованных электронов в вакуумных фотодиодах, в которых источником спин-поляризованных электронов является GaAs с эффективным отрицательным электронным сродством, а детектором – гетероструктура с квантовыми ямами.

Целью работы является изучение эмиссии и инжекции свободных спин-поляризованных электронов в гетероструктурах A^3B^5 с КЯ методом поляризованной катодолюминесценции.

Методика эксперимента

Для экспериментов были изготовлены вакуумные фотодиоды, состоящие из GaAs-фотокатода на стекле и гетероструктуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs с тремя КЯ GaAs, также на стекле, в качестве анода, герметично и плоскопараллельно закрепленных на противоположных торцах цилиндрического алюмооксидного корпуса. Диаметры катода и анода составляли 18 мм, с промежутком между электродами 1 мм. Зонная диаграмма контакта двух полупроводниковых электродов с ЭОЭС и схема вакуумного диода представлены на рис.1.

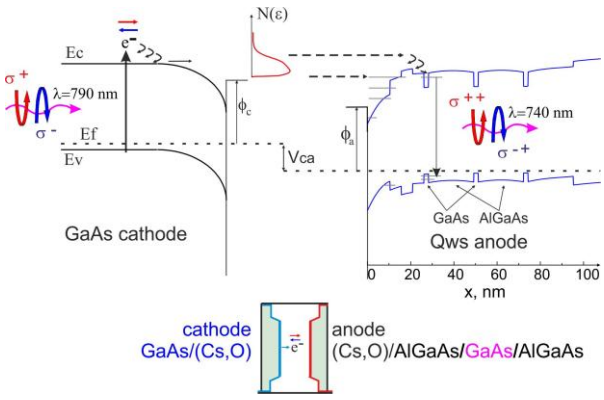
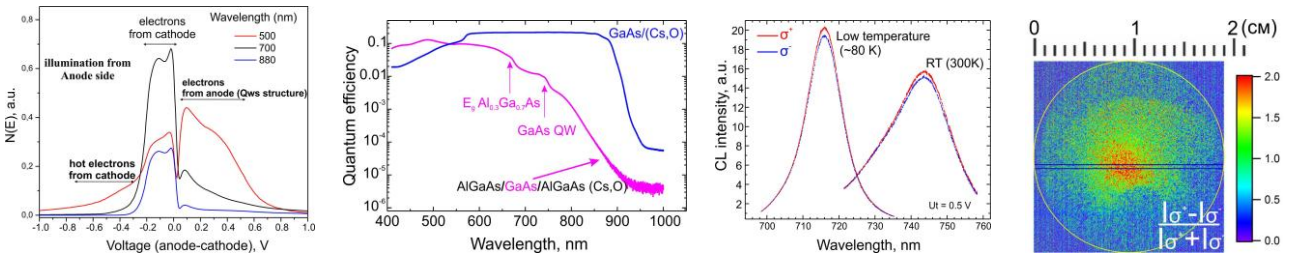


Рис. 1. Зонная диаграмма контакта двух полупроводниковых электродов с ЭОЭС и схема вакуумного диода

Разделение на катод и анод в данном случае является условным и используется для обозначения электродов диода. Это хорошо демонстрируют фотоэмиссионные спектры энергетического распределения по продольной составляющей энергии эмитированных электронов при освещении диода со стороны анода (рис.2а). Хорошо видны вклады как от катода, так и анода, соотношение между которыми зависит от длины волны возбуждающего излучения. Отметим, что ось абсцисс отображает прикладываемое напряжение катод-анод, откуда видно, что при нулевой разности потенциала в широком спектральном диапазоне наблюдается фототок.

Результаты и обсуждение

На рис.2б показаны спектры квантовой эффективности катода и анода, измеренные при комнатной температуре. Спектр катода является типичным для фотоэмиттеров с ЭОЭС на основе GaAs(Cs,O) катода с квантовым выходом, превышающим 30%. В спектре анода присутствует особенность на длине волны 740 нм, которая совпадает с пиком в спектре фотолюминесценции анода и расчетным спектром КЯ GaAs в AlGaAs и, вероятно, соответствует эмиссии электронов с уровня размерного квантования КЯ туннелированием в вакуум (рис.1). При инжекции электронов из катода в анод в спектрах катодолюминесценции можно также видеть пик на длине волны 745 нм (рис.2в), соответствующий рекомбинационному излучению инжектированных электронов в КЯ. Фотоэмиссия спин-поляризованных электронов из катода и их инжекция в анод приводит к заметной разнице в спектральной интенсивности КЛ для электронов с противоположным спином (рис.2в). Измеренная зависимость поляризации КЛ от энергии инжектируемых электронов в интервале 0.5 – 4 эВ описывается релаксацией спина при энергетической релаксации электронов по механизму Дьяконова-Переля. В области низких кинетических энергий 0.5 – 0.65 эВ степень поляризации достигала значения 3 – 4% (в интервале температур 300 – 80 К) и не зависела от энергии электронов, что, вероятно, можно связать с прямым туннелированием спин-поляризованных электронов в квантовые ямы.



а б в г

Рис. 2. Энергетическое распределение эмитированных электронов при освещении со стороны анода с разными длинами волн, T=300 К (а); спектры квантовой эффективности катода и анода (б); спектры поляризованной катодолюминесценции от инжектированных электронов с энергией 0.5 эВ при 300 и 80 К (в); асимметрия пространственного распределения поляризованной КЛ от инжектированных электронов с энергией 1 эВ (г)

С учетом средней поляризации электронного пучка 20%, асимметрия детектирования КЛ (значение поляризации при инжекции 100% поляризованных электронов) составила 15% при комнатной температуре. Нам также удалось измерить распределение поляризации электронов в сечении пучка посредством детектирования картин поляризованной КЛ. На рис. 2г приведена пространственная асимметрия поляризации КЛ, полученная вычитанием картин КЛ от инжектируемых электронов с противоположным спином и делением на их сумму.

Показанная возможность измерения изображения поляризованной КЛ позволяет говорить о новом типе спин-детектора с пространственным разрешением, который может быть использован в различных системах регистрации электронов.

Литература

1. O.E. Tereshchenko, D. Lamine, G. Lampel *et al.* // J. of Appl. Phys. 109, 113708 (2011).
2. X. Li, O.E. Tereshchenko, G. Lampel *et al.* // Appl. Phys. Lett. 105, 052402 (2014).

Формирование методами магнетронного осаждения металлических наночастиц в матрицах $ZrO_2(Y)$, $HfO_2(Y)$ и GeO_x для мемристорных структур

О.Н. Горшков, И.Н. Антонов, М.Е. Шенина*, А.П. Касаткин, А.И. Бобров, М.Н. Коряжкина, А.В. Нежданов, М.А. Кудряшов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия, 603950.
* cyrix@bk.ru

Исследованы параметры и оптические свойства наночастиц Au, сформированных в наноразмерных плёнках $ZrO_2(Y)$, $HfO_2(Y)$ и $GeO_{x\approx2}$ магнетронным методом с последующим отжигом, в зависимости от технологических условий формирования.

Введение

В последнее время широко исследуются оптические и электрофизические свойства диэлектрических матриц с наночастицами металлов (МНЧ) в силу применимости таких структур в устройствах энергонезависимой резистивной памяти с произвольным доступом (Resistance random access memory - RRAM) и одноэлектроники [1-4]. Известно, что МНЧ могут выступать в роли концентраторов электромагнитного поля в RRAM и способствовать улучшению стабильности работы [3] и увеличению выхода годных устройств [1]. Совсем недавно начал оформляться и ещѐ один путь исследований матриц с МНЧ – это исследование процессов переноса заряда в таких структурах в условиях плазмонного резонанса в них с целью управления проводимостью таких структур с помощью света [5]. Одним из основных методов создания наночастиц в таких структурах является метод послойного магнетронного осаждения с последующим отжигом [3]. К перспективным оксидным матрицам относят стабилизированные диоксиды циркония и гафния [3,6] и диоксид германия [7]. При этом оптические свойства и параметры таких массивов МНЧ в диэлектриках исследованы недостаточно полно.

В настоящей работе приведены результаты формирования методом послойного магнетронного осаждения и исследования оптических свойств массивов наночастиц Au (НЧ Au) в тонких диэлектрических плѐнках ($ZrO_2(Y)$, $HfO_2(Y)$ и $GeO_{x\approx2}$).

Методика эксперимента

Исследуемые структуры общей толщиной ~ 40 нм формировались методом магнетронного распыления на установке Torr International 2g1-1g2-eb4-th1 на подложках плавленого кварца и кремния. В толще плѐнок оксидов ZrO_2 (12 мол. % Y_2O_3), HfO_2 (12 мол. % Y_2O_3) и $GeO_{x\approx2}$ (далее $ZrO_2(Y)$, $HfO_2(Y)$ и GeO_2) на глубине ~ 20 нм послойным осаждением изготавливались слои Au эффективными толщинами d_{Au} = 0.5 – 2 нм. Сформированные структуры «оксид/Au/оксид/подложка» отжигались в потоке Ar при температуре $T_A = 450\pm10^oC$. С целью изучения процессов формирования массивов НЧ Au время отжига t_A выбиралось равным 2 минуты, 1 и 2 часа. Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) проводились на электронном микроскопе Jeol JEM 2100/F. Оптические свойства структур исследовались методом спектроскопии оптического пропускания в диапазоне длин волн 185 – 1800 нм с помощью спектрофотометра Cary 6000i.

Результаты и обсуждение

Типичные спектры пропускания структур $ZrO_2(Y)$/Au/$ZrO_2(Y)$/SiO_2, $HfO_2(Y)$/Au/$HfO_2(Y)$ /SiO_2 и GeO_2/Au/GeO_2/SiO_2, полученные для случая d_{Au} = 2 нм при отжиге в течение 1 часа, приведены на Рисунке 1. На кривых Рис.1 на фоне полос интерференции в тонких плѐнках наблюдаются полосы плазмонного резонанса (ПР) в НЧ Au. В случае стабилизированных диоксидов циркония и гафния максимум поло-

сы расположен при 623 нм, в то время как для диоксида германия положение максимума приходится на длину волны 529 нм.

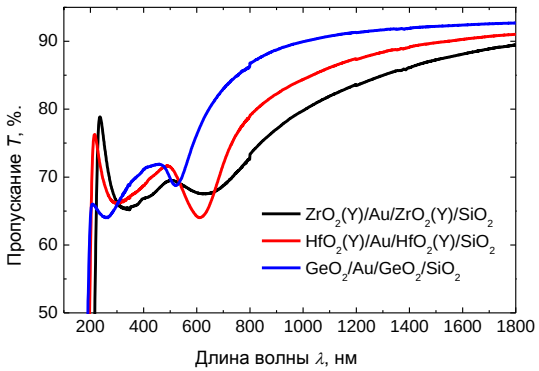


Рис. 1. Спектры оптического пропускания структур $ZrO_2(Y)/Au/ZrO_2(Y)/SiO_2$, $HfO_2(Y)/Au/HfO_2(Y)/SiO_2$ и $GeO_2/Au/GeO_2/SiO_2$ после отжига при 450°C в течение 1 часа. Эффективная толщина плёнки золота d_{Au} = 2 нм

Данные ПЭМ показали, что при отжиге структур $ZrO_2(Y)/Au(1\text{ нм})/ZrO_2(Y)/Si$ уже в течение 2 минут формируются НЧ Au с диаметром D = 2.3±0.4 нм и средней концентрацией $N \sim 7.3\cdot10^{18}$см$^{-3}$, сосредоточенные в пределах слоя толщиной $d_0 \sim 10$ нм (см. Рисунок 2).

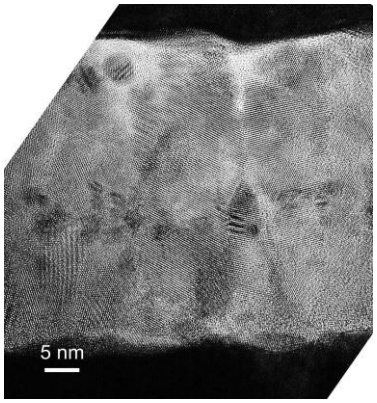


Рис. 2. ПЭМ изображения поперечного среза структуры $ZrO_2(Y)/Au/ZrO_2(Y)/Si$ с номинальной толщиной слоя Au 1 нм после отжига при 450°C в течение 2 мин

Из спектров плазмонного оптического поглощения, рассчитанных на основании спектров пропускания образцов, по стандартной методике в рамках теории Ми также были сделаны оценки среднего диаметра D и объёмной концентрации N для различных t_A. Для каждого конкретного времени отжига t_A увеличение толщин плёнок Au приводит к росту диаметра D, при этом максимальный диаметр НЧ Au 1.9 нм наблюдается в случае d_{Au} = 2 нм и t_A=2 ч. для структур $ZrO_2(Y)/Au/ZrO_2(Y)/SiO_2$. Минимум D (0.72 нм) и максимум N ($3.4\cdot10^{19}$ см$^{-3}$) для этих структур наблюдается в случае d_{Au} = 0.5 нм и t_A=2 ч. Уменьшение диаметра частиц свидетельствует о распаде НЧ Au в результате того, что процесс эмиссии атомов Au из наночастиц в объём СДЦ начинает превалировать над процессом присоединением атомов Au к НЧ. Объёмная концентрация N лежит в пределах (0.40 – 3.4) $\cdot10^{19}$ см$^{-3}$ и увеличивается с ростом времени отжига для каждой толщины d_{Au}, однако с ростом d_{Au} концентрация N изменяется немонотонно. Для структур $HfO_2(Y)/Au/HfO_2(Y)/SiO_2$ и $GeO_2/Au/GeO_2/SiO_2$ после отжига при 450°C в течение 1 часа диаметр НЧ увеличивается от 2.2 до 3.2 нм и от 1.5 до 2.2 нм соответственно. При этом концентрации НЧ Au в слое $d_0 \sim 10$ нм лежат в интервалах $(2.7 – 3.5)\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ для структур $HfO_2(Y)/Au/HfO_2(Y)/SiO_2$ и (1.6 – 7.4) $\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ для структур $GeO_2/Au/GeO_2/SiO_2$. Полученные диапазоны параметров массивов НЧ позволяют использовать такие структуры при создании элементов энергонезависимой памяти, приборов интегральной оптики и плазмоники.

Заключение

Полученные результаты демонстрируют возможность управляемого формирования НЧ Au в тонком слое на заданном расстоянии от подложки и поверхности в плёнках $ZrO_2(Y)$, $HfO_2(Y)$ и GeO_2 методом послойного магнетронного осаждения. Показано, что такой метод является перспективным для формирования структур, на основе которых возможно создание элементов энергонезависимой памяти, приборов интегральной оптики, плазмоники и др.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания № 3.2441.2014/К.

Литература

1. W. Guan, S. Long, R. Jia et al. // Appl. Phys. Lett., V.91, 062111 (2007).
2. С.В. Тихов, О.Н. Горшков, Д.А. Павлов и др. // ПЖТФ, Т. 40, Вып.9, 9 (2014).
3. H. Imamura et al. // Phys. Rev. B, V. 61, 46 (2000)
4. M. H. Lee, C.S. Hwang // Nanoscale, V. 3, 490 (2011)
5. P. Banerjee et al. // ACS Nano., V.4, No.2., 1019 (2010).
6. Ю.С. Кузьминов и др. Тугоплавкие материалы из холодного тигля. М.: Наука. 2004. 369 с.
7. О.Н. Горшков, И.Н. Антонов, А.И. Белов и др. // ПЖТФ, Т. 40, Вып. 3, 12 (2014).

Влияние температурного воздействия на формирование нанокристаллов Ge в пленках GeO_x

Д.А. Грачев*[1], А.В. Белолипецкий[2], А.С. Гарахин[1], А.В. Нежданов[1], И.А. Карабанова[1], О.М. Сресели[2], А.В. Ершов[1]

1 Университет Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*grachov@phys.unn.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования ансамблей нанокристаллов германия, сформированных путем отжига тонких пленок GeO. Вариация температуры подложки в процессе получения пленок и после их отжига позволила установить, что максимум полосы фотолюминесценции уединенных наночастиц германия, образующихся при температурах отжига ниже 500 °C, приходится на 1.2 эВ, в то время как максимум свечения оксидной матрицы приходится на 1.6 эВ. Кластеры германия и/или поверхности раздела с матрицей после отжига свыше 500 °C являются источниками дефектной люминесценции в области 1.8-2.0 эВ.

Введение

Непрямозонные полупроводниковые материалы, такие как Si и Ge, в виде ансамблей нанокристаллов (НК) в широкозонном диэлектрике проявляют интенсивную люминесценцию при комнатной температуре, что открывает перспективу изготовления новых материалов микроэлектроники. По сравнению с кремниевыми нанокристаллы Ge интересны из-за более низкой теплопроводности и более высокой электропроводности, а также из-за особых термоэлектрических свойств. Использование тонких аморфных диэлектрических пленок с нанокристаллами германия перспективно для удешевления приборов и создания их на гибких подложках. В данной работе предпринята попытка получения и анализа свойств систем с массивами НК Ge, полученных путем высокотемпературного отжига тонких субоксидных пленок.

Методика эксперимента

Исследованы пленки GeO*x* толщиной 40 – 350 нм, полученные методом электронно-лучевого испарения в вакууме при разных температурах подложки (35 – 560 ºС) в процессе осаждения. Получение осуществлялось на вакуумной установке, оснащенной системами безмасляной откачки и кварцевого контроля толщины. Последующий отжиг проводился в диапазоне температур 400 – 600 ºС в течение 30 мин в атмосфере азота. Структурные исследования были выполнены методами ИК-поглощения и комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были измерены при комнатной температуре в диапазоне 580 – 1100 нм при накачке Nd:YAG лазером.

Результаты

Кристаллизацию Ge под действием отжига иллюстрируют данные КРС (рис. 1). Так при температуре ~600 °C наблюдается острый характерный пик при 300 $см^{-1}$ [1]. Для меньших температур отжига наблюдается пологий пик с максимумом при 275 $см^{-1}$, характерный для аморфной фазы германия.

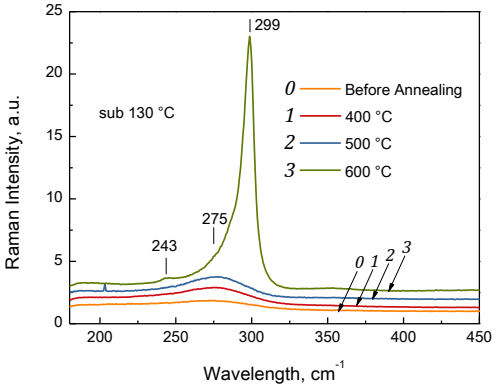


Рис. 1. Спектры КРС образцов, до и после отжига

Можно заметить, что интенсивность пиков находиться в прямой зависимости от температуры отжига, свидетельствуя, что внутри пленки GeO происходит температурно-индуцированный распад субоксида германия с выделением металлического германия: $2\ GeO \rightarrow Ge + GeO_2$. Это подтверждают спектры ИК-поглощения (рис. 2). В частности, полоса bending-колебаний [1] для не отожженных пленок GeO обнаруживает положение максимума поглощения в области 785 $см^{-1}$, а с повышением температуры отжига смещается в область больших значений, к ~890 $см^{-1}$, что соответствует колебаниям в стехиометрическом диоксиде германия GeO_2.

Рис. 2. Спектры ИК-пропускания образцов GeOx, до и после отжига

На рис. 3 представлена карта ФЛ структур в зависимости от температуры отжига на примере серии образцов, осажденных при 130ºС. На ней красным цветом показаны наиболее интенсивные свечения, а темно-синий цвет (переходящий в черный) соответствует свечению на уровне шума.

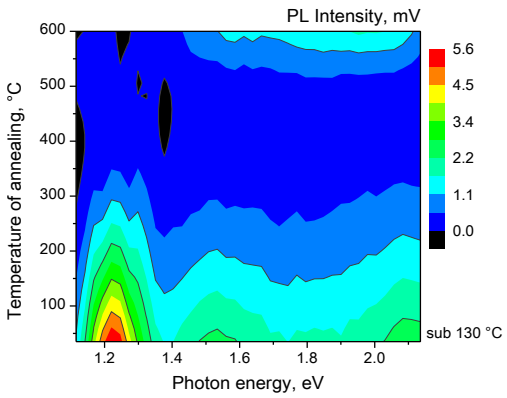


Рис. 3. Карта фотолюминесценции пленки в зависимости от температуры отжига

На карте видно, что отжиг при температуре ~300ºС вначале приводит к гашению полосы люминесценции при 1.2 эВ, исходно наблюдавшейся сразу после формирования структуры. Последующий же отжиг при 600ºС приводит к появлению широкой полосы люминесценции, лежащей в области 1.7-2.0 эВ, по-видимому связанной с дефектной люминесценцией [2] массива плотно упакованных нанокристаллов Ge.

В качестве источника ФЛ полосы на 1.2 эВ мы рассматриваем массив НК Ge, считая, что в процессе осаждения на подложке формируется композит из НК Ge и нестехиометрического оксида GeO_x. Это подтверждает карта фотолюминесценции неотожженных структур, различающихся температурой подложки в процессе получения (рис. 4). Так для структур, полученных при температуре ниже 300 °С, наблюдается ФЛ полоса при 1.2 эВ, характерная для НК Ge [1, 3]. Повышенные температуры приводят к формированию однородного слоя GeO, высвечивающего на 1.6 эВ [1, 4].

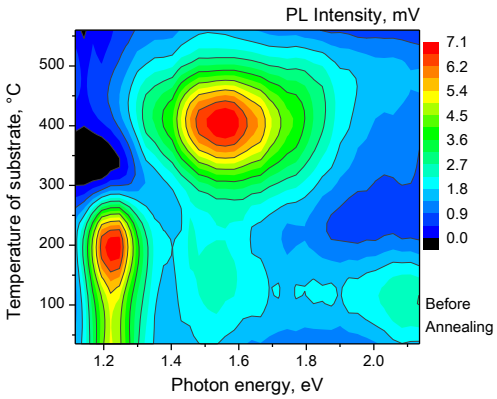


Рис. 4. Карта ФЛ неотожженных пленок GeO_x , полученных при разных температурой подложки

Работа частично поддержана грантом РФФИ, проект 14-02-00119.

Литература

1. M. Ardyanian, H. Rinnert, X. Devaux, M. Vergnat // Appl. Phys. Lett., 89, 011902 (2006).
2. M. Zacharias and P. M. Fauchet // Appl. Phys. Lett., 71, 380 (1997).
3. D. C. Lee, J. M. Pietryga, I. Robel, D. J. Werder, R. D. Schaller, V. I. Klimov // J. Am. Chem. Soc., 131, 3436 (2009).
4. Y. Maeda, N. Tsukamoto, Y. Yazawa, Y. Kanemitsu, Y. Masumoto // Appl. Phys. Lett., 59, 3168 (1991).

Фазовые модификации диэлектрических композитов с массивами нанокристаллов германия

Д.А. Грачев*[1], А.В. Ершов[1], А.В. Нежданов[1], А.Н. Яблонский[2,1], Б.А. Андреев[2,1]

1 Университет Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

*grachov@phys.unn.ru

В работе продемонстрированы фазовые модификации под действием отжига многослойных нанопериодических структур Ge/диэлектрик, содержащих массивы нановключений германия. Комплексом методик для структурных исследований в связке с анализом люминесцентных свойств были установлены условия синтеза нанокристаллов германия.

Введение

В последнее время вырос интерес к изучению свойств структур с нанокристаллами германия (НК Ge), перспективных в качестве источников излучения при комнатной температуре, ячеек долговременного хранения заряда. Для их получения часто формируются многослойные нанопериодические структуры (МНС) «сверхрешеточного» типа с бислоями «Ge/диэлектрик», которые затем подвергаются отжигу. Такой подход позволяет контролировать плотность и размеры НК. Цель данного исследования состояла в получении таких МНС, изучении структурно-фазовых модификаций, возникших в результате термообработки композитов с массивами нанокристаллов германия, и их оптических свойств.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы, представляющие собой многослойные нанопериодические (2 – 10 нм) структуры Ge/диэлектрик и GeO_x/диэлектрик (Al_2O_3, SiO_2 или HfO_2), содержащие 10 – 30 периодов (бислоев), были получены методом вакуумного испарения из раздельных источников. Часть образцов облучалась ионами кислорода дозами от $1\cdot10^{16}$ до $1\cdot10^{17}$ см$^{-2}$ (E=20 кэВ). Все образцы были отожжены при 400 – 800 °C в атмосфере азота. Структурно-фазовые переходы были изучены методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), ИК фурье-спектроскопии и методом просвечивающей электронной микроскопии. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измерялись в диапазоне 580 – 1100 нм при возбуждении Nd:YAG (532 нм) лазером. Спектроскопические измерения проводились при комнатной температуре.

Результаты

На рис.1 представлены типичные КРС-спектры на примере МНС Ge/Al_2O_3. По форме и положению спектров можно заметить, что для структур, отожженных до 500ºС включительно, наблюдается широкая полоса при 275 см$^{-1}$, которая трансформируется в более узкий пик при 299 см$^{-1}$ при повышении температуры отжига. Исходя из литературных данных [1], поведение спектров можно интерпретировать как фазовый переход германия из аморфной фазы в кристаллическую.

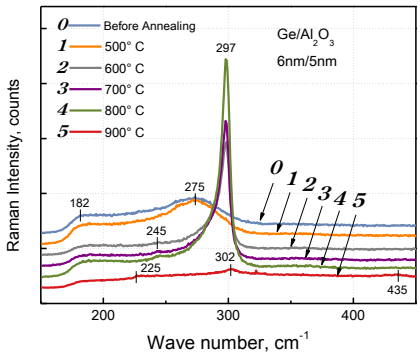


Рис. 1. Спектры КРС отожженных МНС Ge/Al_2O_3

Заметим, что отжиг свыше 700ºС приводит к трансформации пика при 299 см$^{-1}$ – он незначи-

тельно сужается, а его интенсивность возрастает. По-видимому, это связано с температурной активацией процесса, приводящего к интенсификации выделения кристаллического германия. Отжиг 900ºС приводит к почти полному исчезновению данных пиков, как это было показано в [2].

На рис. 2 представлена типичная карта ФЛ МНС Ge/Al_2O_3. На спектрах можно выделить три основные ФЛ-полосы, соответствующие разным температурам отжига. Структуры, отожженные при температурах вплоть до 500 °С, проявляют слабую, постепенно ослабевающую с ростом температуры полосу, максимум которой приходится на 1.2 эВ. Она может быть поставлена в соответствие уединенным НК Ge, что находило неоднократное подтверждение в литературе [2, 3]. Мы полагаем, что низкие температуры формирования приводят к образованию не только однородных аморфных слоев Ge, но и нанокристаллов германия. Наблюдаемая тенденция такова, что чем тоньше слой Ge, тем сильнее выражена указанная полоса ФЛ. При этом плотность НК Ge недостаточно велика для внесения необходимого вклада в спектры КРС.

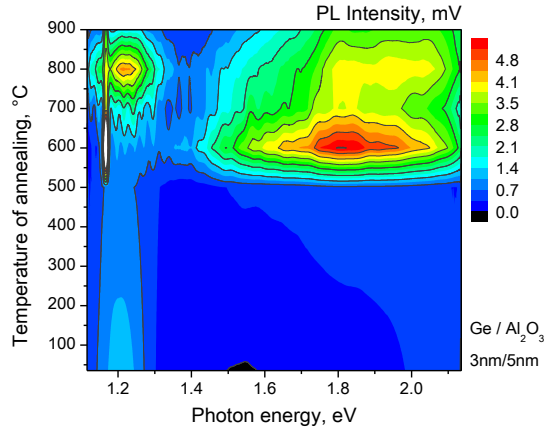


Рис. 2. ФЛ-карта отожженных МНС Ge/Al_2O_3

Для диапазона температур отжига 500 – 700ºС наблюдается широкая и интенсивная полоса 1.5 – 2.1 эВ, связываемая (см., например, [4]) с дефектной люминесценцией массива плотно упакованных НК Ge. Обсуждаемая полоса фотолюминесценции не наблюдалась нами для МНС Ge/Al_2O_3 подвергнутых имплантации ионов кислорода.

Отжиг в области температур около 800ºС приводит к трансформации спектра ФЛ. Повторно возникает пик, связываемый с НК Ge (~ 1.2 эВ), и вместе с ним появляется ФЛ-полоса 1.7 – 2.1 эВ, причину появления которой мы видим в образовании диоксида германия GeO_2 [5,6]. В неявной форме этот же фазовый переход наблюдается в спектрах комбинационного рассеяния и свидетельствует о резком увеличении доли кристаллического германия. Образование нанокристаллов германия в данном случае вызвано ростом его коэффициента диффузии [2]. По-видимому, дальнейшее повышение температуры отжига приводит к образованию летучего соединения монооксида германия [7], что на спектрах комбинационного рассеяния представляется отсутствием пиков, связанных с металлическим германием [1].

Найдено, что выбор материала диэлектрика влияет на условия возникновения НК Ge. Так, для системы Ge/HfO_2 температура образования нанокристаллов лежит в области 600ºС, что предположительно вызвано каталитическими свойствами HfO_2 [3]. В случае же системы Ge/SiO_2 высокотемпературного формирования уединенных НК Ge по спектрам ФЛ не наблюдалось. Одним из объяснений такого поведения служит то обстоятельство, что алюминий, по сравнению с кремнием, интенсивно восстанавливает германий из нестехиометрического GeO_x до металлического состояния при нагреве [7].

Работа частично поддержана грантом РФФИ, проект 15-02-05086.

Литература

1. I. Stavarache, A.-M. Lepadatu, T. Stoica, M. L. Ciurea // Appl. Surf. Sci., 285, 175 (2013).
2. A. M. Lepadatu, T. Stoica, I. Stavarache, V. S. Teodorescu, D. Buca, M. L. Ciurea // J. Nanoparticle Res., 15, (2013).
3. S. Kim, S. Won Hwang, S.-H. Choi, R. G. Elliman, Y.-M. Kim, Y.-J. Kim // J. Appl. Phys., 105, 106112 (2009).
4. A. V. Kolobov, A. A. Shklyaev, H. Oyanagi, P. Fons, S. Yamasaki, M. Ichikawa // Appl. Phys., Lett., 78, 2563 (2001).
5. M. Ardyanian, H. Rinnert, M. Vergnat // J. Appl. Phys., 100, 113106 (2006).
6. S. Das, R. K. Singha, S. Gangopadhyay, A. Dhar, S. K. Ray // J. Appl. Phys., 108, (2010).
7. И. В. Тананаев и М. Я. Шпирт. Химия германия М.: Химия, 1967.

Влияние водной фазы на механизм ионного переноса в кристаллической матрице

И.И. Гринвальд*[1], А.Н. Петухов, И.Ю. Калагаев, И.В. Воротынцев, А.В. Воротынцев, И.А. Спирин, А.И. Грушевская, С.В. Салкина

1 Нижегородский государственный технический университет, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950.
*grinwald@mts-nn.ru

Методом ИК-спектроскопии обнаружено, что в матрице бромистого калия происходит связывание неорганических и органических соединений с молекулами воды. При этом образуется кластер, в котором происходит перенос атома водорода воды к протоноакцепторному компоненту. Расчет электронных характеристик системы, проведенный в рамках теории функционала плотности, показывает, что молекулы KBr участвуют в комплексообразовании, обеспечивая взаимодействие компонентов системы на активных центрах матрицы.

Введение

Вода встраивается во многие системы, содержащие органические и неорганические соединения, благодаря межмолекулярному взаимодействию. Исключить ее влияние на процессы, протекающие в конденсированной, а в ряде случаев и в газовой фазе, не удается. Это относится, в частности, к процессам получения веществ высокой чистоты, в особенности при использовании для этих целей полимерных мембран.

В настоящей работе методами ИК-спектроскопии и квантовой химии проведено изучение механизма образования и превращения аквакомплексов в матрице KBr с участием различных органических и неорганических соединений: а) аммиак; б) двуокись углерода; в) карбонат натрия; г) бензол. Выбор этих систем определялся тем, что в них могут существовать интермедиаты с разным характером межмолекулярного связывания.

Методика эксперимента

Разработанная нами методика заключается в измерении ИК-спектров матрицы бромистого калия, в которую вводятся твердые, жидкие и газообразные вещества вместе с парами воды [1]. Матрица представляет собой таблетку, изготовленную из мелкодисперсного порошка KBr. Этот порошок насыщается парами жидкостей или смесями газов, а затем прессуется. Полученная матрица может рассматриваться как полимерная основа, содержащая компоненты, участвующие в образовании комплексов. Измерения ИК-спектров пропускания проводились на Фурье-спектрометре IRAffinity-1 (Shimadzu) в диапазоне 4000 – 600 $см^{-1}$.

Квантовохимические расчеты проводились в рамках теории функционала плотности, реализованной в программном комплексе GAUSSIAN 09. Геометрия, энергетические, электронные и спектральные характеристики системы были рассчитаны методом B3LYP/6-311++G(2d,2p).

Результаты и обсуждение

При проведении эксперимента выбирались такие системы, для которых ИК-спектры исходных и трансформированных в комплексе молекул могут быть надежно интерпретированы.

Система аммиак-вода

В высокочастотной области, в которой проявляются валентные колебания OH и NH связей, наблюдается новая полоса при 3240 $см^{-1}$. В смеси, содержащей тяжелую воду, эта полоса смещается до 2460 $см^{-1}$. Величина изотопного сдвига соответствует валентному колебанию с частотой 3240 $см^{-1}$ ($\nu_H/\nu_D = 1{,}32$). В области 1800-1200 $см^{-1}$ была обнаружена новая полоса при 1495 $см^{-1}$. Для смеси тяжелая вода-аммиак полоса смещается до 1078 $см^{-1}$ ($\nu_H/\nu_D = 1{,}39$). Эти данные указывают на то, что полоса при 1495 $см^{-1}$ относиться к колебанию в молекуле воды. Если принять во внимание, что положение полосы соответствует области колебаний в катионе аммония $(NH_4)^+$, то эту полосу можно отнести к колебаниям протона, перенесенного в комплексе от молекулы воды к аммиаку.

Система двуокись углерода-вода

В области 2600 – 2000 $см^{-1}$, где проявляются антисимметричные валентные CO колебания (ν_3), были обнаружены две новые полосы (при 2140 $см^{-1}$ и 2108 $см^{-1}$). Для смеси, содержащей тяжелую воду, эти полосы практически не меняют своего положения (2135 и 2095 $см^{-1}$) и поэтому могут быть отнесены к колебаниям CO-связей в комплексе. Наличие двух полос соответствует образованию двух структур комплексов.

В среднечастотной области наблюдаются две новые полосы при 1395 и 1380 $см^{-1}$, которые не претерпевают изотопного сдвига в спектре смеси с тяжелой водой, а их положение аналогично поглощению $(CO_3)^{-2}$ аниона в солях угольной кислоты. Поскольку Т-форма комплекса фактически является структурой замещенного гидроксоний-катиона, можно предположить, что ее образование облегчает перенос атома водорода и дальнейшую трансформацию системы.

Система карбонат натрия–вода

Для этой системы были изучены матрицы с соотношением компонентов карбонат/вода – (3:1), (1:1) и (1:3). В первом случае в высокочастотной области наблюдается только полоса несвязанной воды при 3455 $см^{-1}$ (рис. 1). При соотношении компонентов (1:1) появляется широкое поглощение с максимумами при 3123 и 2616 $см^{-1}$. В последнем варианте (1:3) наблюдается еще полоса при 2859 $см^{-1}$. Полученные данные указывают на образование комплекса между молекулами карбоната натрия и воды.

Новые полосы в спектре при 1286 и 1850 $см^{-1}$ претерпевают изотопный сдвиг в смесях, содержащих тяжелую воду. Следовательно, можно предположить, что в этом случае происходит трансформация системы с образованием связанного гидроксоний-катиона.

Система бензол-вода

ИК-спектры этой системы были измерены для смесей бензол/вода при соотношении компонентов 3:1, 1:1, и 1:3. В первом случае в спектре наблюдается новая полоса около 1740 $см^{-1}$. При увеличении содержания воды в смеси эта полоса исчезает, но появляется полоса при 1458 $см^{-1}$. Эти данные указывают на образование комплекса и перенос в нем протона от молекулы воды к бензолу.

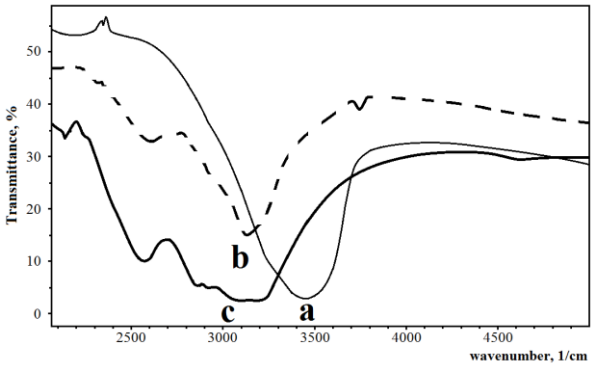


Рис. 1. ИК-спектр матрицы KBr для смеси карбонат натрия – вода при соотношении компонентов (карбонат/вода): a – (3:1); b – (1:1); c – (1:3)

Взаимодействие с материалом матрицы

Расчет электронных характеристик системы в рамках теории функционала плотности предсказывает образование кластера $KBr \cdot NH_3 \cdot H_2O$, в котором расстояния между фрагментами ($KBr\text{-}H_2O$) $R_{K\text{-}O}$=2.59Å и ($KBr\text{-}NH_3$) $R_{Br\text{-}N}$=2.63Å значительно больше, чем расстояние между NH_3 и H_2O ($R_{N\text{-}HO}$=1.74Å). Расчет частоты валентного колебания OH дает значение 3030 $см^{-1}$. Перенос протона к молекуле аммиака в комплексе происходит практически без энергетического барьера.

Для системы двуокись углерода-вода расчет дает оптимизированную геометрию кластера с расстояниями $R_{K\text{-}OH}$=2.6Å, $R_{K\text{-}CO}$=2.8Å $R_{C\text{-}OH}$=2.7Å, то есть все компоненты в равной мере участвуют в стабилизации комплекса.

Таким образом, матрица KBr при образовании и трансформации кластера либо обеспечивает перенос протона между фрагментами, как в случае системы (NH_3/H_2O), либо является активным элементом комплекса наравне с другими компонентами (система CO_2/H_2O).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-08-00898-а и Государственного задания Минобрнауки России, проект № 2897.

Литература

1. I. I. Grinvald, V. M. Vorotyntsev, I. V. Vorotyntsev *et al.* // Russian Journal of Physical Chemistry A, V. 89, pp. 2416 – 2421, (2015).

Квантовый эффект Холла и прыжковая проводимость в наногетероструктурах n- InGaAs/InAlAs

С.В. Гудина[1, *], Ю.Г. Арапов[1], А.П. Савельев[1], В.Н. Неверов[1], Н.Г. Шелушинина[1], М.В. Якунин[1], И.С. Васильевский[2], А.Н. Виниченко[2]

1 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук», Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, д. 18, 620990.

2 Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ», Москва, Каширское шоссе, д. 31, 115409.

*svpopova@imp.uran.ru

Проведены измерения компонент тензора магнитосопротивления в режиме целочисленного квантового эффекта Холла на серии образцов метаморфных наногетероструктур n-InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs в активном слое при изменении температуры T = (0.4-30.0) K в линейном режиме по току и при изменении тока через образец (I ≤ 400 мкА) при T ≤ 4.2 K в диапазоне магнитных полей B = (0÷12) Тл. Результаты проанализированы в рамках теории двухпараметрического скейлинга и модели прыжковой проводимости с переменной длинной прыжка.

Наличие беспорядка является необходимым условием для наблюдения целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). Квантовые фазовые переходы между разными состояниями квантово-холловской жидкости описываются различными феноменологическими моделями для невзаимодействующих электронов [1-2]. В зависимости от масштаба случайного потенциала используются два дополняющих друг друга приближения. Для короткодействующего потенциала переходы между плато КЭХ хорошо описываются гипотезой скейлинга, которая предсказывает степенную расходимость длины локализации ξ при приближении к точке квантового фазового перехода с универсальным индексом $\gamma \cong 2.3$ $\gamma \propto (\upsilon - \upsilon_c)^{-\gamma}$, где υ_c – значение фактора заполнения в критической точке. В случае плавного (дальнодействующего) потенциала особенности картины КЭХ могут быть прекрасно поняты в модели протекания, характеризующейся другим набором критических индексов. Оба этих случая нашли экспериментальное подтверждение [3].

В реальных системах ситуация, как всегда, гораздо сложнее. Чаще всего это выражается в сосуществовании разномасштабных случайных потенциалов в образце, которые влияют на значения критических индексов и заставляют исследователей сомневаться в их универсальности [4]. Кроме того, не достигнута ясность в понимании влияния других факторов, таких как электрон-электронное взаимодействие, спиновое и псевдоспиновое вырождение электронных состояний, наличие туннельной связи, учет которых в теории представляет определѐнную трудность [1, 2].

В работе рассматривается ряд метаморфных HEMT наногетероструктур n- InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs в активном слое [5], приводящее к уменьшению эффективной массы электронов и увеличению g-фактора, что существенно улучшает условия наблюдения КЭХ. Сложность изучения таких систем связана с тем, что при конструировании в них вносятся разномасштабные примесные потенциалы.

Результаты эксперимента и их обсуждение

В данной работе были проведены измерения продольного и холловского магнитосопротивлений $\rho_{xx}(B,T)$ и $\rho_{xy}(B,T)$ в режиме ЦКЭХ на серии образцов метаморфных наногетероструктур n-$In_yGa_{(1-y)}As/In_xAl_{(1-x)}As$ с высоким содержанием InAs в активном слое, выращенных на подложке InP (см. табл. 1) [7], при изменении температуры T=(0.5-30.0) K в линейном режиме по току и при изменении тока через образец (I≤400 мкА) при T≤4.2 K в диапазоне магнитных полей B=(0÷12) Тл.

Реальное скейлинговое поведение при изменении температуры $d\rho_{xy}/dB(B=B_c)$, $(\Delta\upsilon)^{-1}\sim T^{\kappa}$ наблюдается для переходов между плато ЦКЭХ с факторами заполнения $\upsilon=4 \rightarrow \upsilon=3$ ($\kappa = 0.58\pm0.05$), $\upsilon=3 \rightarrow \upsilon=2$ ($\kappa = 0.54\pm0.05$). Таким образом, имеет место отклонение значений критического индекса от универсального значения $\kappa = 0.42$.

Таблица 1. Параметры исследованных образцов. L_w - ширина квантовой ямы, L_s – ширина спейсера, L_b – ширина барьера, μ – подвижность и n_s - концентрация носителей заряда при 77 K.

Об-разец	*x*, %	*y*, %	L_w, Å	L_s, Å	L_b, Å	μ, см²·(В·с)⁻¹	n_s, 10^{12} см⁻²
L1	71	76	164	61	217	51000	1.4
L2	82	85	135	72	127	46320	0.32
L3	85	90	140	120	960	93460	0.75

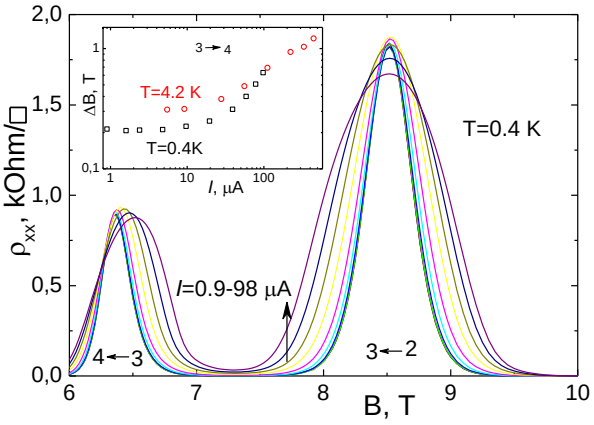


Рис. 1. Зависимости $\rho_{XX}(B)$ при T=0.4 K для различных значений тока через образец *I* для образца L2. На вставке в двойном логарифмическом масштабе показано изменение ширины пика ρ_{XX} при изменении *I* для перехода $\nu=3\rightarrow4$

Для переходов $\upsilon=4 \rightarrow \upsilon=3$ и $\upsilon=3 \rightarrow \upsilon=2$ при $I>I_c=10$ мкА (см. вставку на рис. 1) наблюдалось уширение пиков $\rho_{xx}(B)$ и максимума $d\rho_{xy}/dB$ с увеличением значения тока, аналогичное происходящему с ростом температуры, так называемый токовый скейлинг (рис. 1), $d\rho_{xy}/dB(B=B_c)\sim I^{b}$, $(\Delta\upsilon)^{-1}\sim I^{b}$, где $b=0.27$ для перехода $\upsilon=4 \rightarrow \upsilon=3$ и $b=0.23$ для перехода $\upsilon=3 \rightarrow \upsilon=2$ соответственно.

Комбинация этих двух методов позволяет получить значение $\alpha=0.5$, где α - показатель степени в выражении для зависимости эффективной электронной температуры от тока $T_e\sim I^{\alpha}$. Данный результат совпадает с предсказаниями теории и результатами работ [3]. Полученные значения критических индексов свидетельствуют о присутствии в исследованных структурах разных типов рассеивающих потенциалов, что ухудшает условия наблюдения универсальности критических индексов, которые должны быть заданы границами квантовой критической области на фазовой плоскости КЭХ с учетом номера уровня Ландау.

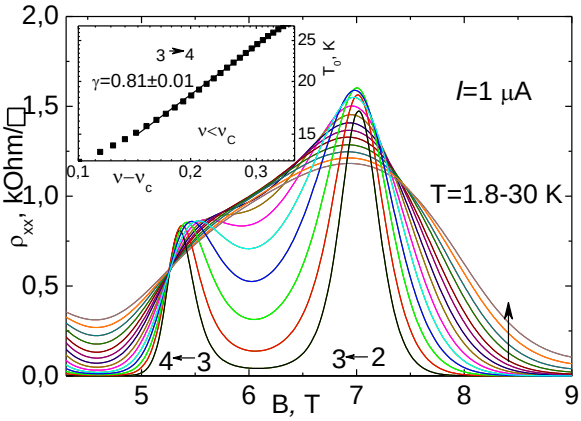


Рис. 2. Зависимости $\rho_{XX}(B)$ при *I*=1мкА для различных температур T для образца L2. На вставке в двойном логарифмическом масштабе показана характеристическая температура как функция расстояния до критической точки для перехода $\nu=3\rightarrow4$

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 при поддержке РФФИ: 14-02-00151 и 16-32-00725.

Литература

1. B. Huckestein // Rev. Mod. Phys., 67, 357 (1995).
2. A.M.M. Pruisken // Physical Review Lett., **61**, 1297 (1988); Д.Е. Хмельницкий // Письма в ЖЭТФ, **38**, 454 (1983); A.M.M. Pruisken *et al.* // Письма в ЖЭТФ, **87,** 252 (2008); I.S. Burmistrov *et al.* // Ann. of Physics, **326**, 1457 (2011).
3. H.P. Wei *et al.* // Physical Review B **50** 14609 (1994); Koch *et al.* // Semicond. Sci. Techn., **10**, 209 (1995); W. Li *et al.* // Physical Review Lett., **94**, 206807 (2005); *ibid.* 102, 216801(2009); N.A. Dodoo-Amoo *et al.* // J. Phys.: Conf. Ser., 456, 012007 (2013).
4. N.A. Dodoo-Amoo et al. // J. Phys.: Cond. Matt., 26, 475801 (2014).
5. И.С. Васильевский и др. // ФТП, **45**, 1203 (2011).

Сильнолегированные слои GaAs:Te, полученные в процессе МОГФЭ с использованием диизопропилтеллурида в качестве источника

В.М. Данильцев, Е.В. Демидов, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Е.А. Суровегина, В.И. Шашкин, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.
*danil@ipmras.ru

Изучены возможности предельно высокого легирования теллуром эпитаксиальных слоев GaAs. Показано, что при использовании диизопропилтеллурида в качестве источника вхождение теллура в GaAs происходит вплоть до концентрации атомов 10^{21}см$^{-3}$ без заметных эффектов диффузии и сегрегации. Обнаружено резкое снижение электрической активности атомов Te и падение подвижности электронов при уровне легирования выше 1.6×10^{20} см$^{-3}$. Для создания невплавных омических контактов оптимально легирование GaAs теллуром на уровне (1-1.6) × 10^{20} см$^{-3}$.

Введение

Одним из вариантов создания сильнолегированных слоев n^+-GaAs является легирование арсенида галлия атомами теллура. Для получения сильнолегированных слоев GaAs:Te с высокой концентрацией электронов ранее использовались различные методы эпитаксии: жидкофазная [1], молекулярная [2], газофазная из металлоорганических источников (МОГФЭ) [3]. Однако при легировании теллуром сохраняется ряд нерешенных проблем: сильная зависимость концентрации теллура в GaAs от ориентации подложки, скорости роста и других параметров процесса эпитаксии [3]. Также может наблюдаться существенная диффузия теллура в полупроводниковой матрице, эффект памяти [4]. В настоящей работе изучалась возможность получения высококачественных сильнолегированных теллуром эпитаксиальных слоев GaAs в процессе МОГФЭ.

Эксперимент

Эпитаксиальные слои GaAs:Te выращивались в системе $Ga(CH_3)_3$ - AsH_3 - H_2 при температурах 600-750ºC. Источником легирующей примеси теллура являлся диизопропилтеллурид - $(i\text{-}C_3H_7)_2Te$. Для анализа диффузии Te выращивали слои с модуляцией Te и дельта-слой Te. В качестве подложечного материала использовались пластины монокристаллического полуизолирующего арсенида галлия, разориентированные относительно плоскости (100) на 2° в сторону <110>. Методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС, TOF SIMS 5) с послойным стравливанием изучался элементный состав полученных слоев в зависимости от условий формирования. Методом рентгеновской дифракции (РД) (дифрактометр Bruker D8 Discover) изучалась деформация решетки GaAs для определения концентрации теллура в эпитаксиальных слоях. Концентрация и подвижность носителей тока определялись методом эффекта Холла в геометрии Ван-Дер-Пау.

Результаты и обсуждение

Эксперимент показал, что при использовании диизопропилтеллурида концентрация Te в эпитаксиальных слоях GaAs линейно зависит от его подачи в зону роста и вхождение теллура в арсенид галлия происходит вплоть до 10^{21} см$^{-3}$ (рис.1). Из рисунка видно, что наблюдается значительное уменьшение вхождения теллура с увеличением температуры эпитаксии. Исследования образцов методом ВИМС показало, что распределение теллура по эпитаксиальному слою однородно, что указывает на практическое отсутствие эффекта сегрегации теллура. Даже в сильно легированных теллуром образах примеси H, C, O, S и Cl находятся на уровне, соответствующем нелегированному эпитаксиальному GaAs. На отсутствие сильного загрязнения слоев GaAs также указывает линейная связь результатов ВИМС с данными РД (рис. 2). Если бы было много

углерода на месте атомов Ga, то это давало бы сжатие решетки GaAs и компенсировало растяжение решетки теллуром.

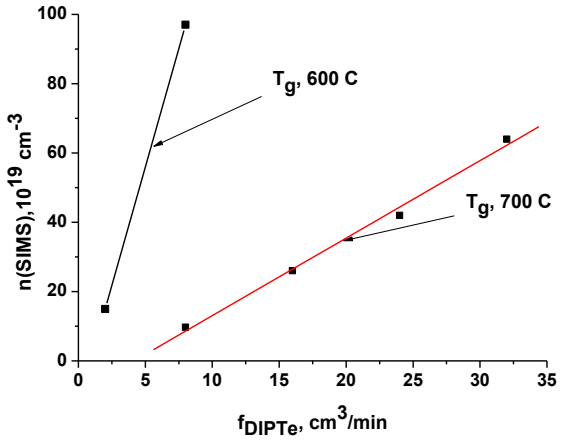


Рис. 1. Зависимость концентрации атомов теллура в арсениде галлия (измеренная методом ВИМС) от потока диизопропилтеллурида при разных температурах роста

Использование многократного импульсного легирования GaAs теллуром показало, что распределение теллура на разной глубине в эпитаксиальном слое сохраняется, что также свидетельствует об отсутствии эффектов сегрегации и диффузии теллура в арсениде галлия в ходе ростового процесса. Этот факт подтверждается и малой шириной дельта-слоя (~5 нм) на его полувысоте при легировании GaAs теллуром из $(i\text{-}C_3H_7)_2Te$.

Таким образом, указанные в работе [4] негативные эффекты не проявляются при легировании арсенида галлия в процессе МОГФЭ из диизопропилтеллурида.

Применение теллура для создания контактных слоев GaAs удобно ввиду малых потоков водорода, пропускаемого через диизопропилтеллурид, подаваемого для легировании, так как это не приводит к изменениям условий роста при эпитаксиальном наращивании. Однако рис. 2 и 3 показывают, что легирование теллуром GaAs имеет смысл до концентраций ~$(1\text{-}1.5)\times10^{20}$ см$^{-3}$. При больших концентрациях атомов теллура сильно снижается его электрическая активность (рис. 2) и возрастает омическое сопротивление (рис. 3). Кроме того, выше 1.6×10^{20} см$^{-3}$ резко падает подвижность электронов.

При осаждении на сильнолегированный GaAs:Te алюминия в реакторе МОГФЭ (in situ) или Ti/Au в установке электронно-лучевого испарения были получены омические контакты с минимальными значениями контактного сопротивления ~ 10^{-5} Ом·см^2, что вполне приемлемо для некоторых практических приложений.

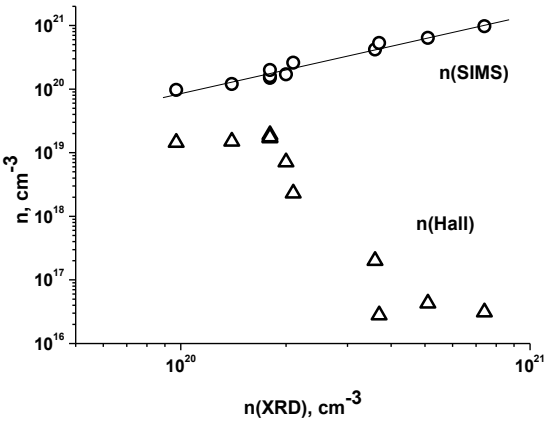


Рис. 2. Связь холловской концентрации носителей n(Hall), атомной концентрации теллура, n(SIMS) и определенной методом РД n(XRD)

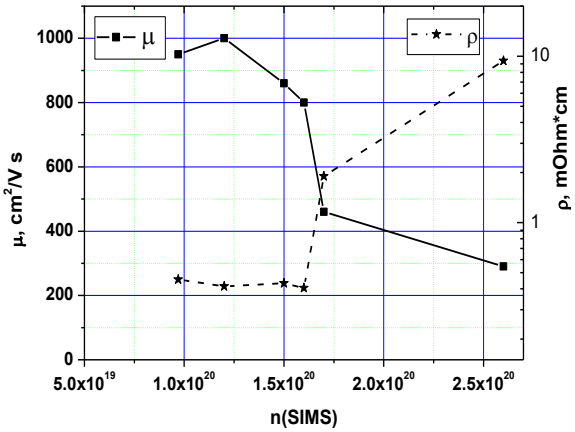


Рис. 3 Зависимость подвижности и слоевого сопротивления от концентрации атомов Te

Выводы

При использовании диизопропилтеллурида для легирования арсенида галлия был изучен диапазон концентраций Te в GaAs до 10^{21} см$^{-3}$. При легировании теллуром в диапазоне $(1\text{-}1.5)\times10^{20}$ см$^{-3}$ достигается минимальное удельное сопротивление слоѐв ~ 0.5×10^{-3} Ом·см и минимальные значениями контактного сопротивления ~ 10^{-5} Ом·см^2.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-29-03200.

Литература

J. Park et al. // APL, V.67(7), 968 (1995).

2. Y. Oyama at al. // J. Electrochem. Soc., V.146(1), 131 (1999).

3. B. Galiana et al. // JAP, V.104, 114906 (2008).

4. J. Garsia et al. // J. of Crystal Grouth, V.298, 794 (2007).

Расчет спинового расщепления в гетероструктурах на основе полупроводников A_3B_5

В.Е. Дегтярев, С.В. Хазанова*, А.А. Конаков, Ю.А. Данилов

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*khazanova@phys.unn.ru

С помощью 8-зонной модели Кейна и конечно-разностной схемы с дискретизацией в координатном пространстве численно выполнены расчеты дисперсионных зависимостей энергий подзон размерного квантования и огибающих волновых функций для квантовых ям [0 0 1] на основе полупроводников A_3B_5 со структурой цинковой обманки. Сделаны оценки зависимостей спинового расщепления электронных подзон от величины электрического поля вдоль направления роста ямы и параметра спин-орбитального расщепления объемного материала.

Введение

В последние годы большое внимание уделяется исследованию двумерных электронных систем со спин-орбитальным взаимодействием [1] в связи с возможными их приложениями в спинтронике. Подобные гетероструктуры могут быть созданы на основе полупроводников A_3B_5. Для интеграции данных структур в приборы спинтроники требуется большое значение спинового расщепления энергетического спектра, определяющего принципиальную возможность создания спиновой поляризации электронного газа. При этом возникает необходимость связать величину спинового расщепления с реальными параметрами гетероструктур, выращенных из различных материалов. Расчѐты с применением численных моделей позволяют проследить корреляцию между параметрами спин-орбитального взаимодействия и технологическими характеристиками структур, содержащих тяжелые элементы, такие как, например, In или Sb [2].

Метод расчета

В данной работе на основе 8-зонной модели Кейна с учетом спин-орбитального взаимодействия [1] численно исследуются квантовые состояния в симметричных и асимметричных гетероструктурах на основе полупроводников A_3B_5 с различным профилем состава (Ga-As-In-Sb). Асимметричный вклад в потенциал моделировался посредством включения внешнего электрического поля в направлении роста структуры.

Расчѐты спектральных характеристик проводились в рамках метода огибающей функции при помощи численного решения одномерного уравнения шрѐдингеровского типа:

$$\left(\hat{H}_{8\times8}(k_x,k_y,-i\frac{\partial}{\partial z}) - \hat{I}e\varphi(z)\right)\Psi_{n,s}(k_x,k_y,z) =$$

$$= E_{n,s}(k_x,k_y)\,\Psi_{n,s}(k_x,k_y,z), \qquad (1)$$

где $\hat{H}_{8\times8}(k_x, k_y, k_z)$ — гамильтониан Кейна 8×8, зависящий от трѐхмерного квазиволнового вектора, n — номер подзоны размерного квантования, s — квантовое число проекции спина.

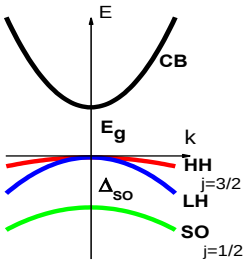


Рис. 1. Схема энергетических зон в материале со структурой цинковой обманки, используемая в рамках 8-зонной модели Кейна. Здесь E_g — ширина запрещенной зоны, а Δ_{SO} — спин-орбитальное расщепление валентной зоны объемного материала

Параметры эффективного гамильтониана (включая E_g и Δ_{SO}) задавались как функции координаты вдоль оси роста. Численное решение осуществлялось методом конечных разностей [3].

Результаты

В данной работе рассчитаны дисперсионные зависимости подзон размерного квантования и огибающие функции для зоны проводимости в структурах, содержащих квантовую яму (КЯ) на основе InSb в постоянном электрическом поле E = 0 – 0.4 мВ/нм. Для расчѐтов использовались параметры модели Кейна, приведенные в [4].

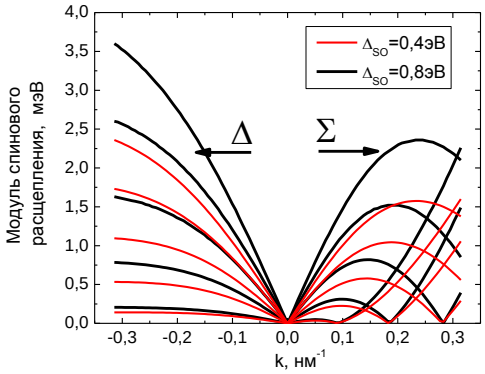


Рис. 2. Спиновое расщепление подзон размерного квантования КЯ в k-пространстве для двух значений Δ_{SO} в направлениях [100] (Δ) и [110] (Σ)

На рисунке 2 приведены зависимости модуля спинового расщепления для различных направлений k-пространства при двух значениях параметра Δ_{SO}: реального 0,8 эВ и модельного 0,4 эВ. Очевидно, что уменьшение Δ_{SO} не приводит к значительному изменению зависимости. Это позволяет расширить круг поиска материалов для создания систем с большим спиновым расщеплением.

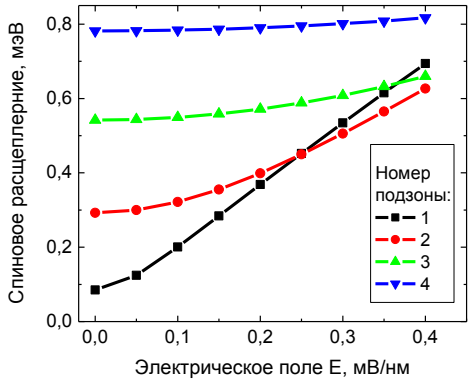


Рис. 3. Зависимость спинового расщепления в направлении Δ для InSb КЯ от величины электрического поля (при k_x=0,02π нм$^{-1}$)

Исследована зависимость спинового расщепления электронных подзон от величины электрического поля E (см. рисунок 3). При нулевом электрическом поле (E = 0) спиновое расщепление определяется взаимодействием Дрессельхауза. С увеличением поля расщепление описывается суперпозицией эффектов Рашбы и Дрессельхауза, причѐм для нижних подзон размерного квантования доминирует взаимодействие Рашбы, а для верхних — Дрессельхауза. Последнее связано, по-видимому, с усреднением асимметричного вклада по осциллирующим огибающим возбужденных состояний.

Выводы

Результаты расчѐтов показывают, что асимметрия потенциала, вызванная наличием поля, способствует увеличению спинового расщепления первой подзоны размерного квантования в направлении [100] от ~ 0,1 мэВ до ~ 1 мэВ (см. рисунок 3). Это позволяет говорить о возможности управления величиной спин-орбитального взаимодействия в двумерной системе. Также показано, что рост спинового расщепления с увеличением степени асимметрии присутствует и для более высоких подзон, однако он оказывается весьма мал - доминирует вклад Дрессельхауза. Предсказанные значения спинового расщепления доступны для экспериментального наблюдения при температурах ~ 4 К. Знание величины спинового расщепления необходимо для интерпретации результатов экспериментов по измерению транспортных и оптических характеристик гетероструктур с сильным спин-орбитальным взаимодействием [5]. Таким образом, результаты работы могут быть использованы для дизайна полупроводниковых приборов спинтроники.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-42-02254-р_поволжье_а, 16-07-01102-а, 16-32-00683-мол_а, 16-32-00712-мол_а и 16-57-51045-НИФ_а.

Литература

1. R. Winkler // Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 224, (2003).
2. Б. Н. Звонков и др. //ФТП, Т. 47, В. 9, 12 (2013).
3. P. N. Brounkov et al // J. Appl. Phys., 80 (2), 864 (1996).
4. G. Bastard // Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures, Halsted Press (1988).
5. S. D. Ganichev and L. E. Golub // Phys. Status. Solidi B, 251(9), 1801, (2014).

Люминесцентные, парамагнитные и электротранспортные свойства пористого кремния в зависимости от частоты и характера изменения плотности тока при его анодном формировании

Е.С. Демидов*, А.С. Абросимов, В.В. Карзанов, Н.Е. Демидова

Нижегородский государственный университет им Н. И. Лобачевского (ННГУ), просп. Ю. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*demidov@phys.unn.ru

Представлены данные измерений фотолюминесцентных, парамагнитных и электротранспортных характеристик пористого кремния (ПК), сформированного при импульсной модуляции тока в расширенном диапазоне длительности импульса от десятых долей секунды с целью нанометровой модуляции свойств ПК. Показано, что при этом могут существенно измениться свойства ПК. Установлено, что максимум ФЛ достигается при периоде модуляции 0.1-0.25 с. Имеется корреляция в изменении интенсивности фотолюминесценции и ЭПР.

Введение

Пористый кремний (ПК) обладает уникальными оптическими, люминесцентными и электрофизическими свойствами [1, 2]. Многие годы этот материал привлекает внимание в связи с его интересными свойствами и совместимостью с технологией наиболее распространѐнной кремниевой микроэлектроники. Согласно [3], ПК представляет собой трехфазную систему из волокон или гранул кремния, окружѐнных слоем оксида кремния и воздухом между ними. Такая система интересна тем, что гранулы или волокна кремния имеют поперечные размеры в единицы нанометров, что позволяет экспериментально наблюдать эффекты, связанные с дискретностью туннелирования электронов при комнатной температуре. Известны способы модификации структуры ПК путѐм использования периодических изменений плотности тока, например для структур нанофотоники с микронной модуляцией оптической плотности перпендикулярно плоскости пористых слоѐв [1]. Однако систематических исследований влияний частоты и характера изменения плотности тока при анодном формировании ПК с нанометровой модуляцией его свойств не проводилось. В работе [4] были представлены данные измерений фотолюминесцентных, парамагнитных и электротранспортных характеристик ПК, сформированного при изменении периода модуляции T_m тока от 1 до 8 с. Вопреки ожиданиям, в этом диапазоне наблюдалось монотонное изменение свойств ПК и, в частности, квантового выхода фотолюминесценции (ФЛ). В настоящей работе представлены новые данные исследования влияния режимов получения ПК в более широком диапазоне импульсной модуляции анодного тока и его последующего окисления на красную фотолюминесценцию (ФЛ), содержание известных P_b–центров безызлучательной рекомбинации по данным электронного парамагнитного резонанса, на дискретное туннелирование электронов по данным измерений вольтамперных характеристик диодных структур с прослойкой ПК.

Методика эксперимента

Пористые слои толщиной ≈2 мкм формировались на пластинах монокристаллического кремния марки КДБ 0.3 Ом·см с ориентацией (111) в смеси 60% плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 мА/см^2. При модуляции анодного тока использовались прямоугольные импульсы тока со скважностью равной 2 (меандр) и глубиной модуляции 50%. Для сравнения в том же электролите формировался ПК на постоянном токе. Для усиления люминесцентных свойств слои ПК окислялись в азотной кислоте и затем травились в плавиковой кислоте с последующей промывкой в деионизованной воде. ФЛ измерялась при комнатной температуре в диапа-

зоне длин волн 400-900 нм при возбуждении импульсным азотным лазером ИЛГИ-503 на длине волны λ_{exc} = 337 нм. Поперечный электротранспорт определялся по виду ВАХ диодных структур с прослойкой ПК. Спектры ЭПР снимались на спектрометре ЕМХ фирмы Брукер при 293 К.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены спектры ФЛ слоѐв ПК в зависимости от режимов модуляции. Видно, что импульсная модуляция анодного тока при формировании ПК существенно влияет на квантовый выход, ширину спектра и положение максимума ФЛ.

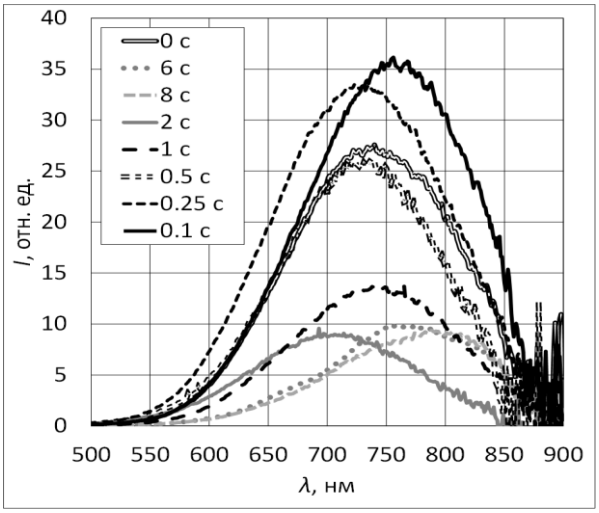


Рис. 1. Спектры ФЛ слоёв ПК в зависимости от режимов модуляции

Наибольшее усиление люминесценции имеет место при минимальном периоде модуляции T в районе 0.1-0.25 с. При уменьшении периода модуляции тока начиная с 2 с интегральная интенсивность $A= I_m \cdot \Delta\lambda$ плавно увеличивается в 4 раза (рисунок 2*a*). Более сложный вид имеют зависимости от T положения максимума ФЛ λ_m на рисунке 2*b* и ширины спектра $\Delta\lambda$ на рисунке 2*c*. С уменьшением периода модуляции имеется тенденция к голубому сдвигу максимума ФЛ (рисунок 2*b*).

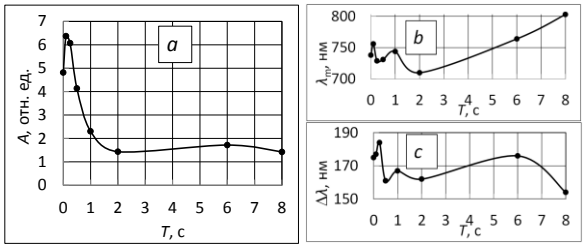


Рис. 2. Зависимости параметров спектра ФЛ от периода модуляции T анодного тока: *a* – $A=I_m \cdot \Delta\lambda$, *b* – положения максимума ФЛ и *c* – ширины $\Delta\lambda$ спектра ФЛ на полувысоте

Наибольший сдвиг происходит при T=2 с, что с учѐтом скорости формирования ПК соответствует периоду модуляции по глубине сечения пор около 3 нм, т.е. порядка ожидаемого [4] в 5 нм размера гранул кремния в ПК. Этому же значению T=2 с соответствует сравнительно малая ширина спектра ФЛ $\Delta\lambda$ (рисунок 2*c*). Однако интенсивность ФЛ минимальна. Дальнейшее уменьшение периода модуляции анодного тока приводит к немонотонной зависимости как положения максимума ФЛ, так и ширины линии на рисунках 2*b* и 2*c*. Имеет место корреляция в осцилляциях положения пика и ширины спектра ФЛ. Природа этих осцилляций непонятна.

Рисунок 3 демонстрирует спектры ЭПР известных P_b–центров безызлучательной рекомбинации. Сравнение данных на рисунках 2а и 3 позволяет видеть корреляцию максимума ФЛ и спада амплитуды ЭПР P_b–центров безызлучательной рекомбинации.

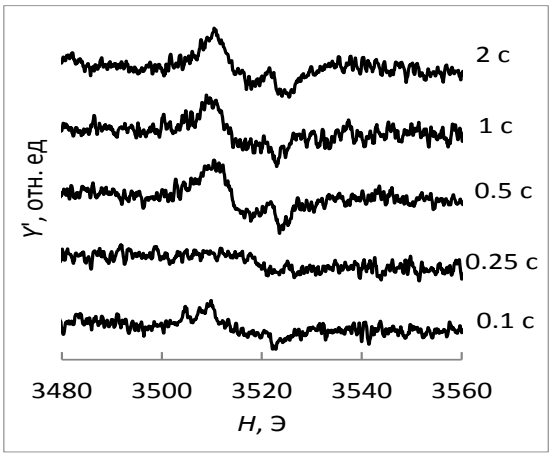


Рис. 3. Спектры ЭПР ПК, сформированного при различных режимах модуляции анодного тока

Данные поперечного транспорта тока показывают аналогичные приведѐнным в [4] вольтамперные характеристики диодных структур с прослойкой ПК. Однако разброс в этих характеристиках не позволяет отметить какие-либо тенденции в изменении параметров транспорта тока и дискретного туннелирования электронов в ПК при T<1 с. Вероятно, имеется связь этого разброса с осцилляциями в параметрах ФЛ на рисунках 2*b* и 2*c*.

Литература

1. Handbook of Porous Silicon / Leigh Canham Editor. Switzerland: Springer International Publishing, 2014, 1012 p.

2. Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова // Вестник ННГУ, серия ФТТ, В. 1(8), 22 (2005).

3. E. S. Demidov, V. V. Karzanov, V. G. Shengurov // JETPL, V. 67, 839 (1998).

4. Е.С. Демидов, А.С. Абросимов, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов / Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 10–14 марта 2015 г., Нижний Новгород, ИФМ РАН, Т. 2, С. 487.

Эпитаксиальные моноизотопные слои Si, Ge и $Si_{1-x}Ge_x$

А.П. Деточенко[1], С.А. Денисов[1,3], М.Н. Дроздов[3], А.И. Машин[1], В.А. Гавва[2], А.Д. Буланов[1,2], А.В. Нежданов[1], А.А. Ежевский[1], М.В. Степихова[1,3], В.Ю. Чалков[1], В.Н. Трушин[1], Д.В. Шенгуров[1,3], В.Г. Шенгуров[1,*], N.V. Abrosimov[4], H. Riemann[4]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия, 603950.

2 Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, Россия, 603950.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, Россия, 603087.

4 Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str.,2, Berlin, Germany, 12489.

*shengurov@phys.unn.ru

Рассмотрены особенности применения метода молекулярно-лучевой эпитаксии для выращивания монокристаллических слоев ^{30}Si, ^{28}Si, ^{74}Ge, $^{28}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$ и $^{30}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$, обладающих высокой изотопной чистотой (содержание основного изотопа более 99,9 %) и структурным совершенством. Продемонстрирована возможность достижения интенсивного сигнала фотолюминесценции в слоях ^{30}Si и $^{30}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$, легированных примесью эрбия.

Введение

Рост интереса к моноизотопному кремнию полупроводникового качества обусловлен новыми возможностями его применения в микро- и наноэлектронике (полупроводниковые лазеры, изотопные сверхрешетки), а также в спинтронике, где слои моноизотопных кремния или твердых растворов $^{28}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$ и $^{30}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$ рассматриваются в качестве наиболее привлекательной матрицы при создании приборов для квантовых вычислений [1].

Методики роста структур и их исследования

Выращивание слоев Si, Ge и $Si_{1-x}Ge_x$ проводили в сверхвысоковакуумной установке, устройство которой описано в работе [2]. Источниками паров Si являлись моноизотопные бруски ^{30}Si и ^{28}Si. Пропусканием тока они нагревались до температуры 1350-1360 °C. Поток атомов Ge создавали разложением моноизотопного германа ($^{74}GeH_4$) либо на горячей проволоке (Ta) в случае осаждения слоев чистого Ge, либо на кремниевом сублимирующем источнике в случае роста слоев твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$. В камеру роста моногерман напускался при давлении ~ $(2 - 4)\cdot10^{-4}$ Торр.

В качестве подложек были использованы пластины монокристаллического Si с удельным сопротивлением 4,5 – 40 Ом·см. Перед ростом слоев был произведен отжиг источников и подложек в течение 10 минут при температурах 1350 °C и 1250 °C соответственно. После чего температуру подложки снижали до 1000 °C и растили буферный слой Si толщиной ~ 0,1 мкм. Затем температуру подложки понижали до 350 – 600 °C и растили разные слои: Si, Ge или $Si_{1-x}Ge_x$. Для наблюдения фотолюминесценции (ФЛ) на 1,54 мкм слои Si и $Si_{1-x}Ge_x$ в процессе роста легировали атомами эрбия из сублимирующей металлической эрбиевой пластины, нагретой пропусканием тока до температуры 850 – 900ºC и поверх слоя $Si_{1-x}Ge_x$ дополнительно осаждали покровный слой Si.

Анализ изотопного состава проводили с помощью методики вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5 фирмы IONTOF. Дополнительно изотопный состав слоев изучался по спектрам комбинационного рассеяния света (КРС) с использованием комплекса Ntegra Spectra NT MDT. Для возбуждения колебательных мод использовался полупроводниковый лазер (λ = 473 нм). Морфология поверхности выращенных слоев исследовалась в контактном режиме с помощью атомно-силового микроскопа, входящего в состав комплекса NTEGRA Spectra. Измерения ФЛ проводились на Фурье-спектрометре BOMEM DA3 с разрешением до 0,1 $см^{-1}$. Источником возбуждения сигнала ФЛ являлся Nd:YAG-лазер (λ = 532 нм). Мощность лазера составляла 200 мВт. Детектирование сигнала ФЛ проводили при температуре 77 с помощью Ge-фотодетектора Edinburgh

Insturments EO-817A. Спектры электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) были получены на спектрометре Bruker EMX-plus 10/12.

Результаты и обсуждение

Электронограммы, измеренные от поверхностей слоев ^{30}Si, ^{74}Ge, ^{28}Si и ^{30}Si^{74}Ge, содержат Кикучи-линии, свидетельствующие о том, что эпитаксиальные слои имеют монокристаллическую структуру.

Исследуемые структуры имеют гладкую поверхность: среднеквадратичная шероховатость поверхности слоев на площади 10×10 мкм^2 составляет 0,44 нм.

Для определения изотопной чистоты эпитаксиального слоя были сняты ВИМС профили по глубине. Результаты показали, что в структуре ^{30}Si / Si содержание изотопов ^{28}Si и ^{29}Si в эпитаксиальном слое ниже, чем предел обнаружения ВИМС, а содержание изотопа ^{30}Si составляет 99.94 %.

На рис.1 представлены профили распределения по толщине концентраций изотопов кремния и германия в структуре ^{30}Si / ^{30}Si$_{1-x}$^{74}Ge$_x$ / Si. Резкая граница раздела наблюдается при переходе от подложки к эпитаксиальному слою ^{30}Si^{74}Ge. Результаты ВИМС свидетельствуют о высокой изотопной чистоте эпитаксиального слоя ^{30}Si^{74}Ge: присутствующий в слое кремний на 99,94 % состоит из атомов изотопа ^{30}Si, а германий содержит 99,99 % изотопа ^{74}Ge.

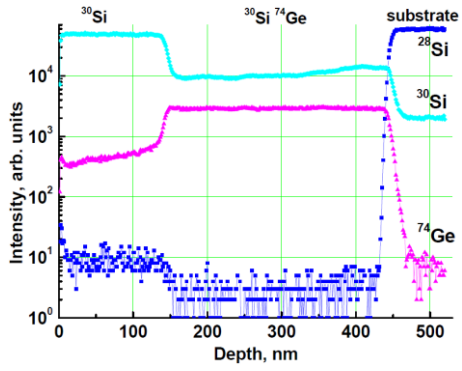


Рис. 1. Профили распределения концентрации изотопов кремния и изотопа ^{74}Ge в структуре ^{30}Si / ^{30}Si$_{1-x}$^{74}Ge$_x$ / Si.

Спектры КРС также свидетельствуют о высокой изотопной чистоте. Рамановский спектр, полученный от структуры ^{30}Si / Si, содержит две линии, одна из которых имеет волновое число 520,7 см$^{-1}$ и соответствует рамановскому рассеянию света в подложке Si (100), другая линия с волновым числом 503,7 см$^{-1}$ и шириной 3,0 см$^{-1}$ соответствует эпитаксиальному слою ^{30}Si. На спектре КРС структуры ^{74}Ge / Si наблюдается пик, соответствующий рассеянию света в эпитаксиальном слое ^{74}Ge (максимум на 297 см$^{-1}$). На спектрах КРС структуры Si / ^{30}Si^{74}Ge / Si наблюдаются пики с максимумами вблизи 500, 480, 400 и 300 см$^{-1}$, соответствующие рассеянию на колебательных модах связей ^{30}Si-^{30}Si от покровного слоя, ^{30}Si-^{30}Si, Si-Ge и ^{74}Ge-^{74}Ge от эпитаксиального слоя ^{30}Si^{74}Ge соответственно.

Интенсивный сигнал ФЛ, связанный с редкоземельной примесью Er наблюдается в структурах ^{30}Si : Er / Si. В слоях ^{30}Si, выращенных при температуре 500 ºC, наблюдается тонкая структура спектров ФЛ с характерной серией линий, соответствующей внутриатомным переходам в 4f оболочке Er^{3+}.

Исследования ЭПР показали, что в образце ^{28}Si^{74}Ge с наибольшей концентрацией германия, дополнительно легированном фосфором, была обнаружена интенсивная линия с g-фактором 2,005, соответствующая оборванным связям кремния. В этом же образце на фоне изотропной линии электронов, локализованных на фосфоре, в кремнии наблюдается широкая анизотропная линия [3], связанная с электронами, локализованными на фосфоре, в окружении которого имеется повышенное содержание германия. Отсюда следует, что при повышении концентрации германия при росте структур, германий начинает распределяться неравномерно.

Заключение

В представленной работе показано, что метод МЛЭ с использованием сублимационного источника моноизотопного кремния ^{30}Si или ^{28}Si и / или газового источника мононогермана $^{74}GeH_4$ позволяет выращивать моноизотопные эпитаксиальные слои ^{30}Si, ^{28}Si, ^{74}Ge и ^{30}Si$_{1-x}$^{74}Ge$_x$ высокой изотопной чистоты.

Работа выполнялась в рамках госзадания (№2014/134, проект 3423) Минобрнауки России, а также поддержана грантом Президента РФ (МК-7021.2015.2)

Литература

1. P.T. Greenland, S.A. Lynch, A.F.G. van der Meer // Nature, 465, 1057 (2010).

2. В.Г.Шенгуров, В.Ю.Чалков, С.А.Денисов и др. // Вакуумная техника и технология, 21, 45 (2011). Review B, V. 85, 144418 (2012).

3. О.А. Кузнецов, С. А. Попков В.Г. Шенгуров, С.А. Денисов // Известия РАН. Серия физическая. 2012, Vol. 76, No. 2, pp. 230–232.

Эпитаксиальный слой MnGa – перспективный материал для практического применения в полупроводниковых приборах

М.В. Дорохин[1 *], А.И. Бобров[2], М.В. Ведь[1,2], Д.А. Павлов[2], В.П. Лесников[1], И.В. Ерофеева[1], П.Б. Дёмина[1], Е.И. Малышева[1], А.В. Кудрин[1,2], А.В. Здоровейщев[1]

1 НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.
*dorokhin@nifti.unn.ru

Исследованы диоды на основе гетероструктур InGaAs/GaAs с контактом Mn_xGa_y, сформированным методами импульсного лазерного осаждения в атмосфере водорода и в высоком вакууме. Измерения на просвечивающем электронном микроскопе показали высокое кристаллическое совершенство слоёв Mn_xGa_y. Вид вольт-амперных характеристик диодов зависит от метода осаждения Mn_xGa_y и определяется степенью разупорядочения гетерограницы

Введение

Создание систем металл/полупроводник для приборов спинтроники требует формирования совершенной границы раздела, содержащей минимальное количество дефектов [1]. Материалы, которые наиболее часто используются для создания таких систем, как правило, не образуют совершенной гетерограницы с основными полупроводниками, такими как Si, GaAs (например, контакты Au/GaAs, Ni/GaAs формируются с образованием дефектов различной природы) [2]. В то же время существуют новые материалы, параметры которых обеспечивают возможность эпитаксиального выращивания на поверхности Si, GaAs. К таким материалам относятся соединения галлида марганца (Mn_xGa_y). Ранее нами было показано, что материал Mn_3Ga_5 может быть сформирован эпитаксиально на GaAs (100) [3]. В настоящей работе выполнены исследования кристаллической структуры эпитаксиального слоя Mn_xGa_y на поверхности GaAs (100), а также свойств диодов с контактами Mn_xGa_y/GaAs, сформированными методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) в высоком вакууме и в атмосфере водорода.

Методика эксперимента

Структуры были изготовлены комбинированным методом, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию (МОСГЭ) и импульсное лазерное осаждение в высоком вакууме и в атмосфере водорода. Исследовано 2 серии структур, отличающихся методом формирования Mn_xGa_y (серия А и Б). В обоих случаях на первой стадии эксперимента методом МОСГЭ формировалась излучающая структура на подложке *n*-GaAs (100), которая представляла собой InGaAs квантовую яму, зарощенную 30 нм слоем i-GaAs. В диодах серии А слой галлида марганца сформирован методом ИЛО в потоке водорода непосредственно после формирования полупроводниковой структуры в реакторе МОСГЭ [3]. В диодах серии Б сформированная полупроводниковая структура перемещалась в установку ИЛО (при этом подвергалась воздействию воздушной среды). В реакторе ИЛО образец подвергался отжигу (570°C), затем на поверхности формировался слой Mn_xGa_y методом импульсного лазерного осаждения в высоком вакууме [4]. Температура осаждения составила 300-400°C, номинальная толщина Mn_xGa_y – 40 нм. В работе приведены результаты исследования кристаллической структуры поперечного среза образца, выполненные с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM-2100F, а также исследования вольтамперных характеристик диодов. Для создания диодов формировались мезаструктуры диаметром 500 мкм с применением методов фотолитографии и травления.

Результаты и обсуждение

Электронно-микроскопические изображения поперечного среза приповерхностных слоёв структур А и Б показаны на рисунках 1а и 1б. Для обоих случаев слои галлида марганца имеют упорядоченную кристаллическую структуру, их кристаллографиче-

ская ориентация задается подложкой GaAs (100). Для структуры А (рис. 1а) наблюдаются две атомно-упорядоченные фазы Mn_xGa_y. Размеры каждой фазы составляют ~1-2 мкм, а их соотношение примерно равно 50/50%. Исследования электронной дифракции (не приведены) показали, что фазы отличаются составом: для первой фазы состав соответствует материалу Mn_2Ga_5, для второй фазы - $Mn_{101.5}Ga_{162.5}$. Для структуры Б (рис. 1б) второй фазы не зарегистрировано, а сам слой неоднороден по толщине и содержит большое количество дефектов.

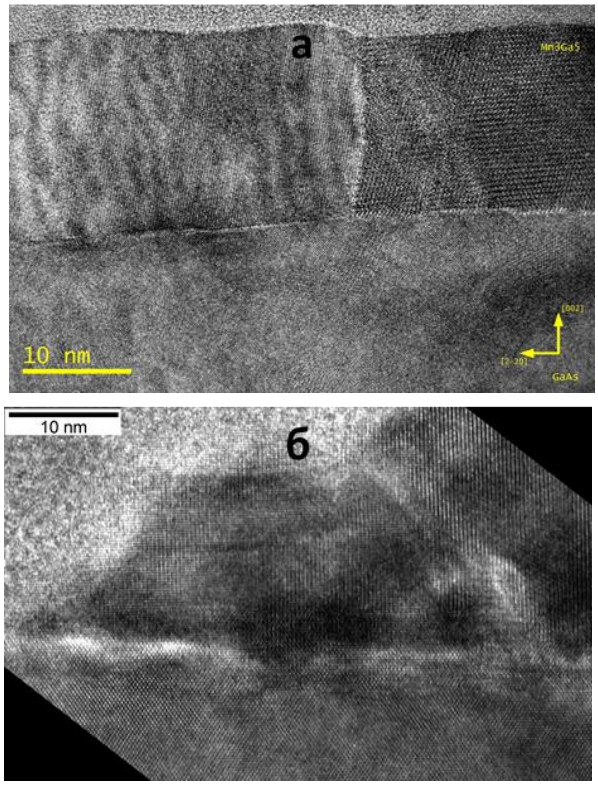


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения поперечного среза приповерхностных слоёв структуры А (а) и структуры Б (б)

Вольт-амперные характеристики диодов с контактом Mn_xGa_y для обоих видов слоя являются несимметричными и выпрямляющими (рис. 2). Прямое смещение соответствует положительному относительно базы потенциалу на Mn_xGa_y. Отметим качественное различие ВАХ структур с контактами, сформированными методами ИЛО в атмосфере водорода и в вакууме (кривые 1 и 2). В первом случае вид ВАХ соответствует характеристикам диода с барьером Шоттки, а величина обратных токов не превышает 2 нА. Для структур Б величина обратных токов диода достигает величины 1 мА, а при напряжениях (±0,2 В) ВАХ симметрична относительно оси ординат. Подобная зависимость характерна для случая, когда существенный вклад в общий ток вносят утечки с участием состояний границы раздела.

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики диодов на основе структуры А (кривая 1) и структуры Б (кривая 2), измеренные при температуре 300 К

Полученные закономерности обусловлены особенностями формирования гетерограницы для разных методов осаждения. Отличительной особенностью метода ИЛО в атмосфере водорода является то, что поток атомов лазерной плазмы направляется в сторону подложки газом-носителем через плазменное облако и включает преимущественно легкие частицы распыляемого материала, имеющие тепловые скорости. Тяжѐлые многоатомные частицы материала (вносящие дефекты в приповерхностный слой) осаждаются на стенках реактора. В случае метода ИЛО в высоком вакууме в сторону подложки направляется поток ионов и атомов, имеющих кинетическую энергию ~ кэВ, а также крупных частиц, которые вносят нарушения в кристаллическую структуру подложки. Большая дисперсия размеров осаждаемых частиц обусловливает сравнительно высокую неоднородность по толщине.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (15-02-07824, 15-38-20642 и 16-07-01102), Министерства образования и науки РФ (8.1054.2014/К).

Литература

1. Concepts in spin electronics / Ed. by S. Maekawa. - NY: Oxford University Press. 2006. 398 P.
2. L.J. Brillison, R.S. Bauer, R.Z. Bachrach, *et.al.* // Phys. Rev. B., V. 23, 6204 (1981).
3. М.В. Дорохин, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, и др. // Физика твердого тела, Т. 56, 2062 (2014).
4. Е.С. Демидов, Е.Д. Павлова, А.И. Бобров // Письма в ЖЭТФ, Т. 96, 790 (2012).

Композитные структуры на основе полимерных материалов и коллоидных нанопластинок CdSe для устройств энергонезависимой памяти

К.А. Дроздов[1, *], М.А. Дронов[1], М.С. Котова[1], Т.В. Дубинина[1], Р.Б. Васильев[1]

1 МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 119991.

* kadrozdov@gmail.com

Показано, что внедрение коллоидных нанопластинок CdSe в полимерную матрицу приводит к снижению напряжений резистивных переключений до значений, близких к применимым в электронике, и увеличению количества циклов переключений до 10^6. Подтверждено наличие зарядового обмена между полимерной матрицей и пластинками CdSe и возможность оптической активации резистивных переключений на длинах волн, отвечающих переходам между уровнями размерного квантования.

Введение

Изучение композитных структур на основе органических полупроводников занимают важное место в современной физике ввиду широких возможностей их практического применения. Преимущества органических материалов заключаются в низкой стоимости и простоте синтеза, не требующего сложных технологий (высокого вакуума, высоких температур и т.п.). Важным направлением в данной области является создание резистивной памяти. Эффект резистивного переключения в том, что материал может находиться в двух различных состояниях с различными сопротивлениями. Преимущества резистивной памяти заключаются в сверхмалом времени переключения - менее 10 наносекунд, низком потреблении энергии на переключение, достижимой высокой плотности записи информации и компактности. Сохранение обоих состояний после снятия напряжения позволяет создавать энергонезависимую память, в отличие от широко распространенных в настоящее время энергозависимых технологий флэш-памяти. Практическому применению данного эффекта препятствует неполное понимание механизмов переключений и вследствие этого невозможность определения оптимальных требований к используемым материалам.

Целью настоящей работы было увеличение стабильности работы ячеек памяти путем внедрения низкоразмерных частиц: увеличение количества циклов перезаписи информации и снижение рабочих напряжений. Внедрение частиц малых размеров может также помочь увеличить плотность записи информации (уменьшить характерные размеры ячейки памяти) и уточнить механизмы резистивных переключений.

Методика эксперимента

В работе исследовались композитные структуры на основе фталоцианина лютеция с внедренными коллоидными нанопластинками (НП) CdSe (размеры 2x50x50 нм). Образцы наносились из раствора, получали структуру различной геометрии. Для всех образцов были получены вольт-амперные характеристики (ВАХ) резистивных переключений в диапазоне напряжений до 400 В, температурные зависимости проводимости для проводящих и непроводящих состояний. Для композитов с НП CdSe исследованы резистивные переключения в условиях внешней подсветки на длинах волн, отвечающих собственным переходам между уровнями размерного квантования.

Результаты и обсуждение

В исследованных образцах переключение в проводящее состояние осуществляется при напряжении 30-150 В для фталоцианина лютеция и 0.5-20 В для композитов на его основе. Необходимо отметить, что максимальные значения напряженности поля в структурах составляют 0.4 МВ/см, что на порядок ниже значений для пробоя. В отсутствие внешних воздействий оба состояния образцов сохранялись более трех месяцев. Для всех структур ВАХ прово-

дящего состояния в определенном диапазоне напряжений хорошо аппроксимируется линейной зависимостью, что соответствует омическому характеру проводимости. Для непроводящего состояния ВАХ является нелинейной и наилучшим образом описывается с помощью комбинации моделей Пула–Френкеля и Шоттки. Характерный вид ВАХ для композита на основе фталоцианина лютеция представлен на рисунке 1.

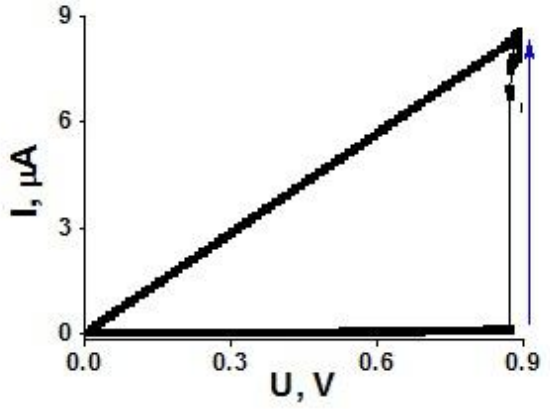


Рис. 1. ВАХ резистивного переключения для композита на основе фталоцианина лютеция (T = 300 K)

При изменении температуры от 300 до 4.2 K сопротивление проводящего состояния изменяется сравнительно слабо, а непроводящего изменяется более чем на три порядка величины. Согласно этому наиболее вероятной моделью переключений является образование проводящих каналов между локальными неоднородностями в полимере.

Преимущество использования нанокристаллов при создании композитов для резистивной памяти заключается в меньшем предельном размере элементарной ячейки памяти и в возможности направленной инжекции носителей заряда из НП в полимерную матрицу. Поскольку в непроводящем состоянии перенос носителей заряда определяется в том числе барьерным эффектом Шоттки, увеличение концентрации основных носителей заряда в полимере за счет инжекции может приводить к модуляции зонного рельефа и подавлению барьерных эффектов. В этом случае интерпретация результатов и их анализ оказывается затруднен. Отсюда целесообразным представилось создать композит из соединений фталоцианина лютеция с p-типом проводимости и пластинок CdSe n-типа. Полученные ВАХ в условиях экранировки внешнего излучения и при подсветке представлены на рисунке 2.

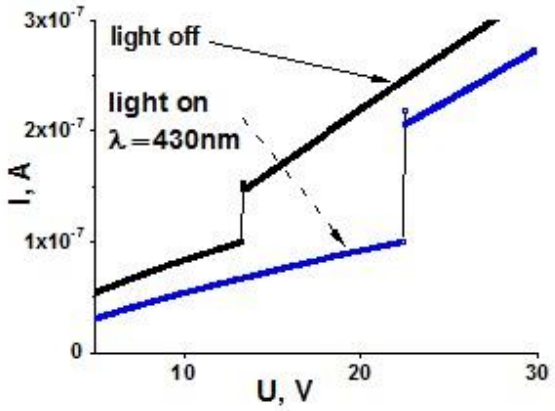


Рис. 2. ВАХ резистивного переключения для композита на основе фталоцианина лютеция в условиях экранировки и при подсветке (T = 300 K)

Для композита с НП CdSe наблюдается существенный рост сопротивления в темновых условиях по сравнению с чистым фталоцианином лютеция, что объясняется захватом основных носителей (дырок) на уровни в НП CdSe. При подсветке сопротивление композита уменьшается, а напряжение резистивного переключения возрастает почти в два раза. Данные эффекты объясняются инжекцией носителей неосновного типа (электронов) из НП в полимерную матрицу. Этот результат может быть использован для создания эффективной резистивной памяти на основе фталоцианини лютеция n-типа с НП CdSe.

Заключение

Показано, что внедрение нанопластинок CdSe приводит к снижению напряжений резистивных переключений до значений, близких к применимым в электронике, и увеличению количества циклов переключений до 10^6. Определены механизмы проводимости для проводящего и непроводящего состояний. Рассмотрена модель, объясняющая снижение изменения резистивных переключений при внедрении частиц. Подтверждена возможность направленной инжекции и контроля резистивных переключений в композите на основе фталоцианини лютеция n-типа с нанопластинками CdSe.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-07-00961.

Получение сингулярных (001) террас на поверхности монокристаллического алмаза

Ю.Н. Дроздов[1], П.А. Юнин[1,*], В.В. Чернов[2], В.А. Исаев[2], С.А. Богданов[2], А.Б. Мучников[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.

2 Институт прикладной физики РАН, ГСП-120, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия.
*yunin@ipmras.ru

В работе обсуждаются способы экспериментальной диагностики и управления величиной отклонения плоскости поверхности монокристаллических алмазных HPHT (High Pressure, High Temperature) подложек относительно кристаллографических плоскостей (001). При травлении подложек в плазме СВЧ разряда в чистом водороде либо в водород-кислородной смеси наблюдается формирование сингулярных террас с ориентацией поверхности (001). Это явление может быть использовано как для экспресс-анализа ориентации подложки, так и для получения сингулярных (001) участков макроскопических размеров.

По совокупности свойств монокристаллический CVD (Chemical Vapor Deposition) алмаз является исключительным материалом, поэтому уже в настоящее время он активно используется в электронике, оптике, акустоэлектронике, физике высоких энергий и ряде других областей [1]. Рост алмазных пленок «электронного» качества в основном осуществляется гомоэпитаксиально на монокристаллических алмазных подложках. Свойства гомоэпитаксиальных пленок сильно зависят от параметров подложки. Важным параметром является величина разориентации подложки, т.е. отклонение плоскости поверхности подложки от определенной кристаллографической плоскости. Свойства эпитаксиально выращенного слоя CVD алмаза могут заметно различаться даже для роста на областях одной и той же блочной подложки с различными углами разориентации [2]. Таким образом, важной частью процесса роста эпитаксиальных пленок алмаза является этап получения алмазных подложек с известной величиной отклонения кристаллографических плоскостей (001) от плоскости поверхности (с точностью не хуже 0,05 градуса). Такая задача требует разработки как методик прецизионной диагностики ориентации кристаллографических осей, так и методов предварительной обработки поверхности алмазной подложки.

В качестве подложек в наших экспериментах были использованы алмазные подложки фирмы New Diamond Technologies (г. Сестрорецк) в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами 3,5×3,5×0,5 мм. Подложки были вырезаны из искусственного HPHT (High Pressure, High Temperature) кристалла алмаза таким образом, чтобы поверхность была приблизительно параллельна кристаллографическим плоскостям (100). Угол разориентации используемых подложек варьируется в пределах до 6° и заранее неизвестен.

В качестве метода контроля ориентации подложек использовалась рентгеновская дифрактометрия (РД) для нахождения ориентации кристаллографической плоскости (001) совместно с оптическим методом прецизионной ориентации поверхности подложки относительно осей гониометра. Обе операции проводились после закрепления подложки в держателе гониометра на дифрактометре Bruker D8 Discover. Гониометр дифрактометра позволяет осуществлять автоматизированное вращение подложек как в своей плоскости (угол φ), так и наклон в перпендикулярной плоскости (угол ψ). Применение телескопической приставки из комплекта дифрактометра ДРОН-4 позволило проводить юстировку зеркальной поверхности алмазных подложек с латеральными размерами 3,5×3,5 мм с точностью не хуже 0,02° по углу разориентации ψ. Использование специально изготовленного держателя образца позволило также с точностью до 5° определять направление отклонения в плоскости по углу φ относительно боковых граней подложки. Для контролируемого получения подложек с заданной величиной разориентации была реализована методика их шлифовки и полировки на ограночном станке, применяемом в ювелирной промышленности. Найденные методом РД углы отклонения кристаллографического направления [001] относительно нормали к поверхности (φ, Δψ) используются при шлифовке поверхности образца для уменьшения величины отклонения. Процедуры шлифовки и ориентировки могут быть повторены неоднократно

для достижения заданной величины разориентации. На данный момент возможно получение подложек с минимальной величиной разориентации 0,2°, методика продолжает совершенствоваться.

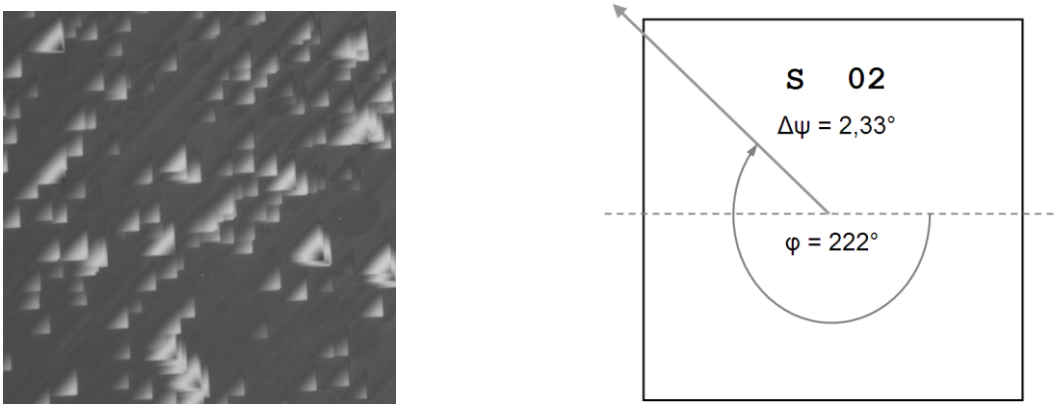
Эффективным способом удаления нарушенного слоя подложек монокристаллического алмаза является травление в плазме СВЧ разряда в чистом водороде, либо водород-кислородной смеси [3]. При травлении (давление газовой смеси 140 Торр, мощность СВЧ излучения 4 кВт) подложек с плотностью дислокаций менее 10^4 $см^{-2}$ [3] наблюдалось интересное явление – формирование массивов клинообразных мезаструктур, имеющих широкую, гладкую, слабо отклоненную от поверхности террасу и одинаковую ориентацию террас по всей поверхности подложки (см. рисунок). Исследование профилей террас с помощью интерферометра белого света Zygo New View 7300 позволило определить угол отклонения поверхности террас от поверхности подложки и направление отклонения в плоскости. Полученные для серии образцов углы (φ, Δψ) в пределах точности (до 0,5° по ψ и до 20° по φ) совпали с данными РД (см. таблицу). Это означает, что клинья сформированы кристаллографическими плоскостями типа (001). Природа образования такой огранки объясняется анизотропией скорости травления монокристаллического алмаза в данном режиме.

Таблица. Величины углов разориентации (φ, Δψ) алмазных подложек, определенные методами РД и оптической интерферометрии. Угол φ отсчитывается от горизонтальной грани по часовой стрелке.

Образец	$\varphi_{клин}$, °	$\varphi_{РД}$, °	$\Delta\psi_{клин}$, °	$\Delta\psi_{РД}$, °
S01	301	297	1,48	1,65
S02	224	222	1,80	2,33
S03	258	256	0,93	1,18
S05	206	187	0,57	0,60

Таким образом, формируемые при травлении террасы можно использовать для экспресс-анализа разориентации подложки. Также при достижении низких значений угла разориентации применение процедуры анизотропного травления может позволить получать сингулярные (001) макроскопические террасы, пригодные для дальнейшего CVD роста гомоэпитаксиальных пленок высокого «электронного» качества с заданными свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.B25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».



а б

Рис. *а* – Поверхность алмазной подложки S02 после травления в водород-кислородной смеси, кадр с интерференционного микроскопа Zygo New View 7300, размер кадра 0,11x0,11 мм; *б* – направление в плоскости и величина отклонения оси [001] относительно нормали к поверхности подложки S02, определенная методом РД

Литература

1. R.Sussmann (ed.). CVD diamond for electronic devices and sensors, John Wiley&Sons, 2009.
2. A.B. Muchnikov, A.L. Vikharev, J.E. Butler *et al.* // Phys. Status Solidi A, V. 212, P. 2572 (2015).
3. O.A. Ivanov, A.B. Muchnikov, V.V. Chernov // Materials Letters, V. 151, P. 115 (2015).

Диодные спазеры на основе $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ и n^{++} - Ge

А.А. Дубинов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603950.

sanya@ipmras.ru

В данной работе определены параметры поверхностной плазменной ТМ-моды для двух типов активных сред: $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ и n^{++} - Ge. Были вычислены распределения электромагнитных полей, коэффициенты поглощения и факторы оптического ограничения в плазменных ТМ-модах. Было показано, что при практически достижимых плотностях тока возможно превышение усиления над потерями и, следовательно, наблюдение стимулированного излучения в рассматриваемых спазерах.

Введение

В настоящее время бурно развивается исследование лазеров с поверхностной плазменной (surface plasmon) ТМ-модой [1, 2]. По аналогии с аббревиатурой LASER в литературе [1] стал употребляться и термин “спазер” (SPASER).

Интерес к спазерам, в том числе на основе $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$, связан с возможностью генерации моды с сильной локализацией электрического поля по сравнению с длиной волны моды в вакууме, что может быть применимо в наноэлектронике. Поверхностные плазменные волны рассматриваются как очень перспективные носители информации, которые могут заменить электроны в интегральных схемах [3].

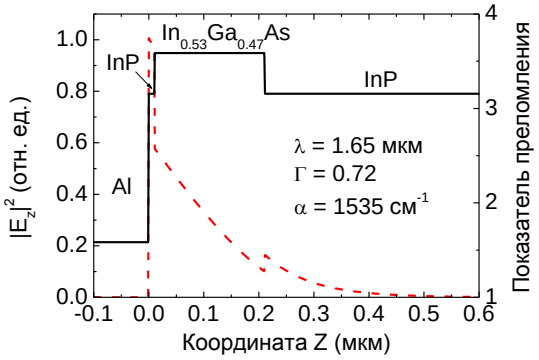


Рис. 1. Зависимости реальной части показателя преломления (сплошная кривая) и квадрата модуля z - компоненты электрического поля ТМ моды (штриховая кривая) для $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ структуры

Кроме того, поверхностная плазменная мода локализована около границы раздела двух материалов (металл и полупроводник) с противоположными по знаку реальными частями диэлектрических проницаемостей, а следовательно, нет необходимости локализации моды еще одним слоем с меньшей реальной частью диэлектрической проницаемости (нет необходимости использования обычного диэлектрического волновода). Это может быть применимо к лазеру на основе n^{++} - Ge, выращенного на “родной” Ge подложке, что должно привести к уменьшению порогового тока из-за кардинального уменьшения дефектов в слое n^{++} - Ge в отличие от лазера со слоем n^{++} - Ge на сильно рассогласованной с ним Si подложке (с диэлектрическим волноводом) [4].

Спазер на основе $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$

Рассмотрим гетероструктуру, распределение реальной части показателя преломления в которой изображено на рис. 1. Структура состоит из n - InP подложки, на которой выращен согласованный по постоянной решетки слой p - $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ толщиной 0.2 мкм и покрытый контактным слоем p - InP толщиной 10 нм. Контактный слой также играет роль барьера для утечки носителей тока в металлический контакт (Al). Поверхностная плазменная мода в этом случае локализована около металлического контакта (см. рис. 1).

Распределение электромагнитных полей в ТМ-моде вычислялось методом матриц распространения для длины волны 1.65 мкм, которая соответствует оптическому переходу из зоны проводимости в валентную зону в слое $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ при комнатной температуре. Коэффициент поглощения поверхностной плазменной моды для такой структуры

$\alpha = 1535$ см$^{-1}$, а фактор оптического ограничения $\Gamma = 0.72$. Несмотря на огромный коэффициент поглощения в плазменной моде, коэффициент усиления в системе $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ может превышать 2000 см$^{-1}$ [2], а следовательно, возможно усиление плазменной моды, локализованной на масштабе 0.2 мкм (рис. 1).

Спазер на основе n^{++} - Ge

Рассмотрим гетероструктуру, распределение реальной части показателя преломления в которой изображено на рис. 2. Структура состоит из p - Ge подложки, на которой выращен слой n^{++} - Ge толщиной 0.4 мкм, покрытый слоем аморфного n^{++} - Si толщиной 30 нм. Можно показать, что этот слой (с меньшим показателем преломления, чем у Ge) приводит к меньшей локализации поверхностной плазменной моды около металла (Al), а следовательно, к меньшим α и Γ. Без слоя Si $\alpha = 2450$ см$^{-1}$, $\Gamma = 0.97$. Со слоем Si $\alpha = 192$ см$^{-1}$, $\Gamma = 0.23$. Несмотря на то, что Γ уменьшился со слоем Si в 4 раза, α уменьшилось в 13 раз.

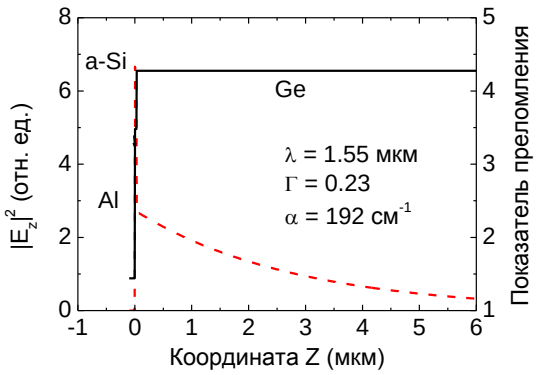


Рис. 2. Зависимости реальной части показателя преломления (сплошная кривая) и квадрата модуля z - компоненты электрического поля ТМ-моды (штриховая кривая) для n^{++} - Ge структуры

В результате, расчет (в разработанной ранее модели [5]) пороговой плотности тока j_{th} в зависимости от концентрации доноров N_d в слое n^{++} - Ge показал, что j_{th} в предлагаемом спазере длиной 1 мм (зеркалами служат сколы) может быть менее 90 кА/см^2 для $N_d = 10^{20}$ см$^{-3}$ (возможность легирования Ge донорами до такой концентрации показана в [6]) и комнатной температуры (рис. 3). Эта величина более чем в 3 раза ниже, чем экспериментально измеренное значение j_{th} в n^{++} - Ge лазере с диэлектрическим волноводом [4] (рис. 3). Отметим, что на рис. 3 также приведена зависимость j_{th} от N_d, рассчитанная в модели [5], для n^{++} - Ge лазера с диэлектрическим волноводом. Из рисунка видно согласие результата, полученного в модели [5], с результатом, теоретически полученным в работе [7]. Однако теоретическое значение j_{th} [7] меньше экспериментального [4] в 40 раз, что можно объяснить в том числе большим количеством дефектов в Ge, выращенном на Si, которые не учитывались в работе [7]. Отметим, что в рассматриваемом спазере из-за роста на Ge подложке указанные дефекты будут отсутствовать, что должно сблизить теоретическое и экспериментальное значения j_{th}.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 15 - 02 - 05272).

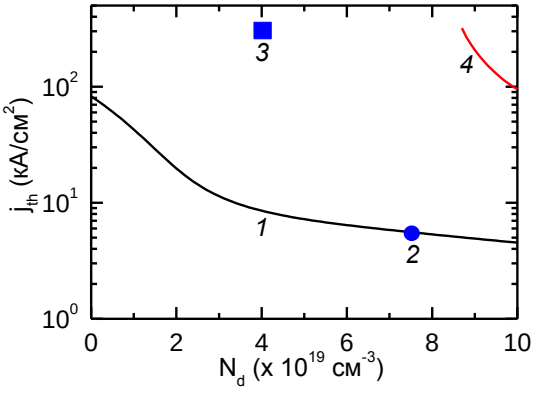


Рис. 3. Зависимость j_{th} от N_d в слое n^{++} - Ge. Кривая *1* рассчитана в рамках рассматриваемой модели [5] для структуры на Si подложке [7]. Точки *2* и *3* соответствуют теоретическому и экспериментальному значениям j_{th}, полученным в работах [7] и [4] соответственно. Кривая *4* рассчитана для рассматриваемого спазера

Литература

1. M. A. Noginov *et al.* // Nature, V. 460, 1110 (2009).
2. D. Yu. Fedyanin *et al.* // Opt. Exp., V. 19, 12524 (2011).
3. E. Ozbay // Science, V. 311, 189 (2006).
4. R. E. Camacho-Aguilera *et al.* // Opt. Exp., V. 20, 11316 (2012).
5. А. А. Дубинов // ПЖЭТФ, Т. 97, 283 (2013).
6. D. V. Yurasov *et al.* // J. Appl. Phys., V. 118, 145701 (2015).
7. J. Liu *et al.* // Opt. Exp., V. 15, 11272 (2007).

Разработка, изготовление и исследование интегрального автоэмиссионнного узла с наноразмерным кремниевым катодом

Н.А. Дюжев, М.А. Махиборода*, Е.Э. Гусев, Р.Ю. Преображенский§, А.А. Дедкова

НИУ МИЭТ, г. Москва, г. Зеленоград, площадь Шокина, дом 1.
*m.makhiboroda@gmail.com, §cogtepsum@gmail.com

Данная работа посвящена рентгеновскому источнику, включающему в себя автоэмиссионный узел, основными элементами которого являются полевой нанокатод с управляющим электродом, анодная мишень из металлической плёнки, тонкая кремниевая рентгенопрозрачная мембрана. Предложен технологический маршрут изготовления с использованием групповых операций кремниевой технологии. Определены оптимальные параметры конструкции узла для достижения высоких значений тока эмиссии и интенсивности генерируемого рентгеновского излучения

Введение

В настоящее время вопросам создания рентгеновских источников, востребованных в медицинской технике, оборудовании для рентгенофлуоресцентного анализа, систем безопасности и противодействия терроризму, уделяется все большее внимание. В качестве основного конструктивного элемента рентгеновских источников могут использоваться автоэмиссионные катоды. В рамках данной работы приводятся результаты разработки, изготовления и исследования рентгеновского источника.

Основа автоэмиссионного узла – кремниевый катод с управляющим электродом, сформированные в едином технологическом процессе. Анодная часть конструкции рентгеновского источника состоит из металлических пленочных мишеней, расположенных на тонкой рентгенопрозрачной кремниевой мембране. Данная мембрана выполняет важную конструктивную роль, обеспечивая поддержание высокого вакуума в корпусе автоэмиссионного узла, и должна, помимо обладания высокой степенью рентгенопрозрачности, выдерживать разницу давлений не менее 1 атм.

Разработка, численное моделирование и изготовление нанокатода

Предложен технологический маршрут изготовления автоэмиссионного нанокатода, основанный на стандартной кремниевой групповой технологии с проектной нормой 2 мкм [1]. Проведена оптимизация маршрута с помощью пакета программ приборно-технологического моделирования TCAD. При этом варьировались основные параметры технологических операций, такие как давление в камере, расход газов, температура, время проведения процесса. В результате анализа стандартных технологических процессов формирования слоев рассчитаны конкретные значения параметров технологических операций для данного маршрута.

Для заточки игл использована термообработка в сухом кислороде с предварительной диффузией фосфора, что позволило уменьшить время проведения окисления и создать требуемый радиус скругления.

Структура изготовленного полевого нанокатода с управляющим электродом показана на рисунке 1.

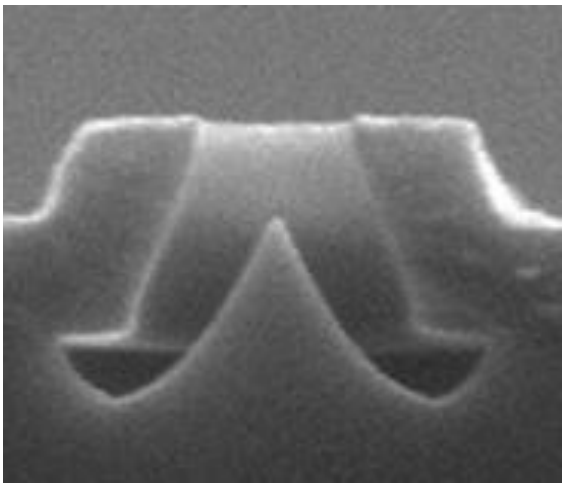


Рис. 1. Структура полевого нанокатода

Сформированный полевой нанокатод имеет величину радиуса скругления менее 10 нм. Ток эмиссии с такого полевого нанокатода достигает 10 мкА.

Разработка анодного элемента

При разработке анодного элемента наиболее важными, с точки зрения эффективности всего рентгеновского источника, параметрами являются материалы и толщины рентгенопрозрачной мембраны и закрепленных на ней рентгеногенерирующих мишеней. Толщина и материал мембраны должны обеспечивать ее механическую прочность и низкую величину коэффициента затухания проходящего через мембрану рентгеновского излучения. Материалы и толщина пленок мишеней должны обеспечивать оптимальную интенсивность генерируемого рентгеновского излучения.

В качестве материала мишени анода, генерирующей рентгеновское излучение, были выбраны Al (Z=13), W (Z=74) и Mo (Z=42). На основе метода Монте-Карло в программе Win X-Ray [2] рассчитаны траектории электронов, проникающих в материал мишени, при энергии пучка, равной 40 кэВ. Для данной энергии Al генерирует излучение $K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$, $K_{\beta1}$, W – излучение с переходами L_{α}, $L_{\beta1}$, $L_{\beta2}$, L_{γ}, M_{α}, а Mo – излучение $K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$, $K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, L_{α}, $L_{\beta1}$, $L_{\beta2}$, L_{γ}. На основе моделирования рассчитаны толщины указанных пленок, при которых достигается максимальное значение величины рентгеновского излучения на границе с мембраной. Результаты расчетов представлены в табл. 1.

Рассчитывалась толщина кремниевой мембраны. В результате расчетов поглощения рентгеновского излучения в кремнии было получено, что кремниевая мембрана толщиной 15 мкм обладает тем же коэффициентом затухания, что и у плѐнки Be толщиной 150 мкм, широко используемой в качестве рентгенопрозрачного экрана. Для расчета поглощения было использовано уравнение Бугера-Ламберта-Бера [3]. Экспериментально было показано, что кремниевая мембрана размерами 1 мм на 1 мм и толщиной 15 мкм выдерживает разность давлений в 10 атм.

Таблица 1. Толщина анодной пленки для генерации рентгеновского излучения

Материал анода		**Алюминий (Al)**							
Тип излучения		Kα1			Kα2			Kβ1	
Толщина	**generated**	8169							
***d*, нм**	**emitted**	5876			5871			6144	
Материал анода		**Вольфрам (W)**							
Тип излучения		Lα		Mα	Lβ1		Lβ2	Lγ	
Толщина	**generated**	658		798	652				
***d*, нм**	**emitted**	580		327	600		603	568	
Материал анода		**Молибден (Mo)**							
Тип излучения		Kα1	Kα2	Kβ1	Kβ2	Lα	Lβ	Lβ2	Lγ
Толщина	**generated**	1127				1648			
***d*, нм**	**emitted**	1112		1116	1117	90	94	1002	502

Заключение

Разработанный в результате данной работы рентгеновский источник демонстрирует высокие параметры автоэлектронной эмиссии и интенсивности генерируемого рентгеновского излучения.

Литература

1. Н.А. Дюжев, М.А. Махиборода, В.Э. Скворцов. Электронно-лучевой микродисплей высокого разрешения на базе кремниевого автоэмиссионного нанокатода // Первый международной форум по нанотехнологиям. Москва. 2008.
2. Demers H., Horny P., Gauvin R., & Lifshin E. Win X-Ray: A New Monte Carlo Program for the Simulation of X-Ray and Charging Materials //.Microscopy and Microanalysis, 8(S02), 1498-1499 (2002).
3. Van Bokhoven J., & Lamberti C. X-Ray Absorption and X-Ray Emission Spectroscopy: Theory and Applications. John Wiley & Sons., p. 109 (2016).

Исследование термоэлектрических свойств тонких пленок $Si_{1-x}Mn_x$, полученных методом импульсного лазерного осаждения

И.В. Ерофеева[1], М.В. Дорохин[1], В.П. Лесников[1], А.В. Здоровейщев[1], А.В. Кудрин[1,2], Д.А. Павлов[2], Ю.В. Усов[2]

1 НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950/ *dorokhin@nifti.unn.ru

Сформированы и исследованы структуры термоэлектрических преобразователей на основе высшего силицида марганца. Показано, что пленки имеют ультрамелкозернистую поликристаллическую структуру, что перспективно для получения высоких значений добротности. Измерены значения коэффициента Зеебека и фактора мощности.

Введение

В настоящее время наиболее перспективным способом повышения термоэлектрической добротности представляется переход к наноструктурам на основе уже широко используемых или новых термоэлектрических материалов [1]. Известно, что термоэлектрический материал должен одновременно обладать высокой удельной электропроводностью, большой величиной термо-ЭДС и низкой теплопроводностью. Термо-ЭДС и электропроводность зависят только от электронных свойств материалов. Часто эти величины объединяют в так называемый фактор мощности. В наноматериалах повышение добротности может быть обеспечено с помощью недоступных в классических системах механизмов: уменьшение теплопроводности за счет рассеяния фононов на границах раздела, изменение вида плотности состояний вблизи уровня Ферми, повышающее термо-ЭДС и др.

В настоящей работе приводятся результаты исследований термоэлектрических свойств эпитаксиальных наноструктур на основе высшего силицида марганца (ВСМ). Ранние исследования в объемном ВСМ [2] показали, что в области комнатных и средних температур (300-700 К) его теплопроводность мало меняется с температурой, а комплекс электрических параметров является благоприятным для применения в качестве термоэлектрического материала. Поэтому наноструктурированный ВСМ может рассматриваться как перспективный материал создания термопреобразователя, а исследования, направленные на оптимизацию его термоэлектрических свойств, являются актуальными.

Методика эксперимента

Задачей настоящего исследования являлось получение слоев $Si_{1-x}Mn_x$ нанометровой толщины методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО), установление температурной зависимости термо-ЭДС, определение коэффициента Зеебека (α) и фактора мощности ($\alpha^2 \cdot \sigma$) в интервале 300-500 К. Исследуемые структуры сформированы на подложке Si (100) в установке ИЛО путѐм поочерѐдного распыления Mn и Si (КДБ-0.05) мишеней. Состав слоев был $Si_{0.53}Mn_{0.47}$, что определялось по измерениям методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии посредством детектора X-max, являющегося элементом высокоразрешающего просвечивающего электронного микроскопа (ВРПЭМ) JEM-2100F [3]. Для измерения термо-ЭДС на исследуемые образцы были нанесены золотые омические контакты. Образец размещался одним концом (далее - "горячий конец") на графитовой пластине, которая разогревалась излучением галогеновой лампы до определенной температуры. Другой конец образца ("холодный конец") оставался свободным и не находился в контакте с нагреваемой поверхностью. Измерения термо-ЭДС проводились в условиях форвакуума ~10^{-3} Торр.

Результаты и обсуждение

Исследования ВРПЭМ показали, что пленки представляют собой текстурированный кристалл, со-

стоящий из наноразмерных монокристаллических блоков с характерным размером ~10 нм (рис. 1). Подобная ультрамелкозернистая нанокристаллическая текстура обеспечивает большое число границ внутри слоя $Si_{1-x}Mn_x$, что с одной стороны увеличивает рассеяние носителей заряда и ведет к уменьшению электропроводности, но, с другой стороны, значительно уменьшает теплопроводность, повышая рассеяние фононов на границах [1] блоков с разным направлением роста, что должно заметно увеличивать добротность термопреобразователя.

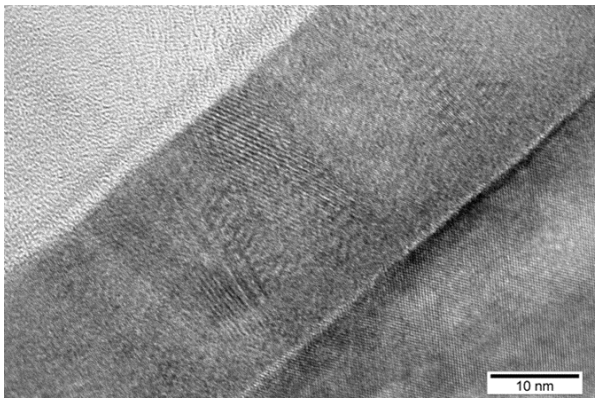


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение среза структуры $Si_{0.53}Mn_{0.47}$/Si, полученное на ВРПЭМ

При создании термоэлектрических материалов с высокой добротностью, получаемой за счет низкой теплопроводности, стараются подобрать условия формирования и состав такими, чтобы материал имел наноразмерные включения, например второй фазы химического состава, либо вводят их специально [1]. В нашем случае структура, содержащая рассеивающие нанообъекты, получается автоматически в процессе роста, при этом состав пленки имеет одну фазу, что положительно отражается на создании термо-ЭДС: не имея неоднородностей химического состава (по данным ЭДРС) на создание термо-ЭДС работает весь объем материала.

Рассчитанные значения коэффициент Зеебека (α) увеличиваются при повышении средней температуры измерений $T_{ср} = (T_г + T_х)/2$, где $T_г$ - температура горячего конца, $T_х$ - температура холодного конца (данные не приведены). Имеет место нелинейный рост α от 23 мкВ/К при температуре горячего конца 90 °C ($T_{ср}$=76,5 °C) до 87 мкВ/К - при 330 °C ($T_{ср}$=265 °C). Величина удельного сопротивления ρ слоя $Si_{0.53}Mn_{0.47}$ уменьшается с ростом температуры и сохраняет эту тенденцию и при более высоких температурах (рис. 2, точки). Наблюдаемый минимум $\rho(T)$ может быть приближением к фазовому переходу ферромагнетик-парамагнетик (T_c > 300 К в рассматриваемых образцах) [3], величина перепада при этом невелика и составляет не более 10 %, что практически не отражается на зависимости фактора мощности от T (рис. 2, линия). Фактор мощности $\alpha^2 \cdot \sigma = \alpha^2/\rho$ в исследуемом образце нелинейно возрастает с температурой и достигает значения 1.8 мВт/К^{2}м при $T_{ср}$ = 220 °C.

Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления (темные кружки) и фактора мощности (линия) $Si_{0.53}Mn_{0.47}$ от температуры

Таким образом, в работе показано, что метод импульсного лазерного осаждения может применяться для формирования слоёв термоэлектрических материалов с ультрамелкозернистой поликристаллической структурой. Приведенные результаты, хоть и ниже максимальных известных значений, но были получены для пленки толщиной всего 25 нм. Поэтому при выращивании многослойных гетероструктур, например $(Si_{1-x}Mn_x/Si)_N$, предполагается возможным получение более высоких значений $\alpha^2 \cdot \sigma$ за счет сохранения высокой электропроводности вдоль интерметаллических слоев $Si_{1-x}Mn_x$ и повышения коэффициента Зеебека при увеличении числа слоёв. Также можно повысить добротность, снижая теплопроводность благодаря введению дополнительных границ раздела между слоями.

Работа выполнена в рамках реализации гос. задания (№ 8.1054.2014/К, № 3.285.2014/К, № 2014/134) Минобрнауки РФ и при поддержке РФФИ (15-02-07824, 15-38-20642, 16-07-01102).

Литература

1. А.В. Дмитриев, И.П. Звягин // УФН, Т.180, 821 (2010).
2. Е.Н. Никитин, В.И. Тарасов, Тамарин П.В. // ФТТ, Т. 11, вып. 1, 234 (1969).
3. Е.С. Демидов, Е.Д. Павлова, А.И. Бобров // Письма в ЖЭТФ, Т. 96, 790 (2012).

Люминесцентные свойства многослойных структур нанокристаллический кремний/диэлектрик, подвергнутых термообработке в водороде

А.В. Ершов[1]*, Д.А. Грачев[1], А.М. Легков[1], А.Н. Яблонский[2,1], Б.А. Андреев[2,1]

1 Университет Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

* ershov@phys.unn.ru

Экспериментально исследовано влияние отжига в атмосфере молекулярного водорода (гидрогенизации) и дегидрогенизации на фотолюминесценцию многослойных нанопериодических структур НК Si/диэлектрик (SiO_2, Al_2O_3, ZrO_2). Показано, что водород, насыщая дефекты типа оборванной связи, улучшает излучательные свойства наноструктур.

Введение

Одним из направлений современных исследований нанокремния является получение и изучение свойств ансамблей нанокристаллов (НК) Si в диэлектрической матрице с целью повышения излучательной способности непрямозонного полупроводника за счет квантово-размерного ограничения. В работе [1] был предложен метод получения слоев с НК Si, периодически разделенных нанослоями SiO_2 в направлении роста, путем формирования аморфных «сверхрешеток» SiO/SiO_2 с последующим высокотемпературным отжигом. Этот метод позволяет вертикально упорядоченные массивы НК Si в диоксидной матрице и обеспечивает независимый контроль их размеров, распределения и плотности. С другой стороны, сейчас активно изучаются ультратонкие (1 – 10 нм) слои оксидов с высокой диэлектрической проницаемостью (high-*k*-диэлектрики) [2], такие как HfO_2, ZrO_2, Al_2O_3, перспективные для замены SiO_2 в качестве подзатворного диэлектрика Si-МОП-нанотранзисторов. Цель данной работы была в изучении влияния условий отжига в инертной среде, в атмосфере водорода (гидрогенизации) и дегидрогенизации (в безводородной среде) на фотолюминесценцию (ФЛ) многослойных нанопериодических структур (МНС) a-SiO_x/диэлектрик (SiO_2, Al_2O_3, ZrO_2).

Эксперимент

МНС SiO_x/диэлектрик с периодами 8 – 20 нм и числом слоев до 60 были получены испарением в вакууме. Формирование НК Si проводили отжигом образцов в азоте при 1000 и 1100 ºС. Постгидрогенизация МНС проводилась отжигом в водороде (1 атм.) при 350 – 550 ºС в течение 1 – 2 часов. Влияние эффузии водорода изучали под действием отжига в азотной атмосфере при температурах 500 – 900 ºС. Спектры стационарной ФЛ измерялись на монохроматоре SP-150 (350 – 900 нм) при накачке N_2-лазером (337 нм) и Ar-лазером (488 нм). Для регистрации спектров возбуждения и кинетики люминесценции с наносекундным временным разрешением использовались оптический параметрический генератор MOPO-SL (SpectraPhysics) с длительностью импульсов 5 нс при частоте повторения 10 Гц, перестраиваемый в диапазоне λ=0.44 – 2.5 мкм, и приемники Hamamatsu NIR-PMT в ИК области, а также фотоумножитель с рабочим диапазоном 0.4 – 0.9 мкм. Спектральное разрешение обеспечивалось монохроматором SP2300 Princeton Instruments.

Результаты и обсуждение

По данным ФЛ МНС *a*-SiO/диэлектрик, отожженных при 1100 ºС, имеет место наличие полос: при 420 – 550 нм, связываемая с излучательными F-центрами в Al_2O_3 или ZrO_2, а также с вакансионными дефектами SiO_x ($x < 2$), образующимися в процессе отжига на границах «нановключение – матрица» и нефазовыми включениями кремния; и при 850 – 900 нм, связываемая нами с образованием нанокристаллов кремния в диэлектрической матрице при высокотемпературном отжиге.

Термообработка в водороде при 350 – 500 ºС отожженных при 1100 ºС МНС *a*-SiO_x/диэлектрик повышает ФЛ от НК Si в 3 – 5 раз и уменьшает интенсивность дефектных коротковолновых полос, что мы связываем с насыщением оборванных связей (включая P_b-центры) водородом. Максимальное увеличение интенсивности ФЛ достигается после гидрогенизации при температурах 450 – 500 ºС. Кроме того, наблюдается красное смещение пика ФЛ под действием водорода из-за более эффективной пассивации крупных НК Si с большим количеством оборванных связей по сравнению с мелкими НК. При этом НК Si большего размера, вследствие зависимости положения уровней квантования от размеров, дают ФЛ в низкоэнергетической области. Спектры ФЛ МНС SiO_x/ZrO_2 и SiO_x/Al_2O_3, предварительно отожженных при 1000 и 1100 °С (соответственно), не подвергнутых и подвергнутых гидрогенизации, приведены на рисунках 1 и 2.

Рис. 1. Спектры ФЛ МНС SiO_x/ZrO_2, отожженных при 1000 °С в атмосфере N_2 с последующей гидрогенизацией

При температурах гидрогенизации МНС *a*-SiO_x/диэлектрик выше оптимальной (450 – 500 ºС) пассивация становится менее эффективной вследствие нарастания конкурентной эффузии водорода из образцов МНС, повышения концентрации оборванных связей и роста вероятности влияния каналов безызлучательной рекомбинации (рисунок 3). Последующий отжиг гидрогенизированных образцов в безводородной среде при температурах до 900 ºС приводит к уменьшению интенсивности ФЛ от НК Si из-за нарастающей эффузии водорода (рис. 3).

Найдено, что влияние водорода на ФЛ МНС SiO_x/диэлектрик несколько отличается для разных используемых материалов. Наибольшая эффективность пассивации достигнута для случая SiO_2, а наименьшая для ZrO_2, что связано с химическим взаимодействием материалов слоев с образованием силикатных соединений при отжиге.

Рис. 2. Спектры ФЛ МНС SiO_x/Al_2O_3 отожженных при 1100 °С в атмосфере N_2 с последующей гидрогенизацией

Рис. 3. Поведение интегральной интенсивности ФЛ от НК Si при термообработке гидрогенизации и дегидрогенизации. Штриховая линия – исходная МНС НК Si/Al_2O_3

В докладе обсуждаются данные по кинетике фотолюминесценции образцов, подтверждающие эффекты насыщения дефектов типа оборванной связи. Обсуждаются также проблемы и перспективы гидрогенизации диэлектрика с массивами НК Si как оптически активной среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Проекты № 14-02-00119 и № 15-02-05086).

Литература

1. M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 80, 661 (2002).
2. G.D. Wilk, R.M. Wallace, J.M. Anthony // J. Appl. Phys., V. 89, 5243 (2001).

Влияние фонового содержания Sn на формирование Ge островков на поверхности Si(100)

М.Ю. Есин[1, *], А.И. Никифоров[1, 2], В.А. Тимофеев[1], В.И. Машанов[1], А.Р. Туктамышев[1], О.П. Пчеляков[1, 2]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Национальный исследовательский Томский государственный университет РАН, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

*yesinm@isp.nsc.ru

В работе были исследованы структуры с Ge островками, выращенными на подложках Si(100) при температурах роста 250°C и 500°C с фоновым содержанием и без фона атомов Sn в камере роста. Полученные результаты показали, что фоновое содержание Sn оказывает влияние на размеры и плотность массива островков.

Введение

Проявление самоорганизации в системе Ge – Si позволило получать квантовые точки нанометровых размеров с плотностью 10^{10} – 10^{11} см$^{-2}$ [1, 2]. Система квантовых точек представляет большой потенциал в применениях наноэлектроники и фотоники. Основными требованиями к квантовым точкам являются следующие: высокая плотность островков, однородность по размерам и размер наноостровков, обеспечивающий проявление эффектов размерного квантования [1, 2]. Рост Ge на поверхности Si(100) происходит по механизму Странского–Крастанова (СК). Возможно появление двух типов островков: hut и dome [3]. При росте гетеослоев GeSn/Si с небольшой концентрацией Sn также наблюдается механизм СК, но процесс формирования этих структур отличается [4].

Методика эксперимента

Исследования проводились на подложке Si(100), которая предварительно подвергалась очистке для получения чистой и гладкой поверхности. Образцы были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и состояли из следующих слоев: 1 – подложка Si(001), 2 – буферный слой кремния, 3 – слой Ge. Параметры условий роста структур указаны в таблице 1. Основное различие состояло в том, что образцы № 9, 10 были получены в камере, в которой установлен источник Sn, а образцы № 941, 942 в камере без источника Sn. Контроль структуры и морфологии пленок осуществлялся с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО).

Таблица 1. Параметры условий роста.

Образец №	Температура роста островков Ge, °C	Скорость роста Ge, Å/с	Эффективная толщина слоя Ge, Å
941	500	0,1	10,4
942	250	0,08	6,16
9	250	0,1	5
10	500	0,1	2,5

Результаты и обсуждение

На рисунках 1, 2, 3, 4 показаны АСМ-изображения поверхностей структур Ge/Si(100) образцов № 942, 941, 10, 9 соответственно.

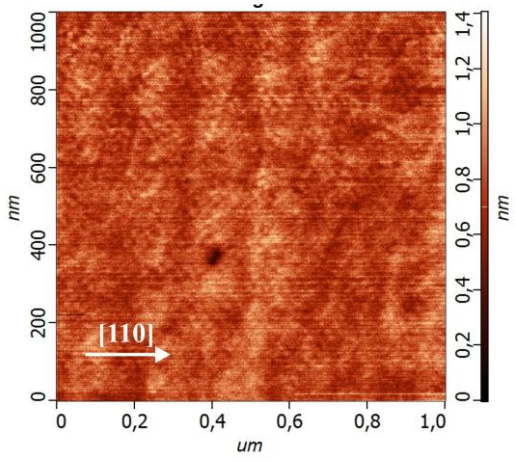


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности 1×1 мкм^2 структуры Ge/Si(100) полученной при температуре 250°C с эффективной толщиной слоя Ge 6,16 Å (образец № 942)

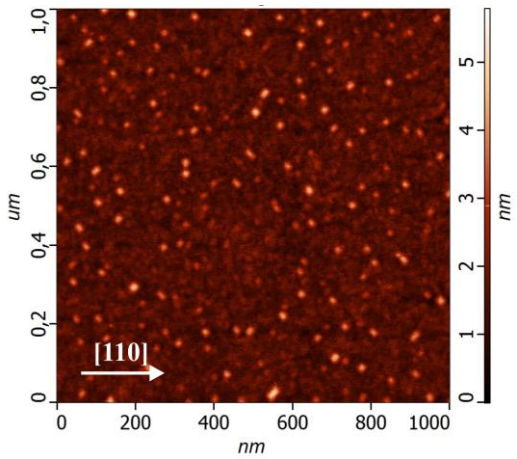


Рис. 2. АСМ-изображение поверхности 1×1 мкм^2 структуры Ge/Si(100), полученной при температуре 500°C с эффективной толщиной слоя Ge 10,4 Å (образец № 941)

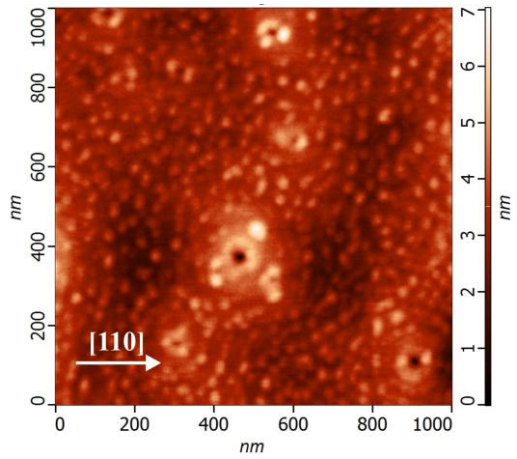


Рис. 3. АСМ-изображение поверхности 1×1 мкм^2 структуры Ge/Si(100), полученной при температуре 500°C с эффективной толщиной слоя Ge 2,5 Å (образец № 10, полученный в камере с источником Sn)

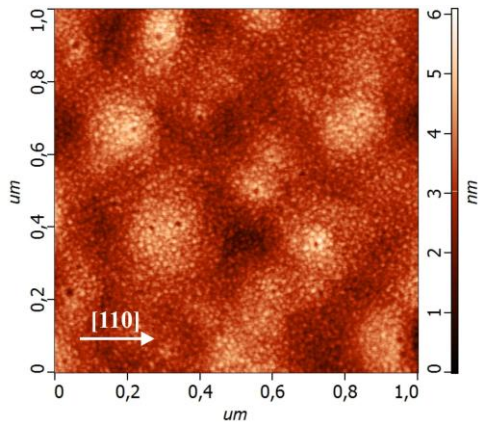


Рис. 4. АСМ-изображение поверхности 1×1 мкм^2 структуры Ge/Si(100), полученной при температуре 250°C с эффективной толщиной слоя Ge 5 Å (образец № 9, полученный в камере с источником Sn)

На АСМ-изображениях поверхности образцов № 941, 10, 9 присутствуют островки. В таблице 2 показаны характеристики островков и RMS поверхности.

Таблица 2. Характеристики островков и RMS поверхности.

Образец №	Плотность, см$^{-2}$	Латеральный размер, нм	Высота, нм	RMS, нм
941	1,6×10^{10}	27±6	2±0,5	0,33
942	-	-	-	0,13
9	4,4×10^{11}	15±3	1,2±0,3	0,65
10	5,6×10^{10}	43±7	1,4±0,4	0,72

Фоновая концентрация олова образуется вследствие использования в камере источника Sn. Мы предполагаем, что в процессе роста буферного слоя Si в нем накапливалось Sn, которое сегрегирует на поверхности. Из полученных результатов следует, что толщина перехода от двумерного к трехмерному росту (2D-3D) при понижении температуры в структурах с содержанием Sn увеличивается, а в структурах без содержания Sn уменьшается, что говорит о разных механизмах роста. При понижении температуры во всех структурах наблюдалось увеличение плотности островков и уменьшение размеров.

Заключение

Фоновое содержание Sn оказывает влияние на формирование островков. Наблюдались изменения толщины перехода 2D-3D, обусловленные изменением механизма роста, размера и плотности островков.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-29-07153-офи_м, № 16-32-60005-мол_а_дк) и при поддержке Программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература

1. О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 34, В. 11 (2000).
2. K. Wang, D. Cha, J. Liu, *et al.* // Proceedings of the IEEE, V. 95. № 9. pp. 1866–1883. (2007).
3. A. Rastelli // PhD Thesis, p. 141 (2002).
4. V. Mashanov, V. Ulyanov, V. Timofeev, *et al.* // Nanoscale Research Letters, V. 6. p. 85. (2011).

Гамильтониан гетероструктуры с произвольной кристаллографической ориентацией в рамках приближения огибающих функций

М.С. Жолудев*

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*zholudev@ipmras.ru

В рамках приближения огибающих функций разработан метод построения гамильтониана, учитывающего встроенную деформацию и квантующее магнитное поле, для гетероструктуры с произвольной кристаллографической ориентацией. Данная процедура применима к моделям с произвольным набором базисных функций, учитывающим слагаемые до 2-го порядка по **k** включительно.

Гетероструктуры, выращенные на низкосимметричных атомных плоскостях, представляют большой интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. С одной стороны, кристаллографическая ориентация слоёв влияет на электронные и оптические свойства гетероструктуры. С другой стороны, применение низкосимметричных подложек позволяет существенно уменьшить время изготовления таких образцов.

Теоретические модели, используемые для расчёта энергетического спектра носителей заряда, как правило, предполагают, что гетероструктура выращена в направлении (001). При этом обобщение этих моделей для произвольной ориентации структуры проводилось только в рамках конкретных моделей с гамильтонианом размерности 8x8 и 6x6 [1,2].

В данной работе предлагается универсальный подход, который позволяет в рамках приближения огибающих функций получить гамильтониан произвольной размерности, учитывающий члены до 2-го порядка по **k** включительно, для гетероструктуры с произвольной ориентацией.

В рамках **kp**-метода волновая функция в объёмном полупроводнике представляется в виде:

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{kr}} \sum_n F_n u_n(\mathbf{r});$$

где $u_n(\mathbf{r})$ — базисные функции. В качестве базиса, как правило, выбирают блоховские функции в точке зоны Бриллюэна с высокой симметрией [3].

Энергетический спектр носителей заряда вычисляется путём решения стационарного уравнения Шрёдингера:

$$\mathbf{H}(\mathbf{k})\mathbf{F} = E\mathbf{F}; \qquad (ф1)$$

где $\mathbf{H}(\mathbf{k})$ — гамильтониан, представляющий собой матрицу с элементами следующего вида:

$$H_{mn}(\mathbf{k}) = \mathbf{q}^{\mathrm{T}} \mathbf{D}_{mn}(\mathbf{r})\, \mathbf{q};$$

где

$$\mathbf{q} = (1, \quad k_x, \quad k_y, \quad k_z)^{\mathrm{T}};$$

а $\mathbf{D}_{mn}(\mathbf{r})$ — некоторая матрица, зависящая от параметров материала, которые, в свою очередь, зависят от координат.

С помощью метода инвариантов [4] гамильтониан можно представить в следующем виде:

$$\hat{\mathbf{H}}(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) = \qquad (ф2)$$

$$= \sum_{ab;c} \gamma^{(ab;c)} \sum_j \mathbf{U}_j^{(ab;c)} \left(\mathbf{q}^{\mathrm{T}} \mathbf{Q}_j^{(c)}\, \mathbf{q}\right) +$$

$$+ \sum_{ab;c} \xi^{(ab;c)} \sum_j \mathbf{U}_j^{(ab;c)} \left(\mathbf{K}_j^{(c)} * \boldsymbol{\varepsilon}\right);$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}$ — тензор деформации, γ и ξ — параметры материала, а $\mathbf{U}$, $\mathbf{Q}$ и $\mathbf{K}$ — матрицы, которые зависят только от симметрии кристалла и направления координатных осей. Символ «$*$» означает сумму произведений соответствующих элементов двух матриц.

Индексами a, b и c обозначены неприводимые представления группы точечной симметрии кристалла. При этом представление c должно содержаться в прямом произведении представлений a и b.

В рамках метода огибающих функций волновая функция электрона в гетероструктуре представляется в виде:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_n F_n(\mathbf{r})\, u_n(\mathbf{r});$$

где $F_n(\mathbf{r})$ — огибающие функции, а базисные функции $u_n(\mathbf{r})$ совпадают с объёмными для одного из полупроводников, составляющих гетероструктуру. При этом гамильтониан в уравнении Шрёдингера (ф1) уже представляет собой матрицу операторов.

Гамильтониан Бѐрта–Форемана [5,6,7] для гетероструктуры получается из гамильтониана объѐмного полупроводника путѐм следующих замен:

$$\mathbf{k} \to \hat{\mathbf{k}} = -i\nabla;$$
$$\gamma k_\alpha \to \hat{k}_\alpha \gamma_1(\mathbf{r}) + \gamma_2(\mathbf{r})\hat{k}_\alpha;$$
$$\gamma k_\alpha k_\beta \to \hat{k}_\alpha \gamma_1(\mathbf{r})\hat{k}_\beta + \hat{k}_\beta \gamma_2(\mathbf{r})\hat{k}_\alpha.$$

Таким образом, вместо выражения (ф2) мы получим гамильтониан следующего вида:

$$\hat{\mathbf{H}}(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) = \qquad (ф3)$$
$$= \sum_{ab;c} \sum_j \mathbf{U}_j^{(ab;c)} \left(\hat{\mathbf{q}}^{\mathrm{T}} \left[\gamma^{(ab;c)}(\mathbf{r})\, \mathbf{Q}_j^{(c)} \right] \hat{\mathbf{q}} \right) +$$
$$+ \sum_{ab;c} \xi^{(ab;c)}(\mathbf{r}) \sum_j \mathbf{U}_j^{(ab;c)} \left(\mathbf{K}_j^{(c)} * \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}) \right).$$

При переходе в новую систему координат в гамильтониане (ф3) преобразуются только матрицы $\mathbf{Q}$, $\mathbf{K}$ и $\mathbf{U}$:

$$\mathbf{Q}' = \mathbf{T}_q \mathbf{Q} \mathbf{T}_q^T; \qquad \mathbf{K}' = \mathbf{T}_k \mathbf{K} \mathbf{T}_k^T; \qquad \mathbf{U}' = \mathbf{T}_F \mathbf{U} \mathbf{T}_F^T.$$

Здесь $\mathbf{T}_k$ — матрица поворота вектора квазиимпульса ($\mathbf{k}$), $\mathbf{T}_q$ — матрица поворота вектора $\mathbf{q}$, а $\mathbf{T}_F$ — матрица поворота вектора огибающих ($\mathbf{F}$). Матрицы $\mathbf{T}_k$ и $\mathbf{T}_F$ можно получить стандартным способом [1,2,8], а $\mathbf{T}_q$ легко получить из $\mathbf{T}_k$.

Таким образом, гамильтониан гетероструктуры с произольной ориентацией может быть получен путѐм численных расчѐтов без применения символьных преобразований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 15-02-08274, 15-02-05154, 15-52-16017, 15-52-16012), Российской академии наук, гранта Президента РФ № МК-6830.2015.2.

Литература

1. J. Los, A. Fasolino, A. Catellani // Physical Review B, V. 53, 4630 (1996).
2. O.E. Raichev // Physical Review B, V. 85, 045310 (2012).
3. J.M. Luttinger, W. Kohn // Physical Review, V. 97, 869 (1955).
4. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *«Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках»*. Наука, 1972.
5. G. Bastard. *«Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures»*. Les Editions de Physique, 1991.
6. M.G. Burt // Journal of Physics: Condensed Matter, V. 4, 6651 (1992).
7. B.A. Foreman // Physical Review B, V. 48, 4964 (1993).
8. М.С. Жолудев, Ф. Теп, С.В. Морозов // Письма в ЖЭТФ, Т. 100(12), 895 (2014).

Акцепторы в кремнии как активная среда в терагерцевом диапазоне частот

Р.Х. Жукавин[1, *], К.А. Ковалевский[1], М.Л. Орлов[1], В.В. Цыпленков[1], S.G. Pavlov[2], H.-W. Hübers[2, 3], N. Dessmann[3], В.Н. Шастин[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087.

2 DLR Insitute of Optical Sensor system, Rutherford strasse 2,Berlin, 12489, Germany.

3 Humboldt University of Berlin, Institute of Physics, Unter den Linden strasse 6, Berlin, 10099, Germany.

*zhur@ipmras.ru

Результат по терагерцовому стимулированному излучению из Si:B при резонансном возбуждении не дает прямого ответа на вопрос, какова его природа: инверсионный механизм или вынужденное комбинационное рассеяние. Использование данных других экспериментов и анализ спектра состояний позволяет предложить несколько возможных сценариев развития стимулированного излучения. Приведены результаты измерения времен внутрицентровой релаксации кремния, легированного бором, полученные методом pump-probe. Приведены данные эксперимента по наблюдению спонтанного излучения из кремния, легированного бором, при возбуждении излучением CO_2 лазера, то есть фотоионизации, в зависимости от величины приложенного давления.

Введение

Развитие источников когерентного излучения терагерцового диапазона частот на основе полупроводниковых материалов с применением различных принципов уже достаточно давно является одним из направлений физики наравновесных распределений. В частности, наиболее продвинутыми считаются монополярные квантово-каскадные лазеры на основе соединений AlGaAs/GaAs. В кремнии лазерного эффекта удалось добиться при использовании оптической накачки переходов между уровнями доноров пятой группы (P, As, Sb, Bi). Использование оптической накачки акцепторов в кремнии до недавнего времени не приносило результата. Стимулированный эффект в кремнии, легированном бором (Si:B), был получен при внутрицентровой накачке с использованием излучения лазера на свободных электронах. В отличие от доноров пятой группы, где генерация была получена как для внутрицентрового возбуждения, так и ионизации, лазерный эффект для акцепторов наблюдается лишь при возбуждении вблизи так называемой линии 4 (состояния $1\Gamma^-_7$, $1\Gamma^-_6$ и $4\Gamma^-_8$). Спектр стимулированного излучения представлен одной линией на частоте 1.7 ТГц (7.2 мэВ). На данный момент не существует однозначного объяснения полученного эффекта, что связано с недостаточным знанием релаксационных механизмов и спектра состояний в акцепторах. В работе представлен краткий обзор возможных схем усиления при оптическом возбуждении Si:B.

Механизмы лазерной генерации в Si:B при оптическом возбуждении

Как известно, для доноров были реализованы два механизма, а именно инверсионный механизм, когда время жизни верхнего лазерного уровня больше нижнего, а также механизм, основанный на вынужденном комбинационном рассеянии (рамановский лазер). Рамановский лазер был получен при внутрицентровой накачке излучением лазера на свободных электронах с длительностью импульса порядка 5 пс и периодом повторения импульсов 1 нс. В случае резонансной накачки довольно трудно определить природу задействованного механизма, особенно, если время жизни накачиваемого уровня мало. Для случая когда время жизни значительно превышает время возбуждения, инверсионный механизм в резонансном случае предпочтительнее, так как время развития стимулированного излучения в среде больше.

Иллюстрация различных схем усиления представлена на Рис.1. Существование инверсии на переходе $1\Gamma^-_8 - 1\Gamma^+_7$ зависит от энергетического зазора между ними и зазора между $1\Gamma^+_7$ и основным состоянием $1\Gamma^+_8$. На данный момент существует лишь одно экспериментальное указание относительно положения уровня $1\Gamma^+_7$. В работе [2] с помощью измерений величины сдвига в спектре комбинационного рассеяния света измерено расстояние между основным уровнем и $1\Gamma^+_7$, равное 23 мэВ. Как следует из результата эксперимента, спектр представ-

лен линией, соответствующей энергиям кванта 7.2 мэВ. Если предположить, что верхним лазерным уровнем является $1\Gamma^-_8$, тогда положение нижнего лазерного уровня будет достаточно близко к опубликованному ранее значению (23 мэВ). Измерения времен жизни нечетных состояний бора указывают на значительное отклонение релаксации дырок на локализованных уровнях энергии от каскадной модели. Так, уровень $1\Gamma^-_8$ релаксирует за 60 – 70 пс, а $4\Gamma^-_8$ – 30 – 40 пс.

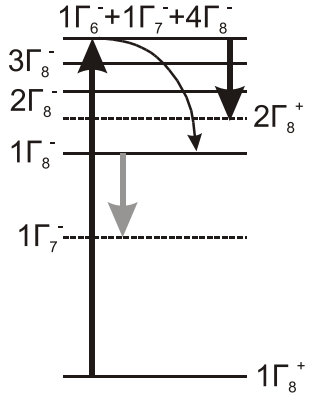


Рис. 1. Механизмы развития стимулированного излучения в Si:B при оптическом возбуждении. Стрелка вверх: накачка, черная стрелка вниз: генерация без релаксации накачиваемого уровня, серая стрелка вниз: генерация с релаксацией на уровень $1\Gamma^-_8$. Кривая стрелка: безызлучательный переход

Однако следует заметить, что накачка на любых других частотах не приводит к возникновению лазерного эффекта. По этой причине возникает альтернативное объяснение полученному эффекту. Верхним рабочим уровнем является уровень $1\Gamma^-_7+1\Gamma^-_6+4\Gamma^-_8$, тогда в качестве нижнего рабочего уровня выступает уровень $2\Gamma^+_8$. Как уже указывалось, при резонансной накачке не исключено и вынужденное комбинационное рассеяние. Так как время длительности импульса накачки и времена жизни отличаются менее чем на порядок, то, по крайней мере, вклад в эффект возможен и во втором порядке теории возмущений.

Как уже указывалось, при увеличении кванта накачки, включая случай фотоионизации, стимулированного эффекта достигнуть не удалось. Авторы связывают такой результат с тем, что, во-первых, сечение поглощения становится значительно меньше, а во-вторых, возникает населенность валентной зоны, приводящая, во-первых, к поглощению на межподзонных переходах и, во-вторых, образованию A^+ центров, являющихся эффективными поглотителями в терагерцовом диапазоне. В случае доноров в кремнии известно, что поглощение отрицательно заряженными донорами значительно снижается при приложении одноосной деформации. Кроме того, одноосная деформация должна привести к расщеплению валентной зоны. При превышении определенного порога можно ожидать снижения уровня поглощения на межподзонных переходах. Так, характерная величина расщепления составляет 4 ~мэВ/кбар. То есть при давлении свыше 2 кбар квант излучения ~7 мэВ не будет эффективно поглощаться. Для Si:B было проведено измерение спонтанного излучения в зависимости от величины приложенного давления при возбуждении CO_2 лазером при температуре 4.2 К.

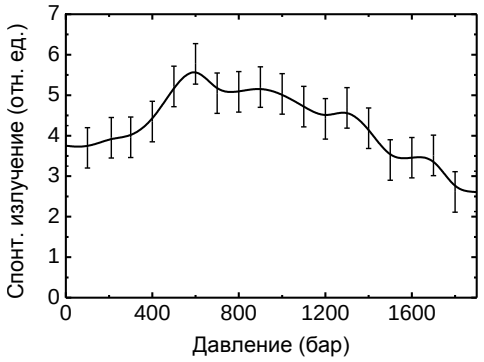


Рис. 2. Зависимость спонтанного излучения от давления вдоль [111]

На Рис. 2 приведена зависимость интенсивности спонтанного излучения от давления вдоль [111]. Как видно, при давлении порядка 600 бар зависимость имеет максимум. Наличие такого максимума можно связать с уменьшением энергии A^+ центра, что при конечном κT приводит к снижению времени жизни. Дальнейшее снижение интенсивности можно связать с появлением щели в валентной зоне и увеличением поглощения. Эффекты изменения спектра и времен релаксации требуют дальнейшего изучения.

Литература

1. S.G. Pavlov, N. Deßmann, V.N. Shastin, R.Kh. Zhukavin, B. Redlich, A.F.G. van der Meer, M. Mittendorff, S. Winnerl, N.V. Abrosimov, H. Riemann, H.-W. Hübers. Terahertz Stimulated Emission from Silicon Doped by Hydrogenlike Acceptors // *Physical Review X*, V. 4, 021009 (2014).
2. G. B. Wright and A. Mooradian. Raman Scattering from Donor and Acceptor Impurities in Silicon // *Phys. Rev. Lett.* V.18, 608 (1967).

Фотоэмиссия из *p*-GaAs(Cs,O) с положительным и отрицательным электронным сродством

А.Г. Журавлев[1,2,*], К.В. Коновалов[2], А.С. Романов[2], М.Л. Савченко[1,2], Д.М. Казанцев[1,2], В.Л. Альперович[1,2]

1 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090.

* zhuravl@isp.nsc.ru

С помощью спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии экспериментально показано, что вероятность выхода термализованных электронов из *p*-GaAs(Cs,O) в вакуум проходит через минимум при переходе от положительного к отрицательному электронному сродству. Такое поведение согласуется с моделью фотоэмиссии из подзоны размерного квантования электронов в области поверхностного изгиба зон.

Введение

Спектральный порог и величина тока фотоэмиссии из кристалла в вакуум определяются, как правило, поверхностным потенциальным барьером, который необходимо преодолеть «горячим» фотоэлектронам. Практически важным исключением является поверхность *p*-GaAs(Cs,O) с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС), на которой благодаря цезий-кислородному активирующему покрытию уровень вакуума оказывается ниже дна зоны проводимости в объеме кристалла [1]. На поверхности с ОЭС спектральный порог эмиссии соответствует ширине запрещенной зоны ε_g, а величина квантового выхода фотоэмиссии достигает больших значений $Y \sim 0.5$, что соответствует высоким значениям вероятности выхода в вакуум термализованных электронов, достигающих эмитирующей поверхности путем диффузии. При адсорбции цезия на поверхности GaAs(001) эффективное сродство снижается до $\chi^* \sim 0.1$-0.2 эВ, но остается положительным. При этом в спектрах квантового выхода фотоэмиссии наблюдаются вклады горячих и термализованных электронов [2]. Ранее установлено, что при положительном электронном сродстве (ПЭС) вероятность выхода электронов в вакуум оказывается малой ($\leq 10\%$) и нетривиальным образом зависит от величины сродства [2]. Цель данной работы – экспериментально, с помощью спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии, изучить эволюцию вероятности выхода электронов в вакуум на поверхности *p*-GaAs(Cs,O) при переходе от положительного к отрицательному электронному сродству.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились на эпитаксиальных слоях сильнолегированного *p*-GaAs(001) с концентрацией дырок 7×10^{18} см$^{-3}$. Методы приготовления чистой поверхности GaAs(001), нанесения цезия и кислорода, а также измерения спектров квантового выхода фотоэмиссии описаны в [2]. Эффективное электронное сродство χ^* и вероятность выхода электронов в вакуум определялись из сопоставления измеренных спектров с расчетом [2].

Результаты и обсуждение

Поверхность *p*-GaAs с ОЭС получалась в данной работе нанесением цезия и кислорода. Вначале на чистую Ga-обогащѐнную поверхность *p*-GaAs(001) наносилось 0.5 монослоя цезия, что приводило к уменьшению эффективного сродства до $\chi^* \approx 0.2$ эВ. Затем поверхность Cs/GaAs экспонировалась в кислороде (доза ~ 0.1 Лэнгмюр), что приводило к дальнейшему уменьшению электронного сродства до $\chi^* \approx -0.05$ эВ. На рис. 1 показаны спектры квантового выхода фотоэмиссии $Y(\hbar\omega)$, измеренные при адсорбции кислорода на поверхности Cs/GaAs. Нижний спектр на рис. 1 измерен на поверхности Cs/GaAs. В этом спектре наблюдается два порога фотоэмиссии. Высокоэнергетический порог ε_t обусловлен «прямой» фотоэмиссией горячих электронов, возбужденных светом из валентной зоны в зону проводимости выше уровня вакуума. Низкоэнергетический порог $\varepsilon_g \approx 1.4$ эВ соответ-

ствует «фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии» (photon-enhanced thermionic emission, PETE [3]) из максвелловского хвоста функции распределения электронов, рожденных светом на дно зоны проводимости, ниже уровня вакуума, и термализованных вверх по энергии благодаря взаимодействию с фононами. Адсорбция кислорода на поверхности Cs/GaAs приводит к уменьшению электронного сродства, соответственно, к снижению порога ε_t и к росту токов прямой фотоэмиссии и PETE. При некоторой дозе кислорода эффективное сродство обращается в ноль, и при дальнейшем уменьшении χ^*, в области ОЭС, в спектрах квантового выхода фотоэмиссии остается только один порог на ε_g (сплошные линии на рис. 1).

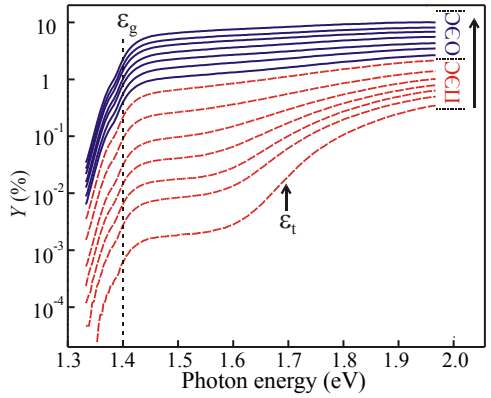


Рис. 1. Спектры квантового выхода фотоэмиссии при адсорбции кислорода на поверхности Cs/GaAs(001). Штриховые линии соответствуют положительному, а сплошные – отрицательному эффективному электронному сродству

На рис. 2 показана зависимость вероятности выхода термализованных электронов от величины электронного сродства $P_t(\chi^*)$. Видно, что зависимость $P_t(\chi^*)$ немонотонна: в области ПЭС вероятность выхода P_t уменьшается, проходит через минимум $P_t \sim 1$ % при $\chi^* \approx 0$ и увеличивается при дальнейшем снижении уровня вакуума в области ОЭС. Предположительно, причина немонотонного поведения $P_t(\chi^*)$ связана с захватом электронов в подзону размерного квантования в области поверхностного изгиба зон. При уменьшении энергии электронов в зоне проводимости вероятность захвата увеличивается, и это объясняет уменьшение P_t при уменьшении χ^* в области ПЭС. Вблизи $\chi^* \approx 0$ вероятность выхода минимальна, поскольку вероятность захвата достигает максимума, а выход со дна подзоны в вакуум требует термической активации. В области ОЭС уменьшение χ^* способствует выходу электронов в вакуум; соответственно, наблюдается рост P_t. В нашем модельном эксперименте эффективное электронное сродство снижается до $\chi^* \approx -0.05$ эВ, поэтому проявляется только начало этого роста. При дальнейшем активировании поверхности цезием и кислородом происходит снижение сродства до $\chi^* \approx -0.2$ эВ [1]. При этом дно подзоны размерного квантования оказывается выше уровня вакуума и вероятность выхода увеличивается ещё на порядок, до ~ 50%.

Таким образом, полученные данные об эволюции вероятности выхода электронов в вакуум из *p*-GaAs(Cs,O) при переходе от положительного к отрицательному эффективному сродству находятся в согласии с гипотезой о том, что вероятность выхода электронов в вакуум при однократном соударении с поверхностью мала, а высокий квантовый выход фотоэмиссии на поверхности с ОЭС обусловлен захватом фотоэлектронов в подзону размерного квантования в области поверхностного изгиба зон и многократными «соударениями» с поверхностью за время жизни в подзоне [4-6].

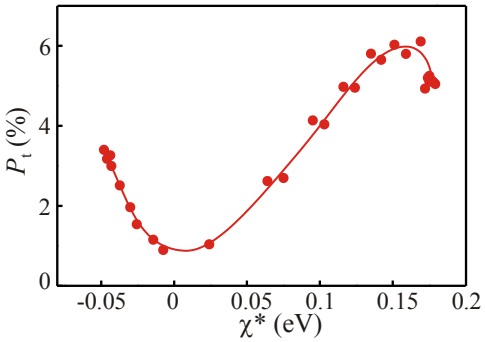


Рис. 2. Зависимость вероятности выхода термализованных электронов от величины эффективного электронного сродства на поверхности GaAs(Cs,O). Линия проведена для удобства восприятия

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 16-32-00208.

Литература

1. Р.Л. Белл, Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. – М.: Энергия, 1978, 192 с.
2. A.G. Zhuravlev et al. // Appl. Phys. Lett., **105**, 251602 (2014).
3. J.W. Schwede, et al. // Nat. Mater., **9**, 762 (2010).
4. M.G.Burt, J.C.Inkson // Appl.Phys., **9**, L5 (1976).
5. В.Л. Коротких, А.Л. Мусатов, В.Д. Шадрин // Письма в ЖЭТФ, **27**, 652 (1978).
6. Д.А. Орлов, В.Э. Андреев, А.С. Терехов // Письма в ЖЭТФ, **71**, 220 (2000).

Ангармонические блоховские осцилляции электронов в электрически смещённых сверхрешётках

К.А. Иванов[1,2,*], М.А. Калитеевский[1,2,3], A.J. Gallant[4]

1 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

2 Академический университет, ул. Хлопина, 8/3 А, Санкт-Петербург, 194021.

3 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021.

4 School of Engineering and Computing Sciences, Durham University, South Road, Durham, DH1 3LE, UK.
*kivanov@corp.ifmo.ru

Проведено численное моделирование волновых функций электрона в одномерной сверхрешётке, помещённой в электрическое поле. Расчёт энергетических уровней и волновых функций электронов был проведён методом матриц переноса. Полученные семейства волновых функций были использованы для вычисления матричных элементов и вероятностей дипольных оптических переходов электрона между уровнями штарковской лестницы на кратных блоховских частотах. В результате было показано, что кратные переходы возможны и имеют такую же зависимость от электрического поля, что и переходы на блоховской частоте. Вероятности перехода на двойной и тройной частотах оказались, соответственно, на один и два порядка меньше вероятности основного перехода.

Введение

Явление блоховских осцилляций было предсказано достаочно давно [1], и оно заключается в том, что в штарковской лестнице электронных уровней, образующейся при приложении постоянного электрического поля F к периодической структуре (с периодом d), становятся возможными межуровневые переходы на частоте (т. н. блоховская частота)

$$\omega = {eFd}/{\hbar} \qquad (1)$$

Тем не менее, в естественных периодических структурах — кристаллах наблюдение блоховских осцилляций затруднено, но возможно в сверхрешѐтках. Блоховские осцилляции сопровождаются излучением на блоховской частоте [2].

Цель настоящей работы — показать, что блоховские осцилляции не ограничиваются излучением на единственной частоте и может наблюдаться излучение на частотах, кратных ω — явление, которое можно назвать ангармоническими блоховскими осцилляциями.

Модель и методика

В нашей работе моделировались волновые функции электрона в электрически смещѐнной одномерной сверхрешѐтке [3].

Расчѐт проводился методом матриц переноса, использующим непрерывность волновой функции электрона и еѐ производной (точнее — потока) на границе слоѐв с различной (постоянной) потенциальной энергией. В одномерной сверхрешѐтке матрица переноса имеет размер 2×2 и представляет собой произведение матриц переноса через отдельные слои, которые выражаются через эффективные массы электронов и волновые векторы $k = \sqrt{2m(E-U)}/\hbar$. Пользуясь тем, что волновая функция должна убывать в обоих направлениях за пределами структуры, можно получить уравнение на энергию электрона E. Найдя набор собственных энергий путѐм численного решения такого уравнения, мы вычислили волновые функции, соответствующие этим уровням. Имея волновые функции, можно вычислить вероятности дипольных оптических переходов для любой пары уровней.

Результаты

Исследование проводилось в два этапа. На первом исследовались переходы между соседними уровнями и переходы через один и два уровня (т. е. с частотами ω, 2ω и 3ω). В результате оказалось, что вероятности дипольных переходов ненулевые и для всех типов переходов демонстрируют близкую к линейной скорость роста, уменьшаясь при этом по величине на порядок для каждой следующей крат-

ной частоты. Отметим, что для наблюдения этого необходима сверхрешѐтка с достаточным для локализации электрона на штарковском уровне числом периодов (а именно, длина сверхрешѐтки должна превышать величину $s = W/eF$, где W — ширина мини-зоны в сверхрешѐтке). Эти результаты отражены на рис. 1.

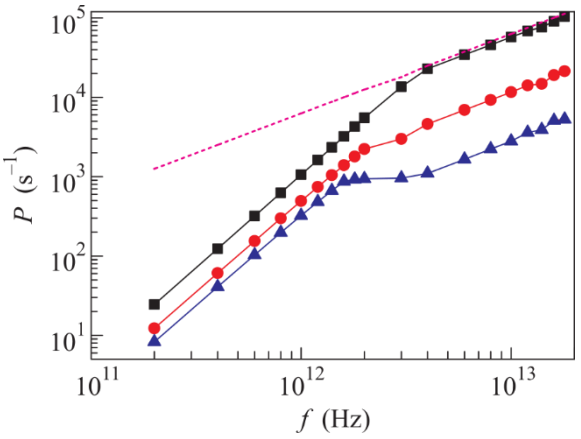


Рис. 1. Зависимость вероятности переходов на одинарной, двойной и тройной блоховских частотах (квадраты, круги и треугольники соответственно) от частоты

Таблица 1. Переходы в смещённой модулированной сверхрешётке.

Название перехода	Частота
αA	$\omega_- = \omega - \delta$
βA	$\omega_+ = \omega + \delta$
Aβ	2ω
AB	2ω
αB	$2\omega + \omega_-$
γA	$2\omega + \omega_+$

На втором этапе был исследован случай модуляции потенциала сверхрешѐтки малой величиной с удвоенным периодом. Показано, что это приводит к расщѐплению мини-зоны сверхрешѐтки на две подминизоны с зазором Δ между ними. Следовательно, бывшая прежде единой штарковская лестница эквидистантных уровней разделяется на две. Обе они имеют расстояние между уровнями $2\hbar\omega$, а минимальное расстояние между уровнями одной и другой лестницы составляет теперь $\omega - \delta$, где δ немонотонно зависит от Δ (рис. 2). Локализация электронов также изменяется, что приводит к появлению серии линий излучения, перечисленных в таблице. Зависимость интенсивности этих линий (то есть, вероятностей дипольных переходов) представлена также на рис. 2.

Итак, выявлены разнообразные варианты ангармонических блоховских осцилляций. Представленная модель может быть использована, в частности, для объяснения наблюдавшегося экспериментально терагерцевого излучения на кратных блоховских частотах в естественных сверхрешѐтках — политипах карбида кремния [4].

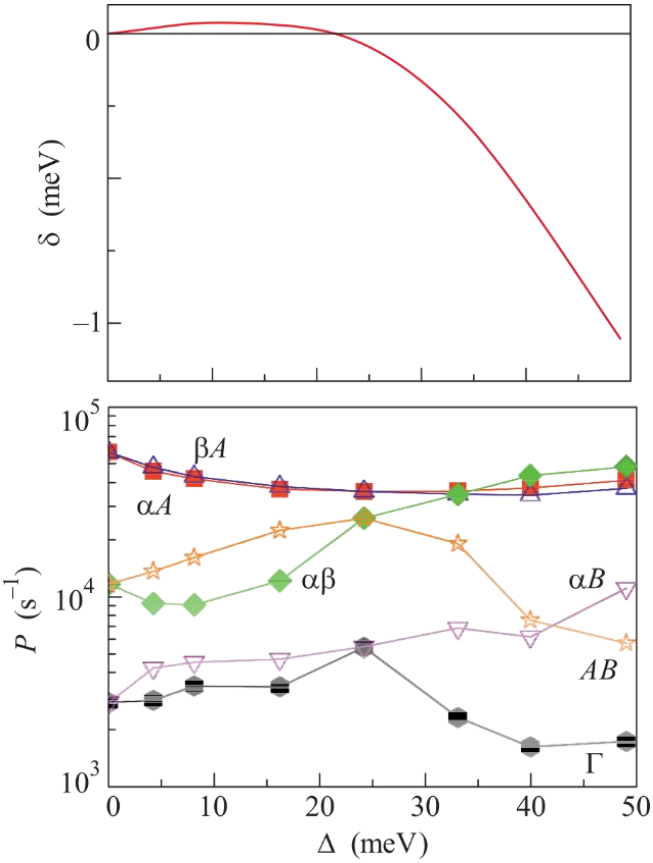


Рис. 2. Зависимость расщепления линии блоховского излучения (сверху) и вероятности различных типов переходов (снизу) от ширины запрещённой зоны в сверхрешётке с расщеплённой мини-зоной

Литература

1. F. Bloch // Z. Phys., 52, 555 (1928).
2. V.I. Sankin *et al*. // Appl. Phys. Lett., 100, 111109 (2012).
3. Г.Б. Дубровский, А.А. Лепнева // ФТТ, 19, 5, 1252 (1977).
4. В.И. Санкин и др. // ФТП, 49, 2, 249 (2015).

Геометрические параметры и транспортные свойства наногетероструктур на основе полупроводниковых соединений A^2B^6

Е.В. Иванова[1,*], М.Б. Караваев[1], Т.Б. Попова[1], И.В. Седова[1], М.В. Заморянская[1]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.
*Ivanova@mail.ioffe.ru

Проведено комплексное исследование широкозонных наногетероструктур на основе ZnSSe/ZnCdSe методами локальной катодолюминесценции (КЛ) и рентгеноспектрального микроанализа (РСМА). В результате работы было показано, что используемые методы позволяют неразрушающим способом определять глубину залегания, элементный состав и геометрические параметры наноразмерного слоя. Правильность результатов исследования контролировалась методом просвечивающей электронной микроскопии.

Введение

Лазерные гетероструктуры на основе широкозонных полупроводников A^2B^6 представляют особой интерес для создания приборов, излучающих в желто-зеленой области спектра. В связи с этим разработка новых методов определения параметров гетероструктур неразрушающим способом остается по-прежнему актуальной. В данной работе показана возможность использования метода рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) и метода локальной катодолюминесценции (КЛ) для получения информации о составе, толщине и глубине залегания квантовой ямы в наногетероструктуре.

Методика эксперимента

Объектами исследования в данной работе являлись две гетероструктуры, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии псевдоморфно на подложках GaAs (001), состоящие из следующих элементов: верхний слой ZnMgSSe, активная область (квантовая яма (КЯ) ZnCdSe, окруженная сверхрешетками ZnSSe/ZnSe), барьерный слой ZnMgSse и сверхрешетка ZnSSe/ZnSe толщиной 0,5 микрона (рис.1).

Вариация энергии первичного электронного пучка при КЛ исследованиях и определении состава методом РСМА позволяет менять область генерации катодолюминесценции и характеристического рентгеновского излучения. В первую очередь область генерации обоих процессов определяется областью торможения электронов первичного электронного пучка. На рис.1 представлены расчеты глубины проникновения электронов для исследованных структур.

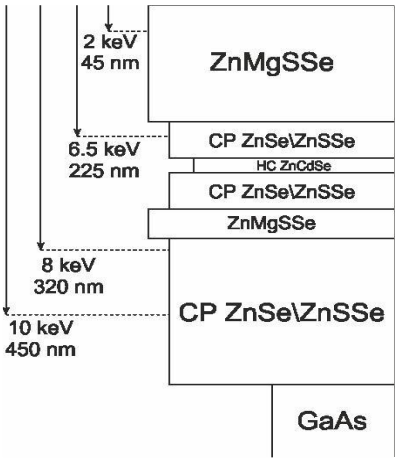


Рис. 1. Дизайн гетероструктур. Стрелками указана глубина проникновения электронов при соответствующей энергии первичных электронов

Результаты и обсуждения

Как было показано в статье [1], метод РСМА позволяет определить глубину залегания КЯ. Этот метод применим только в том случае, когда в КЯ содержится элемент, который отсутствует в остальных слоях гетероструктуры, в данном случае таким элементом является кадмий. Метод РСМА также позволяет определить содержание кадмия в КЯ. Важно отметить, что методом РСМА определяется именно относительное количество атомов в КЯ. Для определения состава КЯ необходимо знать толщину слоя. Для расчета состава КЯ ее толщина предполагалась равной 7 нм, что соответствует ростовым параметрам. Затем, основываясь на спек-

тральном положении, форме полос катодолюминесценции квантовой ямы и относительном количестве атомов кадмия в слое, определялась толщина квантовой ямы и ее состав. Оценка толщины наноразмерного слоя проводилась для КЯ с составом $Zn_{1-x}Cd_xSe$.

Положение максимума полосы КЛ может быть описано следующим выражением:

$$E_{HC} = E_{bulk}^{ZnCdSe} + E_e + E_h, \quad (1)$$

где E_{HC} – энергия оптического перехода НС, $E_{bulk}^{ZnCdSe}(x)$ – энергия оптического перехода для объемного $Zn_{1-x}Cd_xSe$ с составом, совпадающим с составом НС, E_e и E_h – уровни энергии электронов и дырок соответственно.

Как видно из выражения (1), спектральное положение максимума излучения полосы люминесценции КЯ зависит от положения люминесценции объемного слоя такого же состава и энергии уровней электронов и дырок, зависящих от толщины КЯ. Основной сложностью в этом случае является то, что методом РСМА определяется только относительное содержание атомов кадмия в слое. Состав слоя может быть рассчитан, исходя из знания его толщины. В связи с этим оценка состава и толщины КЯ решалась в несколько этапов.

Первым этапом являлось построение зависимости предполагаемой молярной доли кадмия (x) в КЯ от толщины КЯ (d) при экспериментально определенном относительном содержании атомов кадмия. Следующим этапом было получение численной зависимости положения полосы люминесценции объемного слоя, состав которого соответствует составу КЯ (первое слагаемое в выражении (1)).

Положение полосы КЛ тройного твердого раствора $(Zn_{1-x}Cd_x)Se$ можно определить, основываясь на следующем выражении [2]:

$$E_{bulk}^{ZnCdSe}(x) = E_{bulk}^{ZnSe} + \left(E_{bulk}^{CdSe} - E_{bulk}^{ZnSe}\right)x - Cx(1-x) \quad (2)$$

где $E_{bulk}^{ZnCdSe}(x)$ – положение полосы КЛ объемного $Zn_{1-x}Cd_xSe$ в зависимости от молярной концентрации Cd, E^{AB} – положение полосы КЛ объемного соединения AB, C – параметр прогиба (нелинейности). В работе был экспериментально определен коэффициент C.

Уровни энергии E_e и E_h в потенциальных ямах определяются из следующего трансцендентного уравнения:

$$\mathrm{tg}\left(\sqrt{2m_w E}\frac{d}{\hbar}\right) = \frac{2}{\sqrt{\frac{E}{U-E}} - \sqrt{\frac{U-E}{E}}}$$

где m_w – эффективная масса частиц в КЯ, E – уровень энергии в потенциальной яме, d – толщина КЯ, U – высота потенциального барьера. Высота потенциального барьера и напряжения структуры учитывались по методу, описанному в статье [3].

На рис. 2 представлены рассчитанные значения E_{CL} для разной толщины КЯ. Пунктирная линия указывает измеренное значение пика полосы КЛ, линии обозначают полуширину полосы КЛ. Также на рис. 2 показан диапазон ошибок для значений толщины. Значение толщины ямы равно 5 ÷ 6 нм, в этом случае состав НС равен $Zn_{0,75}Cd_{0,25}Se$. Рассчитанные значения толщины и глубины залегания КЯ были подтверждены методом просвечивающей электронной микроскопии.

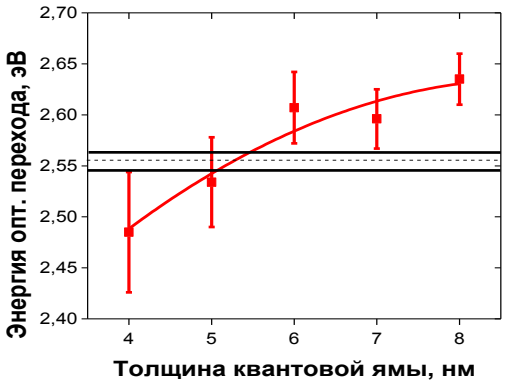


Рис. 2. График зависимости энергии полосы КЛ от толщины наноразмерного слоя

Выводы

Совместное использование методов РСМА и КЛ позволяет оценить глубину залегания, толщину и состав наноразмерного слоя с точностью до 10% относительных.

Литература

1. Т.Б. Попова, Л.А. Бакалейников, М.В. Заморянская, Е.Ю. Флегонтова // ФТП, 42(6), 686-691 (2008).

2. H. Okuyama, Y. Kishita // Physical Review B, 1998, 57, 2257.

3. М.В. Максимов, И.Л. Крестников, С.В. Иванов, Н.Н. Леденцов, С.В. Сорокин // ФТП, 1997, 31(8), 939-343.

Циклотронный резонанс в симметричных трехслойных гетероструктурах InAs/GaSb

А.В. Иконников[1, *], С.С. Криштопенко[1], Л.Е. Бовкун[1], К.В. Маремьянин[1], В.И. Гавриленко[1], В.В. Преображенский[2], Б.Р. Семягин[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13б, Новосибирск, 630090.

*antikon@ipmras.ru

Исследован циклотронный резонанс (ЦР) в симметричных квантовых ямах (КЯ) InAs/GaSb/InAs в классических магнитных полях с помощью квантовых каскадных лазеров (ККЛ) при различных концентрациях 2D электронов. Показано, что уменьшение концентрации приводит к расщеплению линии ЦР, что связано с различием значении масс на уровне Ферми в электронных подзонах размерного квантования и качественно согласуется с теоретическими расчетами.

Система InAs/GaSb обладает целым рядом интересных свойств, в частности, при толщине слоя InAs более 10 нм происходит переход из полупроводникового в полуметаллическое состояние [1]. Недавно в двухслойных квантовых ямах InAs/GaSb с внешними барьерами AlSb было предсказано теоретически [2], а затем обнаружено экспериментально [3] состояние 2D топологического изолятора. Необходимым условием для возникновения этого состояния является инверсия зон. В двухслойных КЯ InAs/GaSb «пересечение» дисперсионных кривых зоны проводимости и валентной зоны происходит в точке $k \neq 0$. Кроме того, в двухслойных структурах, вследствие структурной асимметрии системы и сильного спин-орбитального взаимодействия, вырождение по спину в спектре «объемных» состояний снято (расщепление Рашбы).

В данной работе рассматриваются трехслойные симметричные структуры, в которых слой InAs окружен с двух сторон слоями GaSb одинаковой толщины. Структуры исследуются методом ЦР, который позволяет в слабых полях определять эффективные массы на уровни Ферми. До настоящего времени такие исследования не проводились.

Методы и подходы

Гетероструктуры InAs/GaSb были выращены в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(001) с контролем толщины роста методом дифракции быстрых электронов на отражение [4]. Из-за отличия постоянных решеток GaSb и InAs от постоянной решетки GaAs активная часть структуры выращивалась на композитном буфере [5]. Активная часть состояла из нижнего и верхнего барьеров AlSb толщиной 50 нм, между которыми выращивалась трехслойная КЯ InAs/GaSb/InAs. Поверх выращивался покрывающий слой GaSb, защищающий AlSb от реакции с парами воды на воздухе. Толщины слоев InAs и GaSb выбирались с учетом результатов расчетов зонных спектров, чтобы получить бесщелевое состояние при различных целочисленных значениях толщин слоев: **№ 1:** 29 мс (8,845 нм) InAs/17 мс (5,185 нм) GaSb, **№ 3:** 33 мс (10,065 нм) InAs/12 мс (3,66 нм) GaSb.

Исследования ЦР проводились в магнитных полях до 5,7 Тл в геометрии Фарадея при T = 4,2 K с использованием ККЛ (3 и 3,2 ТГц) и приемника Ge:Ga. Концентрация электронов определялась из измерений магнитосопротивления по двухконтактной схеме. Подсветка образца синим светом приводила к уменьшению концентрации в 1,5-2 раза за счет эффекта остаточной фотопроводимости.

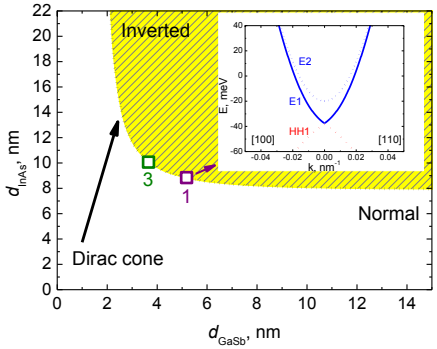


Рис. 1. Рассчитанная диаграмма фазовых состояний КЯ InAs/GaSb/InAs. Точками указаны ростовые параметры образцов. На вставке: рассчитанный закон дисперсии для образца № 1

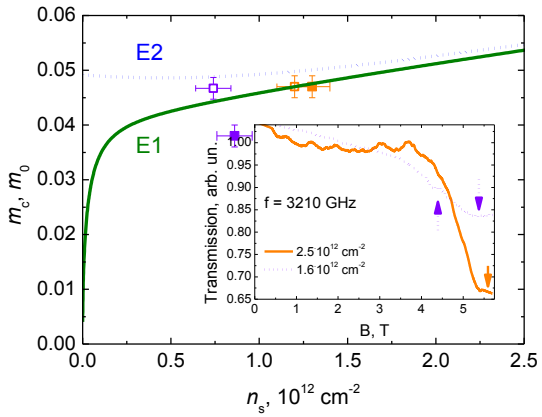


Рис. 2. Рассчитанная зависимость эффективной массы от концентрации в подзонах E1 (сплошная) и E2 (точечная) в образце № 1 и экспериментально определенные величины. На вставке: спектры ЦР, измеренные в темновых условиях (сплошная линия) и при подсветке (точечная линия) на частоте 3,2 ТГц

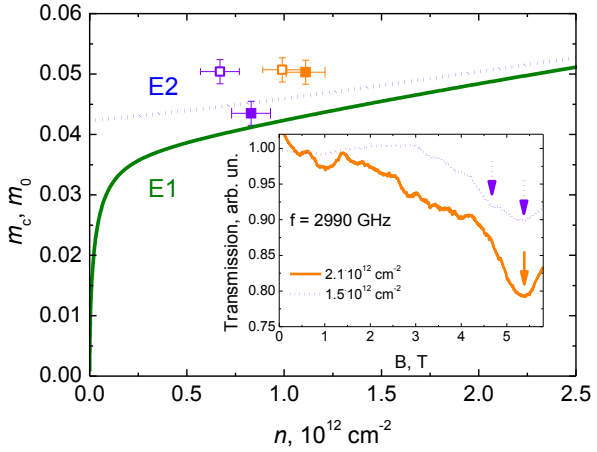


Рис. 3. Рассчитанная зависимость эффективной массы от концентрации в подзонах E1 (сплошная) и E2 (точечная) в образце № 3 и экспериментально определенные величины. На вставке: спектры ЦР, полученные в темновых условиях (сплошная) и при подсветке (точечная) с помощью 3 ТГц ККЛ

Для расчѐтов законов дисперсии, циклотронных масс на уровне Ферми и построения фазовой диаграммы состояний в гетероструктурах на основе InAs/GaSb решалась система уравнений Шредингера и Пуассона (приближение Хартри). Использовался 8-зонный k•p гамильтониан с граничными условиями из работы [5]. Расчеты проводились методом разложения огибающих волновых функций по плоским волнам. Для зонных параметров материалов в трѐхслойных КЯ InAs/GaSb с внешними барьерами AlSb использовались значения, представленные в работах [6, 7].

На рис. 1 показана рассчитанная диаграмма фазовых состояний в КЯ GaSb/InAs/GaSb. Существует область, отвечающая нормальной зонной структуре, и область, отвечающая инвертированной зонной структуре. На границе этих областей (см. вставку на рис. 1) ширина запрещенной зоны обращается в ноль, причем «пересечение» электронной подзоны E1 и дырочной HH1 происходит в точке $k = 0$, в отличие от двухслойных структур InAs/GaSb.

Результаты и обсуждение

На вставках на рис. 2 и 3 представлены спектры ЦР в образцах № 1 и № 3 при различных концентрациях. Видно, что при большой полной концентрации (~2,3·10^{12} см$^{-2}$) в спектрах наблюдается одна линия, в то же время при меньших концентрациях (~1,5·10^{12} см$^{-2}$) уже наблюдаются две линии. Концентрации в каждой из подзон E1 и E2 оценивались исходя из рассчитанного закона дисперсии.

Величины наблюдаемых циклотронных масс в каждой из подзон качественно согласуются с теоретическими расчетами (рис. 2, 3): при больших концентрациях различие между массами в каждой подзоне невелико, поэтому в спектрах ЦР наблюдается одна линия. При малой концентрации, как показывают расчеты, различие между массами становится достаточным для расщепления линии ЦР.

Тем не менее, количественного согласия теории и эксперимента не наблюдается: в обоих образцах расщепление значительно больше рассчитанного, а в образце №3 расчет дает заниженные значения масс. Поэтому требуется проведение дальнейших исследований для уточнения ростовых параметров или корректировки расчета.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-52-16011) и РАН.

Литература

1. L.S. Kim *et al.* // Sol. St. Comm., **66**, 873 (1988).
2. C. Liu *et al.* // PRL, **100**, 236601 (2008).
3. I. Knez *et al.* // PRL, **107**, 136603 (2011).
4. Е.А. Емельянов и др. // Автометрия, **47**, 43 (2011).
5. Yu. G. Sadofyev // APL, **81**, 1833 (2002).
6. E. G. Novik *et al.* // PRB, **72**, 035321 (2005).
7. S.S. Krishtopenko *et al.* // JAP, **117**, 112813 (2015).
8. I. Vurgaftman *et al.* // JAP, **89**, 5815 (2001).

Магнитооптические исследования одиночных и двойных квантовых ям HgTe

А.В. Иконников[1,*], С.С. Криштопенко[1], В.В. Платонов[2,3], Ю.Б. Кудасов[2,3], К.В. Маремьянин[1], В.И. Гавриленко[1], O. Drachenko[4], И.В. Макаров[2,3], Д.А. Маслов[2,3], О.М. Сурдин[2,3], Л.С. Бовкун[1,5], M. Orlita[5], B. Piot[5], M. Potemski[5], А. Кадыков[1,6], F. Терре[6], W. Knap[6], S. Ruffenach[6], M. Marcinkiewicz[6], C. Consejo[6], Н.Н. Михайлов[7], С.А. Дворецкий[7]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород, Россия.

2 Саровский физико-технический Институт — НИЯУ-МИФИ, ул. Духова 6, 607189, Саров, Нижегородская обл., Россия.

3 Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ, пр. Мира 37, 607189, Саров, Нижегородская обл., Россия.

4 Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses (LNCMI-T), CNRS, UPR 3228, Univer. de Toulouse, 143 Avenue de Rangueil, F-31400 Toulouse, France.

5 Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses (LNCMI-G), CNRS-UJF-UPS-INSA, 25, avenue des Martyrs, FR-38042 Grenoble, France.

6 Laboratoire Charles Coulomb (LCC), UMR CNRS 5221, GIS-TERALAB, Universit´e Montpellier II, 34095 Montpellier, France.

7 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск, Россия.
*antikon@ipmras.ru

В работе выполнены магнитооптические исследования одиночных и двойных туннельно-связанных квантовых ям (КЯ) HgTe. Продемонстрировано изменение зонной структуры от инвертированной к нормальной в одиночной КЯ HgTe при изменении температуры. В двойных КЯ обнаружены циклотронные переходы дырок в валентной зоне, показано расщепление и сдвиг положения линии ЦР в квантующих магнитных полях, свидетельствующее о проявлении коллективных эффектов. Продемонстрировано расщепление межзонного перехода, являющееся следствием туннельной связи КЯ.

Замечательные свойства КЯ HgTe/CdHgTe вызывают большой интерес исследователей. В таких структурах с инвертированным зонным спектром (при ширине d больше критической d_c) было впервые экспериментально обнаружено состояние двумерного топологического изолятора [1]. При $d = d_c$ реализуется бесщелевое состояние с линейным законом дисперсии [2] как в графене. Недавно [3] было показано, что подобная аналогия применима и к системе двойных туннельно-связанных КЯ HgTe/CdHgTe. В частности, при определенных соотношениях толщин КЯ d и барьера t реализуется бесщелевая зонная структура с массивными дираковскими фермионами так же, как в двухслойном графене. В связи с этим актуальной становится задача экспериментального исследования зонного спектра двойных КЯ. В данной работе приведены результаты магнитооптических исследований внутризонных и межзонных переходов в одиночной и двойной КЯ HgTe/CdHgTe.

Методы и подходы

Исследуемые структуры были выращены в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(013) [4]. Выполнялись исследования магнитопоглощения в магнитных полях до 3 Тл с помощью квантового каскадного лазера (ККЛ) (3,2 ТГц), в импульсных полях до 40 Тл при различных температурах (T) с помощью ККЛ (20,3 ТГц) и CO_2-лазера (28,3 ТГц), а также в стационарных полях до 15 Тл методами фурье-спектроскопии. Расчеты зонной структуры и уровней Ландау выполнялись с использованием гамильтониана Кейна 8*8. При расчете учитывались температурные зависимости ширины запрещённой зоны, разрывы зон на гетерогранице, постоянные решетки HgTe и CdHgTe и деформационных констант.

Результаты и обсуждение

Исследования магнитопоглощения при различных температурах в структуре с одиночной КЯ ($d_{КЯ}$ = =8 нм) n-типа проводимости (рис. 1) показали, что спектральные линии α и β (обозначения см. в [5]) с ростом T сближаются, меняются местами, а затем расходятся. Сопоставление с расчетами позволило однозначно связать такое поведение с качественным изменением зонного спектра: при низких температурах зонная структура инвертирована, переход α — межзонный, а β — внутризонный. При высоких температурах зонная структура становится нормальной и переходы «меняются местами».

В структуре с двойной КЯ *p*-типа исследовались спектры магнитопоглощения при различных кон-

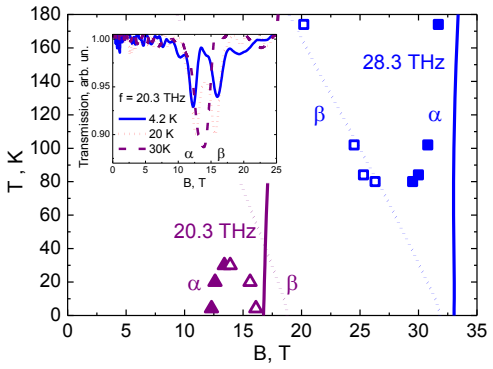


Рис. 1. Зависимости положений пиков магнитопоглощения от температуры в КЯ HgTe 8 нм. На вставке: типичные спектры магнитопоглощения при низких температурах

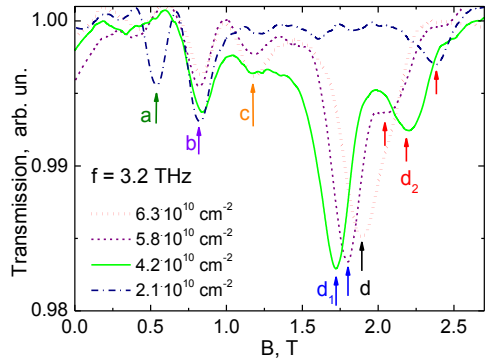


Рис. 2. Спектры магнитопоглощения в двойной КЯ HgTe ($d_{КЯ}$ = 6,5 нм, $t_{бар}$ = 4 нм) при различных значениях концентрации дырок, изменяемой при подсветке за счёт эффекта остаточной фотопроводимости

центрациях (рис. 2). В спектрах видны 4 линии, положение трех из них постоянно (*a*, *b*, *c*), линия *d* с уменьшением концентрации расщепляется на d_1 и d_2. Сопоставление с результатами расчета (рис. 3) позволило связать наблюдаемые линии с переходами между уровнями Ландау с номерами отличающимися на 1. Расщепление линии *d* может быть связано с взаимодействием уровня Ландау 0 (с которого идут переходы на уровень 1) с «пересекающимся» с ним уровнем −2 (ср. с [5]) (рис. 3). Зависимость положения линий от концентрации может быть объяснена как асимметрией профиля потенциала КЯ и ее изменением при уменьшении концентрации носителей, так и «замешиванием» близких по энергии разрешенного 1 → 0 и запрещенного 1 → −2 переходов, т.е. проявлением коллективных эффектов.

Результаты исследований этой же структуры методом фурье-спектроскопии показаны на рис. 4. Вся картина является достаточно сложной, поэтому ограничимся рассмотрением лишь самых сильных

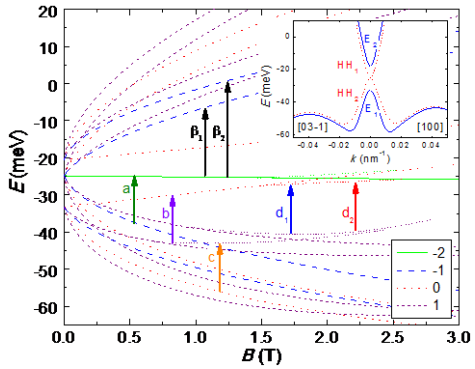


Рис. 3. Уровни Ландау в двойной КЯ HgTe. Параметры структуры соответствуют фазе «двухслойного графена» (см. вставку). Стрелками показаны наблюдаемые переходы (рис. 2). Линии, показанные мелкими точками, указывают на корректировку уровней Ландау, вытекающую из результатов эксперимента

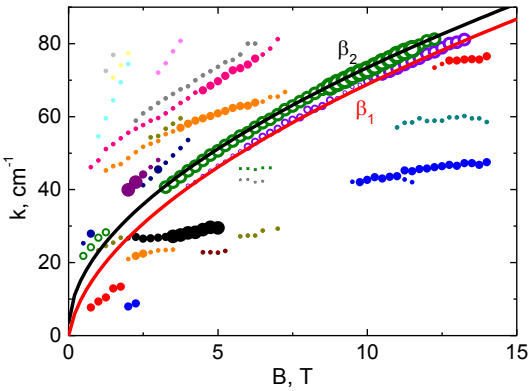


Рис. 4. Энергии циклотронных переходов от магнитного поля в двойной КЯ HgTe

линий (β_1 и β_2). Положение и интенсивность этих линий свидетельствуют о том, что они обусловлены переходами −2 → –1 (рис. 3). В отличие от одиночной КЯ HgTe, в туннельно-связанных КЯ происходит взаимодействие и расщепление уровней Ландау, принадлежащих каждой из КЯ (при этом уровень −2 остается вырожденным), что и приводит к «двойной» линии β.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-02-01103, 15-52-16012), гранта Президента РФ МК-4758.2014.2 и РАН.

Литература

1. M. Konig et al. // Science **318**, 766 (2007).
2. B. Buttner et al. // Nature Physics **7**, 418 (2011).
3. S. S. Krishtopenko // Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», т. 2, с. 545 (2015).
4. S. Dvoretsky et. al // J. Elec. Mat. **39**, 918 (2010).
5. M. Orlita et. al. // Phys. Rev. B 83, 115307 (2011).

Фотопроводимость пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In с $x \geq 0{,}3$ вблизи области собственного поглощения

Д.В. Ищенко, А.Э. Климов*, Н.С. Пащин, В.Н. Шерстякова, В.Н. Шумский

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск, 630090.
*klimov@isp.nsc.ru

Исследованы спектральные характеристики фототока в пленках с составами, близкими к инверсии зоны проводимости и валентной зоны, а также интегральные характеристики фототока в зависимости от температуры АЧТ. Обсуждается соответствие расчетных данных по ширине запрещенной зоны и длинноволновому краю чувствительности, сделана оценка пороговых характеристик структур.

Введение

В работе исследованы структуры на основе пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In с составом $x = 0{,}3$; 0,32; 0,34 p-типа проводимости, которые при $T < 20$ К находятся в высокоомном состоянии. Ширина запрещенной зоны этих материалов в зависимости от состава при $T = 4{,}2$ К изменяется от 0,027 эВ при $x = 0{,}3$ до нуля при $x = 0{,}35$ [1], что позволяет получить длинноволновую границу для межзонного поглощения в дальней ИК-области. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур описывались в рамках теории токов, ограниченных пространственным зарядом, в условиях преобладания монополярной инжекции электронов из контактов и захвата на локализованные центры в запрещенной зоне [2].

Методика эксперимента

Исследования проводились на измерительном стенде при температуре образца $T = 4{,}2$ К при облучении источником — моделью АЧТ с изменяемой температурой. Образцы представляли собой структуры с двумя металлическими контактами, сформированными на поверхности пленки толщиной около микрометра. Расстояние между контактами варьировалось от 0,003 до 0,1 см. Образец помещался в экранированную камеру держателя, исключающую фоновую засветку. Между камерой держателя и АЧТ располагался блок со сменными фильтрами, позволяющими вырезать из спектра излучателя узкие полосы шириной 12 ± 1 мкм в окрестности одной из фиксированных длин волн (например, 33,8 мкм, 40,9 мкм и т.д.).

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рисунке 1 показана зависимость фототока от температуры АЧТ для образца с $x = 0{,}3$ при напряжении смещения на структуре 0,037 В. Фототок наблюдался начиная с $T_{АЧТ} \approx 10$ К, мало изменялся

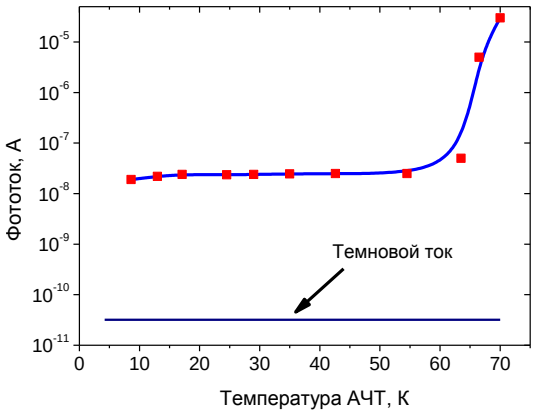


Рис. 1. Зависимость фототока образца СОТ от температуры АЧТ

до $T_{АЧТ} \approx 60$ К, затем начинался его быстрый рост. Полученную зависимость можно объяснить тем, что в области до $T_{АЧТ} \approx 60$ К фототок определяется переходом носителей заряда под действием излучения с локализованных центров в зону проводимости, а свыше $T_{АЧТ} \approx 60$ К начинает преобладать фототок, определяемый межзонным поглощением. Так как приложенное к структуре напряжение соответствует области ВАХ с малым уровнем инжек-

ции и небольшим заполнением ловушек, то фототок в области примерно до $T_{АЧТ} \approx 60$ К остается практически постоянным. При переходе к области собственного поглощения плотность состояний, с которых возбуждаются носители заряда, резко возрастает, что и является причиной сильного увеличения фототока.

Для определения спектральной зависимости чувствительности проводились измерения фототока при разных температурах АЧТ с использованием фильтров. При фиксированной температуре АЧТ проводилось измерение фототока с использованием полосовых фильтров на разные диапазоны длин волн. При этом фототок слабо изменялся в области длин волн $50 \leq \lambda \leq 80$ мкм и начинал возрастать при $\lambda \leq 40$ мкм. Обсуждается соответствие теоретических значений ширины запрещенной зоны пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In от состава [1] и значений, полученных из спектральных зависимостей. Проведена оценка пороговых характеристик исследованных структур.

Литература

1. W. W. Anderson // IEEE Journal of Quantum Electronics, V. QE-13, 532 (1977).
2. А. Н. Акимов, Д. В. Ищенко, А. Э. Климов и др. // Микроэлектроника, Т. 42, 83 (2013).

Разупорядочение ступенчато-террасированной поверхности GaAs: эксперимент и Монте-Карло моделирование

Д.М. Казанцев[1, 2, *], И.О. Ахундов[1, 2], Н.Л. Шварц[1, 3], В.Л. Альперович[1, 2], А.В. Латышев[1, 2]

1 Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

3 Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

*kazantsev-83@yandex.ru

Установлено, что при отжиге подложек GaAs(001) в присутствии насыщенного раствора-расплава Ga-As при температурах T ≥ 700 °C вместо выглаживания поверхности, которое наблюдается при более низких температурах, происходит разупорядочение (огрубление) рельефа. Сопоставление эксперимента с результатом моделирования методом Монте-Карло свидетельствует о том, что разупорядочение обусловлено не термодинамическим «огрубляющим переходом», а отклонением условий отжига от равновесия в сторону сублимации или роста.

Введение

В работах [1, 2] была предложена и реализована методика получения поверхностей GaAs с регулярными атомно-гладкими террасами, разделенными ступенями моноатомной высоты, путем отжига в условиях равновесия между кристаллом и парами мышьяка и галлия. При высоких температурах отжига T ≥ 700 °C выглаживание сменяется разупорядочением (огрублением) рельефа поверхности, которое состоит в разрушении ступенчато-террасированной морфологии, формировании эшелонов ступеней, а также островков более чем моноатомной высоты [1]. Огрубление поверхности кристалла при высокой температуре может быть обусловлено термодинамическим «огрубляющим переходом» («roughening transition»), при котором, за счет энтропийного вклада в свободную энергию, линейное натяжение атомных ступеней обращается в ноль и становится выгодной спонтанная генерация ступеней [3]. Другая возможная причина огрубления поверхности может быть связана с кинетическими нестабильностями при отклонении условий отжига от равновесных в сторону сублимации или роста кристалла. Задача данной работы состоит в выяснении механизма огрубления рельефа поверхности GaAs при высоких температурах.

Методика эксперимента

В эксперименте в качестве исходных использовались поверхности GaAs(001) со ступенчато-террасированной морфологией, приготовленные отжигом образцов «epi-ready» подложек при T = 600–650 °C в условиях, близких к равновесию с парами мышьяка и галлия, когда потоки атомов на поверхность и с поверхности в среднем уравновешены и нет ни сублимации, ни роста [1, 2]. Равновесие обеспечивалось присутствием насыщенного раствора-расплава Ga-As. Морфология поверхности определялась с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ). Моделирование разупорядочения поверхности при высоких температурах проводилось методом Монте-Карло; ранее этим методом описана кинетика выглаживания поверхности GaAs(001) [4].

Результаты и обсуждение

Моделирование термодинамического огрубляющего перехода на поверхности подтвердило предположение о том, что температура отжига в эксперименте недостаточна для разупорядочения поверхности: этот переход происходит при температуре на ~ 30% выше, чем в эксперименте. Полученная в моделировании температура огрубляющего перехода хорошо согласуется с теоретическим предсказанием [3] для определенной ранее энергии связи между поверхностными атомами [4].

Для выяснения причины разупорядочения, наблюдаемого в эксперименте, в присутствии расплава Ga-As был проведен отжиг двух одинаковых образцов со ступенчато-террасированной морфологией,

один из которых дополнительно накрывался GaAs подложкой. АСМ-изображения рельефа поверхностей до и после отжига показаны на рис. 1. Видно, что на открытом образце сформировались островки, а на закрытом – ямки высотой и глубиной в несколько монослоев соответственно. Качественное различие морфологии поверхностей открытого и закрытого образцов свидетельствует о том, что разупорядочение вызвано кинетическими нестабильностями при отклонении условий отжига от равновесия в сторону сублимации (для открытого образца) или роста (для закрытого образца), поскольку при термодинамическом огрубляющем переходе следует ожидать формирования некоторой универсальной морфологии. Действительно, образование многослойных островков и ямок можно объяснить «обтеканием» моноатомными ступенями «дефектных» областей, на которых нет ни сублимации, ни роста, при ступенчато-слоевой сублимации и росте остальной поверхности.

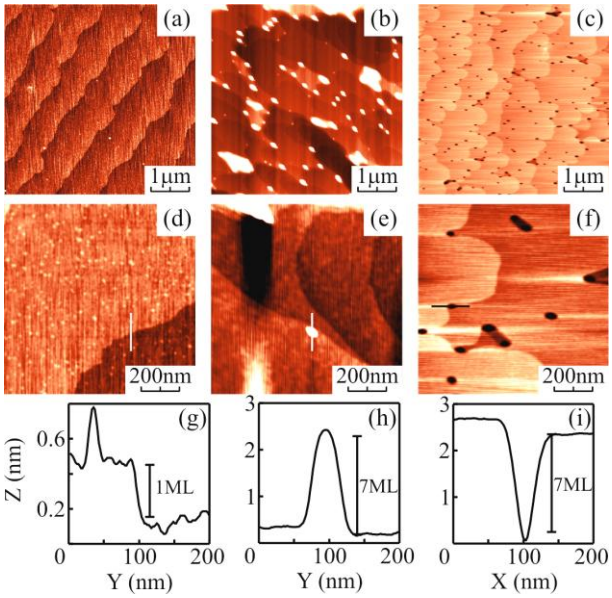


Рис. 1. Разупорядочение поверхности при отжиге при T = 775°C: (a,d) – АСМ-изображения исходного рельефа; (b,e) и (c,f) – рельефа открытого и закрытого образцов (соответственно) после отжига; (g-i) – профили сечений, обозначенных отрезками на (d-f) соответственно

Это объяснение подтверждено результатами моделирования, показанными на рис. 2 для случая обтекания дефектной области (ямка в центре изображения) моноатомными ступенями при ступенчато-слоевом росте. Видно, что после огибания ямки (рис. 2c) на ступени образуется «залив» (рис. 2d), качественно схожий с экспериментальной формой ступеней (рис. 1c,f). Каждый раз при прохождении ступени глубина ямки увеличивается на один монослой (МС) относительно повышающегося общего уровня поверхности. По высоте островков (глубине ямок) на рис. 1b и c можно оценить среднюю скорость сублимации (роста), которая оказалась ~ 10^{-3} МС/с.

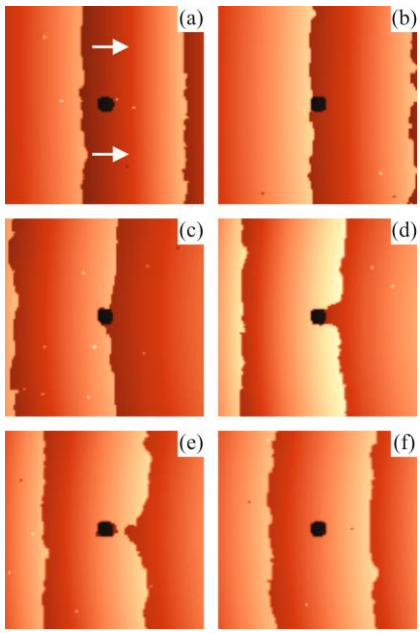


Рис. 2. Моделирование последовательных этапов огибания ямки ступенью. Интервал времени между рисунками равен 25 мин, скорость роста поверхности – 10^{-4} монослоя/с. Остальные параметры взяты из работы [4]

Экспериментально и с помощью моделирования показано, что разупорядочение поверхности GaAs(001) при высоких температурах обусловлено отклонением условий отжига от равновесия в сторону сублимации или роста. Изучена зависимость эффектов эшелонирования ступеней вследствие торможения на дефектах поверхности от угла отклонения подложки от сингулярной грани. Обсуждаются механизмы взаимодействия ступеней с дефектами поверхности, приводящими к огрублению рельефа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 14-02-00352) и Российской академии наук.

Литература

1. V.L. Alperovich, I.O. Akhundov, N.S. Rudaya *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 94, 101908 (2009).
2. I.O. Akhundov, V.L. Alperovich, A.V. Latyshev *et al.* // Appl. Surf. Sci., V. 269, 2 (2013).
3. J. Lapujoulade // Surf. Sci. Rep., V. 20, 191 (1994).
4. D.M. Kazantsev, I.O. Akhundov, A.N. Karpov *et al.* // Appl. Surf. Sci., V. 333, 141 (2015).

Влияние термического отжига на фотолюминесценцию гетеронаноструктур InGaAs/GaAs с дельта-легированным Mn слоем GaAs

И.Л. Калентьева[1, *], Б.Н. Звонков[1], О.В. Вихрова[1], Ю.А. Данилов[1], М.Н. Дроздов[2]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*istery@rambler.ru

Исследовано влияние изохронного термического отжига на фотолюминесцентные свойства структур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs и дельта-слоем марганца. Установлена взаимосвязь между диффузией точечных дефектов из низкотемпературного покровного слоя GaAs и диффузией атомов марганца.

Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs и дельта-слоем марганца являются перспективными для создания современных приборов спинтроники, поскольку обладают достаточно высокой интенсивностью излучения и ферромагнитными свойствами. Кроме того, подобные гетеронаноструктуры представляют интерес с точки зрения их применения для изучения процессов дефектообразования и диффузии примесей, поскольку КЯ могут использоваться в качестве «зондов», реагирующих на появление вблизи них дефектов. Данная работа посвящена изучению диффузии Mn и точечных дефектов в InGaAs/GaAs структурах.

Методика эксперимента

Исследуемые структуры были изготовлены на подложках *n*-GaAs (001) сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и импульсного лазерного нанесения (ИЛН) [1]. Структуры содержали буферный слой GaAs (0.5 мкм), три КЯ InGaAs/GaAs (8-9 нм) с содержанием In = 11%, 18% и 26%, разделенные спейсерными слоями GaAs (24 нм) (МОСГЭ), дельта-слой Mn и покровный слой GaAs (30-40 нм) (ИЛН). Содержание Mn в дельта-слое (Q_{Mn}) составляло 0.3 или 1 монослой (МС). Аналогичным образом были выращены структуры без дельта-слоя, различающиеся между собой способом формирования покровного слоя (ИЛН или МОСГЭ). Все образцы подвергались изохронному термическому отжигу (30 мин.) в потоке азота в диапазоне температур T_a = 325-730°C с шагом 25°C. После каждого этапа методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при 77 К исследовались излучательные характеристики структур. Для возбуждения излучения использовался He-Ne лазер (632.5 нм) мощностью 30 мВт. Выполнялись также исследования вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) и намагниченности (M) исходных и отожженных образцов. Магнитополевая зависимость $M(H)$ измерялась посредством магнитометра с переменным градиентом поля при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Исследования спектров ФЛ образцов с дельта-легированным Mn покровным слоем GaAs после термических отжигов показали наличие двух основных процессов: диффузии точечных дефектов (в первую очередь вакансий галлия (V_{Ga}) [2]) из покровного слоя вглубь структуры и диффузии Mn в обоих направлениях. Причем, в связи с диссоциативным характером диффузии Mn в GaAs [3], V_{Ga} способствуют преимущественному движению атомов Mn в покровный слой.

Сопоставление зависимостей относительных интенсивностей ФЛ (I_{FL}) КЯ, ближайшей к покровному слою, от температуры отжига для структур с Q_{Mn} = 0.3 МС и без дельта-слоя позволяет заключить, что одновременное действие обоих этих процессов способствует более медленному гашению I_{FL} от КЯ (рис.1*a*). Основная причина заключается в

том, что диффузия Mn в покровный слой задерживает проникновение вакансий галлия в область КЯ. В диапазоне температур от 450 до 650°C указанные выше процессы диффузии уравновешивают друг друга. Коэффициенты диффузии Mn и V_{Ga} сопоставимы по порядку величины и увеличиваются от 10^{-18} до 10^{-14} см^2/с при повышении температуры от 425 до 700°C. В случае образца с Q_{Mn} = 1 МС величина I_{FL} уменьшается при повышении T_a еще более медленно в диапазоне от 325 до 730°C.

В случае структуры с низкотемпературным покровным слоем GaAs (без дельта-слоя) действует только процесс диффузии точечных дефектов. Последние являются центрами безызлучательной рекомбинации в GaAs и, достигая КЯ, приводят к диффузионному перемешиванию In и Ga на гетерогранице, вследствие чего КЯ становится эффективно мельче, а в спектре ФЛ наблюдается более значительное смещение (более 20 мэВ) пика КЯ в область больших энергий (рис. 1*б*, зависимости 1, 3).

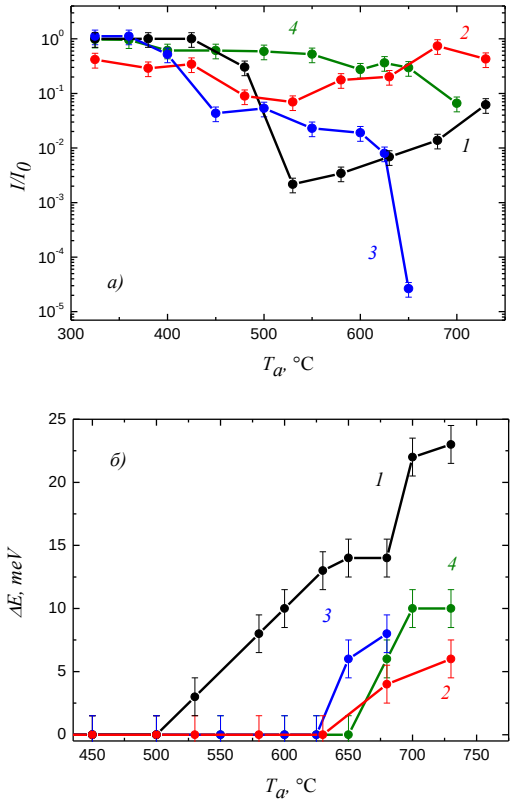


Рис. 1. Зависимости: *а*) относительной I_{FL}; *б*) величины «синего» сдвига пика ФЛ КЯ от T_a: *1*) T_g = 400°C (ИЛН) без Mn; *2*) T_g = 600°C (МОСГЭ) без Mn, *3*) T_g = 400°C (ИЛН), Q_{Mn} = 0.3 МС, *4*) T_g = 400°C (ИЛН), Q_{Mn} = 1 МС

Результаты исследования излучательных свойств согласуются с данными ВИМС профилирования образцов: диффузия Mn в покровный низкотемпературный слой преобладает над процессом диффузии в объем структуры. При $T_a \geq 700$°C основная часть примеси Mn сосредотачивается вблизи поверхности. Известно, что отжиг слоев GaMnAs при высоких T_a приводит к изменению положения атомов в решетке GaAs и образованию кластеров полуметаллических ферромагнитных соединений (MnAs, GaMn) [4]. Как было показано ранее [5], при всех значениях содержания Mn в дельта-слое (0.06-1.4 МС) структуры демонстрировали *p*-тип проводимости, причем концентрация дырок стремилась к насыщению при достижении Q_{Mn}=0.3-0.4 МС. Согласно ВИМС, указанный эффект сопровождался увеличением количества Mn в покровном слое GaAs. Причем можно ожидать, что избыточный Mn образует кластеры MnAs – полуметалла с температурой Кюри ~ 315 К. Вид магнитополевых зависимостей намагниченности $M(H)$ для структуры с Q_{Mn} = 0.3 (рис. 2) может служить подтверждением данного предположения. Появление петли гистерезиса после отжига при T_a = 730°C указывает на усиление данного процесса и возрастание доли ферромагнитной фазы MnAs в покровном слое.

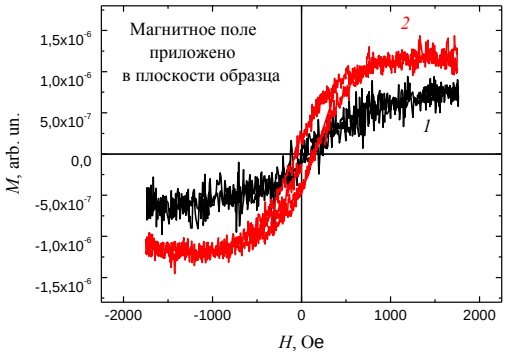


Рис. 2. Магнитополевая зависимость намагниченности при 300 К для структуры с T_g = 400°C и Q_{Mn} = 0.3 МС: *1*) исходный образец, *2*) отожженный при T_a = 730°C

Следовательно, при термообработках дельта-легированных Mn гетероструктур наблюдается диффузия как атомов Mn, так и точечных дефектов.

Работа выполнена в рамках реализации гос. задания (проекты № 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К, №3423) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_а, 15-38-20642 мол_а_вед, 16-07-01102_а) и стипендии президента (конкурс СП-2015).

Литература

1. B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov *et al.* // Journal of Optical Technology, 75, 389 (2008).
2. М.Д. Вилисова, А.Е. Куницин, Л.Г. Лаврентьева и др. // ФТП, 36, 1025 (2002).
3. M.S. Seltzer // J. Phys. Chem. Solids, 26, 243 (1965).
4. F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handbook of Magnetic Materials, Elsevier, 14, 1-88 (2002).
5. Yu.A. Danilov, M.N. Drozdov, Yu.N. Drozdov *et al.* // J. Spintron. Magnetic Nanomaterials, 1, 82 (2012).

Квантование электромагнитного поля в неоднородной среде на основе формализма матрицы рассеяния (S-квантование)

М.А. Калитеевский[1, 2, 3, *], В.А. Мазлин[1, 3], К.А. Иванов[1, 3], А.Р. Губайдуллин[1, 3]

1 Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8, Санкт-Петербург, 194021.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

3 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

*m.kaliteevski@mail.ru

Разработана процедура квантования электромагнитного поля в слоистой среде с неоднородностью, основанная на анализе собственных чисел матрицы рассеяния (S-матрицы). В отличие от принятого метода квантования электромагнитного поля, предполагающего использование периодических граничных условий (условий Борна–Кармана), предложенная процедура (S-квантование) использует равенство амплитуд волн, падающих на ящик квантования, и волн, убегающих от ящика квантования, что эквивалентно приравниванию единице собственных чисел матрицы рассеяния. Проведено сравнение плотности состояний и пространственной структуры поля, рассчитанных с помощью периодических граничных условий и с помощью процедуры S-квантования.

Введение

Описание взаимодействия излучения с веществом является одной из важных задач современной физики, интерес обусловлен возможностью создания оптоэлектронных устройств с настраиваемыми характеристиками. Для описания взаимодействия поля с веществом непрерывный спектр частот заменяют квазинепрерывным, электромагнитное поле рассматривают в однородном “ящике квантования” путем постановки на границах “ящика” периодических граничных условий (ГУ) [1]. Экспериментально показано, что в неоднородной среде вероятность спонтанной эмиссии может значительно изменяться. В случае неоднородной среды метод исследования модовой структуры поля на основе периодических ГУ не является строгим и самосогласованным, поскольку наличие неоднородности может приводить к существенному изменению модовой структуры, рассчитанной на основе периодических ГУ, что может приводить к неточному результату при исследовании систем конечного размера. Целью работы [2] является развитие методики квантования электромагнитного поля, позволяющей рассчитывать плотность состояний и пространственный профиль поля в слоистых структурах в рамках единой, строгой и самосогласованной процедуры, предоставляющей возможность точно рассчитывать вероятность спонтанной эмиссии для мод, характеризуемых определенным направлением и поляризацией, не прибегая к каким-либо приближениям.

Формализм

Для развития метода квантования электромагнитного поля в неоднородной среде мы воспользуемся формализмом матрицы рассеяния, связывающей амплитуды волн, падающих на структуру, и амплитуды волн прошедших сквозь структуру. Рассмотрим произвольную слоистую структуру, помещенную в кубический ящик квантования длиной L, причем расстояния от левой и правой границ ящика до структуры равны L_1 и L_2 соответственно (рис. 1). Амплитуды волн, распространяющихся в положительном направлении оси z, будем обозначать верхним индексом "+", а для амплитуд волн, распространяющихся в противоположном направлении – верхний индекс "-". Обозначим амплитуды волн, падающих на структуру от левой и правой границ ящика квантования как $E^+(0)$ и $E^-(L)$, а амплитуды волн, убегающих от структуры через правую и левую границы, $E^+(L)$ и $E^-(0)$.

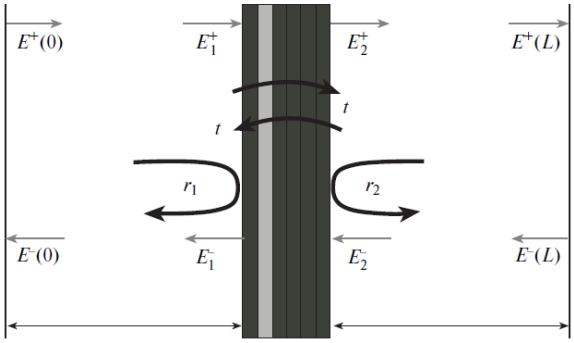


Рис. 1. Схема структуры

Амплитуды волн на границах ящика квантования связаны соотношением:

$$\begin{pmatrix}\lambda_2^* E^+(L)\\ \lambda_1^* E^-(0)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r_1\\ r_2 & t\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\lambda_1 E^+(0)\\ \lambda_2 E^-(L)\end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где r_1 и r_2 – амплитудные коэффициенты отражения от слоистой структуры слева и справа соответственно, а t – амплитудный коэффициент пропускания, и $\lambda_{1,2} = \exp(ikL_{1,2})$. Вектор, описывающий волны, падающие на ящик квантования с неоднородностью $[E^+(0), E^-(L)]$, и вектор, описывающий убегающие волны на границах ящика $[E^+(L), E^-(0)]$, связаны матрицей рассеяния $\hat{S}$

$$\begin{pmatrix}E^+(L)\\ E^-(0)\end{pmatrix} = \hat{S}\begin{pmatrix}E^+(0)\\ E^-(L)\end{pmatrix}. \qquad (2)$$

Квантование поля в однородной среде принято осуществлять путем приравнивания значения поля на противоположных границах ящика квантования, что эквивалентно приравниванию единице собственных чисел матрицы переноса. Квантование поля в среде с неоднородностью будем осуществлять путем приравнивания падающего и убегающего поля, т.е. путем приравнивания единице собственных значений матрицы рассеяния $\hat{S}$. Получив спектр собственных частот, можно вычислить компоненты собственных векторов и рассчитать профиль электромагнитного поля моды.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим брэгговский отражатель (БО). В случае бесконечной структуры БО, при соответствии частоты и волнового вектора света фотонной запрещенной зоне (ФЗЗ), имеет место запрет спонтанной эмиссии. Рассмотрение конечного БО в ящике квантования с периодическими ГУ, приводит к нефизичным особенностям плотности фотонных состояний (рис. 2a, 2b). С одной стороны, в области ФЗЗ имеются участки с нулевой плотностью состояний и, согласно золотому правилу Ферми, эмиссия запрещена. С другой стороны, очевидно, что из БО конечного размера в области ФЗЗ эмиссия возможна и потому должна характеризоваться ненулевой вероятностью. В области ФЗЗ имеются разрешенные ветви и соответствующие им пики в плотности состояний, которые являются следствием периодических ГУ, подразумевающих повторение БО и, следовательно, возникновение между двумя БО мод Фабри–Перо, в периодической среде образующих минизону.

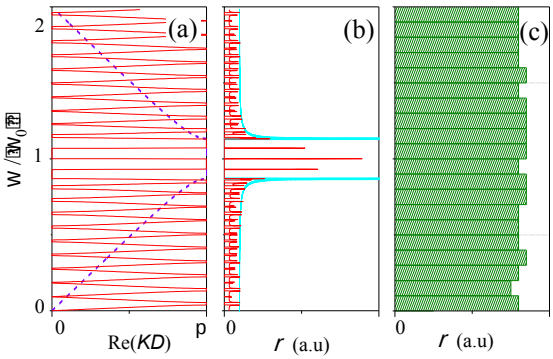


Рис. 2. Дисперсионная зависимость (а) и полученная из нее плотность состояний (б), а также плотность состояний, полученная путем применения ГУ метода S-квантования для структуры, представляющей собой *λ/4* БО, помещенный в конечный ящик квантования (в)

На рис. 2c показана зависимость плотности состояний от частоты, полученная с помощью процедуры S-квантования. Можно видеть, что она близка к постоянной величине и не имеет нефизичных особенностей, связанных с неоднородностью в ящике квантования.

Выводы

Разработан метод (предложено называть S-квантованием) квантования электромагнитного поля в средах содержащих неоднородность, основанный на анализе собственных чисел матрицы рассеяния. Проведено сравнение плотности состояний и пространственной структуры поля, рассчитанных с помощью периодических граничных условий и процедуры S-квантования. В отличие от традиционной процедуры квантования, основанной на постановке периодических ГУ, S-квантование обеспечивает строгое и самосогласованное описание

мод электромагнитного поля и плотности состояний. S-квантование обеспечивает возможность строгого расчета вероятности спонтанной эмиссии для определенных направлений и поляризаций излучения для произвольных слоистых структур.

Литература

1. Loudon, R. Quantum Theory of Light. Oxford University Press, 2000. 28 с.
2. Калитеевский М.А., Мазлин В.А., Иванов К.А., Губайдуллин А. Р. // Оптика и спектроскопия, Т. 119, № 5, С. 810–815 (2015).

Детектирование терагерцевого излучения двумерной электроннной плазмой в канале InAlAs/InGaAs/InP и GaAs/GaAlAs полевых транзисторных структур в сопоставлении с детектирующими элементами на основе диодов Шоттки

О.А. Клименко[1*], Ю.А. Митягин[1], И.П. Казаков[1], М.А. Базалевский[1], А.А. Зайцев[2], В.И. Егоркин[2], Н.В. Дьяконова[3], В. Кнап[3]

1 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», площадь Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

3 Charles Coulomb Laboratory, UMR 5221 CNRS-University Montpellier II, Place E.Bataillon, Montpellier, 34095, France.

*oleg.klimenko@mail.ru

Выполнены исследования влияния постоянного магнитного поля на фотоотклик InAlAs/InGaAs полевых транзисторных структур. Показано, что функциональная связь между фотоотликом и проводимостью канала транзистора сохраняется также в случае наличия квантующего магнитного поля и носит универсальный характер. Также было выполнено экспериментальное сопоставление GaAs/GaAlAs полевых транзисторов и диодов Шоттки в качестве детектирующих элементов терагерцевого диапазона.

Введение

Работа посвящена исследованию влияния свойств двумерной электронной плазмы на процессы детектирования падающего электромагнитного излучения терагерцевого (ТГц) диапазона в короткоканальных InAlAs/InGaAs/InP и GaAs/GaAlAs полевых транзисторных (ПТ) структурах и сопоставлению изготовленных ПТ и диодов Шоттки (ДШ) в качестве детектирующих элементов ТГц-диапазона.

Благодаря значительному быстродействию и высокому уровню развития технологий производства интегральных микросхем, ПТ являются одними из наиболее перспективных в качестве чувствительных элементов ТГц-сканирующих систем и систем получения ТГц-изображений различных объектов. Механизм детектирования в ПТ-структурах связан с возбуждением плазменных волн в канале транзистора, что, в силу нелинейных свойств плазмы, приводит к возникновению постоянного напряжения между стоком и истоком транзистора, называемого фотоотликом [1, 2]. В предыдущих работах было показано наличие функциональной связи между величиной ТГц-фотоотклика (ΔU) и проводимостью канала ПТ (σ):

$$\Delta U \sim dLn\sigma / dn, \qquad (ф1)$$

где n – концентрация электронов в канале в широком диапазоне температур (4 – 300 К) [3, 4]. В настоящей работе выполнены исследования влияния постоянного магнитного поля на фотоотклик и на его связь с проводимостью канала в InAlAs/InGaAs ПТ-структурах.

Другими перспективными детектирущими элементами ТГц-диапазона являются ДШ, которые обладают аналогичными преимуществами, что и ПТ. При этом принципиальные физические, касающиеся механизмов и режимов детектирования, и геометрические различия между ПТ и ДШ не позволяют однозначно определить какой из данных чувствительных элементов обладает лучшими характеристиками. В связи с этим в настоящей работе было выполнено также экспериментальное сопоставление GaAs/GaAlAs ПТ и ДШ в качестве детек-

тирующих элементов ТГц-диапазона по величие чувствительности и уровню шума.

Методики эксперимента, образцы

Исследования влияния постоянного магнитного поля на ТГц-фотоотклик ПТ-структур проводились на InAlAs/InGaAs структурах с псевдоморфным каналом и δ-легированием, расположенных в центре сверхпроводящего магнита (0 – 15 Тл) в парах гелия (T = 7 K). В качестве источника излучения была использована лампа обратной волны, настроенная на частоту 0,94 ТГц.

ПТ с барьером Шоттки и ДШ на основе GaAs/GaAlAs были изготовлены в едином технологическом цикле на одной пластине с максимально приближенной топологией струкутур (диоды были образованы из транзисторов путем замыкания контактов стока и истока П-образным слоем металлизации) и одинаковыми планарными антеннами типа «бабочка» (рисунок 1). Источником служил линейно-пролетный диод с чатотой излучения 110 ГГц.

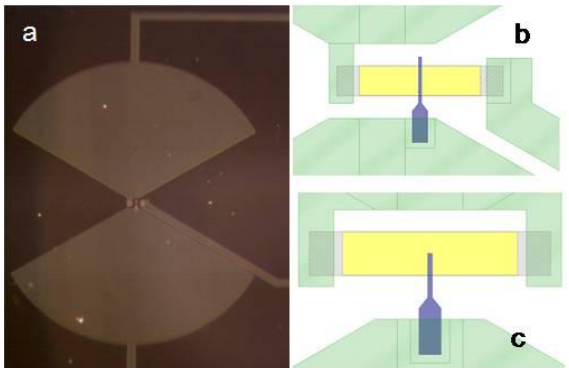


Рис. 1. Фотография антенны типа «бабочка» (a), интегрированной с исследованными ПТ (b) или ДШ (c) структурами. Желтый – область двумерного электронного газа, синий – затвор и металлический контакт ДШ, зеленый – металлизация антенны, серый – омические контакты

Результаты

Зависимость ТГц-фотоотклика ПТ от магнитного поля представлена на рисунке 2 красным цветом. Видно, что зависимость носит осциллирующий знакопеременный характер со значительным по сравению с B = 0 Тл увеличением фотоотклика.

Для проверки соотношения (ф1) в магнитном поле были измерены зависимости сопротивления и его производной по концентрации электронов в канале от магнитного поля, по которым была рассчитана правая часть соотношения (ф1). Сопоставление кривых (рисунок 2) во всем диапазоне напряжений на затворе показало, что соотношение (ф1) сохраняется также в случае наличия квантующего магнитного поля, перпендикулярного плоскости двумерной электронной плазмы, и носит универсальный характер. Одним из важных следствий данной универсальности является то, что величина фотоотклика ПТ не зависит в явном виде от материалов и его структурных особенностей и определяется лишь видом зависимости $\sigma(n)$ и свойствами принимающей антенны.

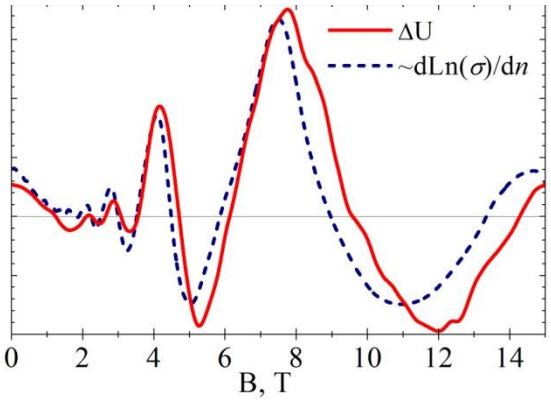


Рис. 2. Сопоставление измеренной зависимости фотоотклика InAlAs/InGaAs ПТ-структуры от магнитного поля и зависимости, рассчитанной по формуле (ф1)

Результаты сопоставления ПТ и ДШ представлены в таблице 1. ПТ и ДШ показали близкие значения чувствительности, а уровень шума транзисторов оказался на 1-3 порядка ниже.

Таблица 1. Сравнение параметров детектирующих элементов на основе ПТ и ДШ.

Детектирующий элемент	**ПТ**	**ДШ**
Сигнал детектирования 95% образцов, мкВ	150 – 1070	70 – 700
Сигнал детектирования 70% образцов, мкВ	460 – 760	370 – 540
Уровень шумов, В/√Гц	10^{-5} –10^{-4}	10^{-3} –10^{-1}

Литература

1. Dyakonov M. I., Shur M. S. // Physical Review Letters, V. 71, 2465 (1993).
2. Dyakonov M. I., Shur M. S. // IEEE Transactions on Electron Devices, V. 43, 380 (1996).
3. Sakowicz M., Lifshits M. B., Klimenko O. A. *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 110, 054512 (2011).
4. O.A. Klimenko W. Knap, B. Iniguez *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 112, 014506 (2012).

Твердый раствор PbSnTe<In>: уровни захвата, гальваномагнитные свойства и ТГц-фоточувствительность

А. Э. Климов[1,2*], В. Н. Шумский[1,2]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. академика Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090.

2 Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, ул. Кирова, 86, Новосибирск, 630102.

*klimov@isp.nsc.ru

Рассмотрен комплекс свойств пленок PbSnTe<In> с низкой проводимостью при гелиевых температурах. Проанализированы экспериментальные результаты по токам, ограниченным пространственным зарядом в присутствии ловушек, емкости в магнитном поле, фотоответу в области фундаментального поглощения в терагерцевой области спектра и релаксационные процессы. Рассмотрены возможные причины образования в PbSnTe<In> уровней захвата со сложным энергетическим спектром.

Введение

При определенном значении состава x_0 ширина запрещенной зоны E_g твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xTe$, зависящая также и от температуры, обращается в ноль с инверсией краев валентной зоны и зоны проводимости в точке L_6 зоны Бриллюэна. Согласно [1], в температурном интервале T = 4,2 - 80 К это соответствует значениям $x_0 \approx$ 0,35 - 0,31. Теоретическая возможность реализации сколь угодно малых значений E_g при криогенных температурах предопределила интерес к $Pb_{1-x}Sn_xTe$ как к материалу для высокочувствительных ИК-фотоприемников (ФП), основанных на оптических переходах «зона - зона». Требуемые значения E_g могут быть реализованы как для $x < x_0$, так и для $x > x_0$. Однако в настоящее время известны примеры успешного создания ФП только для $x < x_0$. Это связано в основном с тем, что для $x > x_0$ равновесная концентрация свободных носителей заряда $n_0(p_0)$ и проводимость слишком велики при любой температуре.

В 70-х – 80-х годах прошлого века на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ были реализованы ИК ФП фотодиодного (ФД) типа с краем чувствительности примерно $\lambda_{max} \leq$ 12 мкм, работающие, как и ФД на основе HgCdTe, в режиме фонового ограничения. По ряду физико-технологических причин дальнейшее увеличение λ_{max} в ФД сталкивается с существенными сложностями. Возможности создания для этих целей ФП на основе фотопроводимости ограничиваются высокими значениями $n_0(p_0)$ и малыми временами жизни τ в узкозонных полупроводниках. Однако в 70-х годах прошлого века было обнаружено [2], что для составов примерно $x \approx$ 0,22 - 0,26 (соответствует $\lambda_{max} \approx$ 17,5 - 25,5 мкм при T= 4,2 К) введение в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ индия с концентрацией до 1-3 ат.% ведет как к резкому снижению $n_0(p_0)$ — вплоть до значений, близких к n_i, — так и к одновременному увеличению τ при $T \leq$ 30 К, которое при гелиевых температурах может достигать часов, суток и более. Комбинация этих свойств позволила реализовать многоэлементные фотоприемные устройства ($\lambda_{max} \leq$ 20 мкм) с экстремально высокими пороговыми параметрами [3]. Вместе с тем природа комплекса уникальных свойств $Pb_{1-x}Sn_xTe$<In> попрежнему не вполне ясна. В частности, это касается долговременной не экспоненциальной релаксации фотопроводимости. Помимо этого, $Pb_{1-x}Sn_xTe$<In> определенного состава демонстрирует фоточувствительность в терагерцевой (субмиллиметровой) области спектра, вплоть до длин волн свыше 500 мкм. Природа этой чувствительности, как и перспективы реализации на ее основе ФП этого диапазона, также не вполне ясны. Остается открытым вопрос, насколько существенно может быть увеличена λ_{max} при сохранении высоких пороговых параметров ФП. Сказанное и определило круг вопросов, которые рассматриваются в данном сообщении.

Модель

С момента обнаружения необычных (по сравнению с нелегированным) свойств $Pb_{1-x}Sn_xTe$<In> у исследователей особый интерес вызывали резкое сниже-

ние $n_0(p_0)$ при низких температурах и не экспоненциальная релаксация фотопроводимости с гигантскими значениями τ. Мы рассмотрим преимущественно вопросы, касающиеся последнего. В [1] было высказано предположение, что очень большая фоточувствительность может быть обусловлена захватом на ловушки фотовозбужденных носителей заряда одного сорта. В принципе, долговременная и не экспоненциальная релаксация фототока может быть объяснена как на основе моделей, привлекающих один тип ловушек (или небольшое число разных типов), так и на основе моделей, рассматривающих ловушки с широким спектром свойств. Схожий подход используется в некоторых моделях шума типа *1/f* [4]. Так, большой диапазон постоянных времени захвата/выброса, ведущий к шуму типа *1/f*, может быть обусловлен разной глубиной залегания ловушек в окислах на поверхности структур и т.п. В известных нам работах по свойствам $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$, например в [5], предпочтение отдается первому подходу. В этом случае для адекватного описания экспериментальных данных требуется предположение об изменении при переходных процессах некоторых параметров ловушек, например, их энергетического положения при изменении их зарядового состояния или концентрации неравновесных носителей заряда (положения квазиуровня Ферми). При втором подходе, рассматриваемом в данном сообщении, необходимость таких допущений отсутствует. Однако возникает вопрос о возможной причине возникновения широкого диапазона свойств ловушек. На качественном уровне это может быть объяснено тем, что $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ является твердым раствором и, следовательно, разупорядоченной системой. Одновременно в $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ чрезвычайно велика роль взаимодействия точечных дефектов с их ближайшим кристаллическим окружением (БКО) [5]. В свою очередь, при любом усредненном составе x узлы БКО металлической подрешетки вокруг точечного дефекта заполнены атомами Pb и Sn неупорядоченно. Это и может быть причиной варьирования в широком диапазоне параметров уровней ловушек, связанных с одним и тем же типом точечного дефекта.

Эксперимент

В качестве иллюстрации экспериментального подтверждения модели со сложным энергетическим спектром ловушек на Рис. 1 а) приведена серия зависимостей $I(U)$ (ВАХ) структуры на основе пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), на рис. 1б) — серия зависимостей от напряжения функции

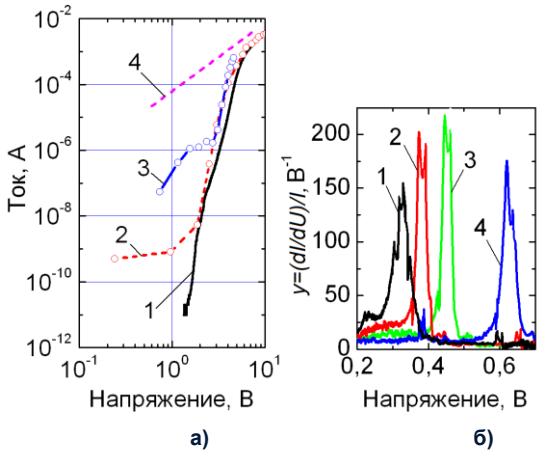


Рис. 1. Зависимости от напряжения U : а) – тока $I(U)$ при разном времени Δt изменения напряжения от U = 0 до U =10 В; б) – производной $y(U)=(dI/dU)/I$ при различной напряженности магнитного поля B для другой структуры. T=4,2 К. На рисунке а) Δt =: 3000 с (1), 3,0 с (2), 0,024 с (3). Прямая (4) соответствует зависимости $I \sim U^2$. На рисунке б) магнитное поле B =: 0 (1), 0,1 Тл (2), 0,2 Тл (3), 0,4 Тл (4)

$y(U)=(dI/dU)/I$ при различных магнитных полях для другой структуры. Различие ВАХ на Рис. 1 а) связано с тем, что при малых Δt «медленные» ловушки не успевают захватывать носители заряда. На Рис. 1 б) видны серии характерных особенностей, трансформирующихся с увеличением магнитного поля, что также согласуется с рассматриваемой моделью. В сообщении рассматриваются особенности экспериментальных результатов по чувствительности пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ в терагерцовой области спектра, основанные на описанной модели.

Литература

1. W. W. Anderson // IEEE Journal Quantum Electronics, V. QE-13 (7), 532 (1977).
2. Б. М. Вул, И. Д. Воронова, Г. А. Калюжная и др. // Письма ЖЭТФ, 29 (1), 21 (1979).
3. А. Э. Климов, В. Н. Шумский // В кн.: Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона (Отв. ред. С. П. Синица), Новосибирск: Наука, 2001, с. 308.
4. А. Ван дер Зил. Шум (источники, описание, измерение) / Пер. с англ. под ред. А. К. Нарышкина, М.: Сов. радио, 1973.
5. Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов // УФН, Т. 184 (10), 1033 (2014).

Исследование распространения ПАВ на низкосимметричных срезах кристаллов CdZnTe и CdTe: разработка методики зондирования протяженных дефектов

А.Ю. Клоков*, В.С. Кривобок, А.И. Шарков, Ю.В. Клевков, В.А. Вершков, В.П. Мартовицкий, В.А. Цветков, Д.Ф. Аминев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.
*klokov@lebedev.ru

Зарегистрированы распределения поля ПАВ гигагерцевого диапазона для срезов кристаллов Cd(Zn)Te различных ориентаций. Обнаружены рэлеевская, а также псевдоповерхностная волны, определены их групповые скорости в зависимости от ориентаций среза и направления распространения. Полученные картины позволяют устанавливать связь между анизотропией распространения поверхностных волн и кристаллографической ориентацией плоскости срезов. Проведенны предварительные исследования распространения ПАВ в поликристаллах. Обнаружено отражение ПАВ некогерентной границей кристаллитов.

Введение

В последнее время активно развиваются бесконтактные методы исследования моно- и поликристаллических материалов, основанные на конфокальной микроскопии. Данные методы обеспечивают возможность обнаружения и детального спектроскопического исследования одиночных (квантовых) излучателей. Тем не менее, в отличие от электронной микроскопии, возможность одновременного исследования электронного спектра и локальной диагностики структурных свойств в этих методах ограничена или вовсе отсутствует. В данной работе для решения этой проблемы использовано детектирование оптически возбуждаемой поверхностной акустической волны (ПАВ) в экспериментах «накачка − зондирование», которые могут быть интегрированы с существующими конфокальными системами. В работе показано, что анализ анизотропного распространения ПАВ позволяет не только определять локальную кристаллографическую ориентацию срезов, но и выявлять структурные дефекты по отражению и рассеянию ПАВ.

Эксперимент

Исследования проводились на монокристаллических пластинах $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$, вырезанных из объёмного кристалла, выращенного вертикальной направленной кристаллизацией методом Бриджмена. Кроме того, исследовались поликристаллы CdTe, выращенные из паровой фазы. Для оптического возбуждения ПАВ на поверхность образцов термически напылялась пленка Au. При поглощении возбуждающего лазерного импульса в результате быстрого нагрева и последующего термического расширения металлической пленки на поверхности образца формируется упругий импульс с длительностью 10 − 30 пс, возбуждающий ПАВ. Распространяющиеся упругие волны вызывают колебания поверхности образца, что приводит к изменению фазы коэффициента отражения зондирующего луча, которое регистрируется с помощью интерферометра Саньяка [1].

Результаты и обсуждение

Полученные картины (распределения) поля ПАВ гигагерцевого диапазона для срезов кристаллов Cd(Zn)Te различной ориентаций приведены на рис. 1. Наибольшей симметрией (третьего порядка) из исследованных образцов обладали пластины CdZnTe ориентации (111). Зарегистрированная картина ПАВ (рис. 1а) состояла из повторяющихся примерно через 15 мкм концентрических фигур третьего порядка симметрии, соответствующих последовательности возбуждающих импульсов. Для интерпретации данных эксперимента проводились расчеты фазовой и групповой скоростей, а также вектора потока энергии. В расчетах использовался тензор упругости CdTe из [2]. Отметим хорошее согласие расчета с данными эксперимента, см. таблицу 1.

Таблица 1. Скорости распространения ПАВ, мкм/нс.

Срез / направление распространения ПАВ	Эксперимент		Расчёт	
	V_R	V_{PSAW}	V_R	V_{PSAW}
(111) / $[1\bar{1}0]$	1.12	1.71	1.152	1.72
(211) / $[0\bar{1}1]$	1.14	1.48	1.158	1.60
(140) / $[00\bar{1}]$	1.41	1.47	1.42	1.49

На рис. 1а внутреннее кольцо соответствует скользящей объемной L-волне, внутренний шестиугольник – волновой фронт рэлеевской волны, а внешняя звездообразная структура соответствует псевдоповерхностной волне, фазовая скорость которой больше скорости медленной объемной квазипоперечной моды.

Аналогичные измерения были проведены на пластинах с ориентациями (211) (рис.1б) и (140) (рис.1в). Симметрия картины ПАВ на срезе (211) второго порядка, в то время как на срезе (140) отсутствует поворотная симметрия, однако есть симметрия отражения относительно плоскости $(00\bar{1})$. Вдоль направления $[4\bar{1}0]$ величина групповой скорости рэлеевской волны постоянна (1.25 мкм/нс), а у псевдоповерхностной волны изменяется от 1.7 мкм/нс (снизу) до 1.74 мкм/нс (сверху) при переходе через центр. Таким образом, сравнивая экспериментальные и расчѐтные картины распространения ПАВ возможно определение локальной ориентации срезов кристалла.

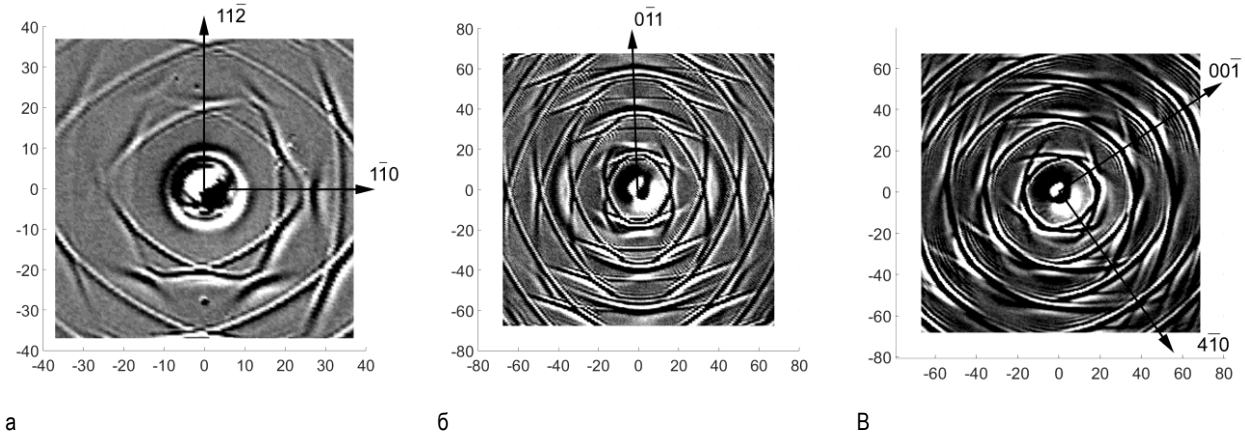


Рис. 1. Картина распространения ПАВ для срезов кристаллов Cd(Zn)Te различных ориентаций: а) (111), б) 211, в) (140)

Проводились, также, исследования распространения ПАВ в поликристаллах p-CdTe.

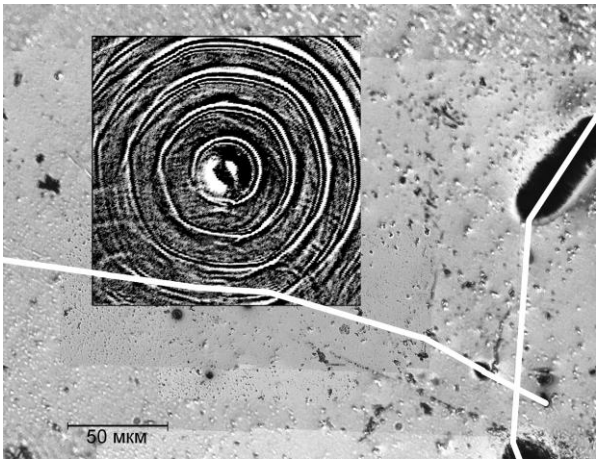


Рис. 2. Картина распространения ПАВ в поликристаллическом p-CdTe. Светлая линия – граница кристаллитов

На рис.2 приведена зарегистрированная вблизи границы кристаллита картина ПАВ, совмещенная с фотографией поверхности образца. Скорость ПАВ, распространяющейся в направлении, аналогичном $[1\bar{1}0]$ на срезе (111) (Рис.1а) равна 1.25 мкм/нс, что на 10% выше скорости, измеренной на CdZnTe (111). Симметрия картины ПАВ близка к третьему порядку, однако псевдоповерхностная волна практически отсутствует. Вблизи межкристаллитной границы видны фронты отражѐнных ПАВ. Таким образом, показано, что по отражению и рассеянию ПАВ возможно не только определять локальное кристаллографическое направление среза CdTe, но и детектирование протяженных дефектов, не всегда регистрируемых в прямых оптических измерениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 15-02-09361 и ПФИ ПРАН № 1.

Литература

1. T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, Y. Sugawara, D. H. Hurley *et al.* // Rev. Sci. Instrum., V. 77, 043713 (2006).

2. H. J. McShimin, D. G. Thomas // J. Appl. Phys., V. 33, 56 (1962).

Исследование упругих свойств заглубленных в алмаз графитизированных слоев методом пикосекундной акустики

А.Ю. Клоков*, А.И. Шарков, Д.Ф. Аминев, В.А. Цветков, Р.А. Хмельницкий

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.
*klokov@lebedev.ru

В работе проведено зондирование когерентными фононами с частотами ~30 ГГц заглубленных графитизированных слоев, полученных при имплантации ионов углерода в пластину алмаза IIa с последующим отжигом. Обнаружено сильное отражение фононов, вызванное акустическим рассогласованием. Определены скорости продольного звука в графитизованных слоях. Обнаружена существенная перестройка спектра отклика при увеличении дозы имплантации до $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, возможно связанная со структурной трансформацией графитизированного слоя.

Введение

Использование алмаза при создании перспективных устройств МЭМС и акустоэлектроники позволит продвинуться далеко в гигагерцевую область частот. При этом весьма полезной может оказаться возможность модификации структуры и физических свойств алмаза. Так, например, с помощью ионной имплантации возможно создание встроенных в матрицу алмаза заглубленных слоев (аморфизованных, графитизированных) толщиной от десятков нанометров до единиц микрон. Целью данной работы было получение информации об акустических свойствах таких слоев: скорости звука, затухании, акустическом рассогласовании имплантированного слоя и алмазной матрицы.

Образцы и схема эксперимента

В пластину алмаза типа IIa ориентации (100) через набор масок была выполнена имплантация ионов углерода с энергией 350 кэВ с дозами имплантации от $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ до $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. После отжига в вакууме при температуре ~1600ºC были сформированы пять областей со встроенными графитизированными слоями, характеристики которых представлены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики имплантированных слоёв.

Доза, см$^{-2}$, $\times 10^{15}$	**4**	**6**	**8**	**10**	**12**
Глубина залегания, нм	320	295	265	250	235
Толщина, нм	106	160	218	249	283

В качестве генератора когерентных фононов использовалась Al пленка толщиной ~40 нм, полученная термическим напылением. На поверхность образца в пятно диаметром ~3 мкм был сфокусирован возбуждающий фемтосекундный импульс второй гармоники титан-сапфирового лазера (τ_p= 160 фс, λ= 400 нм, E = 0.4 нДж) и зондирующий луч первой гармоники того же лазера (λ = 800 нм, E = 0.04 нДж). Малые ($10^{-6} – 10^{-5}$) изменения фазы коэффициента отражения от поверхности образца, вызванные распространением объёмных акустических волн, детектировались с помощью интерферометра Саньяка [1] (см. рисунок 2).

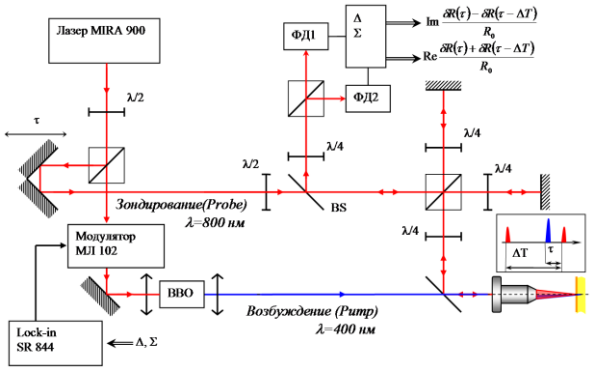


Рис. 1. Схема оптической части установки

В данном интерферометре импульс первой гармоники (λ = 800 нм) того же лазера, который используется для возбуждения ПАВ, делится на два канала — опорный и зондирующий, причем импульс из опорного канала попадает на исследуемую структуру до возбуждающего импульса, а из зондирующего – после. В результате интерференции опорного и зондирующего импульсов на детекторе интер-

ферометра получается сигнал пропорциональный разности фаз $\delta\varphi=\varphi(\tau)-\varphi(\tau-\Delta T)$ в моменты времени τ и $\tau-\Delta T$. Чувствительность методики составляла ~1 мкрад по фазе, временное разрешение <1 пс. Диапазон изменения задержки τ между возбуждающим и зондирующим импульсами от 0 до 4 нс.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2а приведены отклики на фемтосекундное лазерное возбуждение, полученные на неповрежденной области и на областях с различной дозой имплантации. Отклики, полученные для доз $4\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ и $6\cdot10^{15}$ см$^{-2}$, состоят из повторяющихся с периодом ~50 пс пар импульсов, следующих с задержкой ~40 пс – точное значение зависит от глубины залегания и толщины слоя. В целом можно отметить, что все графитизированные слои сильно отражают когерентные фононы.

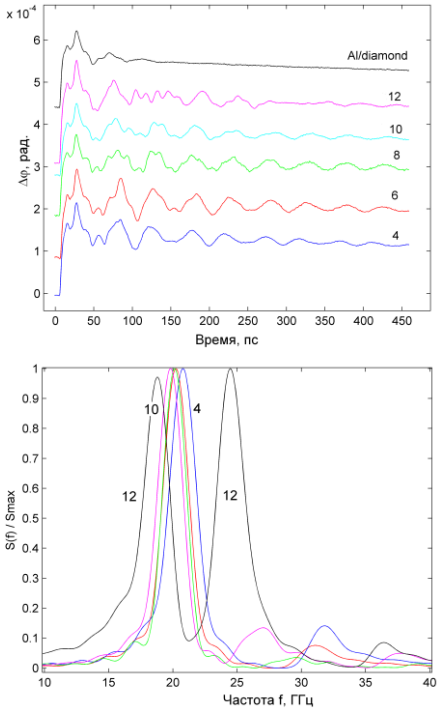


Рис. 2. а) Отклики на фемтосекундное лазерное возбуждение, б) спектры откликов (преобразование Фурье)

На рисунке 2б приведены результаты спектрального анализа откликов. Можно заметить, что за исключением слоя с дозой $12\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ положение максимума и ширина на полувысоте мало изменяется от 20.76 ГГц (доза $4\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) до 19.85 ГГц (доза $10\cdot10^{15}$ см$^{-2}$), несмотря на значительные изменения толщин и глубин залегания.

Ширина спектра на полувысоте составляет ~2.5 ГГц. Однако при повышении дозы до $12\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ спектр становится бимодальным, что, возможно, связано со структурной перестройкой графитизированного слоя.

Моделирование отклика проводилось в одномерной геометрии; в каждом из слоев структуры было получено решение уравнения движения, после чего решения сшивались на границах, вектор смещения точек среды и тензор напряжения полагались непрерывными. Как оказалось, оптический отклик структуры определяется, в основном фотоупругим взаимодействием в Al-пленке.

В процессе подгонки отклика для получения наилучшего согласия с экспериментом варьировались поглощение гиперзвука, толщина оксидного слоя и, до ~10%, скорость звука в пленке алюминия.

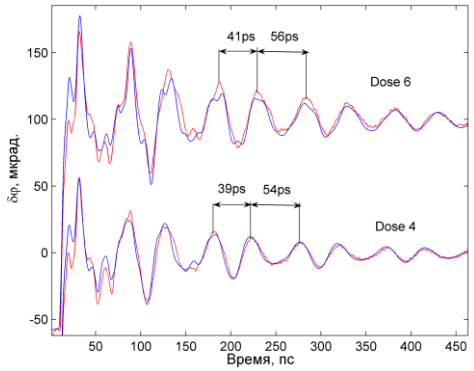


Рис. 3. Сравнение расчетов откликов на областях 4 и 6 с результатами эксперимента. Синие кривые – расчет, красные – эксперимент

На рис. 3 показано сравнение экспериментальных данных с расчетом. Отметим превосходное согласие экспериментальных откликов с расчѐтными.

Таким образом, определена скорость продольного звука в графитизированных слоях с дозами $4\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ (V_L= 13125 м/сек) и $6\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ (V_L= 14000 м/сек). Коэффициент отражения границы алмазная матрица − имплантированный слой составляет 0.36 и 0.33 для доз $4\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ и $6\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ соответственно.

Работа выполнена при поддержке ПФИ ПРАН №1 и РФФИ, проект № 15-02-09361.

Литература

T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, Y. Sugawara, D. H. Hurley *et al.* // Rev. Sci. Instrum., V. 77, 043713 (2006).

Влияние одноосной деформации на поглощение отрицательно заряженных доноров в кремнии

К.А. Ковалевский*, Р.Х. Жукавин, В.В. Цыпленков и В.Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*atan4@yandex.ru

Экспериментально измерена модуляция фонового комнатного излучения (T~293 K), проходящего через кремний, легированный донорами пятой группы при оптическом фотовозбуждении излучением CO_2 лазера и температурах жидкого гелия. Обнаружено, что одноосная деформация вдоль кристаллографического направления [100] приводит к резкому уменьшению поглощения в области 0 – 0,5 кбар.

Введение

Ранее был проведен анализ факторов, влияющих на характеристики стимулированного ТГц-излучения в условиях одноосной деформации кристалла. Показано, что падение пороговой интенсивности накачки на два порядка величины можно объяснить лишь одновременным действием нескольких факторов: изменением темпов релаксации возбужденных состояний с учетом междолинных фононов [1], возрастанием эффективности накачки верхнего рабочего 2p-состояния [2], а также уменьшением внутренних потерь при одноосной деформации сжатия вдоль кристаллографического направления [100] [3] из-за модификации состояний отрицательно заряженных доноров (D-центров). Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию поглощения ТГц-излучения в кремнии с мелкими донорами при одноосной деформации сжатия вдоль кристаллографического направления [100].

Отрицательные доноры

Отрицательные доноры имеют широкую полосу поглощения $E_D^- < \hbar\omega < 10\times E_D^-$ с максимумом сечения поглощения $\sigma_D^- \sim 10^{-14}$ см^2 на частоте $\omega = 2E_D^-/\hbar$ [63]. Энергия связи E_D^- немонотонно меняется от величины прикладываемого давления. Теоретические и экспериментальные зависимости поведения E_D^- (для Si:P) от давления приведены на рисунке 1 [5]. Для E_D^- характерно наличие минимума при P~0,4–0,7 кбар, в котором энергия уменьшается в 2–4 раза. Теоретические оценки показывают, что при невысоком темпе возбуждения концентрация отрицательно заряженных доноров может уменьшаться на порядок. Таким образом, следует ожидать, что внутренние потери для лазерной среды уменьшаются при деформации.

Образцы

Исследуемые кристаллы кремния были выращены методом зонной плавки и легированы донорами V группы с концентрацией $N_d \approx 3\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ ($N_a/N_d<1\%$). Образцы были вырезаны в форме параллелепипеда и отполированы. Оптическая накачка на длине волны λ=10,6 мкм ($\hbar\omega$=117мэВ) осуществлялась CO_2 лазером с модулированной добротностью. Поле накачки ориентировалось перпендикулярно деформации. Охлаждение исследуемого образца осуществлялось жидким гелием. Оптическая схема измерений показана на рисунке 2.

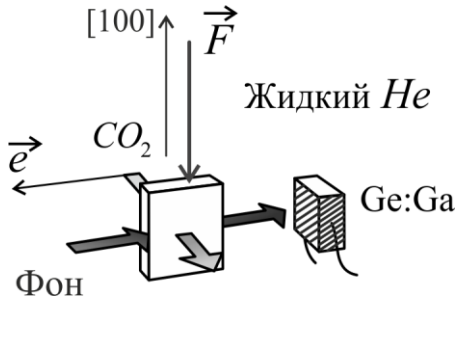


Рис. 1. Оптическая схема измерений

Эксперимент

Для мелких доноров V-группы измерена модуляция поглощения фонового комнатного излучения (T~293 K) при импульсной накачке CO_2 лазера

(τ~300 нс) в условиях одноосной деформации сжатия вдоль кристаллографического направления [100] и температур жидкого гелия. На рисунке 3 представлена зависимость модуляции сигнала поглощения Si:P от давления, которая носит немонотонный характер. Для всех примесей характерно резкое уменьшение поглощения при деформациях $P \leq 0{,}5$ кбар и относительно медленный рост при больших давлениях. Наибольшее значение падения поглощения наблюдалось в Si:Bi и составило ~10 раз. Обнаруженное поведение согласуется с теоретическими представлениями [5] о модификации отрицательного донора с ростом деформации. С другой стороны, уменьшение внутренних потерь объясняет сверхмалые пороги генерации (до 20 Вт/см^2) кремниевых лазеров, наблюдаемые при давлениях $P \geq 0{,}5$ кбар [3].

Работа поддержана грантами РФФИ 14-02-31628 мол_а, 14-02-00638.

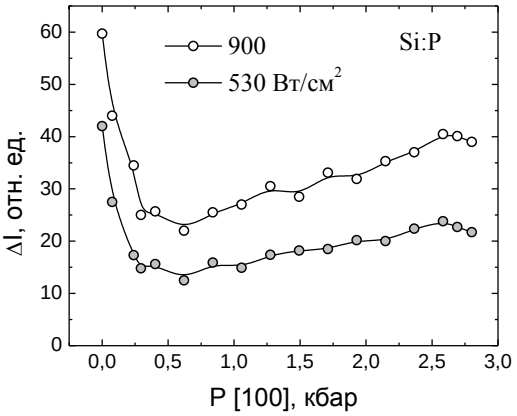


Рис. 2. Зависимость модуляции фонового излучения от величины одноосной деформации [100]

Литература

1. Цыпленков В.В., Ковалевский К.А., Шастин В.Н. // Физика и техника полупроводников, 43 (11), 1450 (2009).
2. К.А. Ковалевский, Р.Х. Жукавин, В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин, Н.В. Абросимов, Г. Риман, С.Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс // Физика и техника полупроводников, 2013, 47 (2).
3. К.А. Ковалевский, Н.В. Абросимов, Р.Х. Жукавин, С.Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс, В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин // Квант. электрон., 45:2 (2015), 113–120.
4. Г. Бете, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз (1960).
5. Oliveira L.E., Falicov L.M. // Phys. Rev. B., **33**, 6990 (1986).

Пролетные эффекты на терагерцевых частотах в коротких гетероструктурах GaAs/AlAs

В. А. Козлов[1,2]*, В.А. Вербус[1,3]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 НИУ ВШЭ, Б. Печерская, 25/12, Нижний Новгород, 603155.

*kozlov@ipm.sci-nnov.ru

В настоящей работе изучается возможность наблюдения квантовых биений волновой функции электронов в коротких GaAs/AlAs гетероструктурах, в которых толщина рабочей области меньше или сравнима с длиной свободного пробега электронов. Для этого разработан метод расчета волновой функции электрона для гетероструктуры с произвольным ступенчатым потенциалом, которая находится в постоянном и терагерцевом электромагнитном поле.

Введение

Успехи в разработке атомно-слоевого нанесения, атомно-слоевого травления и глубокого (~100 нм) травления с 7 нанометровыми вершинами, а также повышение доступности квантовых каскадных лазеров терагерцевого (ТГц) диапазона, позволяет надеяться на возможность наблюдения в коротких гетероструктурах пролетных эффектов, связанных с возникновением квантовых биений волновой функции баллистических электронов на терагерцевых частотах [1-4].

Квантовые биения возникают, когда электрон влетает из инжектора в ограниченную рабочую область пространства нанометровых размеров, которую он пролетает квазибаллистически (почти без рассеяния) и где он взаимодействует с терагерцевым излучением, частота которого сравнима с временем пролета электроном рабочей области. В том случае, когда время пролета рабочей области пространства составляет определенную долю периода высокочастотного поля, биения волновой функции электрона приводят к резонансному взаимодействию электрона с высокочастотным полем.

Такая квантовая интерференция электрона “самого с собой” в высокочастотном поле приводит к созданию в рабочей области пространства переменного тока, фаза которого может оказаться противоположной фазе переменного электрического поля. Это приведет к возникновению отрицательной проводимости в короткой нанометровой гетероструктуре со специально подобранным респределением потенциала, которую электроны должны пролетать почти без рассеяния. При переходе от квантового к классическому описанию такой неустойчивости (для большой гипотетической гетероструктуры, в которой электроны могут двигаться без рассеяния на большие расстояния), эта неустойчивость соответствует хорошо известной неустойчивости, которая возникает из-за бунчировки пучка электронов (как в монотроне). Следует отметить, что соответствующая отрицательная проводимость возникает только на высоких частотах, в то время как на низких частотах проводимость положительна. Кроме этого, частота такой неустойчивости может перестраиваться приложенным постоянным напряжением.

В настоящей работе изучается возможность наблюдения квантовых биений в коротких гетероструктурах (на основе GaAs/AlAs) с толщинами, которые меньше длины свободного пробега электронов. Для этого разработан метод расчета волновой функции для баллистических электронов в коротких гетероструктурах. Эти электроны находятся в постоянном и терагерцевом электромагнитном поле. Такая гетероструктура должна содержать инжектор элек-

тронов, задающий энергетическое распределение влетающих в рабочее пространства электронов, а также экстрактор ускоренных электронов, которые могут начать поглощать энергию высокочастотного поля из-за смены фазы биения волновой функции. Таким образом, в рабочем пространстве должны оставаться только электроны с отрицательной фазой биений. Переменный ток, создаваемый этими электронами, работает против высокочастотного поля, что приводит к передаче энергии от движущихся электронов в высокочастотное поле.

В работе был развит матричный метод расчета быстроменяющейся волновой функции баллистических электронов в плоскослоистых гетероструктурах со ступенчатым профилем потенциала. Это позволило выяснить роль квантовых биений в возникновении группировки квазибаллистических электронов в коротких гетероструктурах.

Предложен дизайн короткой гетероструктуры, в которой возможно возникновение рассматриваемых квантовых биений и генерация (а может быть и усиление) перестраиваемого ТГц-излучения.

Другой возможный путь получения перестраиваемого ТГц-излучения состоит в использовании гетероструктур с пилообразным профилем потенциала [5]. В этом случае в структурах на основе $GaAs/Al_xGa_{1-x}$ As возможно появление распределений типа стриминга для баллистических электронов, что также приводит к отрицательной дифференциальной проводимости на ТГц-частотах.

Отметим, что появление в настоящее время доступных терагерцевых квантово-каскадных лазеров позволит использовать их излучение для наблюдения квантовых биений в коротких гетероструктурах. Это обстоятельство существенно облегчит разработку твердотельных терагерцевых источников с электронной перестройкой частоты.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект №15-02-07935).

Литература

1. Kozlov V.A., Nikolaev A.V., Verbus V.A. // Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors, Proc. 14th Intern. Conference. July 25-29, 2005, Chicago, USA. Springer 2006, p. 257-260.
2. В.А. Козлов, В.А. Вербус, А.В. Николаев // Известия РАН. Серия физическая. 2009, т. 73, с. 87-90.
3. V.A. Kozlov, A.B. Kozyrev, A.V. Samokhvalov // Proc. 11th Int. Symp. On Ultrafast Phenomena in Semiconductors, 2001, 27-29 August, Vilnius, Lithuania; Materials Science Forum, 2002, Vol. 384-385, pp. 139-142.
4. V.A. Kozlov, A.V. Nikolaev, A.V. Samokhvalov // Semicond. Sci. Technol., 2004, vol. 19, n. 4, pp. S99-S101.
5. В.А. Козлов, А.Б. Козырев. Инверсия населенностей электронов в ступенчатых гетероструктурах // ФТП, 1996, т. 30, в. 11, с. 2002-2016.

Исследование спектров одно- и двух-валентных акцепторов в узкозонных $Hg_{1-x}Cd_xTe$ пленках методом планарной фотопроводимости

Д.В. Козлов[1, 2]*, В.В. Румянцев[1, 2], С.В. Морозов[1,2], А.М. Кадыков[1,5], В.С. Варавин[3], Н.Н. Михайлов[3,4], С.А. Дворецкий[3,4], В.И. Гавриленко[1, 2], F. Терре[5]

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

2 Нижегородской государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск.

4 Новосибирский государственный университет, Новосибирск.

5 Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier II, Montpellier, France.

*dvkoz@ipmras.ru

Обнаружены особенности в спектре фотопроводимости $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (x от 0.19 – 0.23) пленок, связанные с переходами в спектре одно – и двухвалентных акцепторов. Определено, что вклад таких центров в сигнал фотопроводимости зависит от соотношения между концентрацией компенсирующих доноров и одновалентных акцепторов.

Введение

Хорошо известно, что твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) являются основным материалом для создания приемников среднего инфракрасного диапазона. Одной из проблем при создании приемников высокой чувствительности на основе КРТ, является существенное влияние примесных и дефектных центров на времена жизни неравновесных носителей. Однако в узкозонных структурах КРТ, с шириной запрещенной зоны < 100 мэВ, такие центры практически не изучены. Известно, что наиболее распространенным акцептором в твердых растворах КРТ, из-за слабой связи Hg – Te, считается вакансия ртути [1]. Встраиваясь в кристаллическую решетку HgTe, ион ртути отдает два электрона. Дефект периодической решетки, которой является вакансия ртути в приближении эффективной массы, описывается как точечный отрицательный заряд, по величине равный двум зарядам электрона. Тогда с вакансией, оказывающейся двухвалентным центром, могут быть связаны как две (нейтральный центр), так и одна дырка (ионизованный центр). Однако при таком описании состояний вакансии ртути не учитывается деформация решетки, создаваемая отсутствием атома в узле. Такая деформация может зависеть от условий роста и отжига. При этом смещение соседних атомов может быть значительным и даже частично экранировать заряд дефекта, в этом случае валентность дефекта может быть понижена Одновременно с вакансиями ртути в растворах КРТ возможно присутствие остаточных элементов V группы, замещающих атомы теллура и оказывающихся одновалентными акцепторами. Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию состояний двухвалентных и одновалентных акцепторов в структурах узкозонных эпитаксиальных пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$.

Эксперимент

В работе были исследованы спектры ТГц фотопроводимости (ФП) образцов эпитаксиальных пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с содержанием Cd от 19 до 23 %, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии по подложке GaAs в направлении (013). Образцы *n*-типа отжигались в атмосфере инертного газа. В результате за счет выхода ртути из структуры создавалась избыточная концентрация акцепторов (вакансий ртути) над донорной примесью. При исследованиях спектров ФП при 4.2К, для подавления подсветки комнатного фона в некоторых экспериментах использовался «холодный» фильтр. На рис.1, 2 представлены типичные спектры ФП КРТ структур с долей Cd x = 0,185 (№110330) и с x = 0,19 (№ 120210) измеренные как без “холодного” фильтра (рис. 1a и 2a), так и с “холодным” фильтром (рис. 1b и 2b). Видно, что в спектре ФП

образца № 110330 при подсветке комнатного фона в районе 70-90 см$^{-1}$ (стрелка 1), 140 – 170 см$^{-1}$ (стрелка 2), 200 – 225 см$^{-1}$ (стрелка 3) и около 300 см$^{-1}$ (стрелка 4) наблюдаются четыре особенности в виде линий (рис. 1a). Отметим, что особенность 4 наблюдается только в присутствии тепловой подсветки и практически исчезает в экспериментах с “холодным” фильтром (рис. 1b). В спектре образца № 120210 (рис.2) отсутствует длинноволновая линия 1, а остальные три особенности (стрелки 2-3) сохраняются при гашении тепловой подсветки.

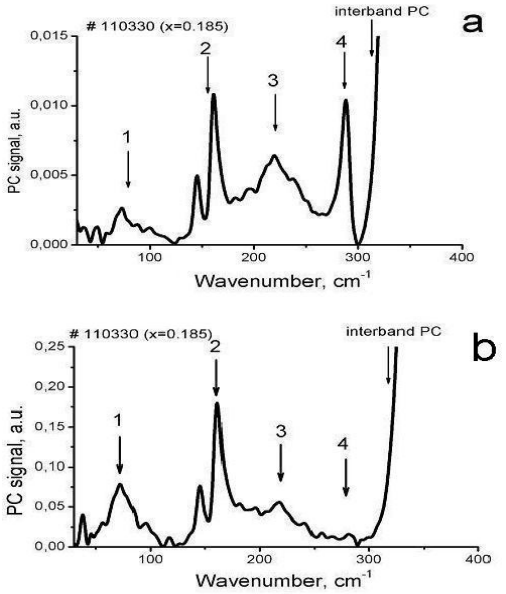


Рис. 1. Фотопроводимость КРТ структуры № 110330 с долей Cd x = 0.185

Интерпретация

Для интерпретации наблюдаемых спектров ФП был проведен расчет спектра одно – и двухвалентных мелких акцепторов в твердых растворах КРТ методом, изложенным в [2]. При этом учитывался химический сдвиг путем введения дополнительного потенциала, описывающего всестороннее сжатие решетки вокруг вакансии, локализованное около дефекта. Величина такой деформации использовалась как подгоночный параметр. Расчет показал, что положение спектральных линий 1, 2 и 4 хорошо согласуется с энергиями ионизации дырок, связанных с одновалентным центром (линия 1), с двухвалентным нейтральным центром (линии 2) и с двухвалентным ионизованным центром (линия 4). При этом вклад таких центров в сигнал ФП зависит от соотношения между концентрацией компенсирующих доноров и одновалентных акцепторов. Если концентрация доноров мала, дырками оказываются заполнены все двухвалентные состояния (эти центры будут нейтральными) и частично одновалентные центры. В таком случае в спектре ФП должны присутствовать линии 1, 2 и 3, а линия 4 должна появляться только при подсветке ионизующей нейтральные центры. Это наблюдается в спектрах ФП образца № 110330. Когда двухвалентные состояния не полностью заполнены дырками в структуре будут присутствовать как нейтральные, так и заряженные двухвалентные акцепторы, при этом одновалентные центры будут свободны от носителей и не давать вклада в ФП. В этом случая линия 4, связанная с возбуждением заряженных двухвалентных центров не пропадает в отсутствии подсветки, а линия 1 должна отсутствовать. Это мы наблюдаем в спектрах образца № 210120. Таким образом, присутствие линии 1 в спектре ФП является признаком высокой концентрации в образце компенсирующих доноров, поглотивших все дырки с одновалентных акцепторов и частично с двухвалентных. Линия 3 может быть связана с центрами другой природы.

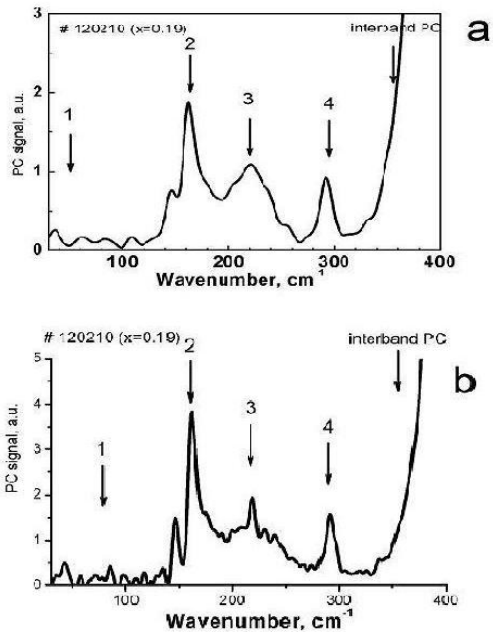


Рис. 2. Фотопроводимость КРТ структуры № 210120 с долей Cd x = 0.19

Литература

1. Z. Kucera, *et al.* // Phys. stat. sol. (b), v. 158. p. K 173 (1998).
2. Д.В. Козлов, и др. // ФТП, т. 49, с. 16549 (2015).

Квантовые состояния квазиодномерного однородного волновода со спин-орбитальным взаимодействием Рашба и Дрессельхауза

А.С. Козулин*, А.И. Малышев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*SashaKozulin@yandex.ru

Исследованы квантовые состояния квазиодномерного однородного волновода со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) Рашба и Дрессельхауза. По результатам расчетов поправок к энергетическому спектру и волновым функциям особо выделяется случай равных вкладов СОВ Рашба и Дрессельхауза, когда система обладает дополнительной симметрией, связанной со спиновыми степенями свободы. Установлено, что добавление в волновод СОВ-рассеивателя конечной длины приводит к образованию в системе эффективной потенциальной ямы, глубина которой квадратично связана с параметрами СОВ. Проведено сравнение позиций провалов на зависимости кондактанса волновода от энергии носителей с положением уровней дискретного спектра в эффективной потенциальной яме.

В настоящее время активно обсуждаются различные варианты создания приборов, ключевую роль в функционировании которых играют спиновые степени свободы носителей [1]. Простой моделью подобного рода устройства, является квазиодномерный волновод, содержащий рассеиватель – область конечной длины со спин-орбитальным взаимодействием (далее СОВ), – соединенный с двумя каналами без СОВ, один из которых служит для инжекции носителей в рассеиватель, а другой – для детектирования их спинового состояния после выхода из него. Для расчета спин-зависимых транспортных характеристик такого волновода необходима информация о квантовых состояниях в области с СОВ. Для их нахождения мы рассмотрели квазиодномерный однородный волновод с СОВ Рашба и Дрессельхауза, который описывается следующим одночастичным гамильтонианом в приближении эффективной массы:

$$\hat{H} = \left(\hbar^2\left(\hat{k}_x^2 + \hat{k}_y^2\right)/2m + V(y)\right)\hat{\sigma}_0 + \\ + \alpha\left(\hat{\sigma}_x\hat{k}_y - \hat{\sigma}_y\hat{k}_x\right) + \beta\left(\hat{\sigma}_x\hat{k}_x - \hat{\sigma}_y\hat{k}_y\right), \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}_0$ – единичная матрица 2×2, $\hat{\sigma}_x$ и $\hat{\sigma}_y$ – матрицы Паули, $V(y)$ – потенциал конфайнмента (бесконечно глубокая потенциальная яма ширины d по направлению y), m – эффективная масса, α и β – параметры Рашба и Дрессельхауза соответственно.

Ввиду того, что при произвольных значениях параметров α и β уравнение Шредингера с гамильтонианом (1) не может быть решено аналитически, мы использовали стационарную теорию возмущений для вычисления поправок по параметрам СОВ к волновым функциям и энергетическому спектру однородного волновода без СОВ. По результатам расчетов поправок особо выделяется случай равных параметров СОВ ($\alpha = \beta$), когда система обладает дополнительной симметрией, связанной со спиновыми степенями свободы [2], а задача допускает аналитическое решение. Вычисление поправок к энергетическому спектру до третьего порядка по параметрам СОВ включительно указывает на то, что добавление в однородный волновод СОВ-рассеивателя приводит к образованию в системе эффективной потенциальной ямы, глубина которой составляет $m\left(\alpha^2 + \beta^2\right)/\hbar^2$.

В заключительной части работы проведено сравнение позиций провалов на зависимости кондактанса волновода от энергии носителей с положением уровней дискретного спектра в эффективной потенциальной яме, обобщающее результаты одной из наших предыдущих работ [3].

Литература

1. Y. Xu, D.D. Awschalom, J. Nitta // Handbook of Spintronics, Springer (2016).
2. B.A. Bernevig, J. Orenstein, and S.-C. Zhang // Physical Review Letters, V. 97, 236601 (2006).
3. А.И. Малышев, А.С. Козулин // ЖЭТФ, 148, 1, 111 (2015).

Особенности Андреевского отражения на интерфейсе между сверхпроводником и краем двумерного полуметалла, реализованного в широкой квантовой яме HgTe либо в двуслойной системе InAs/GaSb

А.А. Кононов[1], С.В. Егоров[1], З.Д. Квон[2], С.А. Дворецкий[2], Н.Н. Михайлов[2], Б.Р. Семягин[2], В.В. Преображенский[2], М.А. Путято[2], Е.А. Емельянов[2], Э.В. Девятов[1§]

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

§ dev@issp.ac.ru

В данной работе мы представляем результаты экспериментального исследования процессов переноса заряда на интерфейсе между сверхпроводником и краем двумерного полуметалла, реализованного в широкой квантовой яме HgTe либо в двуслойной системе InAs/GaSb. Фактически образец представляет собой одиночный андреевский контакт. Наиболее нетривиальным оказалось наблюдение на фоне стандартного сигнала для одиночного андреевского контакта резкого провала в сопротивлении при нулевом напряжении смещения на контакте и мелких осцилляций сопротивления с 1/n периодичностью по напряжению смещения, расположенных строго внутри сверхпроводящей щели.

Введение

Современный интерес к исследованию транспортных свойств полуметаллов связан с появлением новых двумерных систем, таких как двуслойный графен, тонкие плѐнки BiSe и широкие квантовые ямы HgTe. Подобно висмуту, ставшему классическим примером полуметалла, все эти новые материалы характеризуются некоторым перекрытием валентной зоны и зоны проводимости, так что транспорт осуществляется одновременно носителями обоих знаков, что приводит к появлению новых, нетривиальных физических эффектов в транспортных свойствах полуметаллических систем.

В последние годы возник ряд теоретических предсказаний, в которых ожидается, что двухкомпонентные системы могут демонстрировать новые корреляционные эффекты в режиме близости со сверхпроводником. В частности, предсказан [1, 2] четырѐхчастичный андреевский процесс на интерфейсе сверхпроводник/двуслойный экситонный конденсат [3]. В случае “классического” двумерного полуметалла с непрямой зонной структурой мы так же можем ожидать появления нетривиальных корреляционных эффектов [4, 5] между электронами и дырками в силу подавленной межподзонной рекомбинации в полуметалле.

Полученные результаты

В данной работе мы представляем результаты экспериментального исследования процессов переноса заряда на интерфейсе между сверхпроводником и краем двумерного полуметалла, реализованного в широкой квантовой яме HgTe либо в двуслойной системе InAs/GaSb. Фактически образец представляет собой одиночный андреевский контакт. Наиболее нетривиальным оказалось наблюдение, на фоне стандартного сигнала для одиночного андреевского контакта, резкого провала в сопротивлении при нулевом напряжении смещения на контакте и мелких осцилляций сопротивления с 1/n периодичностью по напряжению смещения, расположенных строго внутри сверхпроводящей щели. Мы интерпретируем данные результаты как проявление зеркального (спекулярного) андреевского отражения [5] на границе двумерного полуметалла.

Эти результаты частично, в части, относящейся к HgTe, отражены в препринте arXiv:1511.08085 (принято в Phys. Rev. B).

Литература

1. F. Dolcini, D. Rainis, F. Taddei et al. // Phys. Rev. Lett., 104, 027004 (2010); S. Peotta, M. Gibertini, F. Dolcini et al. // Phys. Rev. B, 84, 184528 (2011).
2. M. Veldhorst, M. Hoek, M. Snelder // Phys. Rev. B, 90, 035428 (2014).
3. I. B. Spielman et al. // Phys. Rev. Lett., 84, 5808 (2000); I. B. Spielman et al. // ibid. 87, 036803 (2001); J. P. Eisenstein and A. H. MacDonald // Nature, 432, 691 (2004) and work cited therein.
4. D. Jerome, T. M. Rice, and W. Kohn // Phys. Rev., 158, 462 (1967).
5. C. W. J. Beenakker // Reviews of Modern Physics, 80, 1337 (2008).

Влияние эффекта оптического параметрического резонанса на осцилляции Раби в микрорезонаторе

Н.Е. Коптева*, А.В. Трифонов, Р.В. Чербунин, И.Я. Герловин

Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504.

*natalkop@yandex.ru

Экспериментально обнаружен эффект оптического параметрического рассеяния в структуре с микрорезонатором. Эффект заключается в нелинейном росте интенсивности прошедшего через образец пучка. Проверка существования влияния оптического параметрического резонанса на осцилляции Раби потребовала детального изучения последних. Для исследований использовалась двухимпульсная методика накачки-зондирования с временным разрешением. Выяснено, что осцилляции на нижней и верхней поляритонной ветке происходят в противофазе, с увеличением мощности накачки резко уменьшается время затухания осцилляций в отрицательных временах задержки между импульсами и остаётся неизменным в положительных временах.

Введение

Сильное экситон-фотонное взаимодействие в полупроводниковом микрорезонаторе с квантовой ямой приводит к возникновению двух поляритонных ветвей, энергетический зазор между которыми определяет частоту связанных с экситон-фотонным обменом осцилляций Раби. Считается, что осцилляции Раби в микрорезонатрах могут быть использованы для реализации квантовых информационных процедур. Основным препятствием этому является малое время жизни осцилляций, определяемое, как правило, распадом поляритонной когерентности. Дополнительное воздействие на систему, такое как нерезонансная оптическая накачка, ведѐт к дальнейшему уменьшению времени жизни и амплитуды этих биений. Нерезонасная накачка создаѐт резервуар неизлучающих экситонов, рассеяние на которых разрушает поляритонную когерентность, сокращая тем самым время жизни осцилляций. Однако как показано в теоретической работе [1], при определенных условиях с помощью такой накачки может быть реализован эффект оптического параметрического резонанса (ОПР), при котором накачка поляритонного состояния с определѐнным волновым вектором приведет к Бозе-стимулированному рассеянию поляритонов в когерентное состояние, способствуя тем самым, значительному увеличению времени жизни осцилляций Раби. В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментов, направленных на поиск условий реализации эффекта ОПР.

Исследуемый образец и экспериментальная методика

Исследования проводились на гетероструктуре с микрорезонатором, в котором размещена квантовая яма InGaAs.

Для исследования осцилляций Раби в работе использован двухимпульсный метод накачки-зондирования, в котором регистрируется изменение спектра и интенсивности прошедшего через микрорезонатор зондирующего света в зависимости от времени задержки между импульсом накачки и зондирования. Фемтосекундные импульсы накачки и зондирования имели широкий спектр, накрывающий обе поляритонные ветки. Во временной зависимости регистрируемого сигнала наблюдались отчетливо выраженные осцилляции Раби.

Для реализации оптического параметрического рассеяния используется дополнительный световой пучок, падающий на образец под магическим углом, составляющим 12^0. Прошедший сквозь образец зондирующий пучок перефокусировался микрообъективом на ПЗС-матрицу монохроматора, что позволяет щелью монохроматора вырезать часть k-пространства, соответствующую излучению из основного состояния. Интегральная интенсивность прошедшего пучка ре-

гистрировалась с помощью фотодиода, подключенного к синхронному детектору.

Результаты и обсуждение

В случае накачки поляритонного состояния с определённым волновым вектором, не совпадающим с волновым вектором зондирующего пучка, интенсивность регистрируемого сигнала резко возрастает. В зависимости сигнала от мощности накачки (рис. 1) наблюдаются три характерных участка. Средний участок, характеризуемый нелинейной зависимостью интенсивности от мощности, свидетельствует в пользу возникновения оптического параметрического резонанса.

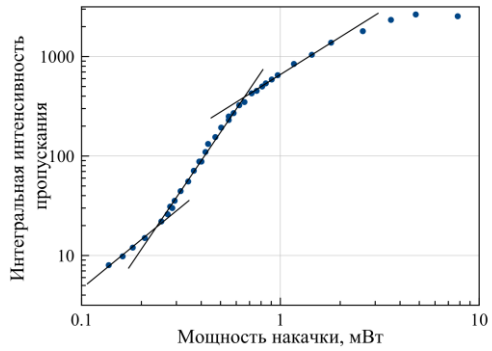


Рис. 1. Зависимость пропускания от мощности накачки в поляритонное состояние с определённым волновым вектором

На рисунке 2 продемонстрировано изменение спектра зондирующего пучка как функция временной задержки. В спектре видны обе поляритонные ветви: нижняя (1.419 eV) и верхняя (1.426 eV). Периодические измененя интенсиности сигнала во времени указывают на существование осцилляций Раби.

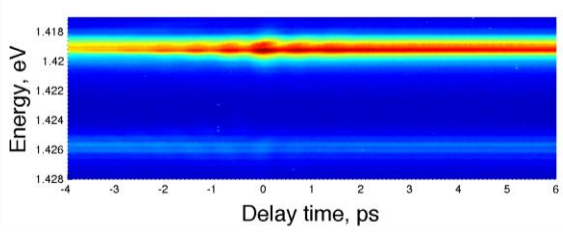


Рис. 2. Изменение спектра зондирующего пучка в зависимости от времени задержки между импульсами. Свет накачки и детектирования имеет циркулярную поляризацию. Мощности света детектирования 0.2 мВт, мощность света накачки 6 мВт

Форма осцилляций на каждой ветви показана на рисунке 3. Видно, что осциллирующий сигнал наблюдается как при положительных, так и при отрицательных временных задержках Осцилляции в отрицательных временах, предположительно, возникают из-за эффекта четвертьволнового смешения. При увеличении мощности накачки нижняя поляритонная ветка испытывает сильный голубой сдвиг, а верхняя не изменяет своего спектрального положения. Осцилляции на верхней и нижней поляритонной ветке происходят в противофазе (см. рис. 3). На верхней ветке осцилляции наблюдаются в основном в отрицательных временах при любой мощности. На нижней ветке осцилляции проявляются как в положительных, так и в отрицательных временах. С увеличением мощности число периодов осцилляций в отрицательных временах увеличивается.

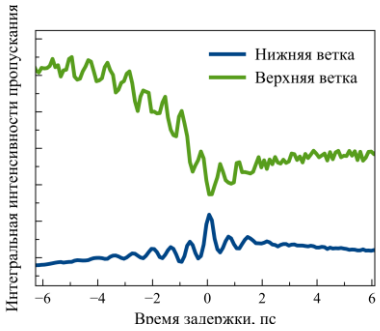


Рис. 3. Интегральный сигнал спектра пропускания на верхней и нижней поляритонной ветке в зависимости от времени задержки между импульсами. Свет накачки и детектирования имеет циркулярную поляризацию. Мощность света детектирования 0.1 мВт, мощность света накачки 6 мВ

Заключение

Таким образом, проведенные эксперименты показали возможность реализации ОПР в исследуемой структуре. При этом установлено, что в отсутствии параметрического резонанса время затухания осцилляций уменьшается с увеличением мощности. Влияние оптического параметрического резонанса на время затухания осцилляций будет подробно представлено в докладе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-52-12018 и темы СПбГУ 11.38.213.2014.

Литература

1. S. S. Demirchyan *et al.* // Physical Review Letters, V. 112, 196403 (2014).
2. A. V. Trifonov *et al.* // Physical Review B, V. 92, 201301(R) (2015).

Получение и исследование изотопно-обогащенного высокочистого ^{72}Ge в виде объемных образцов и тонких пленок

Р.А. Корнев [1*], П.Г. Сенников [1], И.А. Андрющенко [1], В.П. Лесников [2], Ю.А. Данилов [2], А.В. Нежданов [2]

1 Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kornev@ihps.nnov.ru,

Плазмохимическим методом в водородной плазме ВЧИ-разряда получен изотопно-обогащенный ^{72}Ge. Из данного материала получены образцы в виде монокристаллов и тонких пленок. Проведены исследования основных электрофизических параметров полученных образцов.

Введение

Изотопы германия находят применение в различных фундаментальных научных исследованиях. Тетрафторид германия – наиболее подходящее по физико-химическим характеристикам исходное вещество для получения изотопных разновидностей германия центробежным методом. Однако выделение из него элементарного германия встречает определенные трудности. Перспективными подходом, позволяющим провести прямое восстановление GeF_4, является плазмохимический метод.

Методика эксперимента

Процесс восстановления $^{72}GeF_4$ (обогащение 51,65%) проводится в водородной плазме, поддерживаемой высокочастотным (13,56 МГц) индуктивно-связанным разрядом. Вводимая в разряд мощность составляет 1 кВт. Расход плазмообразующего газа H_2 + GeF_4 устанавливается с помощью регуляторов расхода газа в интервале 75 – 200 см^3/мин. Давление в процессе проведения эксперимента поддерживалось постоянным, равным 0,25 Торр. Мольное соотношение $H_2/^{72}GeF_4$ = 4. Содержание основных электроактивных примесей в полученных в виде слитков поликристаллах ^{72}Ge по данным лазерной масс-спектрометрии составляет: B<0,02; P<0,2; Sb-0.003;Al <0,03; As<0,01 ppmwt.

Получение объемных образцов ^{72}Ge

В дальнейшем полученный, поликристаллический ^{72}Ge был подвергнут зонной перекристаллизации в атмосфере высокочистого водорода в контейнере из кварцевого стекла с покрытием из аморфного диоксида кремния. Нагрев зоны осуществляли электромагнитным полем с частотой 440 кГц. Скорость движения зоны составляла 10 см/ч. После 10 проходов зоны был получен монокристалл с удельным сопротивлением ρ = 50 и 4 Ом·см в начале и конце слитка соответственно. Формирование слитка монокристаллического германия проводилось выращиванием по методу Чохральского в аргоне при атмосферном давлении. Средняя скорость вытягивания составляла 1,5 см/мин. Полученный кристалл ^{72}Ge (100) массой 12 г имел n-тип проводимости. Концентрация носителей заряда в начальной (чистой) части $<1\cdot10^{13}$ см$^{-3}$, ρ = 47 Ом·см.

Получение тонких пленок ^{72}Ge

Из монокристаллического ^{72}Ge методом лазерного напыления были получены монокристаллические пленки. Лазерное нанесение слоев Ge производилось на нагретые до температуры 450°C подложки монокристаллического GaAs, кварцевые пластины и пластины монокристаллического Si в вакуумной камере, откачиваемой до рабочего давления ~ 5·10-6 Па. В качестве мишени использовалась пластина ^{72}Ge толщиной ≈ 2 мм. Распыление мишени производилось излучением лазера LQ529 (длина волны = 532 нм). Энергия излучения 2-ой гармоники составляла 0.2 Дж, длительность импульса излучения ≈ 10 нс, частота повторения световых импульсов = 10 Гц. Расстояние от мишени до подложки составляло ≈ 75 мм. Полученные пленки толщиной 130 нм имели p-тип проводимости, а также следующие основные электрофизические параметры: R_s=820 Ом/кв; $p_s=7.3\times10^{13}$ см$^{-2}$; $\mu_{eff} = 10^5$ см^2/В·с.

Электрические и фотоэлектрические свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник на основе Si с наночастицами Au на границе раздела диэлектрик/полупроводник

М.Н. Коряжкина[1,*], С.В. Тихов[1], О.Н. Горшков[1,2], А.П. Касаткин[1], И.Н. Антонов[2]

1 Национальный исследовательский Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

2 Нижегородский исследовательский физико-технический институт ННГУ, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

*mahavenok@mail.ru

Показано, что формирование наночастиц Au (np-Au) на границе раздела (ГР) диэлектрик/кремний в структурах с высокой плотностью поверхностных состояний (ПС) приводит к смещению энергии закрепления уровня Ферми *F* на этой ГР к потолку его валентной зоны и увеличению плотности ПС при энергиях, близких к *F*. На кривых фоточувствительности конденсаторной фото-ЭДС при этом появляется полоса с максимумом при 0.85 эВ, которая объясняется фотоэмиссией состояний, примыкающих к потолку валентной зоны кремния и образованных np-Au.

Формирование наночастиц металлов в диэлектрических слоях используется для управления характеристиками ряда приборов. В настоящей работе изучены электрические и фотоэлектрические свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на основе Si с np-Au на ГР диэлектрик/полупроводник (Д/П).

Методика эксперимента

МДП-структуры Au/Zr/SiO_x/np-Au/Si и Au/Zr/YSZ/np-Au/Si создавались методом магнетронного распыления на установке MagSputt-3G-2 на подложках монокристаллических пластин Si (100) КЭФ-4.5 (концентрация электронов $n_0 = 1.8 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$). В качестве диэлектрика использовались плѐнки стабилизированного оксидом иттрия (12 моль %) диоксида циркония (YSZ) и SiO_x, близкого по стехиометрическому составу к SiO_2. Диэлектрические слои толщиной 40 нм получены, как и в работах [1, 2], при температуре подложки $T_{sub} = 300$ °C. Формирование np-Au описано в [3]. Контрольными образцами являлись структуры без np-Au. Управляющие электроды Au/Zr (толщиной 20 нм Au и 3 нм Zr) являлись практически прозрачными для света. Площадь структур составляла $1.0 \cdot 10^{-2}$ см^2. Измерялись зависимости от напряжения U и частоты f малосигнальной ѐмкости C и проводимости G в параллельной эквивалентной схеме замещения конденсатора [4] в интервале частот $f = 10^3$°–°$2 \cdot 10^6$ Гц и температур $T = 200$°–500 K при скорости развертки по напряжению 77 мВ/с в темноте и на свету (использовалась галогенная лампа мощностью 50 Вт). Измерения проводились на анализаторе параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Проводились также измерения импульсной конденсаторной фото-ЭДС насыщения с использованием фотовспышки (поток квантов ~ 10^{19} фотонов/см^2·с) по методике [5] и кривых спектральной чувствительности фотоэдс S_{ph} по методике [6].

Результаты и обсуждение

Все структуры характеризовались относительно высокой плотностью поверхностных состояний (ПС) и частотной дисперсией *C(U)*- и *G(U)*-характеристик. Для установления влияния np-Au на изгиб зон в полупроводнике и энергетический спектр ПС были использованы измерения сильносигнальной импульсной фото-ЭДС [7] и частотной зависимости ѐмкости и приведенной к круговой частоте тестирующего сигнала проводимости G/ω при изменении температуры. Для образцов с np-Au конденсаторная фото-ЭДС насыщения, равная величине начального темнового потенциала поверхности Si υ_s, составила 0.35 В для структур Au/Zr/YSZ/np-Au/Si и 0.4 В для структур

Au/Zr/SiO_x/np-Au/Si. Так как равновесный уровень Ферми в объѐме Si F = E_c−0.25 эВ, эти значения соответствуют инверсии поверхности Si. В контрольных образцах значения υ_s составили 0.23 В для структур с YSZ и 0.25 В для структур с SiO_x, что отвечает истощению поверхности Si. Освещение структур с np-Au приводило к сдвигу в область высоких частот их частотных зависимостей C и G/ω, измеренных при U = 0. Анализ измеренных частотных зависимостей с помощью построения диаграмм Коула-Коула показал, что энергетическое распределение ПС было квазинепрерывным. Так как плотность ПС N_{ss}, определенная по значениям G_m/ω в максимуме частотной зависимости G/ω из формулы $G_m/\omega \approx 0.4q^2 N_{ss}$ [4], для всех исследованных образов слабо зависела от температуры, напряжения и освещения, то можно утверждать, что уровень Ферми на поверхности кремния оказывался закреплен при энергии электронейтральности в результате высокой плотности донорных и акцепторных состояний вблизи этой энергии [8]. Наличие np-Au приводило к сдвигу этой энергии к потолку валентной зоны из-за их акцепторного действия. Подтверждением этого, наряду с фотоэлектрическими измерениями, были данные, полученные из зависимостей эффективного времени релаксации τ с участием ПС от обратной температуры. Время релаксации τ определялось по значению частоты f_m, соответствующему максимуму частотной зависимости G/ω по формуле $\tau = 1/2\pi\ f_m$. В таблице приведены параметры ПС: значения энергии активации E_a, значения сечения захвата ловушкой электрона σ_n для энергии поверхностного уровня E_t, совпадающего с уровнем Ферми на поверхности Si (полагалось, что σ_n не зависит от температуры, а константа b_n для Si составляет [9] $6.6\cdot10^{21}$ $см^{-2}с^{-1}К^{-2}$), значения плотности ПС N_{ss} при энергии электронейтральности.

Таблица. Параметры ПС

Структура	E_a, эВ	σ_n, $см^2$	N_{ss}, $см^{-2}эВ^{-1}$
Au/Zr/YSZ/np-Au/Si	0.59	$1.5\cdot10^{-16}$	$3.8\cdot10^{12}$
Au/Zr/YSZ/Si	0.45		$1.8\cdot10^{12}$
Au/Zr/SiO_2/np-Au/Si	0.63	$1.5\cdot10^{-14}$	$8.9\cdot10^{11}$
Au/Zr/SiO_2/Si	0.45		$7.3\cdot10^{11}$

Видно, что значения энергии активации практически совпадают со значениями $q\upsilon_s+E_c-F$, определенными по насыщению фото-ЭДС при комнатной температуре для каждой из исследованных МДП-структур. Так как значения энергии активации практически совпадали со значениями энергии закрепления уровня Ферми на поверхности Si, то можно предположить, что определяемая энергия активации соответствует не захвату, а эмиссии из ПС (барьер для эмиссии электронов на 0.25°–°0.4 эВ выше, чем для захвата).

На спектральных кривых фоточувствительности структур с np-Au возникала примесная полоса с максимумом вблизи 0.85 эВ. Фотоотклик в этой области увеличивается на 1°–°2 порядка величины по сравнению с фотоотликом от структур без наночастиц. Экстраполяция спектральных кривых прямыми линиями даѐт значения для четырех уровней E_V+0.16 эВ, E_V+0.23 эВ, E_V+0.30 эВ, E_V+0.37 эВ. Все эти уровни заполнены при U = 0 электронами, и с них возможна фотоэмиссия электронов в с-зону Si, которая проявляется в спектрах фоточувствительности.

Работа поддержана Министерством образования и науки России в рамках государственного задания №2014/134 (код проекта 2591) и № 3.2441.2014/К.

Литература

1. A.N. Mikhaylov et al. // Mater. Sci. Eng. B, V. 195, 48 (2015).
2. С.В. Тихов и др. // ПЖТФ, Т. 40 (вып. 19), 18 (2014).
3. С.В. Тихов и др. // ПЖТФ, Т. 40 (вып. 9), 9 (2014).
4. В.Н. Овсюк. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984. 252с.
5. С.В. Тихов // ФТП, Т. 29 (вып. 4), 742 (1995).
6. И.А. Карпович, Д.О. Филатов. Фотоэлектрическая диагностика квантово-размерных гетеронаноструктур. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2010. с. 98.
7. В.А. Зуев, А.В. Саченко, И.Б. Толпыго. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М.: Сов. радио. 1977. С. 256.
8. В.А. Киселев // ФТТ, Т. 31 (вып. 12), 142 (1989).
9. Л.С. Берман, А.А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. 1981. Ленинград: Наука. Ленинградское отделение. С. 175.

Влияние нановключений As на фотолюминесценцию квантовых точек InAs в GaAs

А.Н. Косарев[1,2,*], В.В. Чалдышев[1,2], В.Н. Неведомский[2], Н.А. Берт[2], В.В. Преображенский[3], М.А. Путято[3], Б.Р. Семягин[3]

1 СПБПУ, ул. Политехническая, д. 29, СПб., 195251.

2 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, СПб., 194021.

3 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*sash778@gmail.com

Исследовались фотолюминесценция (ФЛ) квантовых точек InAs, заращенных слоем нестехиометрического GaAs, в котором путем отжига формировался массив нановключений полуметалла As. С целью уменьшения количества дефектов структуры между слоем квантовых точек InAs и слоем с металлическими нановключениями выращивался тонкий разделительный слой GaAs или AlAs. При использовании разделительного слоя GaAs удалось полностью избежать формирования дефектов структуры. При этом, однако, интенсивность ФЛ из квантовых точек оставалась малой. Для объяснения этого явления нами предложена модель, учитывающая туннелирование носителей, захваченных на квантовые точки InAs, через разделительный слой GaAs в континуум состояний нестехиометрического GaAs. Использование разделительного слоя AlAs позволяет избежать этого эффекта. Обнаружено, что формирование металлических нановключений As в нестехиометрическом GaAs увеличивает интенсивность ФЛ из квантовых точек InAs. Причиной этого явления, по-видимому, является усиление взаимодействия света с экситонами из-за наличия плазмонных возбуждений в нановключениях As.

Введение

Массивы полупроводниковых квантовых точек (ПКТ) перспективны для использования в лазерах, ячейках памяти и солнечных фотоэлементах. Эффективность таких устройств зависит от эффективности взаимодействия света с экситонами, локализованными в ПКТ. Повышение эффективности возможно за счет использования металлических наночастиц, усиливающих электромагнитное поле вблизи ПКТ. При этом между ПКТ и металлическим нановключением возникает перенос энергии через экситон-плазмонное взаимодействие в ближнем поле [1]. В такой системе металлическое нановключение играет роль антенны.

В нашей работе исследуется влияние на фотолюминесценцию ПКТ InAs в GaAs близкорасположенных металлических нановключений As различного размера, отделенных разделительными слоями GaAs или AlAs.

Структура образцов

Исследованные структуры были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (001). ПКТ InAs были получены по механизму Странского–Крастанова. Массив ПКТ заращивался разделительным слоем GaAs или AlAs, либо оставлялся без него. Затем при температуре 200^0C выращивался слой нестехиометрического LT-GaAs, в котором формировались металлические нановключения избыточного As путем отжига при температурах 400-750^0C. Также был сделан референсный образец, содержащий только массив ПКТ InAs.

Описание эксперимента

Исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) при 100 К. В референсном образце наблюдалась яркая полоса ФЛ из ПКТ с максимумом около 1.1 эВ шириной 50 мэВ. Заращивание массива ПКТ слоем LT-GaAs приводило к уменьшению интенсивности этой полосы до значений ниже порога чувствительности измерительной системы. Электронно-микроскопические исследования [2] показали, что низкая интенсивность ФЛ связана с генерацией дефектов при низкотемпературном заращивании массива ПКТ.

Использование разделительного слоя GaAs позволило избавиться от дефектов [3], тем не менее спектр ФЛ оказался на 2 порядка менее интенсивным, чем референсный. Для объяснения этого яв-

ления нами предложена модель, учитывающая туннелирование носителей из ПКТ InAs в континуум состояний в LT-GaAs через разделительный слой GaAs. Также интенсивность ФЛ меняет изменение концентрации неравновесных носителей. Модель учитывала поглощение и отражения света от многослойной структуры образца.

Использование разделительного слоя AlAs на порядок увеличило интенсивность ФЛ из ПКТ InAs по сравнению с разделительным слоем GaAs. Это соответствует предсказаниям модели. Тем не менее в такой системе произошло формирование дефектов [4], благодаря чему усиление ФЛ относительно образца с разделительным слоем GaAs произошло всего на порядок.

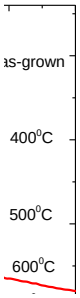


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов с квантовыми точками InAs в GaAs с разделительным слоем AlAs при различных температурах отжига. Для удобства графики разнесены по вертикальной оси

Дополнительное усиление интенсивности ФЛ было достигнуто в результате отжига и формирования массива нановключений As в непосредственной близости от ПКТ. При температуре отжига 500^0C интенсивность ФЛ возросла в 1.65 раз по сравнению с неотожженным образцом. Это явление, по-видимому, связано с экситон-плазмонным взаимодействием между ПКТ InAs и металлическими наночастицами As.

Выводы

В ходе работы были проведены измерения ФЛ образцов с близкорасположенными ПКТ InAs в GaAs и металлическими нановключениями As. На основе полученных данных и результатов микроскопии была построена модель, описывающая изменение интенсивности ФЛ в такой системе. За счет формирования нановключений в образце с разделительным слоем AlAs интенсивность ФЛ возросла в 1.65 раз по сравнению с неотожженным образцом.

Литература

1. A. O. Govorov, G. W. Bryant, W. Zhang, T. Skeini *et al.* // Nano Lett., Vol. 6, No. 5, 984-994 (2006).
2. В.Н. Неведомский, Н.А. Берт, В.В. Чалдышев, В.В. Преображенский и др. // ФТП, том 43, вып. 12 1662 (2009).
3. В.Н. Неведомский, Н.А. Берт, В.В. Чалдышев и др. // ФТП, том 45, вып. 12 1642 (2011).
4. В.Н. Неведомский, Н.А. Берт, В.В. Чалдышев и др. // ФТП, том 47, вып. 9 1196 (2013).

Сверхизлучающие полупроводниковые лазеры с распределенной обратной связью волн. Анализ зависимости динамических свойств от соотношения времен релаксации поля и поляризации активной среды

Е.Р. Кочаровская, А.С. Сергеев, Н.С. Гинзбург

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.
*katya@appl.sci-nnov.ru

Методами численного моделирования проанализирвано влияние отношения скоростей релаксации поля в резонаторе и поляризации активных центров на динамические свойства лазеров с распределенной обратной связью волн. Расчеты проведены с использованием ожидаемых параметров сверхизлучающих лазеров, которые могут быть созданы в настоящее время на основе многослойных гетероструктур, имеющих максимально достигнутую плотность квантовых точек. Рассмотрена одномерная модель лазера с двухуровневой активной средой, обладающей сильным неоднородным уширением спектральной линии, в условиях непрерывной широкополосной накачки, обеспечивающей генерацию двух или нескольких мод в окрестности запрещенной брэгговской полосы частот резонатора.

Как известно [1-3], динамика лазера сильно зависит от релаксационные процессов, сопровождающих генерацию. В простейшей двухуровневой модели лазера они характеризуются временами некогерентной релаксации возбужденного энергетического уровня T_1 и поляризации активных центров на рабочем переходе T_2, а также временем T_2^*, обратным неоднородному уширению спектральной линии среды. Эволюция поля в резонаторе лазера с распределенной обратной связью (РОС) связана с временем жизни фотона T_E, которое определяется добротностью резонатора без учета резонансного вклада активной среды со средней диэлектрической проницаемостью $\bar{\varepsilon}$.

По соотношению времен T_1, T_2 и T_E выделяют 4 динамических класса лазеров [1-3]. Большинство полупроводниковых лазеров принадлежат к классу B, в котором наименьшим является время затухания поляризации активных центров T_2. В лазере класса D наименьшим является время жизни фотона. Малое время T_E имеют резонаторы с низкой добротностью, из которых поле высвечивается достаточно свободно, что необходимо для возникновения коллективного спонтанного излучения [2, 3]. Такие лазеры с РОС при наличии непрерывной накачки способны генерировать последовательности импульсов сверхизлучения. Реализация сверхизлучающего лазера требует большой плотности N_0 активных центров, которая благодаря межцентровому взаимодействию неизбежно приведет к уширению спектральной линии. Ниже рассматривается активная среда с сильным неоднородным уширением в условиях достаточно слабой релаксации инверсии, определяемой в том числе и скоростью непрерывной накачки рабочих уровней активных центров: $T_1 \gg T_2 \geq T_E \gg T_2^*$. Условие лазерной генерации в такой среде [2, 3] $T_E > \left(T_2^* \omega_c^2\right)^{-1}$. Оно может быть выполнено при достаточно большой величине кооперативной частоты $\omega_c = \sqrt{2\pi d^2 N_0 \omega_{21} / \hbar \bar{\varepsilon}}$ (d - дипольный момент активного центра на частоте рабочего перехода ω_{21}). При этом необходимое для нестационарной генерации время релаксации инверсии T_1 должно быть достаточно большим, обычно превышающем T_2 в несколько раз.

В работе исследуются особенности нестационарной многомодовой генерации, которые возникают при переходе от традиционного лазера класса B к лазеру класса D с однородным брэгговским резонатором в отсутствие отражений (зеркал) на торцах и сбоев фазы периодической модуляции волноводных свойств вдоль его оси z. Уменьшение добротности, требуемое для этого перехода, возможно путем изменения ряда параметров лазера, напри-

мер, сокращения его длины, ослабления распределенной обратной связи волн или увеличения времени релаксации поляризации T_2, скажем, за счет понижения температуры активного образца.

В короткий промежуток времени высвечивания импульса сверхизлучения моды выжигают глубокие провалы инверсии населѐнностей активной среды в узких спектральных интервалах, расположение которых диктуется спектром мод брэгговской структуры. Если частота Раби $\omega_R = dE/\hbar$, задаваемая пиковым значением поля E в сверхизлучательном импульсе, больше действующей кооперативной частоты $\tilde{\omega}_c = \omega_c^2 T_2^*$, определяемой числом активных центров в рабочем спектральном канале, то возможно создание и усиление поля за пределами отработанного спектрального канала в областях, где есть инвертированные активные центры. Количество импульсов-сателлитов ограничивается, с одной стороны, наличием брэгговской запрещенной зоны, с другой стороны, затуханием поляризации в активной среде и конечным межмодовым интервалом. В результате формируется цуг излучения с первыми короткими и мощными импульсами сверхизлучения, следующими за ними менее мощными импульсами сателлитов и завершающими цуг маломощными, плохо сформированными импульсами биений волн непрерывного спектра и промодулированных мод с окраин спектра генерации. Отличительной особенностью лазеров класса D является быстрое появление (и исчезновение) в активной среде областей с отрицательной инверсией, которые могут служить насыщающимися поглотителями поля и вести к сильному взаимодействию мод между собой и с волнами непрерывного спектра [2, 3].

В лазерах класса D подобно традиционным полупроводниковым лазерам возможны стационарный и автомодуляционный режимы. Однако в сверхизлучающих лазерах пороги стационарной и нестационарной генерации очень близки. Уже при небольшом увеличении уровня накачки, длины лазера или ширины запрещенной зоны его брэгговской структуры происходит переход в режим генерации квазипериодической последовательности импульсов сверхизлучения. При дальнейшем увеличении указанных параметров динамика лазера усложняется, спектр обогащается дополнительными модами. Для лазера класса D показательна генерация цугов импульсов с большой пиковой мощностью, четкой модовой структурой спектра и периодически высокой когерентностью излучения.

При наличии большого числа сверхизлучательных мод возникает квазихаотический режим. Импульсы большой мощности следуют неупорядоченно, и широкополосный многомодовый спектр приобретает характер непрерывного. В этом режиме выходное излучение лазера класса D, теряя высокую когерентность, сильно уширяется по спектру и многократно увеличивается по средней мощности. Режим сверхизлучательной генерации в лазере класса D качественно отличается от автомодуляционного режима в лазерах класса B, демонстрируя короткие импульсы с длительностью много меньшей времени релаксации поляризации, цуги с дрейфом частоты и более широкий спектр мод [2].

Таким образом, изучены особенности эволюции динамического спектра и осциллограмм излучения, ожидаемые при уменьшении добротности брэгговского резонатора, что соответствует переходу от обычного лазера класса B к сверхизлучающему лазеру класса D. Показано, что в лазерах класса D имеются уникальные возможности управления качественными и количественными характеристиками генерации, включая ширину спектрального диапазона, длительности и степень когерентности различных импульсных составляющих выходящего излучения. Рассмотренные режимы могут быть реализованы при непрерывной накачке лазеров на целом ряде полупроводниковых активных структур. Примером возможной реализации лазера класса D является полупроводниковый лазер на гетероструктуре с субмонослойными квантовыми точками [4, 5] и латеральной модуляцией обкладочных волноводных слоев, обеспечивающей распределенную обратную связь волн.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-02-00714.

Литература

1. Я.И. Ханин. Основы динамики лазеров, М.: Наука-Физматлит, 1999. 368 с.
2. Vl.V. Kocharovsky, A.A. Belyanin, E.R. Kocharovskaya, V.V. Kocharovsky // Advanced Lasers: Laser Physics and Technology for Applied and Fundamental Science Series: Springer Series in Optical Sciences, V. 193, 49 (2015).
3. Е.Р. Кочаровская, Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев // Радиофизика. Известия ВУЗов, 2016, в печати.
4. I.L. Krestikov, N.N. Ledentsov, A.Hofmann, D.Bimberg // Phys. Stat. Sol. (a)., V. 183, 207 (2001).
5. P. Qiao, C.-Y. Lu, D. Bimberg, S.L. Chuang // Optics Express, V. 21, 30336 (2013).

Достижения и перспективы сверхизлучающих лазеров

Вл.В. Кочаровский, В.В. Кочаровский

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.
*kochar@appl.sci-nnov.ru

Представлен обзор недавних экспериментов и использованных схем сверхизлучательной генерации в различных активных средах. Проведен сравнительный анализ характеристик импульсов коллективного спонтанного излучения, получаемых пока лишь в лазерах с импульсной накачкой. Рассмотрены обсуждавшиеся ранее и предложены новые оригинальные конструкции сверхизлучающих лазеров с низкодобротными резонаторами, способных при непрерывной накачке генерировать когерентные импульсы с длительностью меньше времени релаксации поляризации (и инверсии) в активной среде. Многообещающей представляется реализация сверхизлучения на полупроводниковых гетеролазерах, прежде всего на основе плотных многослойных массивов квантовых точек. Приведены варианты подобных многомодовых лазеров со специальными мерами селекции сверхизлучательных мод, которые могут обеспечить генерацию последовательности импульсов сверхизлучения при непрерывной накачке гетероструктур с параметрами квантовых точек, уже достигнутыми в настоящее время. Проанализированы перспективы создания сверхизлучающих полупроводниковых лазеров, особенности динамического спектра их излучения, возможности управления им и ожидаемые применения генерируемых импульсов с уникальными свойствами, не достижимыми для существующих несверхизлучающих лазеров.

Как известно [1-3], при инверсии населѐнностей уровней среды однонаправленное коллективное спонтанное излучение возникают при условии:

$$\nu_c^2 T_2 > 1/T_2 + 1/T_2^*, \qquad (1)$$

а модовое сверхизлучение в лазерах класса D [2-4], где время жизни высокочастотных колебаний поляризации отдельных активных центров T_2 превышает время жизни фотона в резонаторе T_E, – при выполнении ещѐ более сильного условия, нивелирующего волны непрерывного спектра:

$$\nu_c^2 T_E > 1/T_2 + 1/T_2^* \ . \qquad (2)$$

Здесь введены полуширина неоднородно уширенной линии $1/T_2^*$ и кооперативная частота двухуровневой среды $\nu_c = \left(2\pi d^2 \omega_0 N_0 / \hbar \varepsilon_0\right)^{1/2}$, активные центры которой имеют дипольный момент перехода d на частоте вблизи ω_0, ε_0 – средняя (по резонатору и по частотам генерации) диэлектрическая проницаемость матрицы активной среды, N_0 – концентрация активных центров, в которых создаѐтся инверсия населѐнностей рабочих уровней.

Выполнению условий (1) и (2), требующих среду с очень большой как пространственной, так и спектральной плотностью активных центров, препятствует их взаимодействие, ведущее к уменьшению времѐн релаксации поляризации T_2 и T_2^*. Тем не менее указанные условия достижимы для современных полупроводниковых систем, например, в многослойных гетероструктурах с субмонослойными квантовыми точками (GaAs/InGaAs [5-7]), в структурах с примесными центрами ($Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te$:In [8]), или в экситонных системах, (ZnTe [9, 10]). На первых уже работают диодные лазеры класса B [11,12], а на примесях и экситонах недавно получены импульсы суперфлюоресценции (она отличается от сверхизлучения отсутствием затравочного импульса поля). Подобные импульсы получаются также на гетероструктурах с обычными квантовыми точками [13] и в вырожденных полупроводниках при рекомбинации электронов и дырок вблизи поверхности Ферми [14].

Кроме указанных систем с большим неоднородным уширением ($1/T_2^* \gg 1/T_2$), полупроводниковые лазеры класса D можно реализовать и в более экзотических ситуациях, например, на сильно замагниченных гетероструктурах с квантовыми ямами [15, 16] или на полупроводниковых ловушках для бозе-эйнштейновской конденсации экситонов [17-21]. В этих системах неоднородное уширение невелико ($1/T_2^* < 1/T_2$) в силу имеющихся квантовых запретов: квантования электронов и дырок по уровням Ландау в первом примере и бозе-эйнштейновской конденсации экситонов на нижнем энергетическом уровне ловушки во втором. Для обеих систем уже проведены успешные эксперименты по генерации когерентного излучения суперфлюоресценции.

В докладе анализируются различные схемы гетеролазеров на основе подобных активных сред с непрерывной накачкой, которые могут позволить генерировать последовательности когерентных импульсов сверхизлучения при использовании достаточно низкодобротных резонаторов. Рассмотрены также спектрально-динамические свойства этих импульсов и их возможные применения в информационной оптике, спектроскопии и диагностике физических процессов в многочастичных системах.

Подробно обсуждаются гетеролазеры на массивах субмонослойных квантовых точек GaAs/InGaAs с большой энергетической и пространственной плотностью состояний и комбинированными резонаторами типа Фабри–Перо с распределѐнной обратной связью волн, где возможна реализация многомодовых сверхизлучательных режимов генерации.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований ОФН РАН IV.2.6 «Фундаментальные основы и экспериментальная реализация перспективных полупроводниковых лазеров в интересах промышленности и технологий».

Литература

1. A.A. Belyanin et al. Collective QED processes of electron-hole recombination and electron- positron annihilation in a strong magnetic field // Quantum Semiclass. Opt. (JEOS, Part B), V. 9, 1 (1997).
2. В.В. Железняков et al. Волны поляризации и сверхизлучение в активных средах // УФН, Т. 185, 193 (1989).
3. Vl.V. Kocharovsky et al. // Advanced Lasers: Laser Physics and Technology for Applied and Fundamental Science Series: Springer Series in Optical Sciences, V. 193, 49 (2015).
4. V.V. Kocharovsky et al. Mode Instability and Nonlinear Superradiance Phenomena in Open Fabry-Perot Cavity // Computers Math. Applic., V. 34, 773 (1997).
5. A.G. Kuzmenkov et al. Self-sustained pulsation in the oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers based on submonolayer InGaAs quantum dots // APL, V. 91, 121106 (2007).
6. D.Z.-Y. Ting, Submonolayer quantum dot infrared photodetector // APL, V. 94, 111107 (2009).
7. P. Qiao et al. Theory and experiment of submonolayer QD metal-cavity surface-emitting microlasers // Optics Express, V. 21, 30336 (2013).
8. C.R. Ding et al. Observation of In-related collective spontaneous emission (superfluorescence) in $Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te$:In crystal // APL, V. 101, 091115 (2012).
9. F.A. Majumder et al. Carrier dynamics and lasing in epitaxial ZnTe layers on GaAs // Phys. Stat. Sol. B, V. 188, 191 (1995).
10. D.C. Dai, A.P. Monkman Observation of superfluorescence from a quantum ensemble of coherent excitons in a ZnTe crystal: Evidence for spontaneous Bose-Einstein condensation of excitons // PRB, V. 84, 115206 (2011).
11. S.A. Blokhin et al. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Based on Submonolayer InGaAs Quantum Dots // IEEE Journal of Quant. Electron, V. 42, 851 (2006).
12. T.D. Germann et al. High-power semiconductor disk laser based on InAs/GaAs submonolayer quantum dots // Appl. Phys. Lett., V. 92, 101123 (2008).
13. M. Scheibner, et al. Superradiance of quantum dots // Nature Physics, V. 3, 106 (2007).
14. J.-H. Kim et al. Fermi-edge superfluorescence from a quantum-degenerate electron-hole gas // Scientific Rep., V. 3, 3283 (2013).
15. Y.D. Jho, Vl.V. Kocharovsky et al. Cooperative Recombination of a Quantized High-Density Electron-Hole Plasma in Semiconductor Quantum Wells // PRL, V. 96, 237401 (2006).
16. Y.D. Jho, Vl.V. Kocharovsky et al. Cooperative recombination of electron-hole pairs in semiconductor quantum wells under quantizing magnetic fields // PRB, V. 81, 155314 (2010).
17. V.A. Timofeev et al. Long-range coherence of interacting Bose gas of dipolar excitons // J. Phys: Cond. Mat., V. 19, 295209 (2007).
18. J.Keeling et al. Collective coherence in planar semiconductor microcavities // Semicond. Sci. Technol., V. 22, R1 (2007).
19. A.A. High et al. Condensation of excitons in a trap // Nano Lett., V. 12, 2605 (2012).
20. П.А. Калинин и др. Условия и особенности лазерной генерации в ловушках для бозе-конденсации диполярных экситонов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. Т. 54, 348 (2011).
21. P.A. Kalinin et al. On the problem of lasing in traps for the Bose condensation of dipolar excitons // Semiconductors, V. 46, 1351 (2012).

Бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах, индуцированная магнитным полем

В.П. Кочерешко[1,2], P. Savvidis[3], SI. Tsintzos[3], Z. Hatzopoulos[3], A.V. Kavokin[2,4], L. Besombes[5], H. Mariette[5]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

2 С.-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

3 Department of Materials Science & Technology, University of Crete, Greece.

4 Physics and Astronomy School, University of Southampton, Southampton, SO171BJ, UK.

5 Institut Néel, CNRS/UJF 25, avenue des Martyrs, Fr-38042 Grenoble Cedex 9, France.

*Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru

В работе исследовалась зависимость спектров фотолюминесценции из микрорезонаторов с 3-мерным квантованием экситонов от магнитного поля, перпендикулярного поверхности микрорезонатора. При малой расстройке между фотонной и экситонной модами было обнаружено, что магнитное поле приводит к резкому изменению заселенностей зеемановских подуровней.

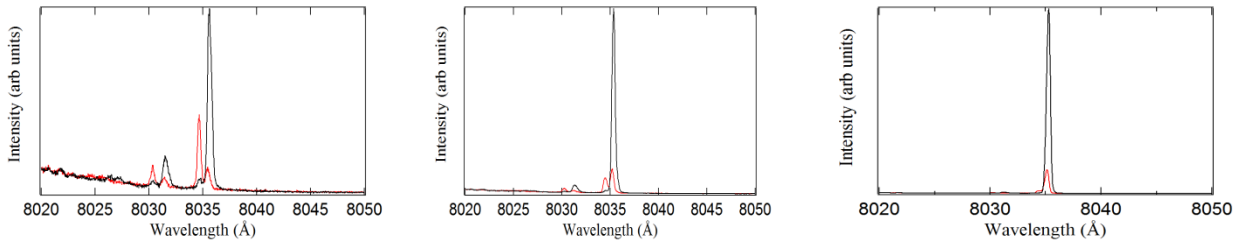
В работе исследовалась зависимость спектров поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) в микрорезонаторах с 3-мерным квантованием экситонов от внешнего магнитного поля. Исследуемые структуры представляли собой мезы, изготовленные из микрорезонаторов. Микрорезонатор состоял из микрополости $5\lambda/2$ на основе $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$, окруженной двумя брэгговскими зеркалами состоящими из 32 слоев $AlAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$. В микрополость помещались четыре квантовые ямы GaAs, расположенные в пучностях электромагнитного поля. Из таких микрорезонаторов был изготовлен набор мез диаметром от 1 до 40 микрон. Добротность микрорезонаторов достигала 20000. В микрорезонаторах имел место режим сильной экситон-фотонной связи с расщеплением Раби порядка 10 мэВ. Спектры люминесценции возбуждались импульсами Ti:Sa лазера с длительностью импульса 100 фемтосекунд и частотой повторения 100 Мгц с энергией 1.62 эВ, что соответствует, с одной стороны, области прозрачности брэгговских зеркал, а с другой стороны, области прозрачности барьерных слоев AlGaAs.

В нулевом магнитном поле и при малой интенсивности возбуждения спектр ФЛ исследованных образцов представлял собой широкую полосу шириной 10 мэВ и слабо зависел от диаметра мезы. Время спада люминесценции этой полосы было порядка ста пикосекунд. Из-за большой ширины и длинного времени спада можно связать эту полосу с рекомбинацией локализованных экситонных состояний.

При превышении интенсивности возбуждения выше некоторого порогового значения, на длинноволновом крыле этой полосы появлялась узкая линия полушириной менее 0.5 мэВ. При дальнейшем возрастании интенсивности возбуждения с коротковолновой стороны от этого пика последовательно появляются другие пики. Их число и энергетическое расстояние между ними зависит от латерального размера мезы. Так, в мезах диаметром 40 мкм, наблюдалась всего одна линия, а в мезах диаметром, например, 10 мкм наблюдалось 3 линии. В мезе диаметром 5 мкм наблюдалось до 5 линий латерального квантования поляритонов. Эти узкие линии, очевидно, связаны с латеральным квантованием экситонных поляритонов в мезах. Поляритонная природа узких линий фотолюминесценции подтверждается зависимостью степени циркулярной поляризации излученного света от магнитного поля, что характерно для экситонов. Было обнаружено, что с увеличением магнитного поля пороговое значение интенсивности возбуждения для появления этих линий уменьшилось в десятки раз.

В случае достаточно большой положительной расстройке между фотонной и экситонной модами (когда поляритонная мода была ниже фотонной на ≈ 5 мэВ), при фиксированном магнитном поле с ростом интенсивности возбуждения был обна-

ружен переход к режиму фотонного лазера (когда генерация происходит на верхней поляритонной ветви). Этот переход имеет пороговый характер. В магнитных полях порог перехода в режим фотонного лазера уменьшался. Для описания этих зависимостей была разработана теоретическая модель, учитывающая влияние магнитного поля на резонансную частоту экситона, диффузию носителей и экситонов и силу осциллятора экситона. При фиксированной интенсивности возбуждения мы обнаружили индуцированный магнитным полем переход от поляритонной к фотонной лазерной генерации (когда генерация происходит на верхней ветви поляритонов). Этот переход выглядит как фазовый переход. Магнитное поле, в котором происходит этот резкий переход, возрастает с увеличением интенсивности возбуждения [1].



а б в

Рис. 1. Зависимость спектра ФЛ из мезы диаметром 5 мкм микрорезонатора от интенсивности оптического возбуждения в магнитном поле 11 Т: а) при интенсивностях ниже порога; б) при интенсивности вблизи порога; в) при интенсивности возбуждения выше порога

При малой расстройке между фотонной и экситонной модами (не превышающей 2 мэВ) было обнаружено, что магнитное поле приводит к резкому изменению заселенностей зеемановских подуровней. Было обнаружено, что интенсивность ФЛ самого нижнего зеемановского подуровня резко возрастает при достижении магнитным полем некоторого порогового значения. Похожее поведение наблюдалось и при фиксированном магнитном поле в зависимости от интенсивности возбуждения (рисунок 1).

Мы предполагаем, что интенсивность экситонной ФЛ с разных зеемановских подуровней пропорциональна заселенности этих подуровней. Тогда, используя распределение Бозе–Эйнштейна для описания заселенностей мы построили зависимость химического потенциала нашей Бозе-системы от магнитного поля (рисунок 2). Как видно из рис.2, химический потенциал системы резко падает до нуля в магнитном поле, величина которого зависит от интенсивности возбуждения.

Выводы

Показано, что химический потенциал системы экситонов приближается к нулю с ростом магнитного поля при фиксированной интенсивности возбуждения или с ростом интенсивности возбуждения при фиксированном магнитном поле, что отражает явление Бозе конденсации экситонов на нижнем зеемановском подуровне.

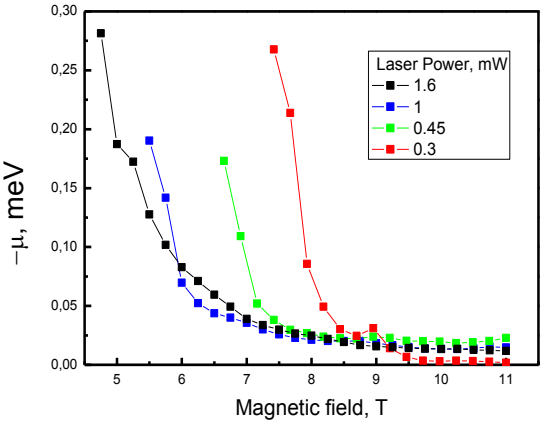


Рис. 2. Зависимость химического потенциала Бозе-газа от величины магнитного поля

Литература

1. V. Kochereshko, M. Durnev, L., *et al.* The Magnetic Field Effect on Lasing in Bose-Fermi mixtures // Scientific Reports, to be published (2016).

Спектроскопия одиночных квантовых точек в одиночных квантовых нитях

В.П. Кочерешко[1,2], В.Н. Кац[1], А.В. Платонов[1,*], Г.Э. Цырлин[1,3] , А.Д. Буравлев[1,3]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая? 26, Санк-Петербург, 194021.

2 СПбГУ, ул. Ульяновская? д.1, Петродворец, 198504.

3 СПб АУ РАН, Академический университет, ул. Хлопина, д. 8, корпус 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021.
*alexei.platonov@mail.ioffe.ru

Обнаружено необычное поведение линейной поляризации фотолюминесценции экситонов в одиночной квантовой точке GaAs, внедренной в нанопроволоку AlGaAs. Наблюдаемые эффекты объясняются в предположении, что квантовая точка смещается от оси нанопроволоки из-за анизотропной диффузии атомов в процессе роста.

Введение

Технология молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием катализатора (металлических капель на поверхности), разработанная в последние годы, позволяет создавать квантовые проволоки (КП) длиной до 10 мкм и диаметром 30-200 нм. В процессе роста таких проволок оказывается возможно варьировать состав, что приводит к возможности формирования квантовых точек (КТ), встроенных внутрь проволоки. Такие объекты обладают рядом уникальных свойств. Во-первых, можно создавать КТ с точно задаваемым размером, а значит, положение энергетических уровней в КТ оказывается контролируемым. Во-вторых, расстояние между несколькими КТ внутри одной проволоки так же контролируемо, что позволяет создавать цепочку (две и более) КТ с заданным уровнем туннельной связи между соседними КТ. В-третьих, поскольку сама проволока имеет макроскопическую длину, оказывается возможным создание контактов, что позволяет осуществить токовую накачку одиночной точки. Это делает данную систему крайне перспективной как для фундаментальных, так и прикладных исследований.

Методы

В работе изучались нанопроволоки AlGaAs, содержащие квантовую точку GaAs. Образцы были выращены МПЭ на полуизолирующей подложке GaAs (111). При такой ориентации подложки КП растет строго перпендикулярно к поверхности. Характеризация образцов проводилась с использованием сканирующей электронной микроскопии (SEM) и просвечивающей электронной микроскопии (TEM). Диаметр КП в наших образцах составлял 20-50 нм, длина КП 500 нм, толщина слоя GaAs, формирующего КТ, составляла 2-5 нм. При помощи микрообъектива измерялись спектры фотолюминесценции (ФЛ) одиночной КТ при непрерывном и импульсном возбуждении при температуре в диапазоне от 5 до 250 K. ФЛ [1].

Результаты

В спектрах поляризованной ФЛ одиночного КП наблюдался необычный эффект [1]. Было установлено, что излучение в направлении [111] от экситона в КТ поляризовано в осях [1-10] и [11-2]. Эти направления совпадают с соответствующими кристаллографическими осями подложки. Степень линейной поляризации варьируется даже в одном образце в диапазоне от 10% до 50%. На рисунке 1 показан характерный спектр ФЛ в двух поляризациях. Как видно из рисунка, излучение экситона, а также триона и биэкситона в КТ сильно поляризовано. Это кажется странным, поскольку излучение распространяется вдоль направления [111]. Это направление соответствует высокосимметричной оси кристалла, которая является осью, по крайней мере, третьего порядка. Поэтому оптическая анизотропия в плоскости, перпендикулярной к этой оси, запрещена. Здесь мы должны отметить два важных факта: 1) степень поляризации варьируется от образца к образцу и 2) направление поляризации привязано к кристаллографическим осям подложки.

Причиной столь сильной поляризации может быть только асимметричное расположение экситона в КП. Это возможно, если точка смещена относительно оси КП или если КП имеют асимметричный поперечный разрез. Однако для возникновения поляризации на уровне 50% искажение формы должно

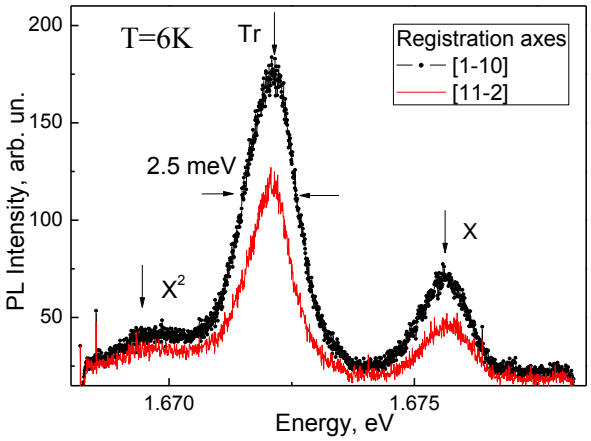


Рис. 1. Спектры поляризованной ФЛ экситона в квантовой точке GaAs, внедренной в нанопроволоку AlGaAs

быть очень большим. Тщательное изучение SEM и TEM показало, что КП имеют строго гексагональное сечение. Таким образом, единственная причина проявления линейной поляризации излучения вдоль [111] – смещение квантовых точек от оси внутри нанопроводов.

Диэлектрическая проницаемость КП и окружающего воздуха существенно различаются. В то же время экситон в КТ, находясь вблизи поверхности КП, испытывает на себе влияние этого диэлектрического контраста. Если КТ сдвинута от оси, то диэлектрическое окружение экситона не обладает осевой симметрией. Таким образом, потенциал, действующий на носители, не будет больше центрально-симметричным. Вследствие этого экситонные состояния не могут более характеризоваться определенным значением момента, правила отбора изменятся, и поляризация ФЛ станет возможной.

Для качественной оценки влияния указанной выше асимметрии на поляризацию ФЛ надо учесть, что в квантовых проволоках эффект диэлектрического окружения оказывает существенное влияние на состояние экситона. В теоретической работе [2] исследован вопрос о величине энергии связи экситона в квантовых проволоках GaAs, окруженных диэлектрической средой. Показано, что в ультратонких проволоках, находящихся в вакууме, энергия связи экситона может достигать 0.8 eV, что превосходит объемное значение в 400 раз. Следуя этой работе, мы можем предположить, что в наших структурах энергия связи достигает значений на уровне 50-100 meV. Таким образом, энергия связи экситона оказывается того же порядка, что и энергия размерного квантования носителей. Образовавшийся в этом случае экситон должен быть близок, с точки зрения симметрии, к объемному случаю. В частности, состояния легкой и тяжелой дырок в нем должны быть существенно смешаны.

Для экспериментальной проверки высказанных соображений были выполнены дополнительные эксперименты. КП была срезана с подложки и помещена в горизонтальном положении на специально подготовленный трафарет из кремния. Далее были измерены спектры поляризованной ФЛ, излучаемой с боковой поверхности лежащей КП.

Оказалось, что в этом случае излучение экситона не имеет ярко выраженной линейной поляризации. Излучение содержит компоненты, поляризованные во всех направлениях. Это также выглядит необычно, так как в соответствии с правилами отбора для экситонных переходов с тяжелой дыркой было бы естественно ожидать 100% линейную поляризацию, перпендикулярную оси провода. Компонента поляризации вдоль оси проволоки для тяжелой дырки должна отсутствовать. Это возможно только для экситона легкой дырки. Однако в спектрах всех исследованных КТ ФЛ имеет слабую поляризацию или неполяризована вообще. Учет сильного смешивания состояний легкой и тяжелой дырок, а также асимметрии расположения КТ позволяет снять это видимое противоречие.

Заключение

В спектрах поляризованной фотолюминесценции одиночной квантовой точки, внедренной в нанопроволоку, обнаружено два неожиданных явления. В случае когда линейная поляризации не ожидается, наблюдалась значительная величина поляризации излучения, которая достигает 50%, а в случае когда можно ожидать 100% линейной поляризации, она оказывается очень слабой или отсутствует вообще. Оба эти явления могут быть объяснены тем, что квантовая точка в проволоке сдвинута относительно оси и экситон в такой точке испытывает влияние диэлектрического контраста.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-01244 А.

Литература

1. A. V. Platonov *et al.* // J. Surf. Invest. 7 622 (2013).
2. Е.А. Муляров, С.Г. Тиходеев // ЖЭТФ, 111, 274 (1997).

Изолированные (квантовые) излучатели, связанные с протяженными дефектами в полупроводниках A_2B_6

В.С. Кривобок*, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, А.А. Пручкина, Ю.В. Клевков, В.С. Багаев, С.И. Ченцов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991.
*krivobok@lebedev.ru

С помощью измерений низкотемпературной (5К) микрофотолюминесценции зарегистрированы массивы изолированных (квантовых) излучателей, связанных с протяженными дефектами в нелегированных кристаллах Cd(Zn)Te и квантовых ямах ZnSe/ZnMgSSe. Анализ бесфононной линии излучения и фононных повторений для изолированных излучателей позволил получить новые данные о структуре электронных состояний, ответственных за дислокационное излучение.

Введение

Последнее десятилетие возможность выделения и детального анализа одиночных объектов обеспечила значительный прогресс при исследовании структурных свойств протяженных дефектов в полупроводниках. Тем не менее даже в случае протяженных дефектов с хорошо изученными структурными свойствами, проблема экспериментального определения их электронного спектра, как правило, остается нерешенной. Как и в случае структурных свойств, трудности, связанные с сильным разупорядочением при исследовании макроскопического ансамбля протяженных дефектов, могут быть преодолены с помощью выделения одиночных объектов. К таким объектам относятся изолированные однофотонные излучатели, образованные при участии протяженных дефектов. В данной работе отработан метод, который позволяет регистрировать излучение одиночных дефектов в нелегированных полупроводниках группы A_2B_6 и проведено предварительное исследование свойств изолированных излучателей, связанных с протяженными дефектами, в данных материалах.

Эксперимент

Использованный метод основан на регистрации спектрально-пространственных карт низкотемпературной (5-70 К) микрофотолюминесценции (МФЛ) с пространственным разрешением ~1-2 мкм и спектральным разрешением ~0.1-0.05 мэВ (пример карты приведен на рис. 1). Для проведения данных измерений использовался решеточный спектрограф, на выходной щели которого установлен высокочувствительный ПЗС-приемник. Увеличенное (в 20-50 раз) с помощью микрообъектива и корректирующих линз изображение пятна МФЛ фокусировалось на входную щель спектрографа. Измерения МФЛ проводились как в конфокальном режиме, так и в режиме, при котором для сигнала МФЛ и возбуждающего излучения используются разные каналы. Перевод решетки в нулевой порядок дифракции и увеличение ширины щели позволял визуализировать поверхность образца и осуществлять выбор анализируемой области. Для исследования МФЛ были отобраны образцы нелегированных поли- и монокристаллов Cd(Zn)Te, а также структуры с квантовыми ямами ZnSe/ZnMgSSe.

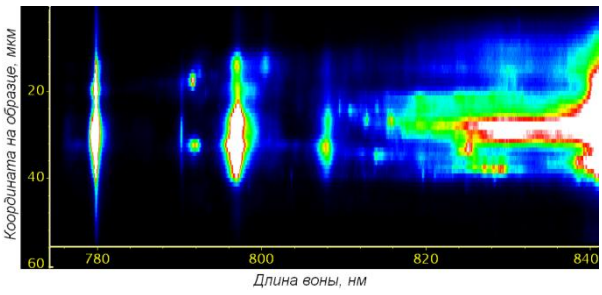


Рис. 1. Пример карты МФЛ для поликристалла CdTe

Результаты и обсуждение

При анализе обычных спектров люминесценции поликристаллических образцов CdTe и ZnTe регистрировалось типичное для таких материалов излучение протяженных дефектов – так называемые Y

и Z - полосы (1.47 и 1.35-1.3 эВ соответственно в случае CdTe). Данные полосы характеризуются полушириной ~-5-10 мэВ и малым фактором Хуанга–Риса (соотношение интенсивностей бесфононной линии и ее фононного LO повторения). Одним из наиболее интересных результатов, полученных при переходе к измерениям низкотемпературной (5-10 K) МФЛ, состоит в появлении предельно узких (полуширина порядка спектрального разрешения установки) пиков на крыльях Y- и Z-полос. Пространственная картина ФЛ, соответствующая данным пикам, представляет собой малое пятно, размер которого определяется пространственным разрешением установки. В случае монокристаллов и структур с квантовыми ямами аналогичные пики регистрируются в областях, в которых присутствует дислокационное излучение. При этом у подавляющего большинства таких пиков уверенно регистрируются фононные повторения, сдвиг которых относительно бесфононной линии приблизительно соответствует энергии LO фонона вблизи Г-точки. Величина фактора Хуанга–Риса, хоть и флуктуирует для разных линий такого типа, но, в среднем, соответствует «макроскопическому» значению. Таким образом, обнаруженные пики соответствуют изолированным излучателям, сформированным протяженными дефектами. Отметим, что данные пики регистрируются лишь при гелиевых температурах и быстро пропадают при увеличении температуры (до ~10 K в случае CdTe и ~25 K в случае ZnSe).

Для всех обнаруженных изолированных точечных излучателей наблюдалось насыщение интенсивности излучения с увеличением накачки, которое могло сопровождаться появлением дополнительной структуры вблизи основной спектральной линии или ее синим сдвигом. Дополнительную структуру мы связываем с формированием многоэкситонных комплексов вблизи дислокаций. Синий сдвиг, также предположительно вызванный образованием многочастичных состояний, может быть приписан отталкиванию непрямых экситонов, локализованных на одном и том же дефекте. Также для большинства изолированных точечных излучателей регистрируется заметная поляризация рекомбинационного излучения.

По крайней мере, для части обнаруженных источников характерны флуктуации интенсивности и спектрального положения (~0.1-0.5) мэВ со временем. Данные эффекты предположительно вызваны флуктуациями локальных электрических полей в окрестности излучающих протяженных дефектов.

Узкая спектральная ширина бесфононной линии для изолированного точечного излучателя позволила получить детальную информацию о тонкой структуре фононных повторений (рис. 2). Показано, что для дислокационного излучения в CdTe значительно (~1 мэВ) флуктуирует энергия LO фононов, но уширение фононного повторения (по отношению к бесфононной линии) приблизительно соответствует однородному уширению, вызванному ангармоническим распадом LO фононов. Это указывает на то, что в случае дислокационного излучения электронное состояние взаимодействует с «объемной» решеткой CdTe, подвергнутой значительной деформации. Величина деформации флуктуирует на микроскопических масштабах.

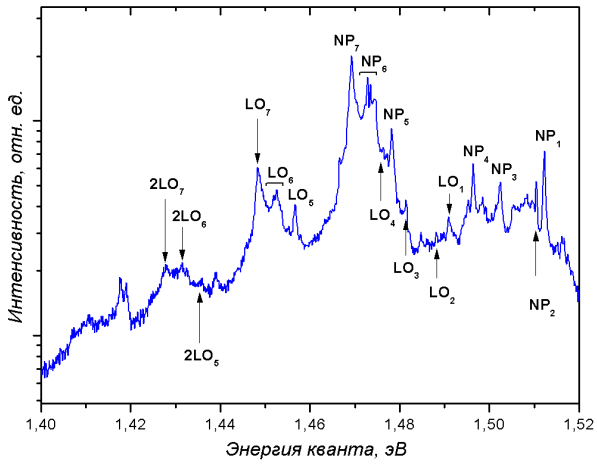


Рис. 2. Пример спектра низкотемпературной (5 K) МФЛ поликристалла CdTe вблизи Y-линии из области размером ~1.5 x 1.5 мкм. NP_i – бесфононные линии, LO_i – их фононные повторения

На основе сопоставления полученных данных с результатами расчетов «из первых принципов» (см., например, [1]) предложена модель дислокационного излучения в кубических полупроводниках группы A_2B_6.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (14-22-00273).

Литература

1. Chen Li, Yelong Wu, Timothy J. Pennycooket, *et al.* // Phys. Rev. Lett., 111, 096403 (2013).

Формирование и диагностика оптических свойств волноводных микроструктур на основе кремния

К.Е. Кудрявцев*, Е.Е. Морозова, Е.В. Скороходов, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*konstantin@ipmras.ru

В работе сообщается о получении волноводных структур на основе Si/SiO_2, в том числе реализующих адиабатическое сопряжение широких и узких волноводов. Величина оптических потерь в изготовленных структурах оценена на уровне α~4 $см^{-1}$. Получены и исследованы структуры для «вертикального» ввода и вывода излучения посредством оптического волокна с помощью дифракционных решеток. Эффективность передачи излучения в системе «волокно-волновод-волокно» составила для подобных структур величину 1.8% на длине волны 1.54 мкм.

Введение

Вопросы технологии изготовления и характеризации оптических свойств волноводных микроструктур, формируемых на основе Si/SiO_2, представляют одну из важных задач в области интеграции кремниевой микроэлектроники и фотоники. Особенностью системы Si/SiO_2 является большой контраст показателей преломления Si и SiO_2 (Δn~2). С одной стороны, это позволяет реализовать волноведущие схемы с высокими значениями оптического ограничения электромагнитной волны и субмикронным пространственным масштабом. С другой стороны, большое значение Δn приводит к сильному рассеянию излучения даже при небольших величинах шероховатости поверхности волноводов, а миниатюризация оптических схем создает сложности их сопряжения со стандартным оптическим волокном.

В данном сообщении приводятся результаты работ в области формирования и диагностики волноводных структур на основе Si/SiO_2. Приводятся оценки величины оптических потерь в получаемых волноводных структурах, а также оценки эффективности «вертикального» ввода и вывода излучения за счет дифракции на решетке, формируемой на поверхности волноводов.

Исследуемые образцы

Исследуемые волноводные структуры формировались на основе стандартных подложек «кремний-на-изоляторе» (SOI) с тонким (200-250 нм) приборным слоем. Методами оптический литографии и плазмохимического травления в смеси газов SF_6/C_4F_8 были изготовлены полосковые волноводы различной ширины в пределах 2-20 мкм. Также были изготовлены волноводы, реализующие схемы адиабатического сопряжения относительно узких (2 мкм) волноводов, удобных для реализации оптических схем на кристалле, с более широкими (10 мкм) волноводами, оптимальными для ввода и вывода излучения с использованием одномодового оптического волокна.

Для реализации вертикального ввода и вывода излучения на верхней поверхности волноводов методами электронной литографии и плазмохимического травления формировались пары дифракционных решеток. Период решетки составлял ~660 нм, фактор заполнения 50%, глубина травления 70 нм; площадь решетки составляла ~6×10 $мкм^2$.

Полученные результаты

Для определения величины оптических потерь в полученных волноводных структурах исследовались спектры пропускания этих структур в ближнем ИК-диапазоне. Излучение суперлюминесцентного диода заводилось в торец волновода, собиралось с противоположного торца и анализировалось с помощью Фурье-спектрометра высокого спектрального разрешения Bruker IFS125HR. В зарегистрированных спектрах пропускания наблюдается четкая интерференционная картина, обусловленная резонансами Фабри-Перо исследуемого волновода. Это позволяет оценить потери, пользуясь следующим соотношением [1]:

$$-\alpha L = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1}{R^2}\right) + \ln\left(\frac{I_{max}^{1/2} - I_{min}^{1/2}}{I_{max}^{1/2} + I_{min}^{1/2}}\right). \qquad (1)$$

Здесь α – величина потерь, L – длина волновода, R – коэффициент отражения излучения на торцах волновода (~0.27), I_{max} и I_{min} – интенсивности сигнала в максимуме и минимуме прохождения соответственно. Полученные результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1. Значения величин интерференционного контраста C и рассчитанных по ним коэффициентов оптических потерь α для волноводов различной ширины W.

W, мкм	C	α, 1/см (дБ/см)
5	0,050	4,2 (18,2)
10	0,051	4,15 (18,0)
20	0,049	4,26 (18,5)

Величина потерь практически не зависит от ширины волноводов, поскольку данные волноводы могут поддерживать значительное число поперечных мод. Сама же величина потерь заметно превышает достигнутые в мире значения (<2 дБ/см, [2]), что можно объяснить относительно большой шероховатостью боковых стенок волноводов, рассматриваемых в данной работе (~30-50 нм по данным сканирующей электронной микроскопии).

Подобные оценки были выполнены и для волноводных структур с адиабатическими переходами на волноводы меньшего размера; их результаты приведены на рис. 1. Дополнительно вносимые потери составили, в зависимости от длины переходной области волновода, величину порядка 3-6 дБ.

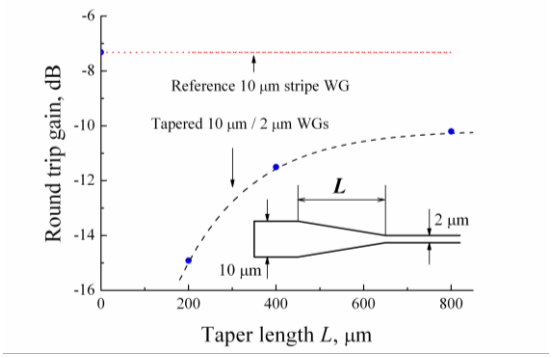


Рис. 1. Оптические потери, дополнительно вносимые при сопряжении широких (10 мкм) и узких (2 мкм) волноводов

Во второй части работы оценивалась эффективность «вертикального» ввода и вывода излучения с помощью дифракционных решеток, формируемых на поверхности волновода (вставка на рис. 2).

В качестве пробного сигнала использовалось излучение оптического параметрического осциллятора, перестраиваемого в диапазоне длин волн λ_{ex}=1000-1600 нм. Величина прошедшего сигнала регистрировалась InGaAs-фотоприемником. Полученные спектры пропускания, в зависимости от угла ввода излучения, приведены на рис. 2 и демонстрируют спектральную селективность ввода. Наличие в приведенных спектрах мелкомасштабных особенностей связано, по-видимому, с неидеальностью как самой решетки, так и сколов оптического волокна.

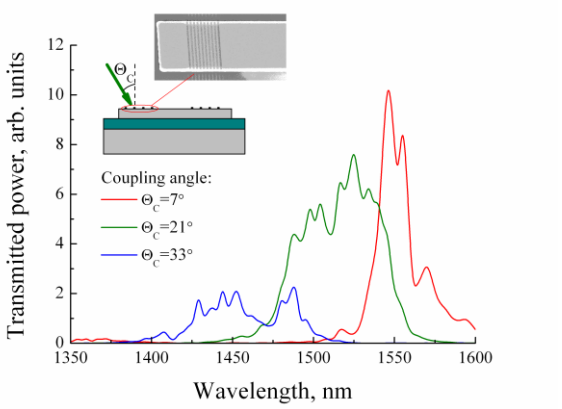


Рис. 2. Спектры прошедшего излучения для различных углов ввода излучения

Для длины волны 1.54 мкм максимально достигнутая эффективность сопряжения в системе «волокно-волновод-волокно» составила 1.8%. Полученная величина далека от рекордных значений (~45%, [3]), однако может быть значительно увеличена за счет оптимизации параметров дифракционной решетки и отработки технологии их формирования.

Заключение

Полученные структуры позволяют реализовать достаточно эффективный и стабильный по времени ввод и вывод излучения из волноводных структур с микронным пространственным масштабом, что важно для возможности диагностики последующих, более сложных структур и устройств кремниевой фотоники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №15-02-05272).

Литература

1. Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981.
2. K. Lee et al. // Opt. Lett., 26(23), 1888 (2001).
3. F. van Laere et al. // IEEE Phot. Technol. Lett., 19(21-24), 1919 (2007).

Моделирование быстродействующих фотодетекторов ближнего инфракрасного диапазона на наноструктурах из искусственного алмаза

В.А. Кукушкин[1, 2, *], С.А. Богданов[1]

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.°И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*vakuk@appl.sci-nnov.ru

Рассмотрен метод одновременного обеспечения достаточно высокой чувствительности и быстродействия ближнего инфракрасного фотодетектора на несмещённом диоде Шоттки на p-CVD алмазе. Он заключается в создании на границе p-CVD алмаза с металлом тонкого (с толщиной несколько нанометров) высокодопированного слоя (т.°н. дельта-слоя) и слабом допировании остальной части обеднённого слоя. В результате показано, что при чувствительности $0.5\cdot10^{-4}$ А/Вт быстродействие такого фотодетектора может достигать нескольких сотен гигагерц.

Важными требованиями к применяемым в телекоммуникационных приложениях фотодетекторам ближнего инфракрасного диапазона являются быстродействие и радиационная и химическая устойчивость. Они могут быть удовлетворены, если для создания таких устройств использовать диоды Шоттки, в которых ближнее инфракрасное излучение *1* поглощается в тонком (толщина порядка 10 нм) слое металла *2*, напылённом на допированный бором p-CVD алмаз. В результате этого под уровнем Ферми металла создаются дырки, которые

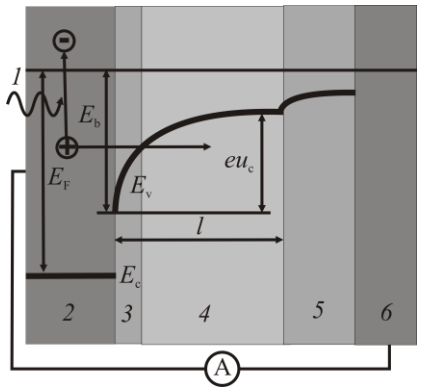


Рис. 1. Ближний инфракрасный фотодетектор на несмещённом диоде Шоттки на p-CVD алмазе: *1* – падающий фотон, *2* – металл, *3* – высокодопированный дельта-слой, *4* – низкодопированный слой, *5* – высокодопированный контактный слой, *6* – омический контакт, l – толщина обеднённого слоя, E_c – энергия границы зоны проводимости металла, E_v – энергия границы валентной зоны p-CVD алмаза, E_F – энергия Ферми металла, E_b – высота барьера Шоттки, u_c – контактная разность потенциалов

затем диффундируют в прилежащий к металлу и обеднённый дырками слой p-CVD алмаза (образованный слоями *3* и *4*), где они ускоряются сильным электрическим полем и, таким образом, создают фототок. Поскольку CVD алмаз характеризуется высокой максимальной достижимой скоростью дырок $v_m \approx 2.7\cdot10^7$ см/с в сильных полях, верхний предел $1/\tau$ быстродействия таких фотодетекторов, определяемый временем τ пробега дырки со скоростью v_m через обеднённый слой с толщиной $l \sim 1$ мкм, оказывается весьма большим и равняется нескольким сотням гигагерц. Кроме того, CVD алмаз обеспечивает высокую радиационную и химическую стойкость таких устройств. Однако высота барьера Шоттки E_b при контакте p-CVD алмаза с типичными металлами (и, соответственно, минимальная энергия дырок, необходимая для их надбарьерного прохождения из металла в p-CVD алмаз) отвечает оптическому диапазону. В результате работа фотодетектора на контакте металла с p-CVD алмазом в ближнем инфракрасном диапазоне возможна лишь за счёт туннелирования дырок через барьер Шоттки. Поэтому для обеспечения достаточно высокой ампер-ваттной чувствительности такого прибора (определяемой как отношение силы тока через фотодетектор при его коротком замыкании к мощности падающего на него излучения) следует уменьшить толщину этого барьера (особенно его верхней части, через которую в основном и осуществляется туннелирование). Этого также

можно достигнуть сильным однородным допированием обеднѐнного слоя, т. к. толщина барьера пропорциональна $1/\sqrt{N_B}$, где N_B – концентрация атомов бора. Однако это ведѐт к увеличению ѐмкости диода Шоттки C, пропорциональной $\sqrt{N_B}$. В результате произведение последовательного сопротивления фотодетектора R (т.е. сопротивления прилежащего к обеднѐнному слою высокодопированного (до концентрации порядка 10^{20} см$^{-3}$) бором контактного слоя *5* с толщиной порядка 100 мкм, на который наносится омический контакт *6*) на C оказывается больше τ. Поэтому быстродействие фотодетектора становится равным $1/(RC)$, т.е. меньшим его максимального возможного значения $1/\tau$.

Нами рассмотрен и детально проанализирован другой метод повышения ампер-ваттной чувствительности ближнего инфракрасного фотодетектора на несмещѐнном диоде Шоттки на p-CVD алмазе, не приводящий к существенному увеличению его ѐмкости, а следовательно и к уменьшению его быстродействия. Он заключается, по аналогии с обычными полупроводниками [1], в создании на границе p-CVD алмаза с металлом тонкого (с толщиной несколько нанометров) высокодопированного бором слоя *3* (т.°н. дельта-слоя) и слабом допировании остальной части *4* обеднѐнного слоя. Высокодопированный дельта-слой приводит к сужению верхней части барьера Шоттки, что облегчает туннелирование дырок через него и, следовательно, повышает ампер-ваттную чувствительность фотодетектора. С другой стороны, внешнее напряжение вызывает изменение ширины лишь нижней части барьера Шоттки. Значит, связанное с изменением внешнего напряжения изменение пространственного заряда определяется слабодопированной частью *4* обеднѐнного слоя и оказывается достаточно мало. Поэтому соответствующая ѐмкость, пропорциональная $\sqrt{N_B}$, где N_B – концентрация атомов бора в низкодопированной части *4* обеднѐнного слоя, также оказывается малой. Конкретные расчѐты были выполнены для ближнего инфракрасного фотодетектора на диоде Шоттки, образованном контактом допированного бором p-CVD алмаза с хромом. Для их контактной разности потенциалов u_c была взята характерная для этой пары материалов величина 1 В. В результате установлено, что оптимальным с точки зрения повышения ампер-ваттной чувствительности и уменьшения ѐмкости фотодетектора положением дельта-слоя *3* является граница p-CVD алмаза с хромом, толщина дельта-слоя должна равняться 3 нм, концентрация атомов бора в нѐм должна быть $5\cdot10^{19}$ см$^{-3}$, а концентрация атомов бора в остальной низкодопированной части *4* обеднѐнного слоя должна составлять 10^{15} см$^{-3}$. Ампер-ваттная чувствительность такого фотодетектора для ближнего инфракрасного излучения с длиной волны 0.91 мкм равняется $0.5\cdot10^{-4}$ А/Вт, а его ѐмкость на единицу площади составляет 12 нФ/см^2. При указанных выше параметрах высокодопированного контактного слоя *5* это даѐт время RC порядка нескольких пикосекунд. Поэтому быстродействие такого фотодетектора близко к максимальной возможной для него величине $1/\tau$, равной нескольким сотням гигагерц. В то же время, для фотодетектора с однородно допированным бором обеднѐнным слоем указанная ампер-ваттная чувствительность $0.5\cdot10^{-4}$ А/Вт для той же длины волны излучения достигается при степени допирования 10^{17} см$^{-3}$, для которой $C = 65.5$ нФ/см^2. Последняя величина в 5.5 больше, чем для рассмотренного фотодетектора с обеднѐнным слоем, образованным высокодопированным дельта-слоем *3* и низкодопированным слоем *4*.

В итоге показано, что ближний инфракрасный фотодетектор на диоде Шоттки хром – p-CVD алмаз с обеднѐнным слоем, образованным высоко- и низкодопированными частями – при той же чувствительности будет иметь в 5.5 раз большее быстродействие, чем его аналог с однородно допированным обеднѐнным слоем.

Работа поддержана Правительством РФ (Постановление № 220 от 09.04.2010, договор 14.B25.31.0021 от 26.06.2013 с основной организацией ИПФ РАН) и РФФИ (грант 16-02-00450-а).

Литература

1. А.В. Мурель, А.В. Новиков, В.И. Шашкин, Д.В. Юрасов // ФТП, т. 46, № 11, С. 1384 (2012).

Термодинамическое измерение очень больших и очень малых масс носителей в квантовых ямах HgTe

А.Ю. Кунцевич[1,2,*], Е.В. Тупиков[3], М. Резников[4,§], Н.Н. Михайлов[5], С.А. Дворецкий[5]

1 ФИАН, Ленинский проспект, 45, Москва, 119991.

2 МФТИ, Институтский переулок д.9, Долгопрудный, Московская область, 141700.

3 Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, USA, PA 16802.

4 Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel, 3200.

5 ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13 Новосибирск, 630790.

*kuntsevich.alexander@gmail.com

В квантовых ямах HgTe, при приложении смещения на затворный электрод, можно наблюдать переход уровня Ферми из области электронов в область легких дырок, а затем и в область тяжелых дырок. Последний переход связан с резким изменением термодинамических свойств системы: возрастанием плотности состояний, а следовательно и энтропии системы, и одновременно падением диамагнитной восприимчивости. Оба эффекта были детектированы при помощи модуляционных электрометрометрических методов измерения тока перезарядки емкостной структуры при модуляции внешнего параметра (температуры или магнитного поля).

Введение

Квантовые ямы HgTe примечательны тем, что закон дисперсии двумерной системы в них сильно зависит от тощины ямы и по мере увеличения последней может быть полупроводниковым, дираковским, топологически нетривиальным, полуметаллическим [1]. В спектре дырок помимо легких носителей вблизи Г-точки, присутствуют боковые экстремумы, не описываемые точно в ***(kp)***-приближении, и имеющие гораздо большую массу (Рисунок 1г).

Если масса легких носителей может быть измерена магнитотранспортными и магнитооптическими методами благодаря большим циклотронным щелям в магнитном поле, то для тяжелых дырок магнитное поле бесполезно.

Результаты

Недавно нами был развит метод измерения энтропии двумерных систем – величины, пропорциональной плотности состояний D: $S=\pi^2/3*DT$, а значит и массе в вырожденных Ферми системах [2]. Метод основан на измерении токов перезарядки емкостной структуры при изменении температуры. В настоящей работе измерялась производная энтропии по концентрации $\partial S/\partial n$ в полевых структурах на основе квантовых ям HgTe с неинвертированным спектром толщиной 6-6.5 нм. По мере увеличения концентрации дырок от 0, с началом заполнения побочных экстремумов, наблюдалось резкое увеличение энтропии системы, соответствующее массе нпорядка 2 m_e(Рисунок 1а). Отношение S/T падало с ростом температуры, что означает невырожденность тяжелой подсистемы уже при температуре несколько Кельвинов.

Идейно похожим методом [3] измерялась производная намагниченности в перпендикулярном поле по концентрации.

Производная $\partial^2 M/\partial n\partial B$ $(B=0)$ в нулевом поле также имеет особенность при концентрации, соответствующей заполнению тяжелых дырок. Величина скачка слабо зависит от температуры (Рисунок 1б). Наблюдаемый эффект связан с диамагнетизмом Ландау легких дырок: при высоких концентрациях уровень Ферми запинингован на уровнях Ландау от тяжелых носителей, магнетизма нет, по мере опустошения побочных максимумов уровень Ферми становится более чувствителен к магнитному полю, то есть проявляются диамагнитные свойства. Таким образом, нам впервые удалось пронаблюдать термодинамическими методами диамагнетизм Ландау в 2D-системе [4].

Величина диамагнитной восприимчивости обратно пропорциональна эффективной массе легких носителей. Примечательно, что термодинамическая особенность при переходе от легких дырок к тяжелым никак не проявляется в точке зарядовой нейтральности (Рисунок 1в).

Наши термодинамические данные находятся в разумном качественном согласии с транспортными измерениями группы Минькова [5].

Литература

1. B.A. Bernevig, T.L. Hughes, and S.-C. Zhang // Science, V. 314, 1757 (2006).
2. A.Yu. Kuntsevich, Y.V. Tupikov, V.M. Pudalov, I.S. Burmistrov // Nature Communications, V. 6, 7298 (2015).
3. N. Teneh, A.Yu. Kuntsevich, V.M. Pudalov, M. Reznikov // Physical Review Letters, V. 109, 226403 (2012).
4. A. Kuntsevich et al, to be published G.M. Minkov *et al.* // Physical Review B, V. 89, 165311 (2014).

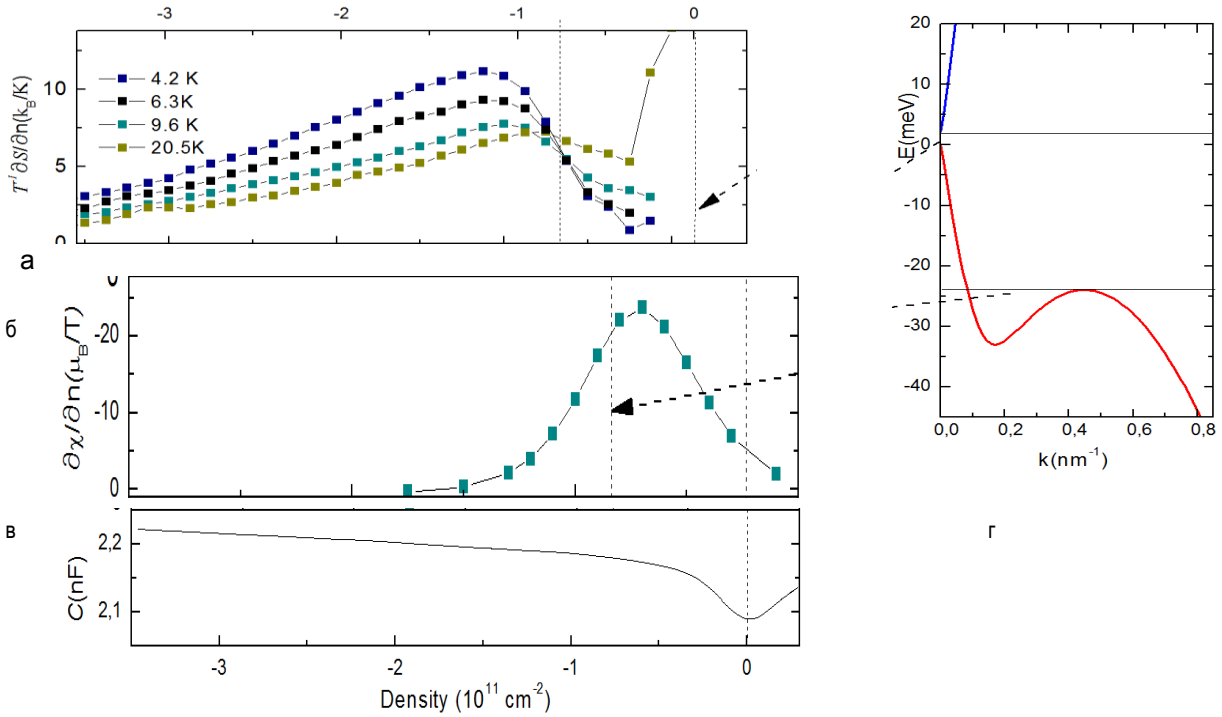


Рис. 1. а Экспериментальные данные зависимости производной энтропии по концентрации от концентрации носителей при различных температурах (показаны на панели). **б** Экспериментальные данные зависимости производной диамагнитной восприимчивости в перпендикулярном поле по концентрации носителей от концентрации при 10 К. **в** Зависисмость емкости того же образца от концентрации. Ось концентрации единая для панелей **а, б, в**. **г** Примерный вид закона дисперсии для той же самой квантовой ямы.

Многослойные фоточувствительные структуры на основе пористого кремния и соединений редкоземельных элементов

Н.В. Латухина[1*], Д.А. Лизункова[1 §], Г.А. Рогожина[1] , Н.Ю. Кирсанов[1], М.В. Степихова[2]

1 Самарский государственный аэрокосмический университет (национально-исследовательский) им. С.П. Королева, ул. Академика Павлова, 1, Самара, 443011.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*natalat@yandex.ru, § daria.lizunkova@yandex.ru

Исследованы спектральные характеристики фоточувствительности и фотолюминесценции многослойных структур на основе пористого кремния с ионами редкоземельных элементов (РЗЭ). Показано, что фоточувствительность в диапазоне длин волн 400°–°1000 нм повышена по сравнению со структурами без РЗЭ. Спектр ФЛ эрбиевой примеси представлен тонкой структурой линий, отражающих структуру расщепления мультиплета $^4I_{15/2}$ иона Er^{3+}

Введение

Многослойные структуры на основе пористого кремния и соединений редкоземельных элементов могут быть основой для эффективных фотопреобразователей на кремниевой подложке. Экспериментально доказано, что кремниевые солнечные элементы, не уступающие по эффективности преобразования энергии наногетероструктурам на основе $A_{III}B_V$, могут быть созданы на основе многослойных структур на кремниевой подложке, в составе которых есть материалы с различной шириной запрещенной зоны, а также переизлучающие слои с ионами РЗЭ. Такая стратегия, применяемая в кремниевых солнечных элементах третьего поколения, позволяет поднять их КПД до 40% и выше [1]. В данной работе в фоточувствительных структурах в качестве слоев широкозонного материала использовались слои нанокристаллического пористого кремния. Кроме него в структурах присутствовали слои фторида диспрозия в качестве просветляющего и пассивирующего покрытия. Проводились также исследования фотолюминесценции структур, в которых пористый слой содержал ионы эрбия. Такие структуры проявляют интенсивную эрбиевую фотолюминесценцию при комнатной температуре [2].

Методы изготовления и исследования

Для создания пористого слоя пластины кремния подвергались электрохимическому травлению, в качестве травильной смеси использовались спиртовые смеси плавиковой кислоты. Толщина пористого слоя регулировалась временем и током травления. P–n-переход в образцах фоточувствительных структур создавался диффузией фосфора для стороны n-типа, а для стороны p-типа наносилась плѐнка из борного диффузанта. Для создания контактов на стороне n в вакууме напылялся металл в последовательности титан-палладий-серебро. После чего производилась фотолитография контактного рисунка в виде гребенки. Завершающим этапом было нанесение в вакууме покрытий из фторида диспрозия поверх контактной сетки. Пористый слой, насыщенный ионами эрбия, создавался выдержкой образцов в водном растворе азотнокислого или сернокислого эрбия с последующим отжигом на воздухе при 800^{O}C в течение нескольких часов.

Результаты исследования

Были проведены исследования спектров фоточувствительности образцов многослойных структур с p–n-переходом и покрытиями из фторида диспрозия в диапазоне длин волн 400–1000 нм и спектров фотолюминесценции (ФЛ) образцов с пористым слоем, насыщенным эрбием в диапазоне длин волн 1400°–°1700 нм. Исследования проводились при комнатной температуре.

Изучение спектральных характеристик фототока показало, что нанесение покрытий из фторида диспрозия заметно увеличивает фототок практически во всем исследуемом спектральном диапазоне по

сравнению с образцами без покрытия. В зависимости от толщины пленки фторида диспрозия положение главного спектрального максимума несколько смещается, однако во всех случаях наблюдается заметное увеличение фототока в длинноволновой части спектра (950°–°1000 нм), что может быть связано с эффектом переизлучения.

Исследование ФЛ показало, что образцы проявляют интенсивную люминесценцию в двух спектральных областях – 1.17 мкм и 1.54 мкм (рис.1). В первом случае это – спектр экситонной ФЛ кремниевой подложки. Во втором – сигнал ФЛ, связанный с редкоземельной примесью эрбия.

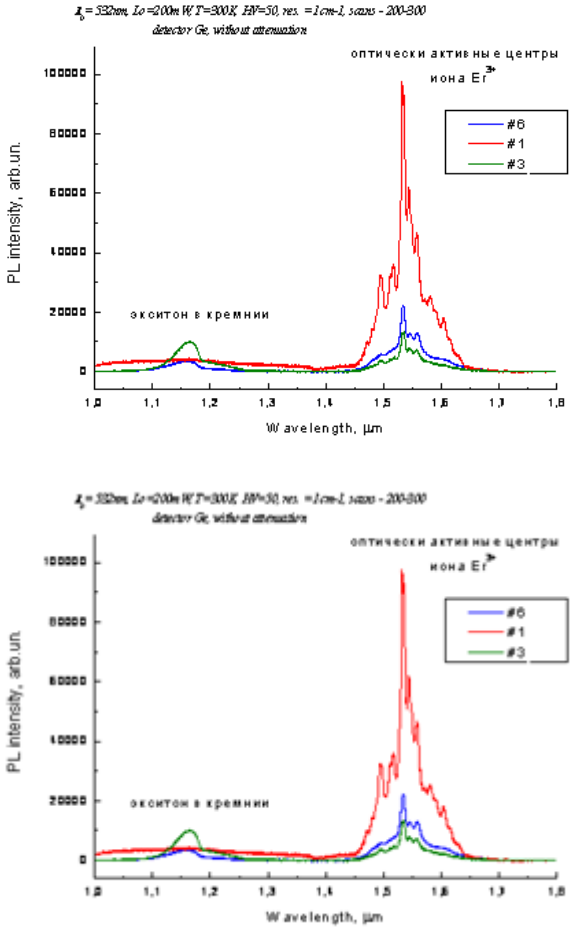


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образцов пористого кремния, насыщенного ионами эрбия

Для образцов, полученных с использованием разных пропиток, соотношение интенсивностей сигналов эрбиевой ФЛ составляет ~ 37. Отметим, что в образце, полученном с использованием сернокислой пропитки, сигнал эрбиевой ФЛ представлен широким спектром, характерным для разупорядоченных материалов. В спектрах ФЛ, полученных с использованием азотнокислой пропитки, сигнал эрбиевой ФЛ доминирует практически во всех структурах и наблюдаемый сигнал ФЛ достаточно интенсивный (образцы № 1, 3 на рис.1) Спектр ФЛ эрбиевой примеси представлен тонкой структурой линий, отражающих структуру расщепления мультиплета $^4I_{15/2}$ иона Er^{3+}, что нехарактерно для редкоземельной примеси в разупорядоченных материалах (рис. 2). Например, в стекле спектр эбиевой ФЛ представлен широкой линией с характерным максимумом на длине волны 1.539 нм и «плечом» в диапазоне 1.55 мкм. Последнее обусловлено неоднородным уширением в материалах с отсутствием четко выделенной структуры кристаллического поля.

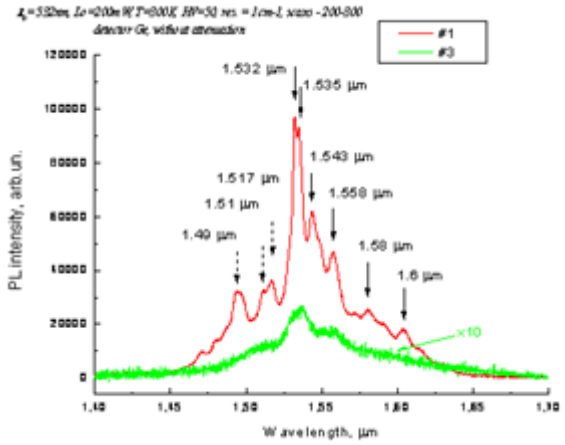


Рис. 2. Структура спектра фотолюминесценции образца пористого кремния, насыщенного ионами эрбия из водного раствора азотнокислого эрбия

Литература

1. G. Conebeer, M. Green, R. Corkish, Y. Cho, E.-C. Cho, C.-W. Jiang, T. Fangsuwannarak, E. Pink, Y. Huang, T. Puzzer, T. Trupke, B. Richards, A. Shalav, K.-L. Lin. Silicon nanostructures for third generation photovoltaic solar cells. // Thin Solid Films, 2006. V. 511–512. P. 654–662.

2. S. A. Sokolov, R. Rösslhuber, D. M. Zhigunov, N.V. Latukhina, V. Yu. Timoshenko Photoluminescence of Rare Earth Ions (Er3+, Yb3+) in a Porous Silicon Matrix // Thin Solid Films, 562 (2014). P. 462–466.

Исследование скорости локального газофазного осаждения C и Pt методом фокусированных ионных пучков

С.А. Лисицын[1, *], А.С. Коломийцев[1, **]

1 Южный федеральный университет, ул Шевченко 2, корп «Е», НОЦ «Нанотехнологии», Таганрог, 347928.

* lisitsyn.s.a@gmail.com ,** alexey.kolomiytsev@gmail.com

В данной работе проведены экспериментальные исследования по определению скорости локального газофазного осаждения C и Pt методом фокусированных ионных пучков (ФИП). Методом ионно-стимулированного осаждения из газовой фазы сформированы массивы наноразмерных пленок, определены их толщины. По результатам экспериментальных исследований рассчитаны средние скорости ионно-стимулированного осаждения C и Pt, которые составили 61 нм/мин и 50 нм/мин. Построены их зависимости.

Введение

На сегодняшний день метод фокусированных ионных пучков (ФИП) имеет существенное значение для развития современных методов структурирования и модификации поверхности твердых тел. Точность и эффективность процессов формирования современной элементной базы наноэлектроники и наносистемной техники и изготовления структур с нанометровыми размерами во многом определяются качеством субмикронного структурирования поверхности подложки [1]. Локальное ионно-стимулированное осаждение (ИСО) является важным процессом физико-химического взаимодействия химически активных газов (прекурсоров) с ФИП. Молекулы газа-прекурсора, попадая на поверхность подложки адсорбируются и под действием ФИП происходит их разложение, в результате чего высвобождается компонент, который осаждается на поверхности подложки. Летучие продукты реакции удаляются вакуумной системой. В технологии ИСО существует проблема выбора параметров ионного пучка, обеспечивающих оптимальные значения параметров равномерности, скорости и геометрии осаждаемых структур [2].

Целью работы является проведение экспериментальных исследований, для выявления закономерностей ИСО C и Pt на поверхность подложки, а также определение скорости ИСО C и Pt при различных значениях параметров ФИП.

Экспериментальная часть

В ходе проведения экспериментальных исследований варьировались следующие технологические параметры: I – ток ФИП; PT – время воздействия ФИП в каждой точке; P - расчетный диаметр ФИП (для определения шага и количества точек воздействия); RS – область перекрытия между точками воздействия в %; N – количество проходов ФИП по заданному шаблону.

Экспериментальные исследования проводились на модуле FIB CVD комплекса НАНОФАБ НТК-9 (ЗАО «Нанотехнология-МДТ», Россия) на подложке кремния. На начальном этапе экспериментальных исследований в программе управления модулем FIB CVD формировался растровый графический шаблон, состоящий из 5 квадратных структур размерами 4x4 мкм. Ускоряющее напряжение ФИП было выбрано равным 30 кэВ. В ходе экспериментальных исследований выполнялось ИСО C и Pt из газовой фазы. Общее время ИСО для каждой из 5 структур составляло 5, 10, 20, 30 и 60 с соответственно. Выбор технологических параметров ФИП осуществлялся на основе результатов экспериментальных исследований, проведенных авторами ранее. Технологические параметры для ИСО C: I = 7.4 пА; PT = 4.2e-8 с; PS = 20 нм; RS = 0%; параметр N устанавливался равным 2780, 8330, 24970, 58250, 83220 соответственно для поддержания требуемого времени взаимодействия ФИП с газом. Технологические параметры для ИСО Pt: I = 7.4 пА; PT = 4.2e-7 с; PS = 100 нм; RS = 0%; N составлял 7500, 22500, 67500, 157500, 225000 соответственно. После формирования ряда тестовых структур подложка исследовалась методами РЭМ на растровом электронном микроскопе Nova NanoLab 600 (FEI, Нидерланды) и АСМ на скани-

рующем зондовом микроскопе Solver P47 Pro (ЗАО «Нанотехнология-МДТ»).

Анализ результатов

Анализ полученных экспериментальных результатов показал, что толщины сформированных структур C составляли 1, 7, 18, 37 и 61 нм. Толщины сформированных структур Pt составляли 2, 5, 15, 33 и 50 нм. На основании результатов экспериментальных исследований рассчитаны скорости ИСО C и Pt, которые составили 61 нм/мин и 50 нм/мин соответственно. Определены их зависимости от значений параметров ФИП. Построена зависимость высоты осажденного слоя C и Pt от времени воздействия ФИП (рис. 1).

Анализ АСМ-изображений показал высокое соответствие формы сформированных структур профилю, заданному графическим шаблоном. Полученные результаты могут быть использованы при прогнозировании параметров наноразмерных структур, формируемых методом ИСО ФИП.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-07-31162 мол_а, а также Министерства образования и науки в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности (задание №16.1154.2014/К).

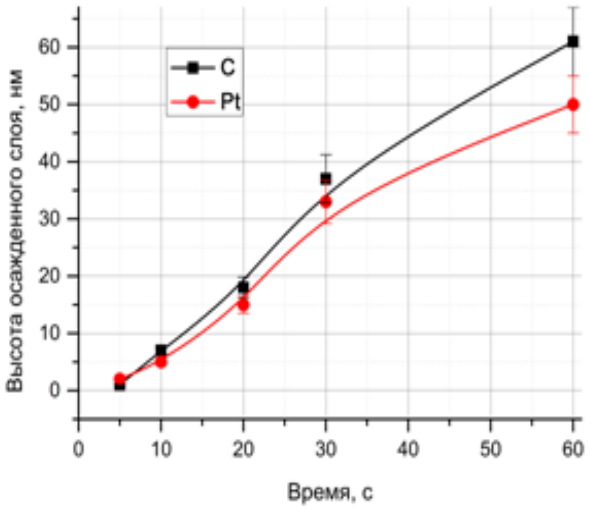


Рис. 1. Зависимость высоты осажденных слоев C и Pt от времени воздействия ФИП

Литература

1. В.В. Лучинин, Ю.М. Таиров. Нанотехнология: физика, процессы, диагностика. М.: Физматлит, 2006, 552 с.
2. L.A. Giannuzzi., F.A. Stevie. Introdution to focused ion beams: instrumentation, theory, techniques and practice. New York: Springer, 2004. 357 p.

Эпитаксиальные слои GaN на подложках лангасита, полученные методом МПЭ ПА

Д.Н. Лобанов[1, 2*], А.В. Новиков[1, 2], П.А. Юнин[1, 2], Е.В. Скороходов[1], М.В. Шалеев[1], М.Н. Дроздов[1, 2], О.А. Бузанов[3], В.В. Аленков[3], П.И. Фоломин[4], А.Б. Гриценко[4]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 ОАО «Фомос-Материалс», ул. Буженинова, д.16, стр.1, Москва, 107023.

4 НИТУ «МИСиС», Ленинский проспект, д. 4, Москва, 119991.

*dima@ipmras.ru

Экспериментально исследован рост GaN методом МПЭ ПА на подложках лангасита ($La_3Ga_5SiO_{14}$) при двухтемпературном режиме осаждения. Было обнаружено, что лучшее кристаллическое качество слоя GaN с плотностью прорастающих дислокаций ~ 10^{11} $см^{-2}$ достигается при температуре роста зародышевого слоя GaN при ~ 520^0C. Получены эпитаксиальные слои GaN с шероховатостью поверхности < 2 нм.

Введение

В настоящее время для эпитаксии нитридов III группы в основном используются подложки сапфира, кремния и карбида кремния. Все эти материалы обладают большими рассогласованиями с соединениями A3N как по параметрам решѐтки, так и по коэффициенту температурного расширения (КТР). Это приводит к существенному ухудшению структурного совершенства формируемых на них гетероструктур A3N и характеристик приборов на их основе. В связи с этим поиск новых, недорогих подложек, подходящих для эпитаксии нитридов III группы является актуальной задачей современной полупроводниковой технологии. Ещѐ в 1999 году было предположено использовать для эпитаксии материалов A3N подложки на основе монокристаллов лангаситов (LGS, $La_3Ga_5SiO_{14}$) [1]. В настоящий момент благодаря своим ярко выраженным пьезоэлектрическим свойствам лангаситы находят своѐ применение в фильтрах на поверхностных акустических волнах и датчиках давления [2, 3]. Лангаситы принадлежат к тригональной группе симметрии P321, имеют высокую температуру плавления (1475 °C) и обладают наименьшим рассогласованием по КТР с GaN (7.5%) по сравнению с подложками сапфира, кремния и карбида кремния (25%, 48% и 33% соответственно). Параметр решѐтки *c* у лангасита и GaN отличается менее чем на 2%. Первые эксперименты по росту GaN на лангасите методом МОГФЭ показали, что этот материал крайне неустойчив по отношению к агрессивной газовой среде, в которой происходит типичная эпитаксия нитридов в этом методе. Всѐ это приводит к низкому кристаллическому качеству эпитаксиальной плѐнки GaN на лангасите, полученной методом МОГФЭ. В то же время в методе молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) агрессивная газовая среда отсутствует. Это делает метод МПЭ ПА перспективным для эпитаксии нитридов на подложках лангасита. Тем не менее существующие проблемы, в частности активная диффузия кислорода и галлия из объема лангасита к его поверхности уже при низких температурах, привели к тому, что только в последнее время появились единичные работы, в которых методом МПЭ ПА были получены эпитаксиальные плѐнки GaN на подложках лангасита [4, 5]. Целью настоящей работы являлся поиск режимов роста для получения на подложках лангаситов гладких эпитаксиальных плѐнок GaN высокого кристаллического качества.

Эксперимент

Рост плѐнок GaN на подложках лангасита LGS проводился методом МПЭ ПА на установке STE 3N3. Для формирования плѐнок использовался двухтемпературный режим, при котором на начальных стадиях тонкий, зародышевый слой GaN осаждался при пониженной температуре для улучшения кристаллического качества растущего слоя и подавления диффузии кислорода и галлия из лангасита в пленку GaN [4, 5]. Температура осаждения началь-

ного слоя GaN варьировалась в диапазоне 470-650^{0}C. На втором, более высокотемпературном этапе, режим роста GaN был приближен к стандартному режиму роста нитридов на сапфировых подложках: соотношение потоков Ga и N ~ 1.2, а температура подложки ~ 700^{0}C. Выращенные образцы исследовались методами атомно-силовой (АСМ) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгеноструктурного анализа и вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

Результаты и обсуждение

По данным рентгеноструктурного анализа во всех исследованных структурах наблюдается эпитаксиальный рост GaN на лангасите с взаимной его кристаллографической ориентацией относительно подложки GaN[10-10] || LGS[21-30], что означает относительный разворот решѐток пленки и подложки вокруг нормали к поверхности на 19^0. Такую же кристаллографическую ориентацию пленок GaN на лангасите отмечают авторы работы [4]. Сравнивая кристаллографические решѐтки GaN и LGS авторы этой работы пришли к выводу, что именно при такой взаимной ориентации достигается наименьшее рассогласование параметров решѐток, которое в этом случае составляет всего 3.2%. Данное значение меньше, чем рассогласование GaN с сапфиром (14%) и даже карбидом кремния (3.5%), что делает подложки на основе лангасита перспективными для получения структур на основе нитридов с низкой плотностью дефектов.

Исследования выращенных структур GaN/LGS методами ВИМС показали, что даже при понижении температуры роста зародышевого слоя GaN до температур ~ 570^{0}C, что заметно меньше типичных температур роста методом МПЭ ПА слоев GaN на сапфире, наблюдается значительная диффузия кислорода из лангасита в слой GaN. Предполагается, что именно с этим связана высокая дефектность (плотность дислокаций по данным рентгеноструктурного анализа ~ 10^{12} см$^{-2}$) основного слоя GaN, выращенного на таком зародышевом слое (рис.1). Существенного улучшения кристаллического качества GaN/LGS слоев удалось достигнуть за счет дальнейшего снижения температуры роста зародышевого слоя до ~ 520^{0}C (рис. 1). Плотность дислокаций в основном GaN слое в этом случае падает почти на порядок, до уровня ~ 10^{11} см$^{-2}$, что сравнимо с лучшими результатами для GaN/LGS структур, полученными в работе [4]. Исследования поверхности слоѐв GaN/LGS методами АСМ и СЭМ показали, что их среднеквадратичная шероховатость при температуре роста зародышевого GaN слоя 520^{0}C не превышает 2 нм (рис.2). Понижение температуры роста зародышевого слоя ниже 520^{0}C приводило к резкой деградации кристаллического качества GaN/LGS слоев.

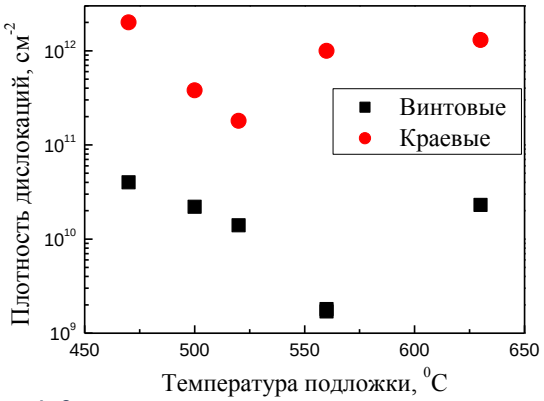


Рис. 1. Зависимость плотности прорастающих дислокаций в слое GaN/LGS от температуры роста зародышевого слоя

Рис. 2. Снимок СЭМ скола образца со слоем GaN толщиной 800 нм, выращенном на подложке лангасита при температуре роста зародышевого GaN слоя 520^{0}C

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке научных программ РАН и РФФИ (грант № 15-42-02497_р-поволжье-а).

Литература

1. T. Fukuda, *et al.* // J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 10, 571 (1999).
2. O.A. Gurbanova and E.L. Belokoneva // Crystallogr. Rep., 51, 577 (2006).
3. J. Kraublich, S. Hofer, U. Zastrau, N. Jeutter and C. Baehtz // Cryst. Res. Technol., 45, 490 (2010).
4. B.-G. Park, *et al.* // Cryst Eng Comm, DOI: 10.1039/c5ce00075k (2015).
5. B.-G. Park, *et al.* // Journal of Crystal Growth, 425, 149 (2015).

Транспортные и магнитные свойства гетероструктур на основе GaAs с низким содержанием марганца

А.М. Луговых[1], Т.Б. Чарикова[1,2,*], В.И. Окулов[1], К.Д. Моисеев[3], В.Н. Неведомский[3], Ю.А. Кудрявцев[4], С. Галлардо[4], М. Лопес-Лопес[4]

1 ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия.

2 ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», 620002, Екатеринбург, Россия.

3 Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

4 Национальный политехнический институт Синвестав, 07360, Мексика.

*charikova@imp.uran.ru

В результате экспериментального исследования температурных и полевых зависимостей удельной намагниченности и сопротивления в гетероструктурах GaAs:Be/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/GaAs/δ - Mn/GaAs с толщиной δ-слоя марганца 0.5ML и 1.2ML и GaAs/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/Ga(Mn)As (марганец разбавлен в слое GaAs) обнаружено изменение в поведении сопротивления и намагниченности при уменьшении числа изолированных спинов в покровном слое вследствие изменения топологии распределения ионов марганца.

Введение

Уникальные физические свойства полупроводниковых гетероструктур на основе AIIIBV с примесью переходных элементов, возможно, гораздо лучше подходят для спинтроники, чем ферромагнитные металлы. Это связано с возможностью управлять ферромагнетизмом посредством электрических полей. Перспективы создания разбавленных магнитных материалов связаны с методом δ-легирования марганцем многослойных полупроводниковых гетероструктур [1,2]. В настоящей работе приводятся результаты исследований температурных и полевых зависимостей удельной намагниченности и магнитосопротивления в гетероструктурах с квантовой ямой GaAs/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/GaAs и с δ-слоем атомарного Mn, расположенным в барьерном слое вблизи квантовой ямы, заполненной дырками.

Экспериментальные результаты

Гетероструктуры, содержащие слои атомарного Mn и квантовую яму GaAs/InGaAs/GaAs были получены на монокристаллической подложке GaAs(001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Эпитаксиальное наращивание осуществлялось в едином технологическом процессе в ростовой камере Riber C21 в температурном диапазоне 250-600 ^{0}C. Эпитаксиальное осаждение производилось со средней скоростью 0.5 мкм/час. Первый барьерный слой GaAs для квантовой ямы GaAs/InGaAs/GaAs был получен толщиной 300 нм при высокой температуре эпитаксии (600^{0}C). Потом при понижении температуры до 500^{0}C были получены активный слой квантовой ямы на основе узкозонного тройного твердого раствора $In_{0.16}Ga_{0.84}As$ толщиной 5 нм и второй барьерный слой GaAs также толщиной 5 нм. Понижение температуры потребовалось для недопущения диффузии индия из активного слоя в барьерные слои в процессе роста. Затем температура эпитаксии еще раз была понижена до 300 ^{0}C и ниже, чтобы достичь оптимальных условий для осаждения слоя атомарного Mn, который был заращен покрывающим слоем GaAs толщиной 50 нм. Слой атомарного Mn толщиной 0.25-0.5 нм, что соответствовало 1-2 монослоям, был помещен во втором барьерном слое на расстоянии 3 нм от активного слоя квантовой ямы. Толщина слоя Mn была выбрана так, чтобы не нарушить структурное совершенство гетероструктуры. В результате в гетероструктуру с квантовой ямой был введен дельта-слой ферримагнитной примеси для создания локализованных магнитных состояний в матрице GaAs. Левый барьерный слой GaAs легировался Be для обеспечения заполнения квантовой ямы дырками. Был проведен тщательный рентгеноструктурный анализ полученных образцов, в том числе послойный анализ был вы-

полнен с помощью метода масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) с использованием ионного микрозонда ims-6f фирмы Cameca (Франция).

Полевые и температурные зависимости удельной намагниченности в интервале температур T = (1.8-300) K и полей H = ± 30 кЭ для гетероструктур GaAs/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/Ga(Mn)As (марганец разбавлен в слое GaAs), p-GaAs:Be/$Ga_{0,84}In_{0.16}As$/p-GaAs:Be и GaAs:Be/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/GaAs/δ-Mn/GaAs были измерены с помощью СКВИД-магнетометра (ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН). Температурные и полевые зависимости удельного сопротивления гетероструктур, контакты к которым были подготовлены методом мокрого травления (литография), были исследованы с использованием четырехконтактного метода измерения сопротивления на постоянном токе при T = (1.8-300)K.

На рис.1 приведены зависимости удельной намагниченности от магнитного поля. Для гетероструктуры GaAs:Be/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/GaAs/δ-Mn/GaAs с толщиной δ-слоя 1.2 ML в магнитных полях H = ±8 кЭ наблюдалась петля гистерезиса при температуре T = 77 K, удельная намагниченность составила $\sigma \approx 1.3 \cdot 10^{-4}$ emu/g в поле H = +4 кЭ. В гетероструктуре GaAs /$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/GaAs/δ-Mn/GaAs с толщиной δ-слоя 0.5 ML наблюдался слабый парамагнитный отклик при отсутствии петли гистерезиса. Для сравнения приведена зависимость удельной намагниченности для гетероструктуры GaAs/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/Ga(Mn)As, в которой Mn был разбавлен в поверхностном слое GaAs. Можно видеть, что петля гистерезиса удельной намагниченности существует в меньшем интервале полей H = (-1.5 ÷ +1.5) кЭ, а удельная намагниченность достигает величины $\sigma \approx 6.4 \cdot 10^{-4}$ emu/g при T=5 K в поле H = +10 кЭ [3]. Удельная намагниченность для всех типов гетероструктур демонстрирует слабую зависимость от температуры в интервале T =(300÷100) K и достаточно резкий рост при T<50 K, что, по-видимому, связано с наличием примесного Mn как в виде локализованного δ-слоя так и равномерно распределенного в поверхностном слое. Проведен сравнительный анализ температурных и полевых зависимостей продольного и холловского сопротивления для гетероструктур с различным распределением марганца в полупроводниковой матрице. Для изученных гетероструктур наблюдалось изменение температурной зависимости продольного сопротивления: для гетероструктуры GaAs/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/Ga(Mn)As имеет место активационная зависимость R(T) с энергией активации ΔE ≈ 50 мэВ в интервале температур T = 77-300 K, тогда как в гетероструктуре GaAs /$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/GaAs/δ-Mn/GaAs с толщиной δ – слоя 0.5 ML наблюдался слабый линейный рост сопротивления с уменьшением температуры R(T) = A–BT, а при увеличении толщины δ-слоя до 1.2 ML линейное уменьшение сопротивления с уменьшением температуры в интервале T =50-300K сменялось дальнейшим ростом сопротивления в интервале T ≈ 1.8-30 K, пропорциональным зависимости R~lnT (слабая локализация).

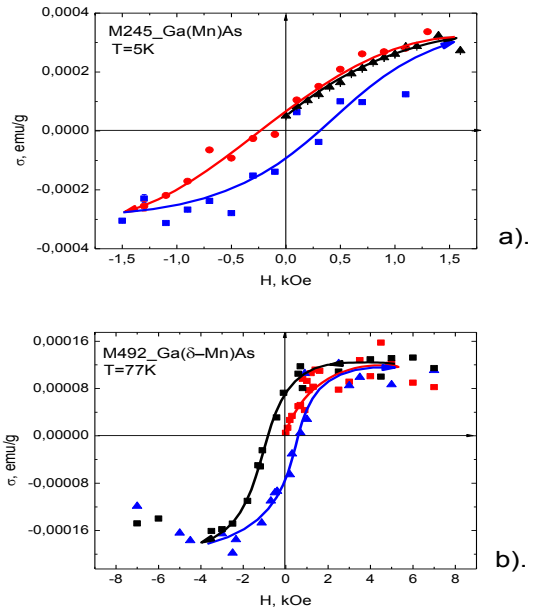


Рис. 1. Зависимость удельной намагниченности от магнитного поля: a) для гетероструктуры GaAs/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/Ga(Mn)As и b) для гетероструктуры GaAs:Be/$Ga_{0.84}In_{0.16}As$/GaAs/δ-Mn/GaAs с толщиной δ-слоя 1.2 ML

Таким образом, уменьшение числа изолированных спинов в покровном слое вследствие изменения топологии распределения ионов марганца приводит к изменению в поведении сопротивления и намагниченности.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Электрон» № 01201463326 при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (грант № 15-7-2-32) и РФФИ (грант №15-02-08909).

Литература

1. A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka // Appl. Phys. Lett., V. **80**, 3120 (2002).
2. V. Tripathi, K. Dhochak, B. A. Aronzon *et al.* // Physical Review B, V. 85, 214401 (2012).
3. T. Charikova, V. Okulov, A. Gubkin *et al.* // Low temperature physics, V. 41, 157 (2015).

Теоретические и экспериментальные исследования вольт-амперных, вольт-фарадных и импульсных характеристик HEMT структур и полевых транзисторов

Т.В. Малин[1], В.Г. Мансуров[1], К.С. Журавлев[1], В.Е. Земляков [2], В.И. Егоркин [2], Я.М.[3] Парнес, Е.А. Тарасова[4], Е.С. Оболенская[4], А.В. Хананова [4], С.В. Оболенский[4*], Г.В. Медведев [4,5]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

2 Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, дом 1, Москва, Зеленоград 124498.

3 ЗАО «Светлана-Электронприбор», пр. Энгельса, д.27, Санкт-Петербург, 194156, Россия.

4 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, 603600, Нижний Новгород.

5 ОАО «НПП САЛЮТ», ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950.

*obolensk@rf.unn.ru

В работе приведены результаты измерений вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик AlGaN/GaN гетероструктур и транзисторов на их основе. Измерения проводились до и после гамма-нейтронного облучения флюенсом $0.4 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$. Проведены измерения технологических параметров структур. Анализировались результаты аномального поведения профиля распределения электронов в структуре после облучения. Предложена уточненная методика определения параметров HEMT до и после гамма-нейтронного воздействия.

Для проведения корректного численного моделирования современных HEMT необходимы экспериментальные данные, полученные с высокой точностью. Измерения вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик позволяют получать такие данные о толщинах и уровнях легирования, концентрации и подвижности электронов [1, 2]. Однако в [3] было показано, что после радиационного облучения стандартный дифференциальный анализ вольт-фарадных характеристик диодов на AlGaN/GaN структурах хотя и позволяет получать указанные данные, но имеет погрешность, связанную с ложным смещением профилей распределения электронов. Поэтому необходима разработка специальной методики измерений параметров структур и транзисторов на их основе как до, так и после радиационного воздействия, свободная от указанного недостатка.

Важным преимуществом указанной методики является возможность анализа влияния дефектов, в том числе и радиационной природы на величину затягивания фронтов импульсов, усиливаемых транзистором. Обычно подобное связывают с перезарядкой глубоких уровней дефектов, обусловливающих указанные процессы в микросекундном диапазоне времен.

В работе проводились измерения вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных (ВФХ) характеристик AlGaN/GaN структур и HEMT на их основе (рис. 1).

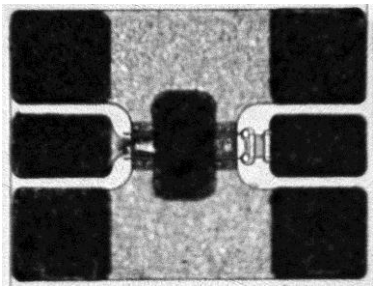


Рис. 1. Фотография исследуемого HEMT на основе гетероструктуры AlGaN/GaN

Результаты измерений анализировались с помощью физико-топологического моделирования с целью определения причин паразитного затягивания фронтов и спадов импульсов тока затвора и стока транзисторов в микросекундном диапазоне времен. Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными импульсными характеристиками транзисторов.

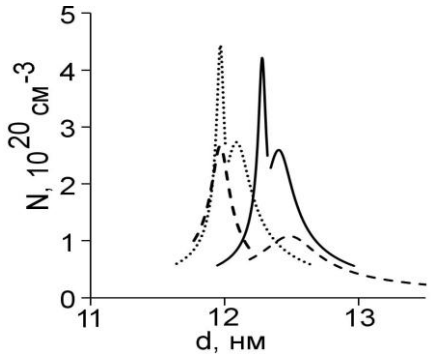


Рис. 2. Профиль распределения электронов в AlGaN/GaN HEMT до (−) и после (- -) облучения нейтронами и аналитический расчет сдвига профиля при уменьшении эффективной площади проводящего канала, связанный с влиянием кластеров дефектов (····)

В [3] была предложена методика определения параметров полупроводниковых гетероструктур до и после облучения с помощью измерений на специальных тестовых объектах. Для определения параметров HEMT работа выполнялась в несколько этапов и была обоснована оптимальная последовательность экспериментальных и теоретических исследований. Измерения ВФХ позволяли определить профиль распределения электронов по глубине структуры, подстановка указанного профиля в физико-топологическую модель позволяла рассчитать ВАХ транзистора, которая сравнивалась с экспериментальной, невязка расчета и эксперимента нивелировалась путем итерационной модификации модели и подбора ее параметров. Эта операция проделывалась для каждой из 12 типов исследуемых AlGaN/GaN гетероструктур с нанесенными круговыми и кольцевыми контактами, а также транзисторов с длиной затвора 0.5 мкм и шириной канала от 50 до 500 мкм. Всего измерено и «обсчитано» более 500 образцов. Максимальное значение концентрации электронов составило $2\cdot10^{20}$ см$^{-3}$ на глубине 15 нм. Был обнаружен дополнительный всплеск на зависимости распределения концентрации электронов на глубине 40 нм. Кроме этого выявлено аномальное поведение емкости барьерных контактов образцов от частоты измерительного сигнала. Получено, что при увеличении указанной частоты с 10 кГц до 1 МГц значение емкости спадает на 65 – 70 %, при этом значение проводимости увеличивается на 70 %.

Для HEMT на основе AlGaN/GaN выявлено смещение профиля распределения электронов после облучения нейтронами флюенсом $0.4\cdot10^{14}$ см$^{-2}$ (рис. 2). Подобный сдвиг профиля наблюдался так же в [3]. Для объяснения данных результатов были проведены расчеты распределения кластеров радиационных дефектов (КРД) в данной структуре методом Монте-Карло с помощью программы Trim [4]. Определялись размеры кластеров и субкластеров дефектов, и оценивался объем областей, окруженных пространственным зарядом, препятствующим движению электронов.

Получено, что субкластеры дефектов, образованных движением атомов Ga и N в GaN и AlGaN материалах, имеют размеры в диапазоне 2 – 6 нм. Таким образом, часть субкластеров может попадать в канал измеряемого HEMT на основе соединений AlGaN/GaN. Такое включение является непрозрачным для электронов и ведет к уменьшению концентрации носителей заряда и сдвигу профиля распределения. Также на рис. 2 значками приведен аналитический расчет профиля распределения электронов после облучения нейтронами с учетом уменьшения площади канала на 10 %. Полученный сдвиг профиля хорошо совпал с экспериментом. Таким образом, предположение о возникновении субкластеров в канале AlGaN/GaN HEMT объясняет полученные данные.

Сопоставление результатов моделирования и эксперимента с использованием модифицированной методики определения концентрации электронов показало, что затягивание фронтов импульсов тока затвора и стока связано с характерной перезарядкой технологических и/или радиационных дефектов на границах слоев структуры. Сопоставление импульсных характеристик транзисторов до и после облучения подтвердило адекватность сделанных выводов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-0058, РФФИ № 15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27.09.2013г. № 02.B.49.21.003) и Госзаданием МОН РФ (код проекта 2183).

Литература

1. Басаргина Н.В., Ворожцова И.В., Дубровских С.М. и др.// Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского, т.1, № 3, с. 61-65 (2013).
2. Матвеев Ю.А. Федоров Ю.В. // Нано- и микросистемная техника. № 5. С. 39-48 (2011).
3. Тарасова Е.А., Хананова А.В., Оболенский С.В. и др. // Физика и техника полупроводников, т. 50, № 3, с. 331-338 (2016).
4. Киселева Е.В., Оболенский С.В. // Микроэлектроника, № 5, т. 35, с. 371-373 (2006).

Влияние эффектов пространственной симметрии на пленение заряда в системах связанных квантовых точек

В.Н. Манцевич[1], Н.С. Маслова[1] , П.И. Арсеев[2]

1 Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1/2, Москва, 119991.

2 ФИАН имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

e-mail: vmantsev@spmlab.phys.msu.ru

Исследованы особенности релаксации заряда в системе, состоящей из произвольного числа связанных квантовых точек, обладающей пространственной C_N симметрией (например, точки расположены в вершинах правильного многоугольника) и взаимодействующей с резервуаром. Особенности релаксации заряда проанализированы для различного числа точек в системе, различных начальных конфигураций электронной плотности и для разных способов подключения системы к резервуару. Обнаружено пленение заряда, обусловленое типом пространственной симметрии рассматриваемой системы и зависящее от способа ее подключения к резервуару.

Введение

Эффект пленения заряда в связанных квантовых точках, взаимодействующих с резервуаром, представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения [1]. В настоящее время экспериментально продемонстрировано пленение электронов в одиночных [2] и взаимодействующих квантовых точках [3]. Экспериментальные и теоретические исследования, направленные на поиск систем нанометровых маштабов, в которых возможно эффективное пленение заряда, обусловлены необходимостью изучения особенностей контролируемой локализации заряда в структурах малых размеров, что позволит исследовать не только фундаментальные свойства электронного транспорта в системах нанометровых размеров, но и применять эффект пленения заряда для осуществления контролируемого транспорта заряда в полупроводниковых наноструктурах [4].

Основные результаты

Исследованы процессы релаксации заряда в системе N одинаковых связанных квантовых точек, расположенных в вершинах правильного многоугольника (рис.1a). Каждая квантовая точка взаимодействует только с ближайшими соседними точками, а амплитуды туннельных переходов равны между собой и имеют величину T. Гамильтониан системы квантовых точек имеет вид:

$$\hat{H}_{dots} = \sum_{\sigma, j=0}^{N-1} \varepsilon \cdot c_{j\sigma}{}^{+} c_{j\sigma} + \sum_{\sigma, j \neq j'}^{N-1} T \cdot c_{j\sigma}{}^{+} c_{j'\sigma}, \quad (1)$$

где $c_{j\sigma}{}^{+} / c_{j\sigma}$ - операторы рождения/уничтожения электронов в квантовых точках. Состояния непрерывного спектра резервуара описываются гамильтонианом:

$$\hat{H}_{res} = \sum_{\sigma, p} \varepsilon_p \cdot c_{p\sigma}{}^{+} c_{p\sigma}, \quad (2)$$

где $c_{p\sigma}{}^{+} / c_{p\sigma}$ - операторы рождения/уничтожения электронов в состояниях непрерывного спектра. В случая четного числа квантовых точек в спектре системы (рис.1c) всегда существует два невырожденных уровня энергии, а все остальные уровни энергии вырождены. Для нечетного числа квантовых точек существует только один невырожденный уровень энергии (рис.1b). Пространственная симметрии системы квантовых точек приводит к тому, что Гамильтониан (1) коммутирует с оператором поворота, который осуществляет поворот на угол $\varphi_0 = 2\pi / N$. Волновые функции в базисе собственных состояний $|\psi_l|$ могут быть выражены через волновые функции $|j\rangle$ исходного базиса квантовых точек $|\psi_l| = N^{-1/2} \sum_{j=0}^{N-1} \langle j | \psi_l \rangle \cdot |j\rangle$. Рассмотрим три различных варианта подключения резервуара к исследуемой системе квантовых точек. В случае, когда резервуар подключен к центру правильного многоугольника (рис.1d,e), амплитуды туннельных переходов из каждой квантовой точки в состояния непрерывного спектра резервуара одинаковы и равны T_p. Туннельный гамильтониан имеет вид:

$$\hat{H}_{tun} = \sum_{\sigma, p, i} T_p \cdot c_{p\sigma}{}^{+} c_{i\sigma} + T_p{}^{*} \cdot c_{i\sigma}{}^{+} c_{p\sigma}, \quad (3)$$

Тогда полный гамильтониан системы может быть записан в базисе собственных состояний следующим образом:

$$\hat{H} = \sum_{l=0}^{N} \varepsilon_l \cdot \psi_l^{+} \psi_l + \\ + \sum_{\sigma,p} N^{1/2} (T_p \cdot c_{p\sigma}^{+} \psi_{0'\sigma} + T_p^{*} \cdot \psi_{0'\sigma}^{+} c_{p\sigma}) \quad (4)$$

Индекс l принимает значения 1, 2, ... k, k+2, ... N-1 для четного числа квантовых точек 2(k+1)=N и 1, 2, ... N-1 - для нечетного 2k+1=N. Таким образом, в случае подключения резервуара к центру правильного многоугольника, туннелирование в резервуар возможно только из состояния с l=0 как для четного, так и для нечетного числа точек в системе.

Другая возможная ситуация реализуется, когда туннелирование в состояние непрерывного спектра резервуара происходит только из двух соседних квантовых точек, то есть резервуар подключен к плоскости симметрии сегмента [j, j+1] между двумя соседними вершинами правильного многоугольника (рис.1d, e). В этом случае туннельные процессы описываются гамильтонианом:

$$\hat{H}_{tun} = \sum_{\sigma,p} T_p \cdot c_{p\sigma}^{+} (c_{j\sigma} + c_{j+1\sigma}) + \\ + T_p^{*} \cdot (c_{j\sigma}^{+} + c_{j+1\sigma}^{+}) c_{p\sigma}. \quad (5)$$

Тогда полный гамильтониан системы в базисе собственных состояний имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_{l=0}^{N-1} \varepsilon_l \cdot \psi_l^{+} \psi_l + \sum_{p,\sigma,l=0}^{N-1} T_{pl} c_{p\sigma}^{+} \psi_{l\sigma} + T_{pl}^{*} \psi_{l\sigma}^{+} c_{p\sigma}, \quad (6)$$

где $T_{pl} = T_p \cdot (e^{-i\varphi_0 jl} + e^{-i\varphi_0 (j+1)l}) \cdot N^{-1/2}$. В этом случае каждое состояние имеет собственную амплитуду туннельных переходов T_{pl}. Электронная плотность, локализованная в начальный момент времени в состоянии с $l = k+1$, остается полностью захваченной для четного числа точек в системе, несмотря на наличие релаксации в состояния непрерывного спектра резервуара.

Если резервуар подключен только к одной j-й квантовой точке (рис.1d,e), то туннельный гамильтониан имеет вид:

$$\hat{H}_{tun} = \sum_{\sigma,p} T_p \cdot c_{p\sigma}^{+} c_{j\sigma} + T_p^{*} \cdot c_{j\sigma}^{+} c_{p\sigma}, \quad (7)$$

Тогда полный гамильтониан системы в базисе собственных состояний:

$$\hat{H} = \sum_{l=0}^{N-1} \varepsilon_l \cdot \psi_l^{+} \psi_l + \sum_{p,\sigma,l=0}^{N} T_{pl} c_{p\sigma}^{+} \psi_{l\sigma} + T_{pl}^{*} \psi_{l\sigma}^{+} c_{p\sigma}, \quad (8)$$

где $T_{pl} = T_p \cdot e^{-i\varphi_0 jl} \cdot N^{-1/2}$. Таким образом, каждое состояние релаксирует в состояние непрерывного спектра резервуара со своей скоростью, и в системе не происходит пленения электронной плотности, локализованной в начальный момент времени.

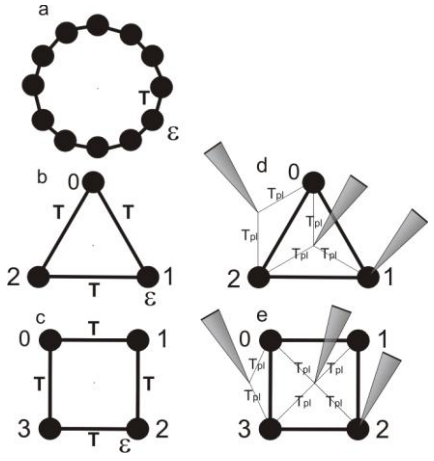


Рис.1. Схематическое изображение модели: a) N связанных одноуровневых квантовых точек; b) три связанные квантовые точки; c) четыре связанные квантовые точки; d),e) схематические изображения возможных вариантов подключения резервуара к системе, состоящей из четного и нечетного числа квантовых точек

Следовательно, пленение заряда всегда существует и является наиболее эффективным, если подключение резервуара не нарушает исходной симметрии системы квантовых точек (например, резервуар подключен к центру правильного многоугольника). В этом случае туннелирование в состояния непрерывного спектра резервуара происходит только из одного собственного состояния системы. Если резервуар подключен к системе в плоскости симметрии одной из сторон многоугольника и туннелирование возможно из двух ближайших к контакту квантовых точек, то пленение заряда происходит только для четного числа точек в системе, поскольку только в этом случае существует "темное" состояние, не взаимодействующее с резервуаром. В случае наличия связи между резервуаром и только одной из квантовых точек пленение заряда отсутствует (все собственные состояния системы подключены к резервуару).

Литература

1 V.N. Mantsevich et al. // Solid State Comm., 168, 36, 2013.
2. M.R. Hummon et al. // Phys. Rev. B, 81, 115439, 2010.
3. M. Pioro-Ladriere et al. // Phys. Rev. B, 72, 125307, 2005.
4. D. Loss et al. // Phys. Rev. A, 57, 120, 1998.

Терагерцевые инжекционные лазеры на основе твердого раствора PbSnSe с длиной волны излучения до 46 мкм

К.В. Маремьянин[1, *], В.В. Румянцев[1], А.В. Иконников[1], Л.С. Бовкун[1], Е.Г. Чижевский[2], И.И. Засавицкий[2], В.И. Гавриленко[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680.

2 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ГСП-1, Москва, 119991.

*kirillm@ipmras.ru

Исследованы зависимости интегральной интенсивности излучения от тока накачки и спектры излучения инжекционных лазеров $Pb_{1-x}Sn_xSe$. В данных образцах получена лазерная генерация длинноволнового излучения вплоть до длины волны 46.5 мкм.

Введение

Освоение терагерцевого (ТГц) диапазона частот (0.1–30 ТГц) – одно из наиболее «горячих» и бурно развивающихся направлений современной физики. Наиболее сложной проблемой в освоении терагерцевого диапазона является разработка эффективных методов генерации когерентного ТГц излучения, поскольку в этом диапазоне физические принципы генерации оптического и СВЧ излучений оказываются значительно менее эффективными [1]. Важное практическое значение имеют полупроводниковые инжекционные лазеры, обладающие рядом преимуществ: малые габариты, экономичность питания, возможность изменения частоты излучения в широких пределах. Однако и для этих лазеров в обсуждаемой области электромагнитного спектра имеется пробел, который условно находится на стыке средней и дальней ИК области спектра. Современные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) работают в широком спектральном диапазоне 1–130 ТГц, но имеется окно 5–11 ТГц, где ККЛ не работают, что вызвано близостью полосы остаточных лучей в используемых материалах GaInAs/AlInAs и GaAs/AlGaAs, где сильно решеточное поглощение. Следовательно, для разработки ККЛ необходимы материалы с другими значениями энергии фононов, поиски таких гетероструктур для ККЛ пока не увенчались успехом.

Классические диодные лазеры практически не разрабатывались для частот менее 15 ТГц. Были лишь одиночные достижения на частотах 11.5 ТГц без магнитного поля и 9.7 ТГц с магнитным полем [2], 7.5 ТГц [3] и 6.5 ТГц [4]. Во всех случаях материалом служил твердый раствор $Pb_{1-x}Sn_xSe$. Также в работе [5] было показано, что спектры излучения диодных лазеров $Pb_{1-x}Sn_xSe$ перестраиваются с температурой (18–80 К) в широких пределах, что позволяет перекрыть диапазон частот 7–26 ТГц, а также было продемонстрировано использование данных лазеров в магнитоспектроскопии полупроводниковых структур.

В настоящей работе исследованы зависимости интегральной интенсивности излучения от тока накачки и спектры излучения длинноволновых диодных лазеров $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

Методика

В работе использовались инжекционные полупроводниковые лазеры на основе твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, работающие в импульсном режиме. Была разработана технология выращивания качественных монокристаллов из паровой фазы в условиях свободного роста. Состав твердого раствора изменялся в пределах $0.09 \le x \le 0.12$. Концентрация и подвижность носителей заряда зависела от состава и типа проводимости и обычно составляла $\sim 5\text{x}10^{18}$ см$^{-3}$ и $(0.5\text{-}2)\text{x}10^4$ см^2/В с при 77 К. P-n-переход создавался методом диффузии. Исследования спектров излучения проводились при низкой температуре T = 18 К, лазер размещался в вакууме на медном хладопроводе в гелиевом криостате замкнутого цикла. Все измерения проводились в импульсном режиме (τ = 10 мкс, T = 3 мс). Для питания лазеров использовался электронный ключ, позволяющий получать импульсы заданной длительности, скважности и амплитуды, а также измерять

напряжение и ток, проходящий через лазер. Для записи спектров излучения использовался фурье-спектрометр BRUKER Vertex 80v с возможностью работы в режиме пошагового сканирования. Разрешение спектрометра составляло 1 см$^{-1}$.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен пример зависимости интегральной интенсивности излучения инжекционного PbSnSe-лазера от тока накачки, полученной при температуре жидкого гелия 4.2 К. Видно сначала плавное, а затем резкое увеличение интенсивности излучения после порогового тока (1.5 А).

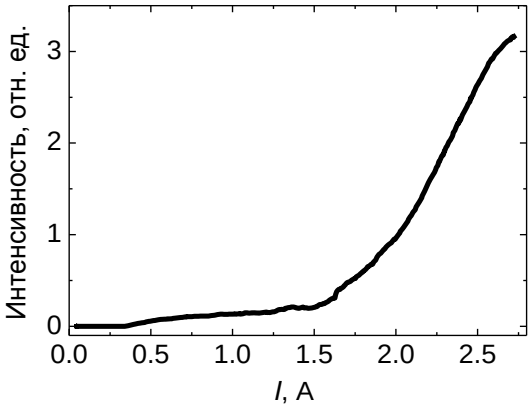


Рис. 1. Зависимость интегральной интенсивности излучения лазера $Pb_{1-x}Sn_xSe$ № 1180 от тока накачки, измеренная при температуре жидкого гелия 4.2 К

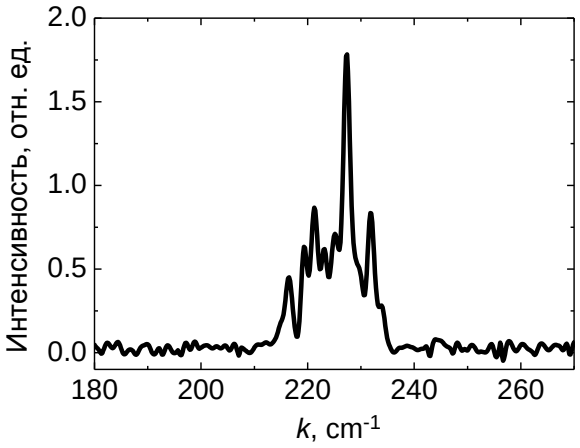


Рис. 2. Спектр излучения лазерного диода $Pb_{1-x}Sn_xSe$ № 625а при токе накачки 4 А (T = 18 К)

На рис. 2 представлен спектр излучения инжекционного PbSnSe-лазера № 625а, измеренный с разрешением 1 см$^{-1}$ при температуре T = 18 К. Спектр снят при токе, превышающем порог в 1.2 раза, в отличие от работы [4], где спектр, на котором было получено излучение с длиной волны 46.2 мкм, был снят при пятикратном превышении над порогом и температуре T = 4.2 К.

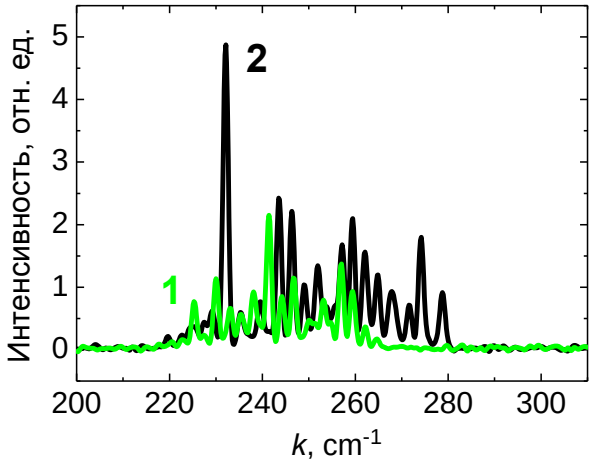


Рис. 3. Спектр излучения лазерного диода $Pb_{1-x}Sn_xSe$ № 1180 при токах накачки: 1 – 2.5 А, 2 - 4 А (T = 18 К)

На рис. 3 представлены спектры излучения инжекционного PbSnSe-лазера № 1180, измеренные при различных токах накачки. Видно, что из-за токового разогрева в течение длинного (10 мкс) импульса происходит уширение и смещение спектра генерации в коротковолновую область спектра. В то же время при увеличении тока над пороговым коротковолновая мода «загорается» более интенсивно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-02-05470) и РАН.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. Van der Weide D. // Optics & Photonics News **14** (4), 48 (2003).
2. Calawa A.R. et al. // Phys. Rev. Lett. **23**, 7 (1969).
3. Засавицкий И.И. // Труды ФИАН (Оптические и электрические свойства полупроводников), **224**, 3 (1993).
4. Курбатов Л.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ **37**, 422 (1983).
5. Маремьянин К.В., Иконников А.В. и др. // ФТП **49**, 1672 (2015).

Гетероструктуры полупроводников III-AsP для приборов безопасного для глаз спектрального диапазона 1,5-1,6 мкм

А.А. Мармалюк *, Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук, И.В. Яроцкая, М.А. Ладугин, А.А. Падалица

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, к. 1, Москва, 117342.
*almarm@mail.ru

Представлены результаты использования метода МОС-гидридной эпитаксии для получения гетероструктур полупроводников III-AsP, пригодных для создания на их основе лазеров и фотоприемников спектрального диапазона 1,5-1,6 мкм.

Введение

В последнее время отчетливо наметилась тенденция перехода лазерных устройств ближнего ИК-диапазона в безопасную для глаз область с длинами волн излучения, превышающими 1,4 мкм. Не остались в стороне и полупроводниковые лазеры, предназначенные для работы в системах, допускающих контакт излучения с глазом человека. Для многих применений актуальным является создание полупроводниковых излучателей с высоким уровнем выходной мощности. Вместе с тем активное использование источников лазерного излучения влечет за собой и необходимость создания регистрирующих устройств, чувствительных в рассматриваемом спектральном диапазоне, среди которых, в последнее время, все более востребованными становятся матричные фотоприемные устройства, способные формировать изображение. Среди возможных вариантов, высокую эффективность работы демонстрируют приборы на основе гетероструктур полупроводников III-AsP. Выходные характеристики таких приборов во многом определяются конструкцией гетероструктур и технологией их получения. В данной работе рассмотрены вопросы применения метода МОС-гидридной эпитаксии для формирования гетероструктур для полупроводниковых лазеров и фотоприемников спектрального диапазона 1,5-1,6 мкм.

Эксперимент

Полупроводниковые гетероструктуры (Ga,In)AsP/InP и (Al,Ga,In)As/InP для лазерных диодов и фотоприемников формировались методом МОС-гидридной эпитаксии.

Эпитаксиальные гетероструктуры изучались методами оптической и электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии, вольт-фарадной профилометрии, измерения спектров фото- и электролюминесценции.

Из полученных гетероструктур изготавливались лазерные диоды с полосковым контактом, одиночные фотоприемники мезного и планарного типов, матричные фотоприемники, и изучались их выходные характеристики.

Результаты и обсуждение

Важнейшим моментом при создании многослойных гетероструктур (Ga,In)AsP/InP и (Al,Ga,In)As/InP является прецизионное управление составом отдельных слоев. При формировании указанных эпитаксиальных слоев приборного качества необходимо выбирать такой состав, который обеспечивал бы хорошее совпадение по периоду кристаллической решетки с подложкой, что позволяло бы избежать генерации дислокаций несоответствия в слоях требуемой толщины. В качестве примера на рис. 1 представлена зависимость критической толщины образования дислокаций несоответствия в InGaAs от величины относительного рассогласования кристаллических решеток слоя и подложки, определенная по [1].

Относительное рассогласование (ε) в нашем случае определяется составом твердого раствора эпитаксиального слоя: $\varepsilon=|(a_{InGaAs}(x)-a_{InP})/a_{InP}|\cdot 100\%$, где $a_{InGaAs}(x)=xa_{InAs}+(1-x)a_{GaAs}$, а x – мольная доля InAs в твердом растворе $In_xGa_{1-x}As$.

Рис. 1. Зависимость критической толщины слоя поглощения InGaAs от величины относительного рассогласования кристаллических решеток подложки и слоя

Видно, что слои высокого качества толщиной 2-4 мкм возможно получить только при напряжениях в слое, меньших $1x10^{-2}$ %.

Для изготовления фотоприемных приборов типа p-i-n важнейшую роль играет уровень фоновой концентрации носителей заряда в нелегированном слое поглощения. Установлено, что в условиях МОС-гидридной эпитаксии основным источником неконтролируемых примесей являются исходные материалы. Так, дополнительная очистка гидридных газов (источников элементов V группы) в суперочистителях на основе щелочных металлов позволила в 2 раза снизить фоновую концентрацию носителей заряда, а повышение чистоты газа-носителя водорода привело к дополнительному снижению указанного параметра еще в 3 раза. В методе МОС-гидридной эпитаксии используются парогазовые смеси, в которых не менее 95% составляет водород. Отсюда вытекает влияние его чистоты на характеристики синтезируемых материалов. И, наконец, последний эксперимент – это использование источников элементов III группы (металлоорганических соединений) с более низким содержанием примесей. При этом уровень анализируемого параметра практически не изменился.

Важно отметить, что интенсивность сигнала фотолюминесценции – интегрального показателя качества гетероструктуры – в последовательно проводимых экспериментах увеличилась в 2,5-3 раза, что указывает на снижение концентрации примесей, дающих глубокие уровни и действующих как центры безызлучательной рекомбинации.

Для прогнозируемого создания профилей легирования исследована возможность использования магния в качестве примеси p-типа проводимости с низким коэффициентом диффузии, по сравнению с традиционно используемым для этих целей цинком.

Установленные технологические режимы позволили получить гетероструктуры (Ga,In)AsP/InP, на основе которых созданы высокоэффективные фотодиоды спектрального диапазона 0,9-1,7 мкм различных конструкций: планарной и с фоточувствительной мезой. Повышенная однородность распределения параметров гетероструктур по площади подложек обеспечила возможность изготовления матричных фотоприемников размерностью 320x256 элементов указанного спектрального диапазона.

Управление профилем легирования и шириной волновода лазерных гетероструктур (Al,Ga,In)As/InP позволило снизить уровень внутренних оптических потерь и добиться выходной мощности более 3 Вт в непрерывном режиме в условно безопасном для глаз спектральном диапазоне 1,5-1,6 мкм.

Для повышения выходной оптической мощности использован подход эпитаксиальной интеграции отдельных лазерных секций в рамках одной гетероструктуры. Интеграция излучающих секций осуществлялась посредством сильнолегированного туннельного перехода. Получено повышение квантовой эффективности излучателей на двойных гетероструктурах в 1,6-1,8 раза.

Широкий диапазон изменения параметров отдельных слоев, присущий методу МОС-гидридной эпитаксии, позволил получить гетероструктуры (Ga,In)AsP/InP и (Al,Ga,In)As/InP для лавинных фотодиодов рассматриваемого диапазона.

Выводы

Использование особенностей МОС-гидридной эпитаксии позволяет эффективно применять данный метод для получения гетероструктур полупроводников III-AsP, пригодных для создания на их основе лазеров и фотоприемников востребованного спектрального диапазона 1,5-1,6 мкм.

Литература

1. Matthews J.W., Blakeslee A.E. // J. Cryst. Growth, V. 27, 118 (1974).

Исследование устойчивости метастабильных эпитаксиальных слоев GeSn к термическим воздействиям

В.П. Мартовицкий [1], Ю.Г. Садофьев [1,3], А.В. Клековкин [1*], В.В. Сарайкин [2], И.С. Васильевский [3]

1 Физический институт РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 Научно-исследовательский институт физических проблем, 4-й Западный проезд, 5, Москва, Зеленоград. 124460.

3 Научно-исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

*aklekovkinbox@gmail.com

В данной работе для выяснения термической устойчивости эпитаксиальных слоев GeSn на пластине кремния (001) была выращена пятислойная структура GeSn/Ge с толщинами слоев GeSn 200 нм каждый, разделены прослойками из германия толщиной 20 нм. Мольную долю олова в слоях GeSn увеличивали от 0.05 до 0.1 по мере удаления от германиевого буфера за счет изменения температуры источника олова при переходе от слоя к слою. Выращенная структура была подвергнута быстрому отжигу в течение 2 минут в атмосфере особо чистого азота при температурах 400˚С. Структурная деградация слоев GeSn возрастала с ростом концентрации олова с выходом последнего на внешнюю поверхность образца, но прослойки германия между слоями полностью не исчезали, что свидетельствует о преимущественном движении олова по границам зерен и дислокациям.

Введение

Твердые растворы $Ge_{1-x}Sn_x$ перспективны в качестве материала с прямой структурой запрещенной зоны на основе элементарных полупроводников с кристаллической решеткой алмаза. В последние годы проведен ряд исследований, результатом которых стало наблюдение прямых в пространстве импульсов оптических переходов в спектрах фотолюминесценции вплоть до комнатной температуры [1]. В [2] показана возможность получения лазерной генерации в слоях $Ge_{0.88}Sn_{0.12}$, выращенных на кремниевой пластине с буферным слоем германия. Переход от непрямозонного материала к прямозонному может наблюдаться при сравнительно малой мольной доле олова x ~ 0.09. Однако термодинамически равновесный предел растворимости α-Sn в германии не превышает x = 0.005. Следовательно, твердые растворы GeSn с мольной долей олова, представляющей практический интерес, могут быть получены только в далеких от термодинамического равновесия условиях. Они с неизбежностью будут метастабильными, с тенденцией к фазовому распаду при внешних воздействиях.

Результаты экспериментов

В данной работе для уточнения характера протекающих явлений нами была выращена многослойная Ge/GeSn структура. Поверх релаксированного буферного слоя германия толщиной 1 мкм, выращенного на пластине кремния ориентации (001), были выращены 5 слоев GeSn ($GeSn_1$ – $GeSn_5$) толщиной 200 нм каждый, разделенные прослойками из германия толщиной 20 нм. Мольную долю олова увеличивали по мере удаления от германиевого буфера. Для этого температуру молекулярной ячейки олова изменяли в пределах 920-1000˚С с шагом 20˚С при переходе от слоя к слою. В нижеследующем описании результатов эксперимента слой GeSn с меньшим номером соответствует его расположению ближе к буферному слою германия. Скорость роста эпитаксиальных слоев GeSn поддерживали на уровне ~ 3 нм в минуту. Структуру завершал покровный слой германия толщиной 20 нм. Температура эпитаксии была близка к 150 °С. Для контроля особенностей эпитаксии *in situ* использовали метод дифракции быстрых электронов на отражение (RHEED). Из наблюдений картин RHEED следует, что при столь низких температурах роста все выращенные слои GeSn являются монокристаллическими. По мере повышения мольной доли олова развиваются признаки фасетирования на поверхности растущего слоя, которые исчезают при осаждении прослоек германия. Рентгеновская дифрактометрия высокого разрешения (HRXRD) и масс-спектроскопия вторичных ионов (SIMS) были ис-

пользованы в качестве основных методов исследования образцов.

По положению максимумов пиков кривой качания на рефлексе (004) с третьим кристаллом-анализатором (на рис.1, кривая 1) были определены параметры решеток буферного слоя Ge и слоев GeSn. Слой $GeSn_1$ из-за малой концентрации олова не разделяется с пиком буферного слоя германия. На основании расчетов релаксированных параметров кристаллических решеток GeSn отдельных слоев структуры определены значения мольной доли олова, эти величины изменяются как 0.005, 0.034, 0.047, 0.072 и 0.10 по мере удаления слоев GeSn от буферного слоя германия.

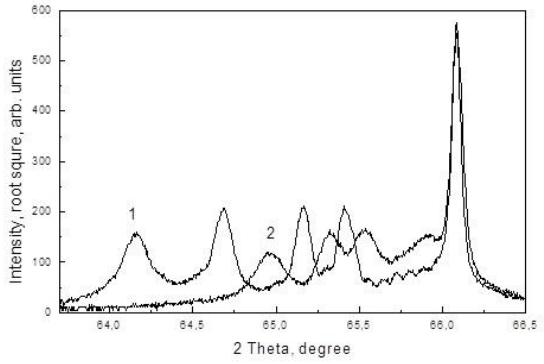


Рис. 1. Кривые сканирования на рефлексе (004) с третьим кристаллом-анализатором, записанные сразу после получения образца *S*050 (1) и после отжига в течение 2 мин при 400°C (2)

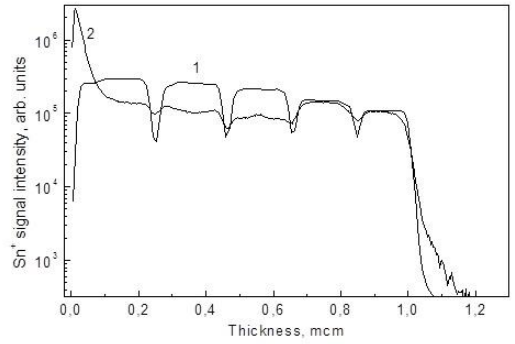


Рис. 2. Профиль распределения олова в структуре, содержащей пять слоев GeSn с различной мольной долей олова, разделенных тонкими прослойками из германия: 1 – после выращивания образца; 2 – после отжига структуры в течение 2 минут при температуре 400°C

После отжига структурные параметры слоев изменяются самым драматичным образом см. кривую (кривую 2 на рис. 1). Кроме полного отсутствия пика от слоя $GeSn_5$ с исходно максимальной концентрацией олова, одновременно наблюдается понижение концентрации олова в слоях $GeSn_4$ и $GeSn_3$, об этом свидетельствует сдвиг пиков слоев $GeSn_4$– $GeSn_2$ в сторону больших углов. Влияние отжига на слои с низкой мольной долей олова не столь значительно.

Профиль распределения олова в структуре после роста, измеренный методом SIMS (рис. 2, кривая 1), показал, что все пять ступеней GeSn с различным содержанием олова в них выявляются отчетливо, как и разделительные прослойки германия малой (20 нм) толщины.

Профили SIMS (рис. 2, кривая 2) дают более детальную информацию о перераспределении олова в структуре в результате отжига. Термообработка в минимальной степени затрагивает слои $GeSn_1$ и $GeSn_2$. Но и на них наблюдается процесс диффузионного размытия профиля распределения олова, приводящий к заметному изменению глубины модуляции состава при переходе от слоев GeSn к разделительным прослойкам германия. Слои с исходной мольной долей олова от 0.046 и выше сильно обедняются оловом, которое вследствие фазового распада и последующей диффузии выходит на поверхность структуры. Отжиг образца не приводит к полному исчезновению германиевых прослоек между слоями твердых растворов GeSn. Это означает, что диффузия олова идет преимущественно по границам зерен, образовавшихся в виртуальной подложке германия, и прорастающих в слои GeSn. Некоторое повышение концентрации олова в слое $GeSn_1$ указывает, что эта диффузия идет также и в обратном направлении.

Литература

1. R. Ragan, H.A. Atwater // Appl. Phys. Lett., 77, 3418 (2000).
2. S. Wirthst, R. Geiger, N. von den Driesch et al. // Nature photonics, 9, 88 (2015).

Зеемановское расщепление зоны проводимости в квантовых ямах HgTe с прямым и инвертированным спектром

Г.М. Миньков[1,*], А.А. Шерстобитов[1], О.Е. Рут[1], Н.Н. Михайлов[2], С.Ф. Дворецкий[2]

1 Уральский федеральный университет, 620000 Екатеринбург, Россия

2 Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

*grigori.minkov@urfu.ru

Экспериментально исследовано зеемановское расщепление зоны проводимости в структурах с квантовой ямой HgTe с «прямым» и «инвертированным» спектром при толщинах, близких к критической d_c~6.3 nm. Для определения отношениия зеемановского расщепления к орбитальному (X) измерены осцилляции Шубникова–де Гааза в наклонных магнитных полях. При использовании модифицированного метода совпадений определено значение r в широком диапазоне концентрации электронов от 10^{11} до $5*10^{11}$ $см^{-2}$. Показано, что значения X в структурах с «нормальным» спектром в 1.5-2 раза меньше рассчитанных в рамках kP-метода, а в структурах с «инвертированным» это отличие достигает 3-4 раза.

Введение

В последние 10 лет было получено много необычных, интересных экспериментальных результатов в структурах с квантовой ямой на основе бесщелевого полупроводника HgTe. Это связано с тем, что с ростом толщины квантовой ямы HgTe, d, в структурах CdTe(CdHgTe)/HgTe/CdTe(CdHgTe)/ реализуются различные типы энергетического спектра: «нормальный» при d меньше критической толщины d_c~6.3 nm, дираковский при малых квазиимпульсах k при $d=d_c$, инвертированный при $d>d_c$ и, наконец, полуметаллический при d>14-16 nm. Для анализа экспериментальных результатов, как транспортных, так и оптических, используются расчеты спектра в рамках kP-метода. Но, как это ни удивительно, последовательной проверки соответствия между этими расчетами и экспериментальными результатами до сих пор проведено не было. Несколько более подробно был исследован спектр зоны проводимости. Но и в этом случае эффективная масса электронов была измерена лишь при нескольких толщинах ямы и каждый раз в узком диапазоне концентрации. Эффективная масса дырок измерена лишь в нескольких работах, и все эти результаты существенно расходятся с kP-расчетами. Другим важным параметром спектра является эффективный g-фактор, экспериментальные данные о котором редки и случайны.

Результаты и обсуждение

В настоящей работе для определения отношения зеемановского расщепления к орбитальному $X = g\mu_B B/\hbar\omega_c$ измерены осцилляции Шубникова–де Газа в наклонных магнитных полях. Значения X определялись с помощью модифицированного метода совпадений – измерялась амплитуда осцилляции A в малых магнитных полях, при которых расщепление осцилляций не наблюдается. В этом случае из формулы Лифшица–Косевича легко получить зависимость:

$$\frac{A(B_\perp/B)}{A(1)} = \cos(\pi X \frac{B_\perp}{B}) / \cos(\pi X) \cdot \qquad (\text{ф}1)$$

Измерения проведены на структурах как с «нормальным», так и с «инверсным» спектром, в широком диапазоне концентраций электронов. Для примера, на Рис.1 приведены зависимости производной $d\rho_{xx}/dB_\perp$ от $B_\perp$ для структуры с ямой толщиной 4.5 нм, а на Рис.2 - экспериментальные значения $A(B_\perp/B)/A(1)$, измеренные в различных магнитных полях, и зависимости (ф1) для двух значений отношения зеемановского расщепления к орбитальному. Видно, что теоретическая зависимость хорошо описывает экспериментальные данные при X=0.4±0.1. Некоторое расхождение при $B_\perp/B < 0.4$ может быть связано с анизотропией

g-фактора. Действительно, как показывает синяя кривая, простейший учет анизотропии $g_{II}/g_{\perp}=0.9$ дает замечательное согласие при всех углах наклона.

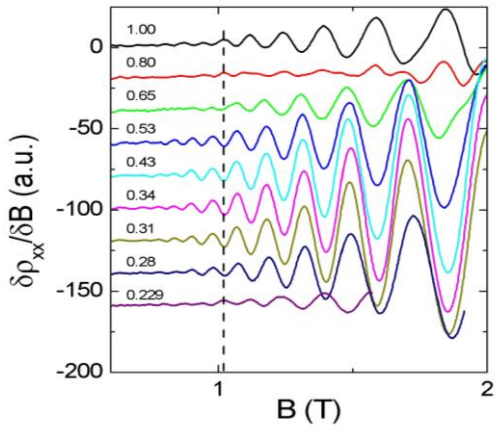


Рис. 1. Зависимости производной ρ_{xx} от нормальной компоненты магнитного поля. Значения $B_{\perp}/B$ приведены над каждой кривой

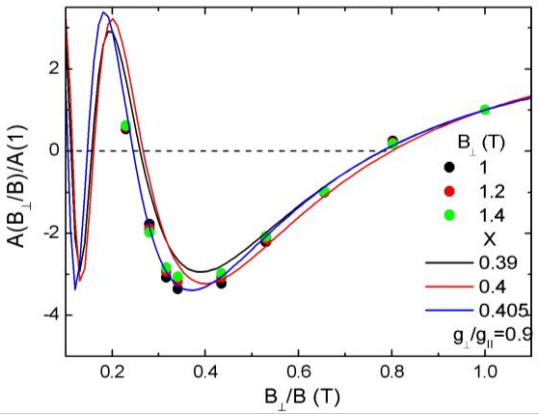


Рис. 2. Точки - значения относительной амплитуды осцилляций в различных магнитных полях; черная и красная кривые - уравнение (ф1) с параметром X, приведенным справа. Синяя кривая – то же, с учетом анизотропии g-фактора

Аналогичные измерения были проведены на двух структурах с нормальным спектром (толщина ямы 4.5 и 5.6 нм) и трех структурах с «инвертированным» спектром (толщина ямы 6.5-9.5 нм). Полученные значения $X=g\mu_B B/\hbar\omega_c$ в зависимости от концентрации электронов приведены на Рис.3.

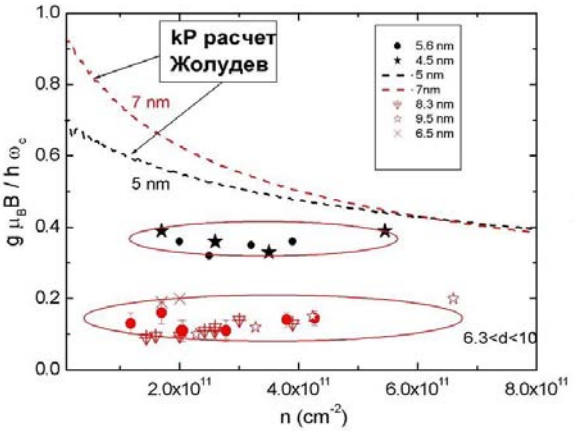


Рис. 3. Зависимости $X=g\mu_B B/\hbar\omega_c$ от концентрации электронов для структур с нормальным спектром (черные символы) и инвертированным спектром (красные символы). Толщина ямы HgTe указана на рисунке. Пунктирные кривые – результаты kP-расчета [2]

Видно, что экспериментальные результаты как для структур с нормальным, так и с инвертированным спектром не согласуются с расчетами, проведенными в рамках четырехзонной kP-модели. Для первых они отличаются в 1.5-2 раза, а для вторых в 3-4 раза. Возможная причина такого расхождения в том, что в рамках kP-расчетов не учтена interface inversion asymmetry (IIA) (и мы не знаем работ, в которых IIA была бы включена в kP-расчеты), которая, как показано в [1], очень важна в структурах с ямой HgTe.

Литература

1. M. Zholudev, Ph.D. thesis, University Montpellier2, France (2013).
2. G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, M.O. Nestoklon, S.A. Dvoretski, N. N. Mikhailov , arXiv:1511.06506.

Одномерные квантовые системы с магнитными барьерами на поверхности трехмерных топологических изоляторов

А.В. Мишин, А.С. Козулин, А.А. Конаков*

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*konakov_anton@mail.ru

В работе теоретически исследуется электронная структура одномерных квантовых систем, сформированных на поверхности трехмерных топологических изоляторов с кристаллической структурой теллурида висмута между тонкими магнитными полосками, играющими роль барьеров для поверхностных дираковских фермионов. В рамках линейного по двумерному квазиволновому вектору приближения рассчитаны энергетический спектр и огибающие волновых функций в таких «нанолентах». Обсуждаются также поправки к спектру, связанные с отклонением закона дисперсии носителей от линейного, и обусловленные магнитным полем контактов.

Введение

В последние годы активно изучаются квантовые состояния и транспорт на краю двумерных (2D) и на поверхности трехмерных (3D) топологических изоляторов (ТИ), характеризуемых вейлевским законом дисперсии [1,2]. Как известно, нарушение симметрии по отношению к обращению времени приводит к формированию щели в спектре поверхностных или краевых возбуждений в ТИ. Пространственно локальные нарушения *T*-инвариантности, вызванные, например, нанесением полосок из намагниченного материала на поверхность ТИ, могут использоваться для формирования состояний пониженной размерности в двумерном газе дираковских фермионов.

В данной работе строится теория одномерных квантовых состояний, сформированных в области между бесконечными параллельными намагниченными ферромагнитными полосками, нанесенными на поверхность трехмерного ТИ.

Модель

Спектр стационарных состояний одномерных систем шириной L с границами, параллельными оси Oy в плоскости двумерного газа дираковских фермионов, определяется в рамках приближения огибающей функции. Уравнение для двумерной двухкомпонентной огибающей функции ψ имеет вид

$$\hat{H}_{2\times2}(-i\nabla)\psi + V_0(\theta(y)-\theta(y-L))\hat{\sigma}_0 - \\ -M_1\theta(-y)\left(\hat{\sigma}_x\cos\vartheta_1+\hat{\sigma}_y\sin\vartheta_1\right)\psi - \\ M_2\theta(y-L)\left(\hat{\sigma}_x\cos\vartheta_2+\hat{\sigma}_y\sin\vartheta_2\right)\psi = E\psi, \qquad (1)$$

где E – энергия стационарного состояния, M_1 и M_2 – обменные энергии в подбарьерных областях, определяемые величинами намагниченностей, углы ϑ_1 и ϑ_2 определяют направления намагниченностей, V_0 – сдвиг точки Дирака в области между барьерами, имитирующий нанесение электростатического затвора, $\hat{\sigma}_0$ – единичная матрица, $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$ $\hat{\sigma}_z$ – матрицы Паули, $\theta(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда своего аргумента, а $\hat{H}_{2\times2}(\mathbf{k})$ – двухрядный матричный эффективный гамильтониан, учитывающий дираковскую особенность спектра, его кривизну (квадратичное по двумерному квазиволновому вектору слагаемое) и гексагональную гофрировку (кубический по квазиволновому вектору вклад), характерную, в частности, для C среза материалов со структурой теллурида висмута [3]:

$$\hat{H}_{2\times2}(\mathbf{k}) = \hbar v\left(k_x\hat{\sigma}_y - k_y\hat{\sigma}_x\right) + \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m}\hat{\sigma}_0 + \\ + \frac{\hbar^3\lambda}{2}\left(k_+^3+k_-^3\right)\hat{\sigma}_z, \qquad (2)$$

где $k_\pm = k_x \pm ik_y$, v – скорость Ферми поверхностных состояний, m – их эффективная масса, а λ – параметр гексагонального искажения спектра. Как показывают эксперименты [4], роль нелинейных по квазиволновому вектору слагаемых велика лишь в теллуриде висмута, в других же материалах с такой же кристаллической структурой ей можно пренебречь. Следовательно, задачу можно решать с применением квантовомеханической теории возмущений для стационарных состояний: линейный по

квазиволновому вектору член, подбарьерные щелевые вклады и скалярный потенциал учитываются точно, все остальные слагаемые – по теории возмущений.

Результаты расчетов

В нулевом приближении эффективный гамильтониан с точностью до унитарного преобразования совпадает с гамильтонианом вблизи *K*-точки в графеновой наноленте. В этом смысле рассматриваемые системы являются сформированными в двумерном газе на поверхности ТИ аналогами графеновых нанолент. Степень локализации двумерных вейлевских фермионов и количество «подзон» квантования в такой системе определяется расстоянием между магнитными полосками (шириной «наноленты») и величинами щелей в подбарьерных областях. Направления намагниченностей в барьерах определяют лишь сдвиг по энергии электронных и дырочных подзон размерного квантования относительно дираковской точки, пропорциональный разности $\vartheta_2 - \vartheta_1$. В системе при сколь угодно малой намагниченности барьеров существует как минимум две подзоны: экстремум одной из них находится выше точки Дирака, второй – ниже.

В пределе непроницаемых барьеров (ферромагнитные контакты считаются намагниченными настолько, чтобы можно было пренебречь протеканием в подбарьерные области) могут быть введены действительные параметры α_1 и α_2, однозначно определяющие свойства границ «наноленты»:

$$\alpha_{1,2} = \arcsin\left(V_0 / M_{1,2}\right). \qquad (3)$$

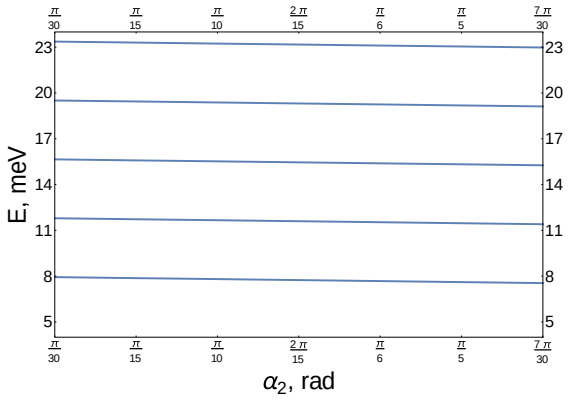


Рис. 1. Зависимость положения минимумов электронных подзон размерного квантования в «наноленте» на поверхности Bi_2Se_3 от параметра правой границы α_2 при фиксированном параметре левой границы $\alpha_1 = \pi/8$. Расстояние между магнитными полосками *L*=30 нм

На рисунке 1 представлены зависимости энергии минимумов электронных подзон размерного квантования в одномерной системе шириной *L*=30 нм между магнитными барьерами на поверхности трехмерного ТИ Bi_2Se_3 от параметра правой границы α_2 при фиксированном параметре левой границы $\alpha_1 = \pi/8$. Как видно, энергии вблизи дна электронных подзон линейно уменьшаются при увеличении параметра правой границы. Данный факт может быть использован для экспериментальной проверки реализации граничного условия для вейлевских фермионов.

Влияние кривизны и гофрировки на энергетический спектр системы исследовано в рамках теории возмущений. Численные расчеты с использованием параметров гамильтониана, найденных из экспериментов по исследованию ТИ методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением [4], указывают на корректность предложенного пертурбативного подхода.

Интегрирование уравнений Максвелла для однородно намагниченных полосок показывает наличие магнитного поля не только в областях локализации намагниченности (под барьерами), но и за их пределами. В результате это поле также необходимо учесть в эффективном гамильтониане в виде пространственно неоднородного орбитального вклада, определяемого векторным потенциалом, и зеемановского члена. Тем не менее наши оценки показывают, что учет неоднородности магнитного поля полосок возможен по теории возмущений, а поправки к спектрам составляют не более 2-3 %.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-42-02254-р_поволжье_а, 16-07-01102-а, 16-32-00683-мол_а, 16-32-00712-мол_а и 16-57-51045-НИФ_а.

Литература

1. M.Z. Hasan and C.L. Kane // Reviews of Modern Physics, V. 82, 3045 (2010).
2. X.-L. Qi and S.-C. Zhang // Reviews of Modern Physics, V. 83, 1057 (2011).
3. L. Fu // Physical Review Letters, V. 103, 266801 (2009).
4. M. Nomura, A. Takayama, T. Sato *et al.* // Physical Review B, V. 89, 045134 (2014).

Дефекты в наноразмерных слоях дихалькогенидов переходных металлов

Е.Д. Мишина[1],*, Н.Э. Шерстюк[1], А.П. Шестакова[1], С.Д. Лавров[1], А.С. Сигов[1], Л. Кулюк[2]

1 Московский технологический университет, проспект Вернадского, 78, Москва, 119454.

2 Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova, MD-2028.
*mishina_elena57@mail.ru

Методами оптической конфокальной микроскопии с регистрацией изображений на длинах волн фотолюминесценции, второй оптической гармоники, а также транзиентного отражения с временным разрешением 100 фс исследованы свойства нанослоев дихалькогенидов переходных металлов.

Дихалькогениды переходных металлов (MoS_2, WS_2 и т.п.) рассматриваются в качестве материалов двумерной электроники, которые могут дополнить графен при создании устройств наноэлектроники. В отличие от графена, у которого запрещенная зона отсутствует, двумерные слоистые дихалькогениды обладают запрещенной зоной порядка Eg ~ 1.2 - 1.4 eV [1], превращаясь из непрямозонных объемных полупроводников в прямозонные при переходе к монослоям. Таким образом, изменяя толщину слоя, можно заданным образом изменять важнейшие параметры материала: оптические переходы, проводимость, подвижность электронов, параметры электронной релаксации и т.д. Хотя наибольший интерес представляют монослои, более толстые наноразмерные пленки также могут найти применение в электронике [2].

В данной работе представлены результаты исследования влияния дефектов на оптические свойства наноразмерных (от одного до 100 монослоев) пленок MoS_2 и WS_2, полученных методом эксфолиации, и структур, полученных методом химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ). Для диагностики использовались оптические методы: конфокальная микроскопия фотолюминесценции и генерации второй гармоники (ВГ). Исследована также сверхбыстрая светоиндуцированная динамика носителей заряда в нанослоях дихалькогенидов MoS_2 и WSe_2.

Влияние дефектов на излучательные свойства

В эксфолиированных слоях дефектность связана с наличием молекул галогенов (Cl_2, Br_2), интеркалированных между слоями или адсорбированных на поверхности в процессе роста объемного материала. Наличие таких дефектов проявляется в оптических свойствах. В частности, оно является одной из причин появления краевых эффектов в генерации ВГ (рис. 1 (а)), поскольку их концентрация возрастает на краях слоев, что показано методом фотолюминесцентной микроскопии при низких температурах. При этом сама эксфолиированная структура является монокристаллом, что подтверждается измерениями азимутальных зависимостей интенсивности ВГ $I^{2\omega}(\Psi)$. Важно отметить, что направление кристаллографических осей сохраняется в областях независимо от положения измеряемой точки по всей структуре, включая ее края (рис. 1 (б)). Интенсивная фотолюминесценция на длине волны 625 нм наблюдается только в областях толщиной не более 3 монослоев (рис. 1 (в)).

В структурах, полученных методом ХОГФ, дефектность зависит от многих параметров осаждения. В частности, нами показано, что при начальных стадиях осаждения монослоя формируются структуры различной формы, являющиеся при этом монокристаллами, что подтверждается микрофотографиями и азимутальными зависимостями интенсивности ВГ (рис. 1 (г) и (д)). В то же время люминесценция в данных структурах не зарегистрирована (рис. 1(е)). Такое тушение фотолюминесценции связано, скорее всего, с высокой концентрацией дефектов в исследуемых структурах.

Релаксация фотовозбужденных носителей

В экспериментах методом фемтосекундного оптического возбуждения-зондирования получены

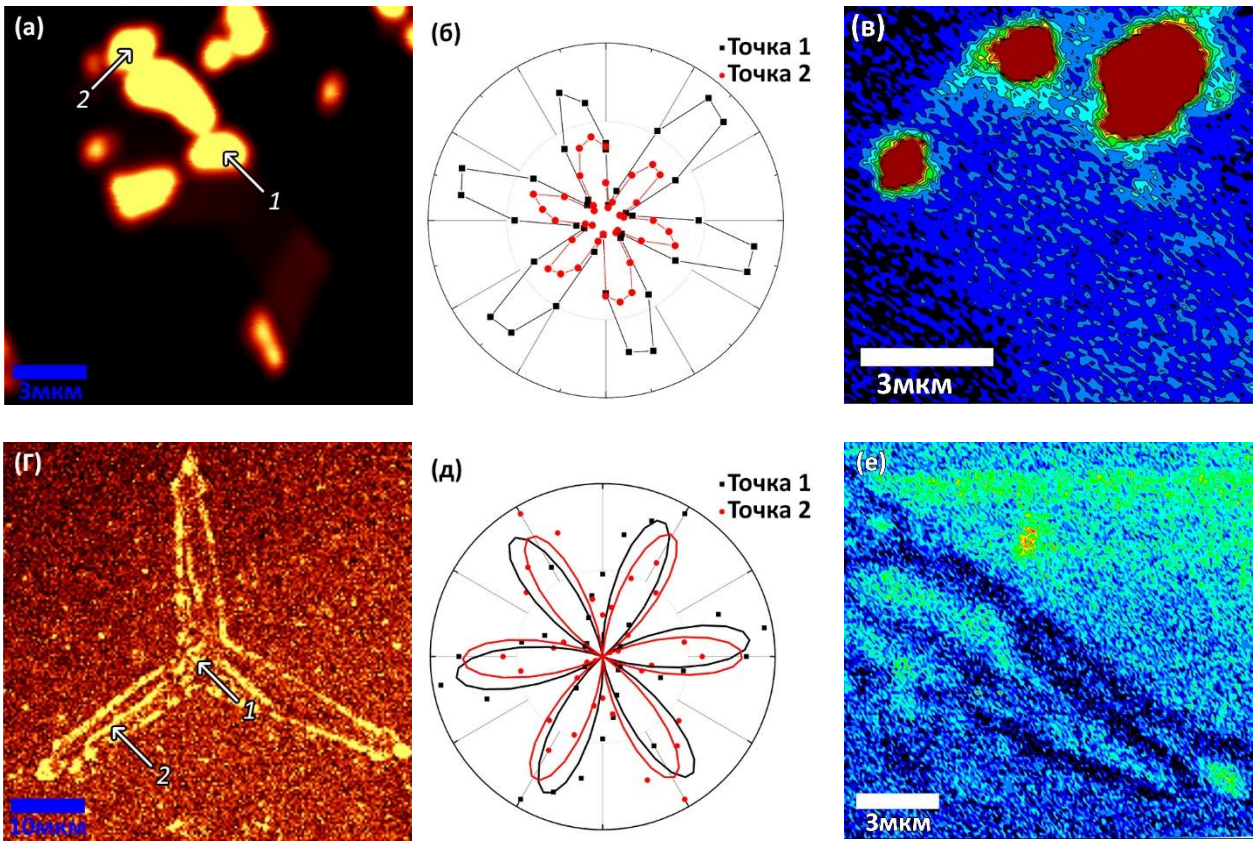


Рис. 1. (а) и (г) - Микроскопические изображения на длине волны ВГ 400 нм при возбуждении излучением фемтосекундного лазера на кристалле сапфира, допированного ионами титана; (б) и (д) – азимутальные зависимости интенсивности ВГ, полученные в точках, указанных на изображениях (а) и (г); (в) и (е) - микроскопические изображения на длине волны 625 нм при возбуждении излучением непрерывного лазера на длине волны 532 нм. Верхний ряд – эксфолиированная структура WS_2 с максимальной толщиной 10 нм; нижний ряд – монослой WS_2, полученный методом ХОГФ

зависимости транзиентного отражения от времени задержки зондирующего импульса относительно возбуждающего. Экспериментальные зависимости аппроксимированы в рамках двухвременной модели, содержащей сверхбыстрый (порядка 1 пс) и быстрый (несколько десятков пикосекунд) компоненты. Время сверхбыстрой релаксации отнесено ко времени перераспределения возбужденных электронов между зонами проводимости согласно термодинамическому распределению, а время быстрой релаксации отнесено ко времени рекомбинации из зоны проводимости в валентную зону. Показано, что эти времена для монослоя и многослойного образца WSe_2, содержащего 20 монослоев, совпадают в пределах погрешности измерений. В то же время амплитуды транзиентного отражения различаются на порядок. Это может быть связано как с зависимостью силы осциллятора от толщины образца, так и с ренормализацией электронной структуры при переходе к монослоям.

Таким образом, нами отработаны методы получения наноразмерных слоев дихалькогенидов переходных металлов, в том числе монослоев, а также оптические методы контроля толщины, кристаллографической структуры и ориентации, дефектности и динамики фотовозбужденных носителей. Обнаружены новые эффекты, в частности усиление генерации ВГ на краях эксфолиированных структур, связанные с наличием дефектов в виде интеркалированных молекул галогена.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-01080).

Литература

1. H. S. Lee, S.-W. Min, Y.-G. Chang, *et al.* // Nano Letters, V. 12, 3695 (2012).
2. N. Huo, S. Yang, Z. Wei, *et al.* // Scientific Reports, V. 4, 5209 (2014).

Влияние экранирования на усиление терагерцевых плазменных волн в активном графене

М.Ю. Морозов[1]*, И.М. Моисеенко[2], В.В. Попов[1,2]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*mikkym@mail.ru

Теоретически исследовано усиление плазменных волн в экранированном активном графене с инверсией энергетического распределения носителей заряда. Показано, что при сильном экранировании графена коэффициент усиления терагерцовых плазмонов может быть увеличен в несколько раз по сравнению с коэффициентом усиления плазмонов в отсутствие экранировки.

Введение

Активным элементом современных терагерцовых (ТГц) генераторов и усилителей может стать графен, двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [1]. Обоснование возможности создания в графене отрицательной дифференциальной проводимости на терагерцовых частотах [2] позволяет использовать графен в качестве активного элемента миниатюрных ТГц генераторов электромагнитного излучения [3]. Эффективность взаимодействия плазменных волн (плазмонов) с графеном значительно выше, чем электромагнитных волн, поскольку плазмоны сильно локализованы вблизи графена [4]. Поэтому перспективным является создание плазмонных графеновых ТГц генераторов и усилителей [5-8].

Данная работа посвящена теоретическому исследованию усиления плазменных волн в активном (с инверсией энергетического распределения носителей заряда) графене, экранированном металлической плоскостью, отделенной от графена барьерным слоем диэлектрика толщиной d (рис.1). Изучены усиление и эффективность локализации плазмонов при распространении ТГц плазмонов в экранированном активном графене. При приближении экрана к графену уменьшается длина волны плазмона в графене и, следовательно, возрастает эффективность локализации плазмонного поля вблизи графена. При определенном уровне инверсии носителей заряда в графене можно реализовать как компенсацию потерь, так и усиление плазмонов. Показано, что при надпороговой величине инверсии носителей заряда и сильном экранировании графена коэффициент усиления ТГц плазмонов может быть увеличен в несколько раз по сравнению с коэффициентом усиления плазмонов в отсутствие экранировки.

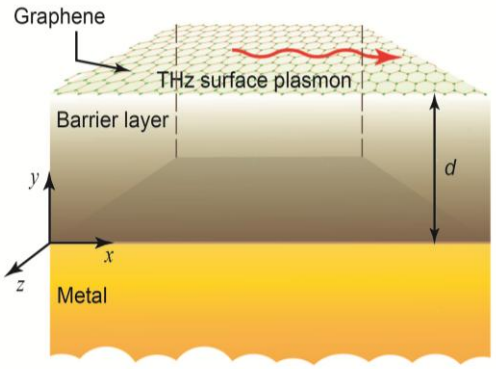


Рис. 1. Схематическое изображение структуры

Математическая модель

Для численного исследования усиления и эффективности локализации двумерных плазмонов в рассматриваемой структуре используется следующее дисперсионное соотношение, записанное в квазиэлектростатическом приближении:

$$\left[\varepsilon_{\text{barrier}}\operatorname{cth}\left(k_x d\right)+\varepsilon_{\text{air}}\right]/k_x = -i\sigma(\omega)/\varepsilon_0\omega\,, \qquad (1)$$

где k_x и ω – соответственно планарная компонента волнового вектора плазмона в плоскости графена и частота плазменной волны, ε_{air} и $\varepsilon_{\text{barrier}}$ – диэлектрические постоянные окружающей среды ($\varepsilon_{\text{air}} = 1$) и барьерного слоя, $\sigma(\omega)$ – динамическая комплексная проводимость графена, определяемая формулой, приведенной, например, в [5,7].

Эффективность локализации и усиление терагерцевых плазмонов

На рис. 2 представлена длина волны плазмонов в зависимости от толщины барьерного слоя d при различных значениях квазиэнергии Ферми 10 мэВ (кривая *1*), 15 мэВ (кривая *2*) и 45 мэВ (кривая *3*) на частоте 5 ТГц. Поскольку характерный масштаб спада поля плазмона в поперечном направлении от графена определяется длиной волны плазмона, при экранировании графена возрастает локализация плазмонного поля вблизи графена. Отметим, что с увеличением квазиэнергии Ферми растет число неравновесных свободных носителей заряда в графене и, как следствие, увеличивается длина волны плазмона при фиксированной частоте и толщине барьерного слоя [8].

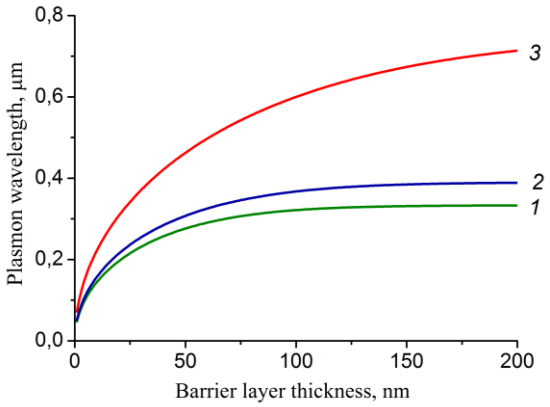


Рис. 2. Зависимости длины волны ТГц плазмонов от толщины барьерного слоя на частоте 5 ТГц

На рис. 3 показан коэффициент усиления плазмонов по мощности в зависимости от толщины барьерного слоя d при различных значениях величины инверсии носителей заряда в графене: кривая *1* соответствует квазиэнергии Ферми 10 мэВ, кривая *2* – 15 мэВ и кривая *3* – 45 мэВ. Из рис. 3 видно, что в экранированном графене с увеличением инверсии носителей заряда режим ослабления ТГц плазмонов (кривые *1* на рис. 3) сменяется компенсацией потерь (кривая *2*) и с дальнейшем ростом концентрации неравновесных носителей заряда в графене может быть реализовано эффективное усиление плазмонов (кривые *3*). Штриховые прямые на рис. 3 соответствуют случаю неэкранированного графена. Подробное описание физических процессов, приводящих к подобной зависимости коэффициента усиления плазмонов от уровня инверсии носителей заряда в графене, дано в работах [8,9]. Как аналитически показано в [9], коэффициент усиления плазмонов при малых толщинах барьерного слоя d возрастает пропорционально $\sqrt{1/d}$ с уменьшением толщины барьерного слоя.

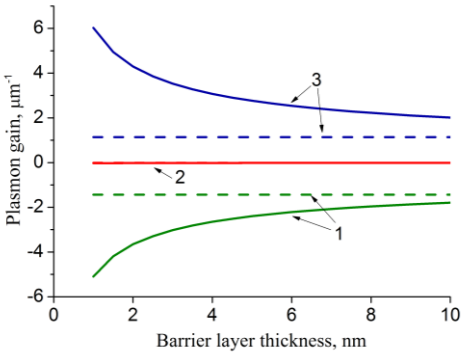


Рис. 3. Коэффициент усиления (ослабления) мощности экранированных (сплошные линии) и неэкранированных (пунктирные линии) ТГц плазмонов в зависимости от толщины барьерного слоя на частоте 5 ТГц

В данной работе показано, что при надпороговой величине инверсии носителей заряда и сильном экранировании графена коэффициент усиления ТГц плазмонов может быть увеличен в несколько раз по сравнению с коэффициентом усиления плазмонов в отсутствие экранировки.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-32-00524 мол_а.

Литература

1. K. S. Novoselov, V. I. Fal'ko, L. Colombo *et al.* // Nature, V. 490, 192 (2012).
2. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji // Journal of Applied Physics, V. 101, 083114 (2007).
3. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii // JETP Lett., V. 89, 63 (2009).
4. F. H. L. Koppens, D.E. Chang, F.J. Garcia de Abajo // Nano Lett.,V. 11, 3370 (2011).
5. V. V. Popov, O. V. Polischuk, A. R. Davoyan, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
6. V. V. Popov, O. V. Polischuk, S. A. Nikitov, *et al.* // J. Opt., V. 15, 114009 (2013).
7. A. A. Dubinov, *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).
8. M. Yu. Morozov, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 106, 061105 (2015).
9. М. Ю. Морозов, И. М. Моисеенко, В. В. Попов. // Письма в Журнал технической физики, Т. 42, 80 (2016).

Длинноволновая фотолюминесценция и стимулированное излучение в структурах на основе твердых растворов HgCdTe

С.В. Морозов [1,3*], В.В. Румянцев [1, 3], А.М. Кадыков[1,3], М.А. Фадеев[1,3], А.В. Антонов[1,3], К.Е. Кудрявцев [1,3], А.А. Дубинов[1,3], С.А. Дворецкий[2], Н.Н. Михайлов[2], В.И. Гавриленко[1,3]

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород.

2 Инстиут физики полупроводников СО РАН , 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород.

*more@ipmras.ru

В HgTe/CdHgTe лазерных структурах с квантовыми ямами с диэлектрическим волноводом при 18 К получено стимулированное излучение вплоть до рекордной длины волны 9.5 мкм.

Введение

В настоящее время весьма востребованы компактные источники излучения дальнего ИК-диапазона [см. например 1]. Наибольший успех в этом направлении связан с созданием квантовых каскадных лазеров [5-7]. Однако существует область длин волн 24–60 мкм, где такие лазеры, создаваемые на основе полупроводников GaAs и InP, не могут работать из-за сильного фононного поглощения [7, 8]. В итоге, на рынке нет ККЛ с длиной волны излучения более 16 мкм, и существуют единичные публикации о реализации ККЛ на длины волн 17-24 мкм. Представляется, что область длин волн 16-30 мкм (и в перспективе до 50 мкм) и является «экологической нишей» межзонных лазеров на основе HgCdTe, поскольку в этих материалах энергии оптических фононов существенно меньше, чем в полупроводниках A3B5. В свете обнаруженной авторами настоящего проекта длинноволновой рекордной по длине волны (до 26 мкм) ИК ФЛ [1] в эпитаксиальных слоях и квантовых ямах (КЯ) HgCdTe постановка задачи получения стимулированного излучения в этом диапазоне в исследуемых структурах при оптической накачке представляется вполне назревшей.

Результаты и обсуждение

Исследуемые гетероструктуры были выращены в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs(013) с in situ эллипсометрическим контролем толщины и состава слоев. Для контроля ex situ состава структур использовалась разработанная в ИФП СО РАН оригинальная методика, основанная на анализе комбинации спектров пропускания и отражения, позволяющем определить ширину запрещенной зоны. Были рассчитаны волноводные лазерные структуры с несколькими КЯ в активной области на длины волн 5 и 9 мкм. Толщины КЯ варьировались от 30 нм для КЯ из твердого раствора HgCdTe до 3-4 нм для КЯ из чистого HgTe. Были разработаны конструкции лазерных структур для обеспечения локализации моды волновода, соответствующей энергии основного межзонного перехода в КЯ. На рисунке 1 представлен результат расчета локализации TE-моды в волноводной лазерной структуре для длины волны 9 мкм. Хорошо видно, что максимум моды локализован в области КЯ.

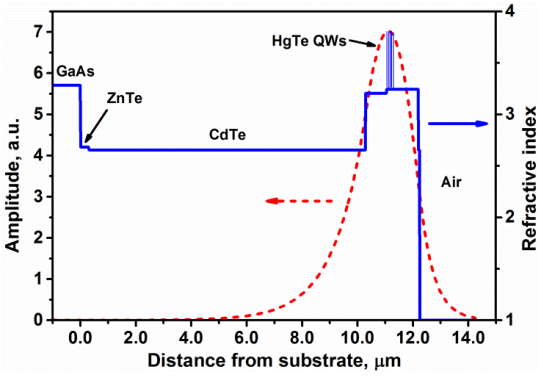


Рис. 1. Расчет локализации TE-моды для длины волны 9 мкм

Измерения спектров излучения проводились в криостате замкнутого цикла с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работавшем в режиме пошагового сканирования [2, 3, 4]. В качестве приемника использовался фотоэлектрический КРТ детектор D317. Для возбуждения использовался импульсный Nd: YAG-лазер (длительность импульса 10 нс) в сочетании с оптическим параметрическим генератором света с возможностью перестройки по длине волны от 1 до 2,3 мкм. Диаметр пятна накачки составлял ~ 1 см, а типичный размер образца 4x8 мм. Таким образом, поверхность образца полностью покрывалась возбуждающим излучением. Исследования спектров излучения проводились в конфигурации возбуждения по нормали и наблюдения с торца. Хорошо известно, что такая конфигурация оптимальна для наблюдения стимулированного излучения. На Рисунке 2 приведены спектры стимулированного излучения волноводных структур, измеренных при 18 K и 80 K.

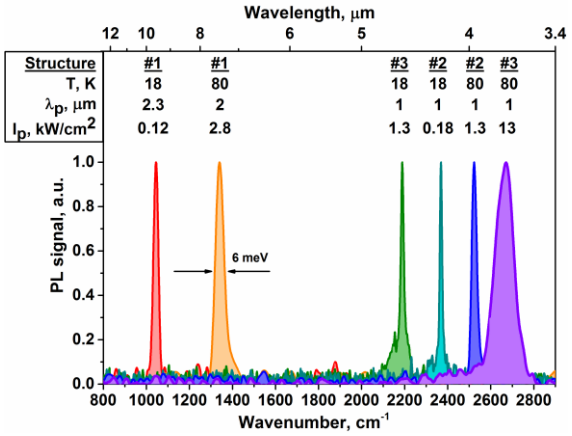


Рис. 2. Спектры стимулированного излучения различных образцов полученные при 18 и 80 K

Было обнаружено, что для 18 K уже при мощностях накачки ~ 100 Вт/см$^{-2}$ происходит переход от спонтанного излучения к стимулированному. Отметим, что полученное стимулированное излучение на длине волны вплоть до 9.5 мкм является рекордным значением для КРТ структур с КЯ и превосходит почти в два раза ранее полученные результаты [9]. При повышении температуры от 18 до 80 K наблюдается сдвиг линий стимулированного излучения в коротковолновую область и увеличение пороговой плотности мощности от 100 Вт/см$^{-2}$ до 1 кВт/см$^{-2}$. Однако даже такая плотность мощности позволяет рассчитывать на создание лазеров на КРТ работающих в непрерывном режиме. Стоит отметить, что стимулированное излучение наблюдалось вплоть до 150 K, что делает эти структуры перспективными для широкого использования в будущем. С увеличением длины волны излучения от 4 до 9.5 мкм пороговая плотность мощности выросла незначительно и составила для 18 K ~ 120 Вт/см^2 при λ = 9,5 мкм. Безусловно, с продвижением по длине волны ожидается увеличение пороговой плотности мощности за счет увеличения эффективности оже-рекомбинации. Однако в ряде работ было предсказано, что оже-рекомбинация может быть подавлена в КЯ по сравнению с объемными образцами [10,11]. Кроме того, в работе [4] нами было показано, что время жизни носителей возрастает с увеличением интенсивности накачки и может достигать 5 мкс в КЯ с шириной запрещенной зоны ~ 60 - 80 мэВ, в то время как в объемных образцах с теми же значениями запрещенной зоны время жизни носителей быстро упадет до уровня 1 - 2 мкс [2]. Такие "длинные" времена жизни позволяют добиться инверсной населенности при относительно небольшой мощности накачки. И несмотря на то что с продвижением по длине волны ожидается увеличение пороговой плотности мощности, тем не менее, проведенные нами исследования времен жизни в узкозонных (Eg ~ 10 мэВ) КРТ структурах с КЯ показали, что времена жизни соответствуют 65 пс, что позволяет оценить предполагаемую пороговую плотность мощности как 30 кВт/см^2 при длинах волн в диапазоне 20 - 50 мкм. Таким образом, можно сделать предположение о заметном резерве для дальнейшего продвижения в область длин волн выше 20 мкм, где HgCdTe-лазеры могут быть конкурентоспособными квантово-каскадным и халькогенидным твердотельным лазерам.

Литература

1. Terahertz Sources and Systems (NATO Science Series, Ser. II, Vol. 27) /Edited by R.E. Miles, P. Harrison, D. Lippens. - Kluwer Academic Publishers, 2001. – 350 pp.
2. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, *et al.* // Appl. Phys. Lett., Vol. 104, P. 072102 (2014).
3. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, *et al.* // Appl. Phys. Lett., Vol. 105, P. 022102 (2014).
4. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev *et al.*, Appl. Phys. Lett., **107** (4), 042105 (2015).
5. F. Capasso, C. Gmachl, *et al.* // Physics Today, Vol. 55, 34 (2002).
6. M. S. Vitiello and A. Tredicucci // IEEE Trans. THz Sci. Technol. Vol. 1, 76 (2011).

7. S. Kumar // IEEE J. Sel. Topics Quantum. Electron, Vol.17, 38 (2011).
8. S. Fathololoumi, E. Dupont, et al. // Opt. Express, Vol. 20, 3866 (2012).
8. B. S. Williams // Nat. Photon, Vol. 1, 517 (2007).
9. J. M. Arias, M. Zandian, et al. // Semiconductor Science and Technology, **8** (1S), S255 (1993).
10. Joël Bleuse, Joël Bonnet-Gamard, et al. // Journal of Crystal Growth, **197** (3), 529 (1999).
11. Y. Jiang, M. C. Teich, and W. I. Wang // Journal of Applied Physics, **69** (10), 6869 (1991).

Солнечные элементы на Si с массивом нитевидных нанокристаллов

И.С. Мухин[1,2,§], А.М. Можаров[1], А.Д. Большаков[1], Д.А. Кудряшов[1], Г.Э. Цырлин[1,2,3]

1 Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8/3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021.

2 Университет ИТМО, пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

§imukhin@yandex.ru

В данной работе рассматриваются конструкции солнечных элементов комбинированной размерности на основе планарных гетероструктур, согласованных по параметру решетки к Si-подложке, и массивов GaN нитевидных нанокристаллов (ННК). Проведено численное моделирование режимов работы однокаскадных элементов p-Si подложка / n-GaN ННК, а также двухкаскадных элементов p-n Si подложка / p-i-GaPNAs / n-GaN ННК. Показано, что эффективность данных солнечных элементов может достигать 30% при условиях освещения AM1.5D. Прототипы элементов были синтезированы с помощью технологии молекулярно-пучковой эпитаксии.

Введение

В связи с ограниченностью запасов углеводородных источников энергии, увеличением стоимости их добычи и необратимым влиянием на окружающую среду, связанным с их применением, чрезвычайно важным становится вопрос об использовании альтернативных источников энергии, в особенности преобразующих энергию солнечного излучения.

В данной работе рассматриваются солнечные элементы (СЭ) комбинированной размерности на основе интеграции полупроводниковых гетероструктур с несколькими каскадами, согласованно выращенными на подложке кристаллического Si, и массивов GaN (и GaP) нитевидных нанокристаллов (ННК). Предложенный подход характеризуется рядом преимуществ, включающим пассивацию лицевой поверхности кремния и формирование широкозонного окна при росте массива ННК, высокие антиотражающие и транспортные свойства массивов ННК, технологическую простоту создания СЭ.

Моделирование

На рис.1 представлено схематическое изображение конструкции СЭ комбинированной размерности на основе полупроводниковой гетероструктуры с несколькими каскадами, согласованно выращенными на Si-подложке, и массива GaN (или GaP) ННК. Массив ННК выступает, с одной стороны, в качестве эмиттера верхнего каскада, а с другой стороны, выполняет функцию эффективного антиотражающего покрытия. В соответствии с результатами численного моделирования, выполненного в пакете программ CST Microwave, массив ННК является эффективным волноводом для падающего света, предотвращающим отражения падающей волны. На рис.1 приведена зависимость среднего значения коэффициента отражения от массива GaN ННК, сформированного на подложке Si, в зависимости от периода расположения ННК и их диаметра. В соответствии с приведенными данными оптимальный радиус ННК лежит в диапазоне (80 – 120) нм, при меньших диаметрах не реализуется волноводный режим распространения падающего света для длинноволновой части подающего излучения. При значениях периода расположения ННК в диапазоне (400 – 800) нм среднее значение коэффициента отражения от массива не превышает 4%, что существенно ниже соответствующего значения для чистого Si, составляющего около 30%.

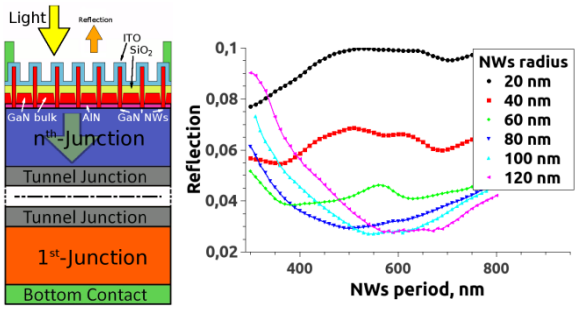


Рис. 1. Схематическое изображение конструкции СЭ и зависимость антиотражающих свойств ННК

С помощью метода Ньютона со статистикой Ферми–Дирака было проведено моделирование элек-

трических характеристик и режимов работы СЭ на основе гетероперехода p-Si подложка / n-GaN ННК. Верхний контакт рассматривался в виде идеального прозрачного проводящего покрытия, который может быть реализован с использованием таких материалов, как ITO, AZO, FTO и др. Зависимость коэффициента полезного действия (КПД) СЭ от концентрации свободных носителей в Si подложке и GaN ННК представлена на рис. 2. При оптимальных концентрациях КПД СЭ превышает 20%.

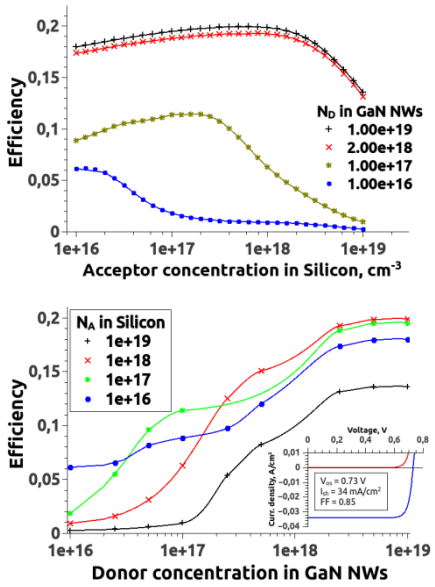


Рис. 2. Зависимость КПД однокаскадного СЭ от концентрации носителей в Si подложке и GaN ННК

На рис. 3 представлены результаты моделирования эффективности СЭ комбинированной размерности на основе гетеропереходов Si (подложка и первый каскад) / GaPNAs (p-, i-слои второго каскада) / GaN ННК (n-слой второго каскада). При описании режимов работы туннельных диодов использовалась модель межзонного туннелирования. Прямозонные твердые полупроводниковые растворы GaPNAs могут быть согласованно выращены на Si подложках со значением ширины запрещенной зоны, лежащим в диапазоне (1,5 – 2) эВ [1]. КПД данного СЭ сильно зависит от времени жизни неравновесных носителей в i-слое GaPNAs. При значении времени жизни в GaPNAs на уровне 10 нс КПД двухкаскадного СЭ достигает значения 30%.

Синтез СЭ комбинированной размерности

Прототипы СЭ на основе гетероперехода p-Si (111) подложка / n-GaN ННК были синтезированы с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) с использованием N_2 плазмы.

Ростовая методика включает несколько этапов. На первом этапе подложка отжигается при температуре, близкой к 1000°C, для сгона окисла. На втором этапе происходит осаждение тонкой пленки AlN при температуре 650°C. Таким образом формируется тонкий пористый слой AlN, с одной стороны, выступающий маской для дальнейшего роста GaN ННК, с другой стороны, пассивирующий поверхность Si. Далее осаждается Ga (температура ячейки ~ 780°C) и N (поток ~ 1.30 см^3/мин). Наблюдается ориентированный рост GaN ННК с низкой скоростью ~ 30 нм/ч в направлении [111] с хорошей огранкой (1-100). Изменяя температуру подложки и скорость осаждения материала можно контролировать плотность и морфологию синтезируемого массива ННК. В качестве лицевого контакта выступал прозрачный 100 нм слой ITO, нанесенный методом магнетронного распыления.

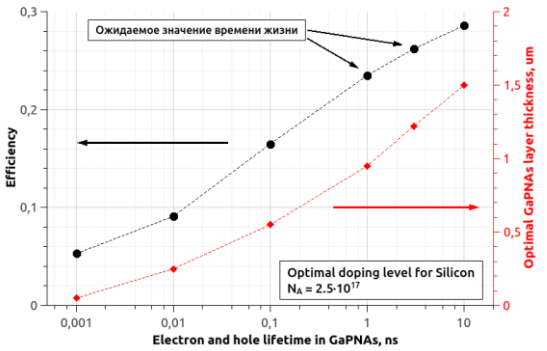


Рис. 3. Зависимость КПД двухкаскадного СЭ от времени жизни носителей в слое в GaPNAs

Стоит отметить, что относительно высокие температуры синтеза GaN ННК не совместимы с температурой роста планарных слоев GaPNAs при помощи МПЭ. В данном случае в качестве верхнего эмиттерного слоя может быть использован массив ННК GaP, синтезируемый при пониженных температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 15-02-06839, 16-32-60094), гранта Президента РФ (№ МК-7736.2015.2), Министерства образования и науки РФ (соглашение № 14.616.21.0040).

Литература

1. J.F. Geisz, D.J. Friedman, S.R. Kurtz // Proc 29th IEEE PVSC, 864 (2002).

Перестройка волноводных мод в многоямном гетеролазере

С.М. Некоркин[1], Б.Н. Звонков[1], Н.В. Дикарева[1*], В.Я. Алешкин[1,2], А.А. Дубинов[1,2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*dnat@ro.ru

Экспериментально исследованы диаграммы направленности излучения многоямных InGaAs/GaAs/InGaAsP/InGaP лазеров со слабо локализованными модами волновода. Выявлено, что модовый состав излучения в подобных лазерах существенно зависит от тока возбуждения, что позволяет эффективно управлять диаграммой излучения в плоскости, перпендикулярной p–n-переходу.

Управление потоками лазерного излучения является важной задачей в области информационных систем [1]. В стандартных полупроводниковых лазерах модуляция мощности излучения обычно осуществляется изменением тока накачки. Это не всегда удобно, поскольку токи накачки мощных лазеров довольно велики. Недавно было предложено малосигнальное управление интенсивностью излучения мощного полупроводникового лазера путем изменения модового состава за счет специальных боковых секций, в которых менялось поглощение при подаче на них обратного напряжения [2]. Однако перестройка волноводных мод возможна и в лазерах без специальных секций, обеспечивающих селекцию мод. В настоящей работе проведено исследование картины дальнего поля излучения многомодового полупроводникового лазера с GaAs волноводом, содержащего четыре квантовых ямы в активной области. Показано, что диаграмма направленности стимулированного излучения такого лазера меняется с изменением тока накачки. Предложено объяснение экспериментальных результатов.

Методика эксперимента

Лазерная структура InGaAs/GaAs/InGaAsP была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении при температурах 620–650 °C на подложке n^+- GaAs (100). Структура включала в себя буферный n^+- GaAs:Si и контактный p^+- GaAs:C слои, нижний InGaP:Si и верхний InGaP:Zn тонкие (толщина 30 нм) ограничивающие слои, волновод InGaAsP (7000 нм) и активную область, содержащую четыре квантовые ямы $In_xGa_{1-x}As$ (ширина квантовых ям 8-10 нм, x=0.15–0.17), разделенных слоями GaAs толщиной 80-85 нм.

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 100 мкм и длиной резонатора 1 мм. Зеркалами служили просветляющее и отражающее диэлектрические покрытия, напыленные на грани лазерных чипов.

Конструкция волновода лазера подобрана таким образом, чтобы наблюдалась большая чувствительность параметров поперечных мод к изменению тока накачки, а, следовательно, к изменению концентрации носителей и температуры в волноводе.

Результаты и обсуждение

Измерения спектральных зависимостей и диаграмм направленности излучения проводились при постоянной накачке.

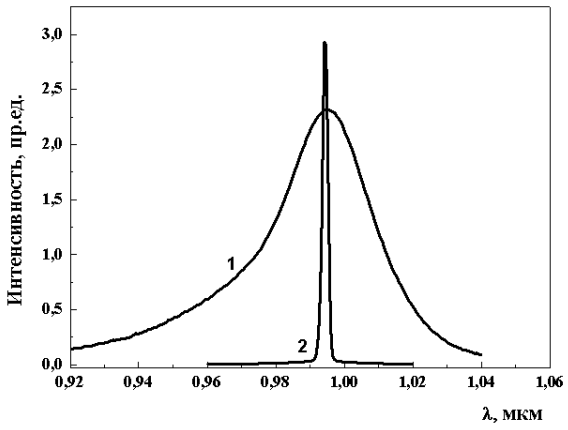


Рис. 1. Спектральные зависимости излучения InGaAs/GaAs/InGaAsP лазерного диода: 1 – до порога, 2 – после порога

На рисунке 1 приведены спектральные характеристики излучения InGaAs/GaAs/InGaAsP лазера. Пороговый ток генерации составил 700 мА. Структура генерировала на длине волны ~ 994 нм.

На рисунке 2 представлены пространственные характеристики излучения исследуемых полупроводниковых лазеров в зависимости от тока возбуждения. Диаграмма направленности излучения лазерных диодов в плоскости, перпендикулярной p–n-переходу, при малых токах (400 мА до порога) непрерывной накачки имеет вид широкого одиночного лепестка, что соответствует генерации спонтанного излучения.

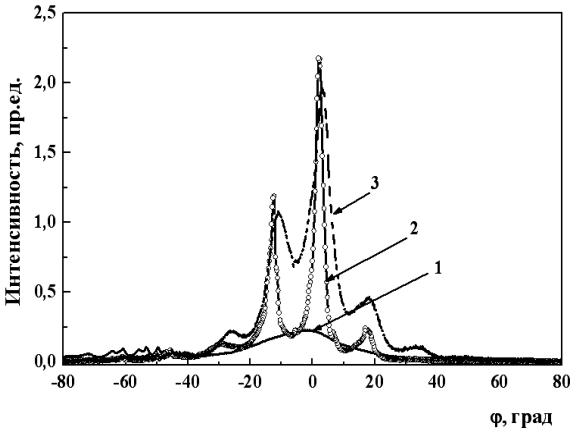


Рис. 2. Диаграммы направленности лазерного излучения в зависимости от тока непрерывной накачки: 1 – 400 мА, 2 – 700 мА, 3 – 1 А

При увеличении тока накачки до 700 мА (достижение порога генерации) наблюдается ярко выраженная диаграмма с несколькими узкими лепестками (от четырех до шести), что объясняется появлением вытекающих в подложку мод [3] с эффективным показателем преломления меньшим, чем в подложке. Это связано с уменьшением показателя преломления активной области волновода из-за роста концентрации инжектируемых носителей [4, 5]. Пик около 0 градусов обусловлен основной волноводной модой. Узкая диаграмма направленности этого пика объясняется большой шириной волноведущей области лазера (7 мкм).

С увеличением тока накачки происходит разогрев активной области, а концентрация инжектируемых в ней носителей стабилизируется. Это приводит к увеличению показателя преломления активной области [4, 5]. В результате увеличиваются эффективные показатели преломления мод и их локализация. Рост локализации мод увеличивает ширину пиков на диаграмме направленности. Кроме того, рост показателя преломления прекращает вытекание в подложку основной моды.

Таким образом, диаграмма направленности излучения в исследуемых лазерах зависит от тока возбуждения, что открывает возможности управления ею.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента (конкурс СП 2016).

Литература

1. E. Desurvire, C. Kazmierski, F. Lelarge, X. Marcadet, A. Scavenne, *et al.* // C. R. Physique, V. 12, 387 (2011).
2. С.О.Слипченко *и др. //* ФТП, Т. 48, 710 (2014).
3. D.R. Scifres, W. Streifer, R.D. Burnham // Appl. Phys. Lett., V. 29 (1), 23 (1976).
4. А.П. Богатов *и др.* // Квантовая электроника, Т. 27 (2), 131 (1999).
5. А.П. Богатов *и др.* // Квантовая электроника, Т. 31 (10), 847 (2001).

Влияние микрошероховатости поверхности на смену режима роста с двумерного на трехмерный в SiGe/Si(001) напряженных структурах

А.В. Новиков[1, 2*], М.В. Шалеев[1], Д.В. Юрасов[1, 2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*anov@ipmras.ru

В работе экспериментально исследован рост напряженных Ge/Si решеток, выращенных методом МПЭ на Si(001) подложках. Обнаруженное уменьшение критической толщины двумерного роста Ge при увеличении числа периодов решетки или уменьшении толщины Si разделительных слоев связывается с развитием шероховатости поверхности роста по мере накопления в структуре упругой энергии. Развитие микрошероховатости поверхности в SiGe напряженных структурах понижает энергетический барьер на образование самоформирующихся островков, что, как следствие, ведет к уменьшению критической толщины двумерного роста напряженных слоев.

Введение

Хорошо известно, что для широкого диапазона составов напряженных $Si_{1-x}Ge_x$/Si(001) структур упругая релаксация напряжений через образование самоформирующихся нанооостровков предшествует пластической релаксации за счет формирования дефектов [1]. Однако сам механизм зарождения нанооостровков несколько различен для структур с большой и малой долей Ge. Для $Si_{1-x}Ge_x$ слоев с небольшой ($x<80\%$) долей Ge формирование островков происходит по так называемому «безбарьерному» механизму за счет постепенного развития шероховатости поверхности и формирования на начальных этапах трехмерного роста неограненных островков (“mounds”) [2]. В то же время для слоев с большой ($x>80\%$) долей Ge, для которых критическая толщина двумерного роста составляет единицы монослоев, такое постепенное развитие шероховатости и формирование “mounds” в однослойных структурах наблюдалось лишь в единичных работах в очень узком диапазоне толщин [3]. В большинстве же работ наблюдалось сохранение малой шероховатости поверхности таких слоев вплоть до момента образования островков. Это указывает на то, что для зарождения островков в $Si_{1-x}Ge_x$ слое с высокой долей Ge необходимо преодоление некоторого энергетического барьера [4].

В настоящей работе исследовано влияние изменения шероховатости поверхности при росте напряженных Ge/Si решеток на переход пленки Ge от двумерного к трехмерному росту. Выявлена смена механизма зарождения островков с «барьерного» на «безбарьерный» по мере роста числа периодов решетки.

Результаты и их обсуждение

Исследованные структуры были выращены на Si(001) подложках методом МПЭ при 700ºC. Выбор температуры роста был обусловлен, с одной стороны, минимизацией влияния на рост структур двух факторов: кинетических ограничений, проявляющихся при низких температурах, и диффузионного перемешивания слоев, ярко выраженного при высоких температурах. Рост структур (перестройка поверхности и критическая толщина двумерного роста (h_c)) контролировался с помощью дифракции быстрых электронов. Исследования их поверхности были выполнены методом атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Для Ge/Si решеток, состоящих из Ge слоев толщиной 2-4 монослоя (1 монослой (МС) ~ 0.136 нм), разделенных слоями Si толщиной 2-6 нм, обнаружено уменьшение критической толщины двумерного роста Ge при увеличении числа периодов решетки или уменьшении толщины Si разделительных

слоев. Так, уже в третьем периоде решетки (Ge 3 МС / Si 2 нм) наблюдается формирование островков при $h_c = 3$ МС. Эта величина заметно меньше значения в $h_c = 5$ МС, характерного для первого слоя Ge в исследуемых решетках. Выявленное уменьшение h_c связывается с развитием микрошероховатости поверхности роста в напряженных Ge/Si решетках с ростом накопленной в них упругой энергии. Данное предположение подтверждается результатами АСМ-исследований, показавшими, что слои Ge одинаковой толщины (меньше, чем h_c) в первом и верхних слоях Ge/Si решеток имеют различную шероховатость (рис. 1). В частности, только на поверхности Ge слоев в верхних слоях решеток наблюдается формирование неограненных возвышенностей (mounds). Необходимо отметить, что в исследуемых решетках Ge/Si образование mounds наблюдалось и при толщине Ge меньше 3 МС (рис. 1b), которая считается термодинамически равновесной толщиной смачивающего слоя Ge на Si(001) (см., например, [5]).

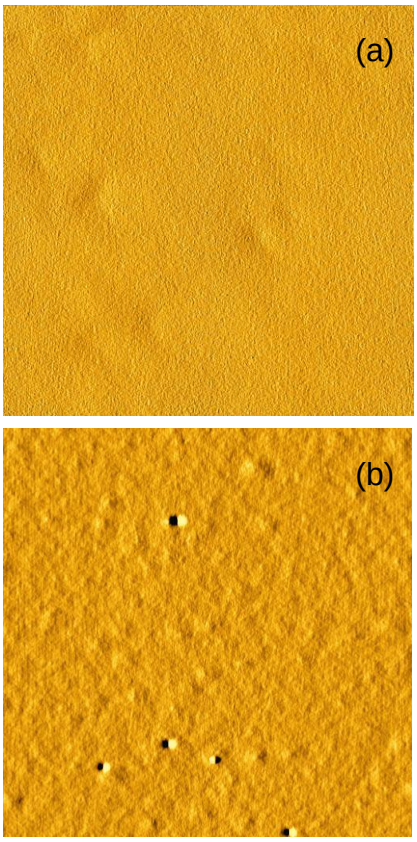


Рис. 1. АСМ-снимки поверхности однослойной структуры с Ge слоем толщиной 2.5 МС (a) и шестого слоя Ge в решетке (Ge 2.5 МС / Si 2 нм) (b). Снимки обработаны фильтром Прюитта для подчеркивания микрошероховатости поверхности. Размер снимков 7 x 7 мкм

Полагается, что развитие шероховатости поверхности роста (в частности, формирование mounds) в Ge/Si решетках меняет механизм зарождения островков с «барьерного», характерного для первых периодов решетки, на «безбарьеный» в ее верхних слоях. Отсутствие энергетического барьера на формирование островков в последнем случае ведет к наблюдаемому уменьшению критической толщины двумерного роста германия в Ge/Si решетке.

Необходимо отметить, что количественно зависимость h_c от параметров Ge/Si решеток достаточно хорошо описывается моделью, предложенной в [6] для описания влияния предосаждения напряженных SiGe/Si(001) слоев на последующий рост пленки Ge. Исходя из этого, можно предположить, что уменьшение h_c при росте Ge в структурах с напряженными SiGe подслоями также связано с влиянием микрошероховатости SiGe слоя на энергетический барьер зарождения островков. В этом случае введенный в работе [6] феноменологический параметр L_{dec}, равный 25 МС и характеризующий масштаб толщин, на котором предосажденный SiGe слой оказывает влияние на последующий рост структур, может быть связан с масштабом толщин, на котором происходит или развитие (при осаждении напряженного SiGe слоя), или уменьшение (при его заращивании ненапряженным Si) микрошероховатости поверхности.

Работа выполнена при поддержке научных программ РАН и гранта РФФИ № 16-52-50017-ЯФ_а.

Литература

1. J.-N. Aqua, I. Berbezier, L. Favre, *et al.* // Physics Reports, V. 522, 59 (2013).
2. J. Tersoff, B. J. Spencer, A. Rastelli, H. von Kanel // Phys. Rev. Lett., V. 89, 196104 (2002).
3. A. Rastelli, H. von Kanel // Surface Science, V. 532, 769 (2003).
4. F.M. Ross, J. Tersoff, R.M. Tromp // Phys. Rev. Lett., V. 80, 984 (1998).
5. M. Brehm, F. Montalenti, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 80, 205321 (2009).
6. D.V. Yurasov, Yu.N. Drozdov, M.V. Shaleev, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 95, 151902 (2009).

Исследование генерации СВЧ-сигналов в планарном диоде Ганна с учетом радиационного облучения

Е.С. Оболенская[1*], Е.А. Тарасова[1], А.Ю. Чурин[1], С.В. Оболенский[1§], В.А. Козлов [1,2], М.А. Китаев[3]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 73, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

3 ОАО «НПП Салют», ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950.

*bess009@mail.ru, §obolensk@rf.unn.ru

Теоретически исследована генерация СВЧ-сигнала в планарных диодах Ганна с двумерным электронным газом, в которых ранее нами исследовался стационарный транспорт электронов. Рассмотрены возможности использования управляющего электрода, аналогичного затвору полевого транзистора, для управления параметрами СВЧ выходного сигнала диода. Проведено сравнение результатов физико-топологического моделирования для полупроводниковых структур различной конструкции – без квантовой ямы, с одной и двумя ямами, разделенными барьером различной высоты. Результаты расчетов сопоставлены с полученными нами ранее экспериментальными данными по регистрации ганновской генерации в полевом транзисторе Шоттки на частотах 30 - 37 ГГц. Теоретически и экспериментально показано, что мощность сигнала, генерируемого планарным диодом Ганна с квантовой ямой и управляющим электродом, достаточна для реализации интегральных схем различного функционального назначения. Теоретически и экспериментально показано, что благодаря использованию управляющего электрода, за счет реализации корректирующей обратной связи возможна реализация радиационно-стойкого СВЧ-генератора с высокой стабильностью параметров выходного сигнала.

Введение

Дельта-легированные структуры с квантовыми ямами, содержащими двумерный электронный газ, находят широкое применение в современных планарных диодах Ганна [1]. Ранее [2] нами было показано, что высокое значение отрицательной дифференциальной проводимости, реализуемое в подобных структурах, позволяет повысить предельные частоты и мощность планарных диодов Ганна в несколько раз. Использование планарной конструкции диода Ганна позволяет сочетать преимущество диодной технологии изготовления СВЧ-генераторов с возможностями дальнейшей обработки полезного сигнала с помощью полевых транзисторов Шоттки, изготовленных на одном кристалле в рамках единой технологии создания монолитной интегральной схемы (МИС). Ранее в [3] нами экспериментально и теоретически была показана возможность возбуждения ганновской генерации в полевых транзисторах Шоттки, а также обсуждалась радиационная стойкость как диодов Ганна, так и полевых транзисторов, в том числе с квантовой ямой (HEMT) [4]. В данной работе проведено обобщение теоретических и экспериментальных исследований, обсуждаются возможности управления ганновской генерацией в диодах с управляющим электродом, одной и двумя квантовыми ямами, разделенными барьером различной высоты.

Модель

Проведено физико-топологическое моделирование ганновской генерации в планарных диодах с управляющим электродом для структур с двумерным газом и обычным (классическим) проводящим слоем полупроводника. Для расчетов использована двумерная численная модель в квазигидродинамическом приближении [2]. Самосогласованно решалась нестационарная система, состоящая из уравнений Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса, дополненная выражениями для тока и потока энергии электронов. Предложен специальный метод калибровки результатов расчетов по оригинальным и литературным экспериментальным данным, позволивший в рамках одного теоретического подхода сопоставить вольт-амперные, импульсные и СВЧ характеристики транзисторов и диодов с классическим каналом, одной и двумя квантовыми ямами. Радиационное воздействие учитывалось в модели путем изменения концентра-

ции и скорости носителей заряда из-за введения точечных радиационных дефектов и их кластеров при нейтронном облучении [5].

Расчеты и эксперименты

На рис. 1 показано сравнение нормированных экспериментальных ВАХ исследованных планарных диодов Ганна различной конструкции. В результате сопоставления была проведена калибровка численной модели, что позволило проводить расчеты более корректно. Калибровка основана на определении и последующем учете паразитных сопротивлений контактов и сопоставлении величины удельной (на 1 мм ширины) отрицательной дифференциальной проводимости диодов. Абсолютные значения рассеиваемой мощности и информация о конструкции теплоотвода диодов определяли температуру рабочей области диодов и принимались во внимание при проведении расчетов.

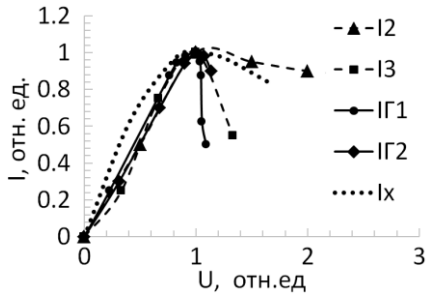


Рис. 1. Нормированная на значение тока и напряжение в максимуме экспериментальная ВАХ планарных диодов Ганна: I2, I3 – диод с управляющим электродом и классическим каналом (I2 и I3 – напряжение на управляющем электроде Шоттки: +0.2 В и 0 В соответственно); IГ1, IГ2 - диоды с двумя классическими каналами, разделенными барьером [2] (IГ1 и IГ2 – концентрация электронов в канале $5 \cdot 10^{17}$ и 10^{18} $см^{-3}$); Ix – диоды с двумя квантовыми каналами, разделенными барьером [1]

В результате расчетов и экспериментов показано, что планарные диоды Ганна с квантовыми ямами и управляющим электродом позволяют генерировать сигнал на частотах 30-70 ГГц. Эффективность электронной перестройки частоты при изменении напряжения на стоке составляет 1-2 ГГц/В. Мощность сигнала достигала 1-3 мВт на 1 мм ширины затвора. Эти данные хорошо коррелируют с результатами экспериментальных исследований параметров СВЧ-сигнала, генерируемого диодом Ганна с классическим каналом [3], и данными [1].

Моделирование изменения параметров диодов при нейтронном облучении показало, что наиболее стойкими диодами являются приборы, имеющие две квантовых ямы, разделенные барьером. У них были зафиксированы в 2-3 раза бо́льшие пороговые значения уровней облучения, при которых уменьшение мощности выходного сигнала составляет 10 %. Это объясняется более высокими значениями концентрации электронов в проводящих слоях, так что при фиксированном уровне радиационных дефектов относительные изменения концентрации электронов меньше.

Благодаря наличию управляющего электрода возможна коррекция частоты генерируемого сигнала, которая изменяется при облучении вследствие повышения частоты рассеяния на радиационных дефектах и снижения скорости электронов. Использование цепи обратной связи позволит дополнительно увеличить радиационную устойчивость выходной частоты генератора.

Выводы

Результаты расчетов и экспериментов показывают, что возможно создание планарного диода Ганна на структурах с двумя квантовыми ямами и управляющим электродом Шоттки, позволяющим эффективно управлять параметрами выходного сигнала.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-0058, РФФИ № 15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27.09.2013г. № 02.B.49.21.003) и Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183).

Литература

1. A. Khalid, N. J. Pilgrim, G. M. Dunn, et al. // Elec˙ Dev. Lett., V.28, № 10, p.849 (2007).
2. Е. С. Оболенская, Е. А. Тарасова, А. Ю. Чурин, С. В. Оболенский, В. И. Шашкин, А. В. Мурель //ФТП, Т.29, Вып.11, с. 1507 (2015).
3. М. А. Китаев, С. В. Оболенский // Микроэлектроника, № 3, с.57 (2001).
4. Е. А. Тарасова, Д. С. Демидова, С. В. Оболенский, и др. //ФТП, Т.46, Вып.12 (2012).
5. С. В. Оболенский // Изв. вузов: Электроника, № 6, с.31 (2003).

Моделирование транспорта электронов в малопериодных квантовых GaAs/AlAs сверхрешетках для терагерцевого диапазона частот

Д.Г. Павельев [1], А.П. Васильев [2], В.А. Козлов [1,3], Ю.И. Кошуринов [1], Е.С. Оболенская [1], С.В. Оболенский [1], В.М. Устинов [4]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950.

2 НТЦ микроэлектроники РАН, ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, 607680.

4 ФТИ РАН им. А.Ф. Йоффе, ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021.

*pavelev@rf.unn.ru, vasiljev@mail.ioffe.ru, kozlov@ ipm.sci-nnov.ru, obolensk@rf.unn.ru, vmust@beam.ioffe.ru

Теоретически и экспериментально исследованы GaAs/AlAs сверхрешетки (СР) с малой площадью активной области (~1 мкм^2) и установлена возможность их эффективного применения в терагерцевом диапазоне частот. В работе моделировались СР с малым числом периодов: 18 и 6; проведен квантовый расчет структуры минизоны, включая особенности переходных областей на границах СР. С учетом пролетных эффектов и влияния омических контактов методом Монте-Карло рассчитаны вольт-амперные характеристики и определены высокочастотные параметры СР. Обнаружено, что на высоких частотах, малопериодные СР проявляют существенные преимущества по сравнению с длиннопериодными, содержащими 50-100 периодов. Экспериментально продемонстрирована возможность эффективного применения коротких СР в качестве приемников излучения (гармонических смесителей) до 5.3 ТГц, что позволит их использовать для стабилизации частоты квантово-каскадных лазеров и других приборов терагерцевого диапазона.

Для исследований методом молекулярно-лучевой эпитаксии [1] были изготовлены планарные диодные структуры на СР с периодом $(GaAs)_{18}/(AlAs)_4$ (рис. 1) и с площадью активной области 1-2 мкм^2. Для эффективного ввода электронов в СР на краях СР были сформированы переходные слои (рис. 1), состоящие из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщинами 1x28, 2x24 и 3x21 монослоев [2].

Расчет параметров минизоны в СР и переходных слоях проводился на основе оригинального подхода, основанного на приближении Кронига-Пенни и сопоставления положения минизоны в бесконечной СР с положением уровней в отдельных квантовых ямах конечной глубины. Для моделирования транспорта электронов в коротких СР применялся комплекс моделей: квазигидродинамическое приближение и метод Монте-Карло [3], в котором учитывалась зонная диаграмма СР. Сначала проводились расчеты в рамках квазигидродинамической модели, состоящей из уравнений баланса энергии и импульса. Затем проводилось более детальное моделирование транспорта электронов методом Монте-Карло. Модель калибровалась по экспериментальным данным о величине плотности тока СР с разными параметрами слоев.

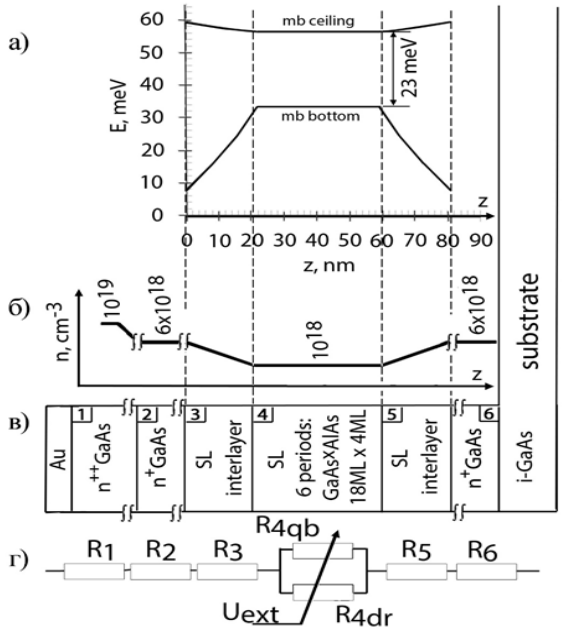


Рис. 1. Конструкция короткой диодной структуры [1] (6 периодов): а) зонная диаграмма минизоны с учетом переходных слоев; б) концентрация доноров; в) описание слоев диодной структуры, г) эквивалентная схема

При моделировании методом Монте-Карло производился подсчет количества малоугловых рассеяний и определялась доля электронов, претерпевших

существенное изменение траектории движения за счет рассеяния. Отличием данного расчета от представленного в [1] было использование специального критерия, позволяющего анализировать величины поперечного рассеяния и выделять ансамбль квазибаллистических электронов в малопериодных сверхрешетках.

Установлено, что в малопериодных СР определяющую роль в транспортных свойствах играет соотношение между ансамблями квазибаллистических электронов, претерпевающих только малоугловые рассеяния и дающих основной вклад в электрический ток, и ансамблем электронов, формирующим объемный заряд из-за сильного рассеяния. Это определяет как ВАХ диодов, так и сказывается на высокочастотной проводимости малопериодных СР. При этом для 6 периодов роль баллистического движения выражена значительно сильнее, чем для 18 периодов. Появление баллистических электронов в малопериодных СР приводит к возможности образования за счет таких электронов терагерцевой динамической отрицательной проводимости [4]. В длиннопериодных СР основную роль в появлении терагерцевой отрицательной проводимости будет играть группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна, что может привести к развитию конкурирующей неустойчивости на более низких гигагерцевых частотах.

Вид экспериментальных и расчетных ВАХ диодных структур приведен на рис. 2. По сравнению с аналогичным расчетом, приведенным в [1], здесь уточнены условия вброса электронов в минизону СР. В результате форма ВАХ СР с 6 периодами стала отличаться от 18-периодной сильнее, а совпадение с результатами эксперимента оказалось значительно лучше. Хорошо видно наличие ступеньки на участке ОДП для СР с 6 периодами и ее отсутствие для 18 периодов. Это объясняется более сильным влиянием квазибаллистических электронов – первая ступенька на ВАХ соответствует квазибаллистическому пролету без взаимодействия с потолком минизоны, вторая ступенька – одно взаимодействие и т.д. Такой режим для 18-периодной СР в значительной степени подавлен, и большую роль играет группировка электронов аналогичная той, которая происходит в диоде Ганна.

Изготовленные диодные структуры исследовались в гармонических смесителях диапазона частот 0.2-5.3 ТГц. Были определены потери преобразования по второй (200 ГГц, 10-15 дБ) и четвертой

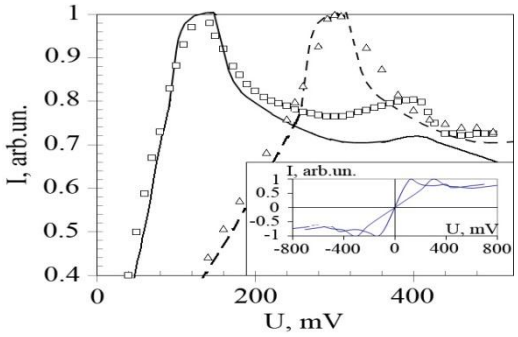


Рис. 2. Расчетные (линии) и экспериментальные (□, Δ) прямые ветви ВАХ диодных структур для 6-периодной (□, —) и 18-периодной (- -, Δ) сверхрешеток. Характеристики нормированы на значение тока в максимуме, который приближенно одинаков для обеих СР. На врезке: полный вид ВАХ

(400 ГГц, 20-25 дБ) гармоникам стабилизированного гетеродина на лампе обратной волны с частотой 100 ГГц. Результаты измерений показали, что требуемая мощность гетеродина для структур с шестью периодами оказалось меньше на 3-5 дБ, что согласуется с меньшими пороговыми напряжениями для ВАХ указанных структур по сравнению со структурами с восемнадцатью периодами. Использование структур с 18 периодами для стабилизации квантово-каскадного лазера 4.76 ТГц оказалось невозможным из-за больших потерь преобразования. Структуры с 6 периодами имели потери преобразования на 20 дБ меньше и были успешно применены для стабилизации частоты указанного лазера, а также был получен сигнал биений от газового лазера с частотой 5.3 ТГц и 26 гармоникой гетеродина гармонического смесителя [1].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-0058, РФФИ № 15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27.09.2013г. № 02.B.49.21.003) и Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183).

Литература

1. Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А. и др. // Журнал Радиоэлектроники, 2016, № 1, 1.
2. Д.Г. Павельев, Н.В. Демарина, Ю.И. Кошуринов, и др. // ФТП, Т. 38, вып. 9. С. 1141-1146 (2004).
3. S.V. Obolensky, A.V. Murel, N.V. Vostokov and V.I. Shashkin // IEEE Trans. on Electron Devices, 2011, v. 58, № 8, P. 2507-2510.
4. V.A. Kozlov, A.V. Nikolaev, A.V. Samokhvalov // Semicond. Sci. Technol, V. 19, n. 4, P. S99-S101 (2004).

Исследования поперечного скола структур методом комбинационного рассеяния света

С.М. Планкина[1*], О.В. Вихрова[2], Ю. А. Данилов[1], Б.Н. Звонков[2], Н.Ю. Коннова[1], А.В. Нежданов[1], И.Ю. Пашенькин[1]

1 Национальный исследовательский Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*plankina@phys.unn.ru

Методом конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния света исследованы слои GaAs, сформированные методом имплантации ионов Mn^+ с последующим импульсным лазерным отжигом. Комбинация геометрии обратного рассеяния от плоскости (001) и режима латерального сканирования поперечных сколов позволяет сделать вывод о том, что слои в процессе отжига кристаллизуются на всю толщину. На тестовой структуре $In_xGa_{1-x}As$-GaAs с дельта-слоем углерода показано, что латеральное разрешение метода составляет 0.3 мкм.

Спектроскопия комбинационного рассеяния света является чрезвычайно информативным и в то же время неразрушающим методом, не требующим специальной подготовки образцов. Однако в геометрии обратного рассеяния, когда волновые векторы падающего и рассеянного света нормальны к плоскости структуры, можно получить информацию только о приповерхностных слоях толщиной в несколько десятков нанометров. В последнее время появляются исследования, использующие сканирование «с торца» структуры [1]. Такая конфигурация особенно интересна в применении к многослойным структурам. Целью данной работы являлось выяснение возможностей исследования методом конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния света (микроКРС) поперечного скола гетероструктур на основе полупроводников A3B5.

Методика эксперимента

Были исследованы ионно-имплантированные образцы GaAs:Mn после наносекундного импульсного лазерного отжига. Для определения латерального разрешения в качестве тестовой использовалась гетероструктура $In_xGa_{1-x}As$-GaAs с квантовой ямой (КЯ) $In_yGa_{1-y}As$ и дельта-слоем углерода, выращенная методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Исследования спектров КРС проводились на установке «ИНТЕГРА Спектра» при комнатной температуре с использованием лазера с длиной волны 473 нм. Излучение фокусировалось 100× объективом с апертурой NA = 0.95 в пятно диаметром ~1 мкм, мощность пучка составляла ~0.5 мВт. Спектры регистрировались в геометрии обратного рассеяния в двух конфигурациях: от плоскости (001) и от поперечного скола структуры по плоскости спайности (011) в режиме латерального сканирования. Сканирование проводилось вдоль направления роста структуры $<00\bar{1}>$ (обозначено как *z*) с шагом 20–40 нм.

Результаты и обсуждение

При исследовании имплантированных слоев задачей использования спектроскопии КРС было выяснение влияния дозы введенного марганца и импульсного лазерного отжига на свойства имплантированных слоев GaAs:Mn. На рис. 1 приведены спектры КРС от поверхности (001) образцов, имплантированных различными дозами Mn. С ростом дозы имплантации Mn интенсивность LO-моды уменьшается, появляется связанная фонон-плазмонная мода (СФПМ), и трудно сделать вывод о кристаллических свойствах слоев (кривые 3, 4). Исследование поперечного скола структуры позволяет этот вопрос решить, т.к. правила отбора запрещают появление продольной моды и СФПМ от плоскости (011). На спектрах, приведенных на вставке, доминирует разрешенная TO-мода. Это свидетельствует о том, что слои остаются кристаллическими во всем исследованном диапазоне.

Аппроксимация полученных спектров функцией Лоренца позволила построить сдвиг частоты TO-моды в имплантированном слое от характерного для GaAs значения 268.6 $см^{-1}$ (рис.2). В образце с дозой имплантации 10^{13} $см^{-2}$ сдвига TO-моды не наблюдается (кривая 1), ширина на полувысоте меньше 3 $см^{-1}$ и тоже остается постоянной. TO-мода образца с дозой $5\cdot10^{16}$ $см^{-2}$ у поверхности структуры смещается в низкочастотную сторону (кривая 2). Ее ширина на полувысоте меняется в направлении к поверхности от 3 $см^{-1}$ до 10.5 $см^{-1}$. Различия могут быть объяснены образованием твердого раствора GaMnAs при высоких дозах Mn^+. Сдвиг частоты TO-моды в образце с дозой имплан-

тации $5\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ (кривая 2) определяется двумя факторами: неравномерным распределением марганца и напряжениями, возникающими из-за различий параметров решетки твердого раствора и GaAs. Наличие напряжений и их изменение демонстрирует отношение интенсивностей запрещенной LO- и разрешенной TO-моды (вставка на рис.2).

Рис. 1. Спектры КРС поверхности (100) слоев GaAs:Mn с различной дозой имплантации, см$^{-2}$: 1 – $1\cdot10^{13}$, 2 – $1\cdot10^{14}$, 3 – $1\cdot10^{16}$, 4 – $5\cdot10^{16}$. На вставке – спектры КРС от поперечного скола (110) образца с дозой $5\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ на различном расстоянии от поверхности

Оценка максимального содержания марганца по отклонению положения TO-моды (у поверхности, где напряжения, судя по уменьшению интенсивности LO-моды, релаксировали) с использованием данных [2] дает 6 %, что согласуется с результатами оценок другими методами.

Рис. 2. Отклонение частоты TO-моды от положения в GaAs (268.6 см$^{-1}$) в образцах с дозами имплантации 10^{13} см$^{-2}$ (1) и $5\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ (2). На вставке – зависимость от координаты отношения интенсивностей LO- и TO-моды

Считается, что латеральное разрешение при исследовании поперечного скола равно размеру лазерного пучка в фокусе [1], однако в соответствии с критерием Рэлея для λ=473 нм оно должно быть около 0.3 мкм [3]. Для выяснения этого вопроса была использована тестовая структура, схема которой приведена на рис.3. На спектрах КРС (здесь не приводятся), полученных на поперечном сколе структуры в пределах слоя InGaAs, обнаруживается рассеяние на GaAs-подобных и InAs-подобных фононах. Частотное положение и интенсивность фононных мод зависит от координаты сканирования. На рис. 3 приведена такая зависимость для наиболее интенсивной GaAs-подобной TO-моды. Видно, что вблизи дельта-слоя углерода наблюдается заметный низкочастотный сдвиг, который связан с уменьшением параметра решетки и появлением локальных напряжений растяжения в результате замещения мышьяка углеродом. Профиль изменения частоты является сверткой эффективности комбинационного рассеяния, являющейся функцией частоты ν и координаты z, и пространственного распределения интенсивности падающего лазерного пучка. Дельта-слой размывается до 0.3 мкм, что соответствует латеральному разрешению метода для длины волны 473 нм.

КЯ на спектрах КРС не обнаруживается не только из-за слабости сигнала, но и потому, что на частотное положение фононных мод действуют два фактора, компенсирующих друг друга: напряжения сжатия в КЯ приводят к высокочастотному сдвигу, а увеличение содержания In – к низкочастотному.

Рис. 3. Зависимость частотного положения GaAs-подобной TO-моды структуры $In_xGa_{1-x}As$-GaAs от координаты сканирования

Показано, что метод конфокальной микроКРС при сканировании поперечного скола структур позволяет получить информацию о пространственном распределении упругих напряжений с латеральным разрешением 0.3 мкм.

Литература

1. В. А. Володин // Письма в ЖЭТФ, Т. 89(8), 483 (2009).
2. W. Limmer, M. Glunk, S. Mascheck *et al.* // Physical Review B, V. 66. 205209 (2002).
3. Л. Новотный, Б. Хехт. Основы нанооптики. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.

Исследование полупроводниковых гетероструктур на основе HgCdTe в сильном магнитном поле

В.В. Платонов[1,2,*], Ю.Б. Кудасов[1,2], С.С. Криштопенко[3], А.В. Иконников[3], И.В. Макаров[2], Д.А. Маслов[1,2], О.М. Сурдин[2], В.И. Гавриленко[3], Н.Н. Михайлов[4], С.А. Дворецкий[4]

1 Саровский физико-технический институт — НИЯУ-МИФИ, ул. Духова 6, Саров, Нижегородская обл., 607189.

2 Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская обл., 607189.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

4 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

*platonovv@yahoo.com

Представлены результаты измерений магнитопоглощения и магнитосопротивления полупроводниковых гетероструктур на основе HgCdTe с квантовыми ямами в магнитных полях до 40 Тл при температурах, больших температуры жидкого азота. Обсуждаются причины смещения линий поглощения от температуры.

Полупроводниковые гетероструктуры $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с квантовыми ямами (КЯ) представляют большой интерес для фундаментальной физики и техники. Эти низкоразмерные системы имеют дираковский спектр и демонстрируют свойства топологического изолятора [1], двумерного полуметалла [2], а высокая подвижность носителей и нулевая щель делает эти материалы перспективными для терагерцовой оптоэлектроники [3].

Важной задачей, в этой связи, является определение зонной структуры и влияния на нее внешних факторов (температуры, электрических и магнитных полей). Основным методом исследования зонной структуры является проведение магнитооптических (циклотронный резонанс (ЦР), межзонное магнитопоглощение) и магнитотранспортных (квантовый эффект Холла (КЭХ)) измерений. Следует отметить, что в данных материалах, ЦР и КЭХ наблюдаются не только при гелиевых температурах [4–7], но и при азотных [8-10]. Недавно было показано [11–13], что в гетероструктурах на основе CdHgTe с квантовыми ямами с инвертированным зонным спектром увеличение температуры приводит к значительному изменению ширины запрещенной зоны и смене зонной структуры на нормальную. В данной работе представлены результаты исследований температурной зависимости магнитопоглощения в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с КЯ в импульсных магнитных полях до 40 Тл при температурах, больших 77 К.

Методы и подходы

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(013) с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины в ИФП СО РАН. На релаксированном буферном слое CdTe толщиной несколько микрометров выращивались последовательно нижний барьер CdHgTe, квантовая яма HgTe и верхний барьер CdHgTe. Образцы имели ширину квантовой ямы от 7 или 8 нм и, соответственно, обладали инвертированной зонной структурой при низких температурах. Во всех образцах в барьерах проводилось легирование индием, что приводило к образованию двумерного электронного газа в КЯ HgTe с концентрацией несколько единиц 10^{11} $см^{-2}$.

Исследования магнитосопротивления и магнитопоглощения при разных температурах были выполнены в импульсных магнитных полях до 40 Тл в Саровском физико-техническом институте «НИЯУ-МИФИ» [13]. В качестве источника излучения использовался CO_2-лазер (λ = 10,6 мкм). Сопротивление измерялось по двухконтактной схеме.

Для нахождения зонной структуры и уровней Ландау был выполнен численный расчет на основе модели Кейна 8*8. Влияние температуры учитыва-

лось с помощью изменения ширины запрещённой зоны, разрыва зон на гетерогранице и коэффициентов деформации в HgTe и CdHgTe [14].

Результаты и обсуждение

Типичная зависимость магнитосопротивления при T = 80 K в одном из образцов с шириной КЯ 8 нм показана на рис. 1. Хорошо видно, что в поле ~12 Тл наблюдается фундаментальное плато КЭХ, соответствующее фактору заполнения ν = 1. Это означает, что в больших магнитных полях ν < 1, и мы можем наблюдать только циклотронный переход с нижнего уровня Ландау зоны проводимости и межзонный переход из валентной зоны.

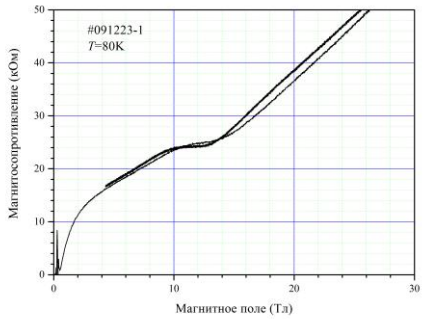


Рис. 1. Зависимость сопротивления образца 091223-1 ($d_{КЯ}$ = 8 нм) от магнитного поля при T = 80 K

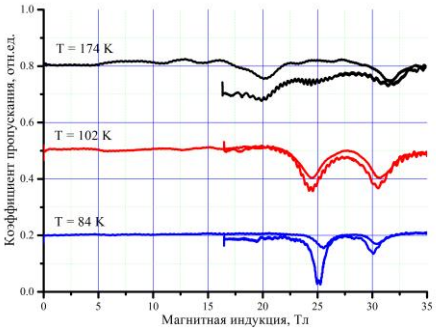


Рис. 2. Спектры магнитопоглощения в образце 091223-1 ($d_{КЯ}$ = 8 нм) при различных температурах. Показаны прямая и обратная ветви магнитного поля

На рис. 2 представлены спектры магнитопоглощения в том же образце. В спектрах наблюдаются 2 линии в магнитных полях, больших 20 Тл. Видно, что положение правой линии в спектре почти не зависит от температуры, что позволяет связать эту линию с ЦР электронов в зоне проводимости, а левую линию с межзонным переходом, поскольку она сильно сдвигается в меньшие поля с ростом T.

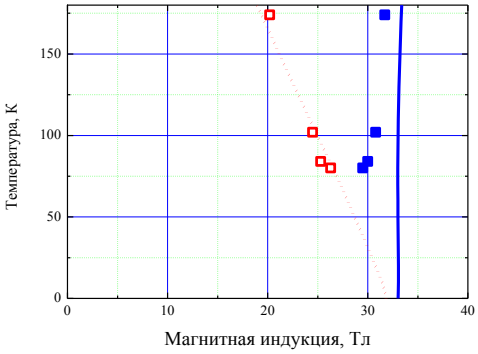


Рис. 3. Зависимость положения пиков магнитопоглощения от температуры в образце 091223-1 ($d_{КЯ}$ = 8 нм) при длине волны излучения 10,6 мкм

Сопоставление с расчетами позволяет идентифицировать линии. На рис. 3 показаны зависимости положения линий поглощения от температуры в данном образце. Как видно из рис. 3, экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетом. Левая линия соответствует переходу –2 → –1, правая — переходу 0 → 1 (обозначения см. в [6]). Переход –2 → –1 является межзонным, а переход 0 → 1 внутризонным в образцах с нормальной зонной структурой (ср., например, с [6]). Такие же результаты были получены и для остальных исследованных образцов. Таким образом, наши исследования подтверждают, что зонная структура с ростом температуры меняется с инвертированной на нормальную.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01103 и 16-08-00337).

Литература

1. B. A. Bernevig *et al.* // Science, 314, 1757 (2006).
2. G. M. Gusev *et al.* // PRL, **104**, 166401 (2010).
3. S.V. Morozov *et al.* // APL, **105**, 022102 (2014).
4. M. Schultz *et al.* // Phys. Rev. B, **57**, 14772 (1998).
5. M. Orlita et al. // Phys. Rev. B, **83**, 115307 (2011).
6. A. V. Ikonnikov *et al.* // Semicond. Science and Technology, **26**, 125011 (2011).
7. M. S. Zholudev *et al.* // Nanoscale Research Letters, **7**, 534 (2012).
8. Ю.Б. Кудасов и др. // Нанофизика и наноэлектроника: Труды XVIII симпозиума, Нижний Новгород, **2**, 597 (2014).
9. В. В. Платонов и др. // ФТП, **49**, 1666 (2015).
10. D.A. Kozlov *et al.* // APL, **105**, 132002 (2014).
11. S. Wiedmann *et al.* // Phys. Rev. B **91**, 205311 (2015).

12. К. Е. Спирин и др. // Нанофизика и наноэлектроника: Труды XX симпозиума, Нижний Новгород, **2** (2016).
13. Ю.Б. Кудасов и др. // ПТЭ, **58**, 78 (2015).
14. *Mercury Cadmium Telluride - Growth, Properties and Applications*, edited by Peter Capper and James Garland (JohnWiley & Sons Ltd., The Atrium, Southern Gate, Chichester, 2011).

Сверхизлучение в системе брэгговских квантовых ям на основе монослоев InAs

Г. Позина[1], М. А. Калитеевский[2,3,4,*], Е. В. Никитина[2,3], Д.В. Денисов[2,3], Н.К. Поляков[2], Е.В. Пирогов[2], Л.И. Горай[2], А.Р. Губайдуллин[2,4], К.А. Иванов[2,4], Н.А. Калитеевская[2,5], А.Ю. Егоров[3,4], S.J. Clark[5]

1 Department of Physics, Chemistry and Biology (IFM), Linkoping University, Linkoping, Sweden, S-58183.

2 Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8, Санкт-Петербург, 194021.

3 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

4 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

5 Department of Physics, Durham University, South Road, Durham, UK DH1 3LE.

* m.kaliteevski@mail.ru

Экспериментально показано существование коллективной сверхизлучательной моды в брэгговской структуре содержащей 60 квантовых ям на основе монослоев InAs, периодически расположенных в матрице GaAs. При исследовании спектров фотолюминесценции обнаружено появление дополнительной сверхизлучательной моды, образованной когерентным взаимодействием ансамбля квантовых ям. Сверхизлучательная мода показывает сверхлинейную зависимость интенсивности и скорости радиационного распада в зависимости от мощности возбуждения. Сверхизлучательная мода не проявляется при возбуждении небольшого количества квантовых ям.

Введение

Эффект сверхизлучения, теоретически предсказанный Dicke [1], заключается в том, что одинаковые близко расположенные эмиттеры излучения излучают не независимо, а взаимодействуют через излучаемое электромагнитное поле, что может приводить, в частности, к увеличению интенсивности излучения. Сверхизлучение было экспериментально обнаружено для квантовых точек. Сходный эффект – усиление коэффициента отражения в брэгговских квантовых ямах (КЯ) (когда расстояние между периодически расположенными КЯ соответствует половине длины волны излучения экситона в КЯ) был предсказан [2] 20 лет назад, однако экспериментально реализован был относительно недавно [3].

В работе [4] мы представляем первое экспериментальное подтверждение излучения с помощью коллективной сверхизлучательной (SR) моды в структуре с брэгговским ансамблем квантовых ям (BMQW), образованной отдельными монослоями InAs, заключенными в матрице GaAs. Нелинейные свойства системы являются благоприятными для различных потенциальных применений, таких как оптические логические устройства и оптические переключатели. SR мода характеризуется суперлинейной зависимостью от интенсивности накачки, что означает более высокую вероятность спонтанного излучения.

Методика эксперимента

Исследуемая структура выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием камеры роста Riber 49 на подложке GaAs ориентации (100). Структура схематически изображена на рис. 1(а), содержит 60 периодов, «активная область» (АО) в каждом периоде состояла из трёх монослоёв (МЛ) InAs, разделенных 10 нм GaAs, АО были разделены слоями GaAs толщиной около 100 нм. Таким образом, АО были разработаны, чтобы соответствовать условию Брэгга.

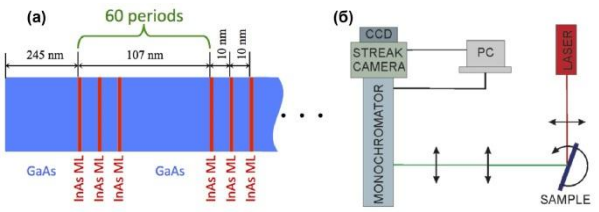


Рис. 1. Схематическое изображение структуры (а). Схема экспериментальной установки (б)

Результаты и обсуждение

Расчет волновых функций локализованных электронных и дырочных состояний (см. рис. 2(с)) по-

казывает, что длина локализации дырочной волновой функции составляет ~ 1 нм. В связи с небольшой эффективной массой электронов в GaAs длина локализации электронов гораздо больше (~ 15 нм). Поскольку расстояние между ближайшими InAs МЛ составляет 10 нм, электрон может рассматриваться как свободная частица. С другой стороны, волновые функции дырок, локализованных в соседних InAs МЛ, перекрываются, что приводит к появлению триплетной структуры в спектрах собственных мод (см. рис. 2(б)), и соответствующим особенностям в спектре отражения (см. рис. 2(а)).

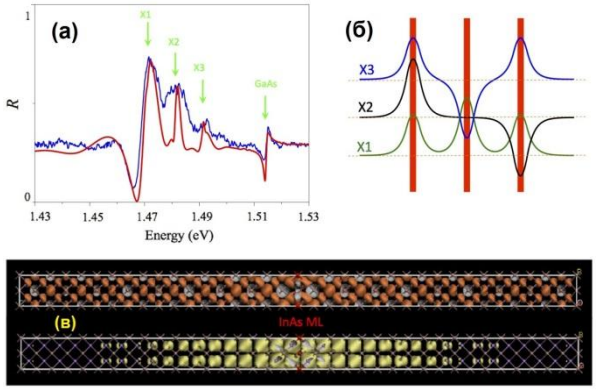


Рис. 2. Спектр отражения, измеренный при 5 К, при нормальном падении света (а). Экспериментальные данные показаны синей линией. Результаты моделирования в соответствии с ММП показаны красной линией. Стрелки указывают на экситонные резонансные энергии. (б) Схематическое изображение связанных экситонов, локализованных в трех монослойных InAs квантовых ямах. (с) Плотность вероятности для электрона (верхнее) и дырочных (нижнее) состояний, локализованных в монослое InAs, рассчитанных по теории функционала плотности

При возбуждении структуры синим лазером λ_{exe} = = 400 нм, который поглощается в приповерхностном слое GaAs, и возбуждает малое число КЯ, в спектре излучения наблюдается одна (экситонная) линия (рис. 3(а)), длина волны которой соответствует энергии экситона, локализованного на монослое InAs в GaAs. При возбуждении структуры лазером λ_{exe} = 800 нм, который равномерно накачивает структуру, в спектре излучения появляется вторая (сверхизлучательная) мода (рис. 3(а)), частота которой меняется при изменении угла детектирования в соответствии с брэгговским условием.

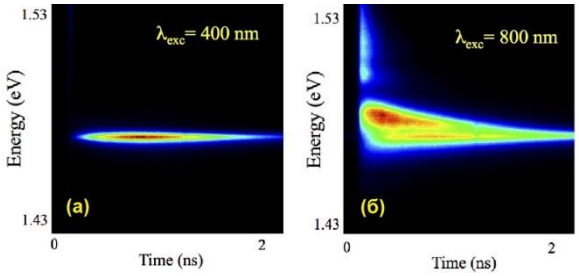


Рис. 3. Изображение низкотемпературной фотолюминесценции (5 К), полученное при измерении лазером с длиной волны 400 нм (а) и 800 нм (б). Угол излучения 40°

Угловая зависимость свойств ФЛ показана на рис.4(а). Видно, что для малых углов излучения SR мода объединяется с X1 модой. При увеличении угла SR мода демонстрирует параболическую дисперсию. Интенсивность экситонной моды растèт линейно с увеличением мощности накачки, в то время как интенсивность сверхизлучательной моды растет сверхлинейно (см. рис. 4(б)). Излучательное время жизни для сверхизлучательной моды падает при увеличении накачки, в то время как для экситонной моды остается постоянным (см. рис. 4(в)). Вышеупомянутые результаты позволяют с высокой вероятностью предположить, что обнаруженный эффект обусловлен сверхизлучением.

Литература

1. R.H. Dicke // Phys. Rev., 93, 99–110 (1954).
2. Е.Л. Ивченко *и др*. // ФТТ, 36(7), 2118 (1994).
3. V.V. Chaldyshev *et al.* // APL, 98, 073112 (2011).
4. G. Pozina, M.A. Kaliteevski *et al.* // Scientific Reports, 5, 14911 (2015).

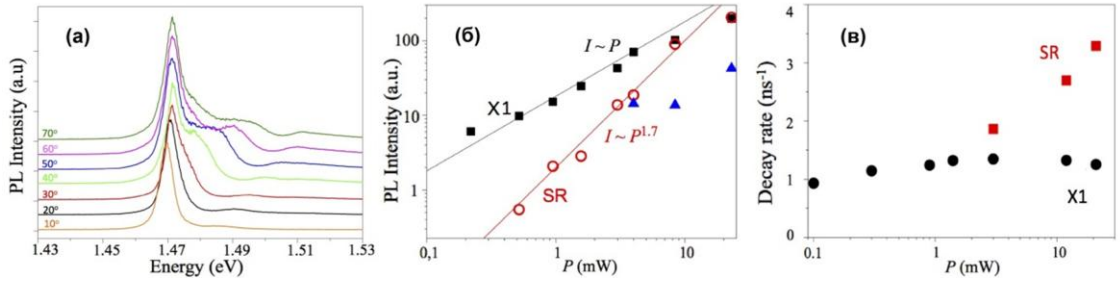


Рис. 4. Спектры ФЛ для различных углов падения света (а). Интегральная интенсивность ФЛ для SR и X1 моды в зависимости от мощности накачки (б). Зависимость скорости затухания ФЛ от мощности накачки для нормальной эмиссии для SR и X1 мод (в)

Широкоапертурное суперпоглощение терагерцовой волны в нанопериодических плазмонных структурах

О.В. Полищук[1, *], В.С. Мельникова[2], В.В. Попов[1, §]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*polischuk.sfire@mail.ru, §popov_slava@yahoo.co.uk

Теоретически исследован спектр поглощения терагерцового излучения периодическим массивом графеновых нанолент, расположенных на поверхности диэлектрика (призмы) с высоким показателем преломления. Показано, что эффект полного поглощения терагерцового излучения может быть достигнут в режиме полного внутреннего отражения терагерцовой волны от периодического массива графеновых нанолент на частотах плазменных колебаний в графене, в широком диапазоне углов падения внешней терагерцовой волны даже при комнатной температуре.

Введение

Нанопериодические плазмонные структуры на основе графена представляют собой физически интересный объект. Поскольку длина возбуждаемой в такой структуре плазменной волны соизмерима с периодом структуры, данная структура образует планарный плазмонный кристалл. С другой стороны, поскольку пространственный период графеновой наноструктуры на 2-3 порядка величины меньше, чем длина волны падающего терагерцового (ТГц)-излучения, эту структуру можно рассматривать как планарную резонансную ТГц-метаповерхность, сильно связанную с ТГц-излучением. В этом случае всю структуру можно характеризовать эффективным поверхностным импедансом, испытывающим резонанс на частотах возбуждения плазменных волн в графене, что позволяет найти условия идеального согласования с падающим ТГц-излучением и определить условия наиболее эффективного возбуждения плазмонов в графене.

Исследования графена, двумерного монослоя графита, представляют большой интерес в последнее время, благодаря уникальным электронным свойствам этого материала, вытекающим из линейного вида (дираковского) бесщелевого энергетического спектра носителей заряда [1]. Графен обладает сильным плазмонным откликом на ТГц-частотах, что обусловлено как высокой плотностью, так и малой коллективной эффективной массой свободных носителей заряда [2, 3]. Использование плазменных колебаний носителей заряда в графене представляется привлекательным, поскольку позволяет сконцентрировать электромагнитное поле вблизи графена и, таким образом, значительно повысить эффективность взаимодействия ТГц-излучения с графеном. Это является важным как с точки зрения изучения физических свойств самого графена, так и для создания ТГц управляющих устройств на основе графена.

Теоретическая модель

В данной работе рассматривается периодический массив графеновых нанолент, расположенный на поверхности диэлектрика с высоким показателем преломления, например ТГц призмы (рис. 1).

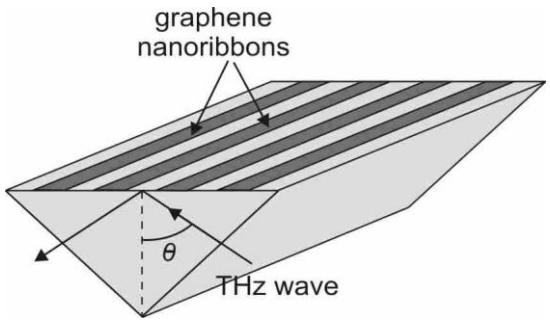


Рис. 1. Схематическое изображение структуры. Внешняя *p*-поляризованная ТГц-волна, падает на массив графеновых нанолент под углом θ изнутри призмы. Плоскость падения ТГц-волны совпадает с плоскостью чертежа

Внешняя ТГц-волна падает на массив графеновых нанолент изнутри ТГц-призмы под углом θ. Направление периодичности массива графеновых нанолент лежит в плоскости падения плоской *p* -

поляризованной ТГц-волны. Задача о падении ТГц-волны на периодический массив графеновых нанолент решалась с использованием самосогласованного электродинамического подхода, аналогичного описанному в [4]. Отклик графена описывается комплексной динамической поверхностной проводимостью [5]:

$$\frac{\sigma_{Gr}(\omega)}{\sigma_0} = \frac{8ik_BT}{\pi\hbar(\omega+i\gamma)}\ln\left[2\cosh\left(\frac{E_F}{2k_BT}\right)\right]+$$

$$+G\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right)+\frac{4i\hbar\omega}{\pi}\int_0^\infty\frac{G(\varsigma)-G(\hbar\omega/2)}{(\hbar\omega)^2-4\varsigma^2}d\varsigma, \qquad (1)$$

где

$$G(\varsigma)=\frac{\sinh(\varsigma/k_BT)}{\cosh(E_F/k_BT)+\cosh(\varsigma/k_BT)}.$$

Здесь $\sigma_0 = e^2/4\hbar$, E_F – энергия Ферми, температура T полагается равной 300K, ω – круговая частота падающей ТГц-электромагнитной волны, e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана и $\hbar$ – приведенная постоянная Планка. Первое слагаемое в формуле (1) описывает отклик в форме Друде с участием внутризонных процессов, описываемых феноменологической скоростью внутризонного рассеяния электронов γ. Второе слагаемое описывает межзонные переходы в графене.

Результаты расчетов и обсуждение

Численно рассчитаны спектры ТГц-поглощения в зависимости от частоты и угла падения внешней волны при различных значениях величины энергии Ферми (рис. 2). Расчеты выполнены для реалистичных параметров массива графеновых нанолент при комнатной температуре и $\gamma = 10^{12}$ с$^{-1}$. В этом случае, поглощение ТГц-волны вызвано преимущественно внутризонными процессами, описываемыми феноменологической скоростью внутризонного рассеяния электронов γ. Поглощение ТГц-волны, связанное с межзонной генерацией электронно-дырочных пар в графене, мало и уменьшается с увеличением энергии Ферми.

Показано, что для режима полного внутреннего отражения, когда угол падения $\theta > \theta_R$, где θ_R – угол полного внутреннего отражения, реализуется эффект полного поглощения падающего ТГц-излучения на частотах плазменных колебаний в графене в широком диапазоне углов падения (узкий темный лепесток на рис. 2). Заметим что эффект полного поглощения падающего ТГц-излучения на частотах плазменных колебаний в графене возможен при соблюдении условия баланса диссипативных и радиационных потерь [6]. Диссипативные потери определяются феноменологической скоростью внутризонного рассеяния электронов γ, радиационные потери зависят от концентрации свободных носителей заряда и определяются положением уровня Ферми.

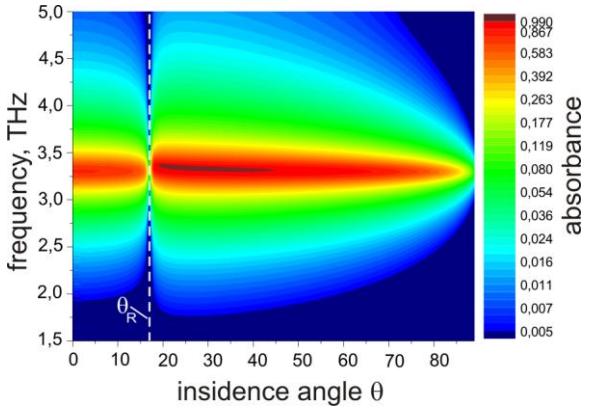


Рис. 2. Спектр ТГц-поглощения для основного плазмонного резонанса в режиме полного внутреннего отражения для массива графеновых нанолент шириной 1 мкм с периодом 2 мкм как функция величины угла падения θ и частоты для E_F = 200 мэВ, $\theta_R \approx 17°$

Резонансная частота плазменных колебаний в графене может варьироваться как положением уровня Ферми так и шириной графеновых полосок. Полученные результаты могут быть использованы для создания компактных, частотно перестраиваемых наноразмерных ТГц управляющих устройств на основе графена.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00814.

Литература

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov *et al.* // Nature, V. 438, 197 (2005).
2. J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González *et al.* // Nature, V. 487, 77 (2012).
3. Z. Fei, A. S. Rodin, G. O. Andreev *et al.* // Nature, V. 487, 82 (2012).
4. Д. В. Фатеев, В. В. Попов, M. S. Shur // Физика и техника полупроводников. Т. 44(11), 1455 (2010).
5. L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov // Eur. Phys. J. B, V. 56, 281 (2007).
6. V. V. Popov, O. V. Polischuk, T. V. Teperik *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 94, No 5, 3556 (2003).

Поляронные состояния в GaAs квантовых ямах в гетероструктурах типа GaAs/AlGaAs с сильным и слабым электрон-фононным взаимодействием

В.Г. Попов[1,*], O.N. Makarovskiy[2], L. Eaves[2], M. Henini[2], J.-C. Portal[3,4,5]

1 Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 143432.

2 School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham NG7 2RD, UK.

3 Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, BP 166, F-38042, Grenoble Cedex 9, France.

4 INSA, 135 Avenue de Rangueil, F-31077, Toulouse Cedex 4, France.

5 Institut Universitaire de France, 103 Bd. St. Michel, F-75005, Paris, France.

*popov@iptm.ru

В работе обсуждается новая серия особенностей, обнаруженных в туннельных спектрах GaAs квантовых ям. Периодическая серия особенностей с периодом 19 мВ наблюдается в широком диапазоне напряжений на фоне особенностей резонансного туннелирования между уровнями квантования в квантовых ямах. В магнитном поле, перпендикулярном плоскостям двумерых слоев, часть особенностей смещается подобно первому резонансу в слабых полях. В сильном же поле зависимость ослабляется. Особенности наблюдаются при туннелировании электронов в квантовую яму с малой концентрацией электронов, где следует ожидать значительное электрон-фононное взаимодействие. При обратном смещении в нулевом магнитном поле наблюдается хорошо известная апериодическая серия особенностей, связанная с фононными репликами. Для объяснения экспериментальных фактов привлекается поляронная модель и рассматривается размерное квантование спектра поляронов в квантовой яме в условиях сильного и слабого электрон-фононного взаимодействия. В результате представляется возможным связать периодическую серию особенностей с межподзонными возбуждениями поляронов в квантовых ямах.

Введение

Поляроны в квантовых ямах (КЯ) исследуют уже более 20 лет и основным методом исследования является магнито-фононный резонанс, наблюдаемый при совпадении целого числа циклотронных энергий с энергиями оптических фононов. В нулевом магнитном поле поляронные состояния (ПС) впервые были обнаружены в туннельных спектрах резонансно-туннельных диодов (РТД) лишь недавно [1]. Для объяснения экспериментальных данных была выдвинута модель резонансного туннелирования в поляронные подзоны (РТПП). Наряду с наблюдением фононных реплик ранее также наблюдались периодические по напряжению особенности в туннельных спектрах [2], в качестве объяснения этих особенностей предлагалось рассмотреть участие в туннелировании межподзонных возбуждений поляронов.

В данной работе мы подробно рассматриваем возможный механизм формирования таких возбуждений. Экспериментальные данные показывают, что одним из возможных явлений, сопровождающих появление межподзонных возбуждений, является автолокализация поляронов [3] на локальном потенциале смещенных атомов в решетке гетероструктуры.

Эксперимент

Исследуемые туннельные диоды подробно описаны в работе [2]. На вставке к рис. 1 приведен профиль дна зоны проводимости исследуемой гетероструктуры. Толщины и состав слоев выбраны таким образом, чтобы все напряжение падало на центральном туннельном барьере. Электроны в КЯ появляются из контактных сильно легированных областей $Al_{0,15}Ga_{0,75}As$. Концентрация двумерных слоев составляет $n_1 = 1{,}2\times10^{11}$ см$^{-2}$ и $n_2 = 3{,}5\times10^{11}$ см$^{-2}$ при нулевом напряжении. В качестве туннельного спектра рассматривается зависимость второй производной тока по напряжению от напряжения смещения, что позволяет устранить фоновую составляющую тока, не связанную с резонансным туннелированием. При этом пикам в резонансном токе при положительной полярности напряжения соответствуют минимумы во второй производной, а при отрицательной полярности максимумы. Наряду с основными резонансами, возникающими при совпадении уровней в КЯ (см. длинные стрелки на рис. 1),

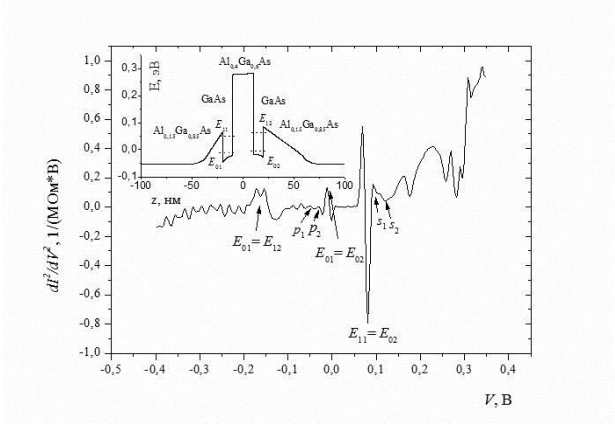


Рис. 1. Туннельный спектр исследуемого диода. Стрелками обозначены особенности резонансного туннелирования. На вставке изображен результат расчета профиля дна зоны проводимости гетероструктуры при нулевом напряжении смещения с указанием состава гетероструктуры и квантовых уровней в КЯ

в туннельных спектрах диодов были обнаружены целый ряд реплик. Реплики $p_{3,2}$ можно связать с туннелированием в ПС, поскольку их положения по напряжению смещения отстоят от положения первого резонанса V_r = - 11,3 мВ на величины, близкие к энергиям продольных оптических фононов в GaAs ε_1 = 36 мэВ, а в AlGaAs ε_2 = 51 мэВ. Однако точные значения расстояний реплик $V_{p2} - V_r$ = 37,7 мВ и $V_{p3} - V_r$ = 57,5 мВ больше соответствуют периодической серии особенностей с периодом 19 мВ, последующих сразу же за первым резонансом, действительно, $V_{p1} - V_r$ = 18,7 мВ. Однако из сравнения вольт-амперной характеристики со второй производной видно, что сравнимые по амплитуде пики во второй производной соответствуют особенностям малой амплитуды в токе, модулирующим более крупные по амплитуде особенности. Такого же вида модуляция обнаруживается и в области второго резонанса (см. Рис. 1). Ранее предполагалось, что период модуляции связан с разностью в энергиях поляронных подзон $\delta\varepsilon_p \approx \varepsilon_2$ - ε_1 = 15 мэВ, сформированных вблизи энергий оптических фононов [2]. Однако появление такого периода следует ждать после фононных реплик, в эксперименте же особенности появляются сразу после основного резонанса.

Обсуждение

Для успешного объяснения периодической серии особенностей необходимо рассмотреть эффект размерного квантования в ситуации поляронного спектра. Если толщина слоя КЯ превышает размер полярона (или электрон-фононное взаимодействие достаточно сильно), то поляронные подзоны не разрушаются и возникающие уровни энергии определяются дисперсией поляронов. При энергиях близких к энергиям продольных оптических фононов дисперсия очень мала, что соответствует большой массе полярона, а значит, незначительному размерному квантованию. В этом случае энергия расщепления поляронных подзон в КЯ может уменьшиться значительно, а именно на величину энергии уровня размерного квантования, отсчитанной от дна зоны проводимости, в нашем случае это $\Delta E_{01} = E_{01} - E_c \approx 25$ мэВ. При заполнении электронами КЯ с учетом уровня Ферми (в нашем случае E_F = 5 мэВ) энергия легких поляронов уже приближается ко дну поляронной подзоны при энергии ε_1. Недостающую энергию электрон или легкий полярон может взять из приложенного напряжения и оказаться в следующей поляронной подзоне, где поляроны уже могут участвовать в межподзонных поляронных переходах.

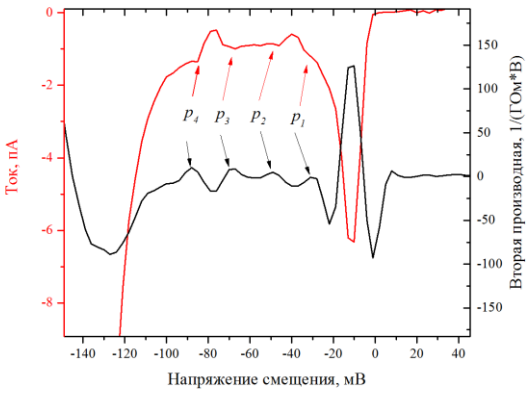


Рис. 2. Туннельный спектр вблизи первого резонанса. Стрелками обозначены особенности фононных реплик

Если же размер полярона велик и превышает ширину КЯ, что соответствует слабому электрон-фононному взаимодействию, размерное квантование разрушает структуру поляронных подзон и формируются новые двумерные поляроны. В этом случае поляронные подзоны формируются при энергиях $E_{01} + \varepsilon_{1,2}$ и межподзонные переходы могут наблюдаться только после фононных реплик на ВАХ, а могут и не наблюдаться вообще. Что и наблюдается на второй производной при положительной полярности напряжения смещения.

Примечательно, что в нашем случае толщина КЯ равна боровскому радиусу в GaAs (10 nm), т. е. радиусу локализации на одиночной донорной примеси Si. Чтобы допустить такой и меньший размер полярона, необходимо рассмотреть деформацию решетки на размере одной ячейки. Формирование таких поляронов малого радиуса связано с явлением автозахвата поляронов, подробно рассмотренного в монографии [3].

Разницу в электрон-фононном взаимодействии при разных полярностях приложенного напряжения возможно понять рассмотрев эффект экранирования. Экранирование значительно ослабляет электрон-фононное взаимодействие в КЯ с большей концентрацией, в которую и осуществляется туннелирование при положительной полярности напряжения смещения.

Заключение

В данной работе представлены результаты подробного экспериментального исследования спектров резонансного туннелирования между квантовыми ямами с различной концентрацией электронов. Обнаруженные особенности туннельных спектров удалось объяснить в рамках экранированного поляронного эффекта. В частности, обнаруженная серия периодических особенностей связана с участием в туннелировании межподзонных поляронных возбуждений, причем обнаружено, что серия начинается от первого резонанса, а не от фононных реплик, как этого следовало бы ожидать, что, по-идимому, указывает на наличие поляронов малого радиуса, которые могут появляться вследствие автозахвата поляронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 13-02-01025.

Литература

1. В.Г. Попов, В.Г. Криштоп, О.Н. Макаровский, М. Хенини // ЖЭТФ, т. 138, 249-254 (2010).
2. В.Г. Попов, M. Henini, L. Eaves, J.-C. Portal // Сборник докладов. Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 10-14 марта 2015, стр. 622-623 (2015).
3. D. Emin “*Polarons*”, Cambridge Uni. Press, p. 21 (2013).

Итерационное моделирование для восстановления структуры полупроводниковых приборов и анализа их радиационной стойкости

А.А. Потехин[*], Е.С. Оболенская, И.Ю. Забавичев, Е.А. Тарасова, А.В. Линев, С.В. Оболенский[§], А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*potehinrf@gmail.com, §obolensk@rf.unn.ru

Обсуждаются особенности проведения физико-топологического моделирования радиационной стойкости серийных полупроводниковых приборов в условиях отсутствия полной информации об их конструкции. Создана и апробирована методика определения недостающих данных и оценки температуры нагрева активной области прибора по данным статических и импульсных вольт-амперных характеристик разной скважности, вольт-фарадных зависимостей для p-n-переходов и барьеров Шоттки, табличных данных о параметрах серийного прибора.

Введение

Физико-топологическое моделирование при анализе радиационной стойкости изделий микроэлектроники выгодно тем, что позволяет применять известные из литературы (и общие для всех приборов) данные о величине изменения параметров полупроводников во время и после радиационного воздействия. Другие методы расчета, например метод эквивалентной схемы, не позволяют использовать указанную информацию в полном объеме, что обусловливает необходимость проведения ресурсоемких экспериментальных исследований на источниках радиационного излучения.

Несмотря на значительные успехи реинжиниринга конструкции полупроводниковых приборов [1, 2], на данный момент не существует единой методики определения электрофизических параметров полупроводниковых структур серийных корпусированных диодов и транзисторов с целью получения достаточного объема исходных данных для проведения двух- и трехмерного физико-топологического моделирования их радиационной стойкости [3].

При оценке радиационного поражения структуры необходимо учитывать два возможных варианта изменения температуры [4]. При ионизации структуры возможен рост значений токов, протекающих через нее, и, как следствие, увеличение рабочей температуры прибора. Во втором случае при облучении возможно образование кластеров радиационных дефектов, что снижает ток через структуру и вызывает понижение рабочей температуры прибора. И то, и другое необходимо учитывать при указанных расчетах. Последнее особенно важно при расчетах зависимостей основных параметров приборов от уровня радиационного воздействия, что необходимо для проектирования радиационностойкой аппаратуры, но не всегда полно отражено в соответствующей справочной литературе.

Целью работы являлось создание методики, позволяющей определять уровень радиационной стойкости серийных полупроводниковых приборов с учетом температуры их активной области в момент облучения.

Эксперимент и апробация методики

В качестве образцов для проверки методики были выбраны диоды на основе p-n-перехода, полевой и биполярный транзисторы, а также диод Ганна. Использование последнего прибора необходимо для апробации, так как межзонные переходы чувствительны как к радиационному воздействию, так и к изменениям температуры.

Полевой транзистор (HEMT) и планарный диод Ганна были выбраны «известными» приборами, т.е. конструкция и параметры их полупроводниковой структуры были известны полностью, а диод на основе p-n-перехода и биполярный транзистор являлись серийными приборами, о которых были из-

вестны только справочные данные. Применение разработанной методики к «известным» приборам позволяло оценить погрешность определения физико-топологических параметров конструкции, а серийные приборы с неизвестной внутренней структурой являлись контрольными. Результаты предсказания уровня стойкости на основе физико-топологической модели [3, 5, 6] затем проверялись экспериментально.

Методика состояла в измерении профилей распределения электронов в полупроводниковых структурах вольт-фарадным методом. Определение геометрических параметров приборов, например сечения канала транзистора, проводилось путем расчета вольт-амперных характеристик и их сравнения с экспериментом. Применялось итерационное уточнение полученных данных путем сопоставления результатов расчета и справочной информации о приборе. Величина стационарного разогрева активной области диодов и транзисторов определялась исходя из сопоставления экспериментальных статических и импульсных вольт-амперных характеристик. Импульсный нагрев за счет поглощения радиационного излучения рассчитывался по методу, предложенному в [5].

В таблице 1 приведены результаты восстановления параметров конструкции и полупроводниковой структуры контрольных приборов.

Таблица 1. Результаты восстановления параметров конструкции и структуры контрольных приборов.

Параметры конструкции	Восстановлен по методике	Точное значение
Концентрация электронов в канале HEMT, 10^{18} см$^{-3}$	1.5	1.8
Расстояние от затвора до канала HEMT, нм	25	27
Ширина канала транзистора, мкм	137	150
Концентрация в активной области диода Ганна, см$^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$
Длина активной области диода Ганна, мкм	1.86	2.0

В таблице 2 приведены результаты сопоставления рассчитанного по предложенной методике и экспериментального значений уровня стойкости исследуемых приборов к нейтронному облучению. Видно, что погрешность определения уровня стойкости составляет не более 30 %. Таким образом, предложенная методика работает корректно.

Таблица 2. Результаты расчета уровня стойкости исследуемых приборов и сравнение с экспериментом

Прибор	Расчет по методике, отн. ед.	Эксперимент, отн. ед.
HEMT	1.15	1
Планарный диод Ганна	0.55	0.72
Диод на основе p-n-перехода	0.15	0.11
Биполярный транзистор	0.34	0.051

Выводы

Предложенная в работе методика восстановления конструктивных параметров серийных полупроводниковых приборов и проведения физико-топологического моделирования их радиационной стойкости имеет более широкую область применения. Аналогичным образом можно проводить расчеты любых видов внешнего воздействия, например моделировать поведение прибора в условиях воздействия импульсов напряжения повышенной амплитуды.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-0058, РФФИ № 15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27.09.2013г. № 02.B.49.21.003) и Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183).

Литература

1. В.В. Лучинин, И.М. Садовая // Петербуржский журнал электроники. Вып.2. С. 5-40 (2009).
2. В.В. Лучинин, А.П. Сазанов, М.Н. Серкова, М.А. Усикова // Петербуржский журнал электроники. Вып.3-4. С.5-27 (2009).
3. С. В. Оболенский // Изв. вузов: Электроника, №6, с.31 (2003).
4. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / Под ред. Е.А. Ладыгина. – М.: Сов. радио, 1980. – С. 47.
5. Е. А. Тарасова, Д. С. Демидова, С. В. Оболенский и др.//ФТП, Т.46, Вып.12 (2012).
6. S.V. Obolensky, A.V. Murel, N.V. Vostokov and V.I. Shashkin // IEEE Trans. on Electron Devices, v. 58, № 8, pp. 2507-2510 (2011).

Подавление переноса электронов в реальном пространстве в сильном электрическом поле в гетероструктурах pHEMT с донорно-акцепторным легированием

Д.Ю. Протасов[1,2*], Д.В. Гуляев[1], А.К. Бакаров[1], А.И. Торопов[1], К.С. Журавлев[1,3]

1 Институт физики полупроводников им. Академика А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск, 630090, пр-т Академика Лаврентьева, 13.

2 Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, 630073, пр- т Карла Маркса, 20.

3 Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, д. 2, Россия.

*protasov@isp.nsc.ru

Исследовано влияние дополнительных потенциальных барьеров, созданных легированием мелкими акцепторами, на дрейфовую скорость электронов в сильном электрическом поле и электролюминесценцию в гетероструктурах pHEMT с донорно-акцепторным легированием (DA-pHEMT). Показано, что в гетероструктурах DA-pHEMT значение дрейфовой скорости в электрических полях 10÷15 кВ/см в 3÷4 раза выше по сравнению с обычными гетероструктурами pHEMT. Кроме того, интенсивность полос электролюминесценции, связанных с рекомбинацией носителей заряда через уровни InGaAs квантовой ямы, не насыщается при увеличении тока через образец. Наблюдаемые особенности сильнополевого транспорта и электролюминесценции свидетельствуют о подавлении переноса электронов в реальном пространстве из квантовой ямы гетероструктур DA-pHEMT в окружающие широкозонные слои в сильном электрическом поле.

Введение

В отличие от объемных полупроводников, в гетероструктурах с двумерным электронным газом (ДЭГ) электроны при нагреве электрическим полем переходят не только в вышележащие X- и L-долины (в пространстве квазиимпульсов), но также выходят из квантовой ямы в окружающие её широкозонные слои, что и является переносом в реальном пространстве (ПРП) [1]. Перераспределение электронов между несколькими слоями гетероструктуры с существенной различной подвижностью сильно меняет полевую зависимость дрейфовой скорости электронов $U_D(E)$. Эта зависимость во многом определяет свойства мощных высокочастотных транзисторов на основе псевдоморфных гетероструктур с повышенной подвижностью электронов (*pseudomorphic high electron mobility transistor*, pHEMT), так как вследствие субмикронных размеров таких полупроводниковых приборов режим сильного поля (когда температура носителей заряда вследствие нагрева электрическим полем значительно превышает температуру кристаллической решетки) достигается даже при относительно небольших прикладываемых напряжениях. В работе [2] было показано, что введение в стандартную гетероструктуру pHEMT слоев, легированных мелкими акцепторами, позволяет на 50% увеличить удельную выходную мощность транзисторов. В то же время механизм увеличения выходной мощности в таких донорно-акцепторных pHEMT (DA-pHEMT) не вполне ясен, поскольку произведение тока стока на напряжение сток-исток, которому пропорциональна выходная мощность транзистора, увеличилось в таких транзисторах лишь на 10÷20%.

Результаты и обсуждение

Исследовались две гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/AlGaAs: обычная гетероструктура pHEMT с подвижностью и концентрацией ДЭГ 7100 см^2/(В×с) и 2.5×10^{12} см$^{-2}$ и гетероструктура DA-pHEMT с подвижностью и концентрацией ДЭГ 4800 см^2/(В×с) и 3.4×10^{12} см$^{-2}$. Значения концентрации и подвижности ДЭГ были предварительно определены по измерениям эффекта Холла.

Для экспериментального определения скорости дрейфа при комнатной температуре измерялась проводимость структуры при приложении коротких субмикросекундных импульсов напряжения. Ис-

пользование этого метода предполагает, что концентрация носителей заряда в образце постоянна. Образцы для измерений были изготовлены методом оптической фотолитографии. Для получения омических контактов напылялись слои Ge/Au/Ni/Au с последующим вжиганием в атмосфере водорода.

Регистрация электролюминесценции (ЭЛ) проводилась спектрометром на основе одинарного дифракционного монохроматора, оснащенным кремниевой CCD матрицей. Измерения ЭЛ проводились при температуре 300 К.

Измеренные при комнатной температуре зависимости дрейфовой скорости электронов от приложенного электрического поля приведены на рис. 1.

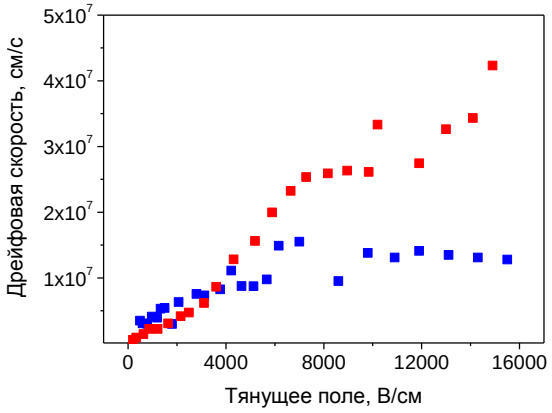


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости от величины тянущего поля: синие квадраты – обычный pHEMT, красные – DA-pHEMT

Как видно из рис. 1, в относительно слабых электрических полях (до 3000 В/см) дрейфовая скорость в образце pHEMT превышает такую в образце DA-pHEMT вследствие более высокой слабополевой подвижности. Однако при увеличении напряженности электрического поля дрейфовая скорость в образце pHEMT выходит на насыщение и начинает уменьшаться – после 10-12 кВ/см наблюдается область отрицательного дифференциального наклона дрейфовой скорости. На полевой зависимости дрейфовой скорости в образце DA-pHEMT участок насыщения отсутствует и скорость продолжает увеличиваться до 4×10^7 см/с при напряженности электрического поля 15 кВ/см, что приблизительно в 3.5 раза больше значений, характерных для образца обычной pHEMT гетероструктуры.

На следующем рисунке 2 построена зависимость интенсивности полос электролюминесценции, связанных с рекомбинацией носителей заряда через уровни квантовой ямы InGaAs, от тока, протекающего через исследуемые структуры.

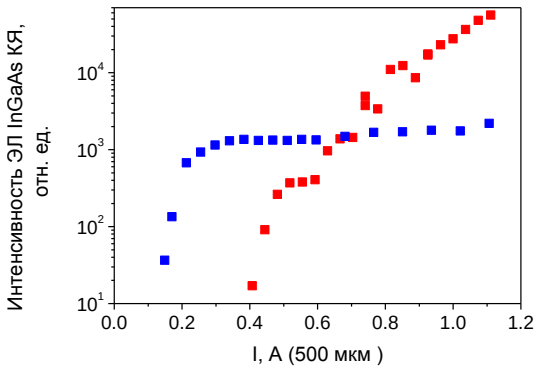


Рис. 2. Зависимость величины ЭЛ от силы тока через структуру: синие квадраты – обычный pHEMT, красные – DA-pHEMT

Как можно увидеть, интенсивность электролюминесценции в обычной гетероструктуре pHEMT насыщается уже при токе в 0.3 А. Тогда как в гетероструктуре DA-pHEMT интенсивность электролюминесценции продолжает повышаться вплоть до максимально прикладываемых токов, составляющих 1.2 А. Кроме того, в спектре ЭЛ гетероструктуры DA-pHEMT отсутствуют полосы, связанные с оптическими переходами в различных слоях гетероструктуры, в том числе и в широкозонных барьерных слоях AlGaAs, и доминируют полосы, связанные с оптическими переходами в квантовой яме InGaAs.

Более высокие значения дрейфовой скорости, отсутствие полос в спектре ЭЛ, связанных с рекомбинацией в широкозонном материале, и отсутствие насыщения интенсивности ЭЛ позволяют заключить, что дополнительные потенциальные барьеры для электронов, сформированные с помощью специального профиля донорно-акцепторного легирования слоев вокруг канала, приводят к уменьшению ПРП электронов из квантовой ямы. Возможно, что подавление этого процесса и является причиной роста удельной выходной мощности транзисторов.

Литература

1. Z.S. Gribnikov et al. // J. Appl. Phys., 77 (4), 1337 (1995).

2. В. М. Лукашин, А. Б. Пашковский, К. С. Журавлев, А. И. Торопов, В. Г. Лапин, Е. И. Голант, А. А. Капралова // ФТП, **48**(5), 684 (2014).

Влияние случайных неоднородностей в пространственном распределении кластеров радиационных дефектов на перенос носителей заряда через тонкую базу биполярного транзистора

А.С. Пузанов[1], С.В. Оболенский[1*], В.А. Козлов[1, 2]

1 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*obolensk@rf.unn.ru

На примере расчета деградации коэффициента усиления по постоянному току биполярного транзистора с тонкой базой проведен анализ влияния флуктуаций в пространственном распределении кластеров радиационных дефектов, возникающих из-за вероятностного характера взаимодействия нейтронов спектра деления с кристаллом. Рассмотрен случай, когда толщина базы сопоставима с размером кластера дефектов, окруженного областью пространственного заряда и являющегося препятствием для электронов. Теоретически показано, что однородное заполнение кластерами дефектов рабочей области транзистора приводит к минимальной деградации его коэффициента усиления.

Введение

Взаимодействие нейтронов с веществом приводит к тому, что нейтрон выбивает один из атомов вещества [1], этот атом с достаточно высокой энергией (до сотен кэВ), двигаясь в среде, сталкивается с атомом среды и, в свою очередь, выбивает его из занимаемого положения. Процесс повторяется, и в результате каскад разветвляется наподобие дерева.

Нарушения кристаллической структуры вдоль траекторий движения атомов отдачи, образованные точечными дефектами – вакансиями и межузельными атомами, диффундируют, частично рекомбинируют, а частично образуют плотные скопления, называемые кластерами радиационных дефектов (КРД). Так как взаимодействие нейтронов с веществом, движение атомов отдачи и диффузия первичных точечных дефектов носят статистический характер, то имеют место пространственные флуктуации концентрации КРД в облученном полупроводнике при макроскопически-однородном сечении упругого рассеяния нейтронов на ядрах атомов.

КРД содержит набор глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника и является эффективным локальным центром рекомбинации носителей заряда, что оказывает существенное негативное влияние на функционирование биполярных транзисторов при нейтронном облучении. Уменьшение толщины базы транзистора снижает влияние увеличения темпа рекомбинации носителей заряда в ней при воздействии дефектообразующих излучений [2]. При близком соотношении толщины базы и диаметра КРД возможно формирование специфических «каналов» для электронов между КРД от эмиттера до коллектора, так что влияние КРД будет минимально. Поэтому чем более упорядоченно распределены КРД, тем слабее они будут влиять на параметры транзистора. Анализу влияния флуктуации концентрации КРД на коэффициент усиления биполярного транзистора с тонкой базой посвящена данная работа.

Результаты и обсуждение

Для расчета распределения КРД в полупроводнике при воздействии мгновенных нейтронов спектра деления рассматривался процесс движения первичного атома отдачи, получающего энергию при столкновении с нейтроном. Для моделирования движения атома отдачи в веществе использовалась программа, аналогичная известной программе SRIM [3]. Траектория каждого атома начиналась с введения его положения (равномерно распределенного для моделируемого объема), направления движения (изотропного в полупространство) и

энергии, выбираемой равновероятно из диапазона от 0 до E_{max}, где

$$E_{\max} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n . \qquad (\phi 1)$$

Здесь A – атомный вес. Энергетический спектр мгновенных нейтронов аппроксимировали зависимостью

$$f(E_n) \sim \exp(-E_n)\sinh\left(\sqrt{2E_n}\right), \qquad (\phi 2)$$

где E_n – энергия нейтрона, МэВ.

Затем прослеживалась последовательность столкновений с атомами вещества, а между столкновениями свободный пробег атома предполагался прямолинейным. На пути каждого свободного пробега энергия атома отдачи уменьшалась на величину электронных потерь энергии, а после столкновения – на величину потерь, связанную с излучением фононов.

Пример расчета пространственного распределения КРД в объеме GaAs приведен на рисунке 1. Видно, что распределение КРД носит резконеоднородный характер. В таблице 1 приведены характерные параметры КРД в объемном GaAs.

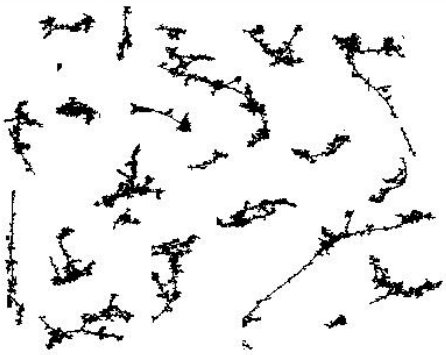


Рис. 1. Реализация распределения КРД в объеме 300×300×300 нм^3. Приведена проекция на грань куба, параллельную плоскости p-n-перехода

Анализ переноса носителей заряда через облученную базу проведен при помощи самосогласованного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнения Пуассона. Зависимость относительной деградации коэффициента усиления по постоянному току биполярного транзистора с тонкой базой от флюенса нейтронного воздействия для однородного и неоднородного заполнения КРД рабочего объема биполярного транзистора приведена на рисунке 2. Установлено, что однородное заполнение приводит к минимальной деградации коэффициента усиления биполярного транзистора с тонкой базой.

Таблица 1. Параметры КРД в объемном GaAs

Флюенс нейтронов, см$^{-2}$		10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}
Концентрация КРД, см$^{-3}$		$2{\cdot}10^{11}$	$2{\cdot}10^{12}$	$2{\cdot}10^{13}$	$2{\cdot}10^{14}$
Расстояние между КРД, нм		1710	794	368	171
Концентрация легирующей примеси, см$^{-3}$	ОПЗ КРД, нм	Расстояние между границами областей пространственного заряда (ОПЗ) КРД, нм			
$2{,}4{\cdot}10^{15}$	171	1539	623	197	0
$6{,}8{\cdot}10^{15}$	119	1591	675	250	52
$1{,}3{\cdot}10^{16}$	94	1616	700	274	77
$3{,}0{\cdot}10^{16}$	71	1639	723	298	100
$1{,}0{\cdot}10^{17}$	46	1663	747	322	125
$5{,}0{\cdot}10^{17}$	27	1683	767	342	144

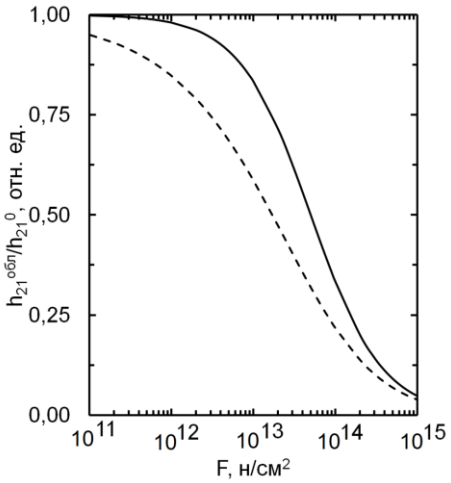


Рис. 2. Относительная деградация коэффициента усиления по постоянному току биполярного транзистора с тонкой базой от флюенса нейтронного воздействия для однородного (—) и неоднородного (- - -) заполнения КРД рабочего объема. Для неоднородного заполнения КРД приведен наихудший случай

Литература

1. И. М. Дремин, О. В. Иванов, В. А. Нечитайло и др. // ЖЭТФ. Т. 125. Вып. 2. С. 362-376 (2004).
2. В. К. Киселев, С. В. Оболенский, А. С. Пузанов // Вестник ННГУ. № 2(1). С.56-59 (2013).
3. J. P. Biersak *et al*. // Nuclear Instruments and Methods V. 174, 257 (1980).

Влияние температуры решетки и поперечного разогрева электронного газа на проводимость полупроводниковых сверхрешеток

Ю.Ю. Романова

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
jul@ipm.sci-nnov.ru

Построена модель, описывающая проводимости полупроводниковой сверхрешетки с учетом поперечного (по отношению к полю) разогрева электронного газа. Показано, что он приводит к расширению областей отрицательной дифференциальной проводимости и непараметрического усиления переменного поля; сужает область параметров, в которой возможно усиление гармонического поля за счет энергии статического.

Введение

Уникальные электрические свойства полупроводниковых сверхрешеток (СР), такие как абсолютная и дифференциальная отрицательные проводимости [1-3], самоиндуцированная и индуцированная прозрачности [2], обусловлены динамикой электронов в узких энергетических мини-зонах и релаксационными процессами, приводящими к разогреву электронного газа. Важную роль играет и рассеяние на оптических фононах [4], интенсивность которого зависит как от ширины мини-зоны, так и от температуры.

Теоретическая модель

В настоящей работе модифицирована модель [5], учитывающая основные механизмы рассеяния электронов и перераспределение энергии и импульса между их степенями свободы, на случай переменного поля. Основные времена:

- $\tau_1(\varepsilon)$ - время хаотизации направления импульса электрона без изменения энергии,
- $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$ - время релаксации энергии электрона, описывающее его переходы между изоэнергетическими поверхностями,
- $\tau_{ee}(\varepsilon)$ - обратная частота электрон-электронных столкновений.

В дальнейшем полагаем:

$$\tau_p^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_{ee}^{-1} + \tau_\varepsilon^{-1},\ \lambda = \tau_P/\tau_\varepsilon\ . \qquad (1)$$

Последний показатель характеризует долю энергии электрона, передаваемой в поперечном направлении.

Поле, действующее на СР, имеет вид:

$$E=E_0+E_1\cos(\omega_1 t). \qquad (2)$$

Используется также безразмерное поле:

$$\widetilde{E} = eEd\tau/\hbar\ . \qquad (3)$$

Основные результаты

Рассчитаны проводимости для СР как с широкими, так и с узкими мини-зонами. В зависимости от соотношения между частотой электрического поля и временами релаксации в системе (параметр $\omega\tau$) возможны разные сценарии развития неустойчивостей.

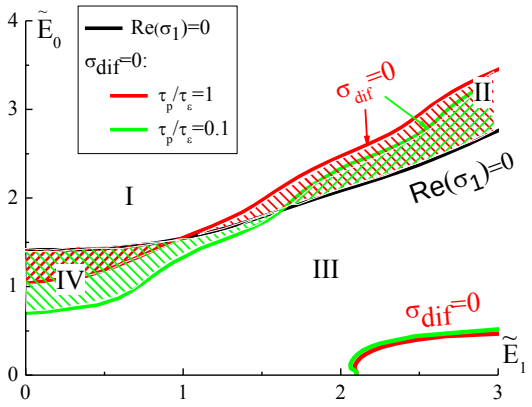


Рис. 1. Область отрицательных значений проводимостей $\mathrm{Re}(\sigma_1(E_C,E_1))$ и $\sigma_{dif}(E_C,E_1)$. $\omega_1\tau_P=0.8$

На рисунке 1 на плоскости амплитуд полей $E_0(E_1)$ показаны четыре области: I – неустойчивы оба по-

ля; II – неустойчиво переменное поле, возможно его усиление за счет энергии статического; III – система устойчива, IV – статическое поле неустойчиво к образованию доменов. Зеленая кривая отвечает за случай сильного поперечного разогрева электронного газа. В случае низкочастотных полей ($\omega\tau<<1$) этих областей остаётся три. На высоких частотах ($\omega\tau>>1$) области II, IV распадаются на много мелких, усиление в которых практически труднореализуемо.

На рисунке 2 показан сдвиг границы области неустойчивости низкочастотного поля ($\sigma_{dif}=0$) в зависимости от степени разогрева для структур с разной шириной минизоны.

Заключение

Установлено, что разогрев электронного газа:

- Существенно анизотропен и зависит от соотношения $\lambda=\tau_p/\tau_\varepsilon$. Он приводит к заметному сдвигу ОДП и уменьшению максимального тока на ВАХ. Пренебрежение поперечным разогревом может привести к ошибкам при экспериментальном определении времѐн релаксации.
- Поперечный разогрев электронного газа существенно влияет на электрические свойства СР с узкими разрешенными мини-зонами и при высоких температурах решетки (параметр $2T_0/\Delta$), и в слабых статических полях.
- Приводит к расширению областей ОДП и непараметрического усиления переменного поля (рис.1).
- Как было показано ранее [6], в низкочастотных полях в узкой области амплитуд возможно усиление гармонического поля за счет энергии статического. Интенсивный разогрев электронного газа сужает эту область параметров.
- Поперечный разогрев электронного газа слабо влияет на границы областей АОП и высокочастотной неустойчивости, но значительно уменьшает величину электрической проводимости.

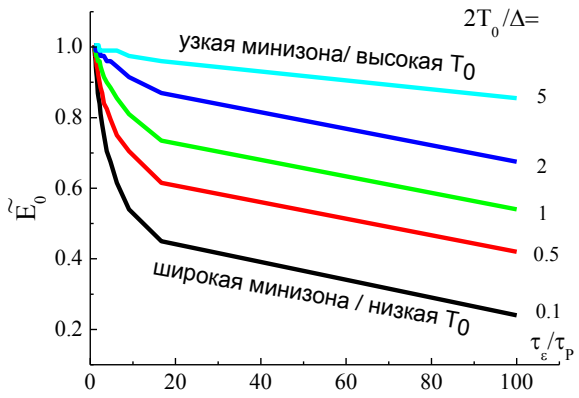


Рис. 2. Влияние поперечного разогрева на границы области ОДП в СР с различным соотношением между шириной мини-зоны (Δ) и температурой решетки (T_0)

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (грант 13-02-00734).

Литература

1. L. Esaki and R. Tsu // IBM J. Res. Dev., V. 14, 61 (1970).
2. Л. К. Орлов, Ю. А. Романов // ФТТ, Т. 19, 726 (1977).
3. B.J. Keay, S. Zenner, S.J. Allen, K.O. Maranovski, A.C. Gossard, U. Bhattacharya, M.J.W. Rodwell. // Phys. Rev. Lett., V. 75, 4102 (1995).
4. Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова // ФТТ, Т. 46, 162 (2004).
5. Ю.А. Романов, Е.В. Демидов // ФТТ, Т. 41, 9, 1698 (1999).
6. Y.A. Romanov, Ju.Yu. Romanova, L.G. Mourokh // Journal of Applied Physics, V. 99, 013707 (2006).

Токовые исследования резонансных гетероструктур на основе n-Ge/GeSi

Ю.Ю. Романова, Д.В. Юрасов, А.В. Антонов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
jul@ipm.sci-nnov.ru

Построена модель, описывающая транспорт в 2-х и 3-х барьерных Ge/GeSi гетероструктурах на Ge подложках. Исследовано влияние рассеяния электронов на вероятность туннелирования и вольт-амперные характеристики.

В настоящее время внимание ученых все чаще обращается к гетеропаре Ge/GeSi с большим содержанием Ge. Эти материалы легко интегрируются в кремниевые микросхемы; образуют гетеропереходы 1-го рода, при этом высота барьера в L-долине электронов может составлять порядка 100 мэВ; в них отсутствует релаксация на полярных оптических фононах, что открывает перспективы в освоении частотного диапазона 5-12 ТГц (рис.1). В частности, Si/GeSi и Ge/GeSi гетероструктуры (ГС) предлагается использовать для квантово-каскадных лазеров [1,2] терагерцового диапазона. Другим высокочастотным приложением германий-кремниевых многослойных гетероструктур могут быть резонансно-туннельные диоды, отличающиеся очень малыми временами переходных процессов (менее 1 пс) [3,4].

В силу непрямозонности таких материалов в квазиимпульсном пространстве их оптические измерения затруднены. Поэтому в литературе имеется широкий разброс данных о расположении зон, долин, параметров упругости и междолинного взаимодействия [1,2]. Другой отличительной особенностью рассматриваемых ГС является близость расположения L-долины в Ge и Δ-долины в слоях GeSi, для которой GeSi слой является ямой. Необходим подбор условий, при которых ток через L-слои будет преобладать над переходами в Δ-долины с большей эффективной массой (рис.2). В связи с эти представляется необходимым теоретическое и экспериментальное исследование возможностей туннелирования в простых двух- или трехбарьерных гетероструктурах с учетом междолинных переходов.

В настоящей работе на основе самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера разработана модель для расчета волновых функций, вероятностей туннелирования (рис.3) и электронного транспорта в GeSi гетероструктурах *n* – типа с учетом различных механизмов рассеяния.

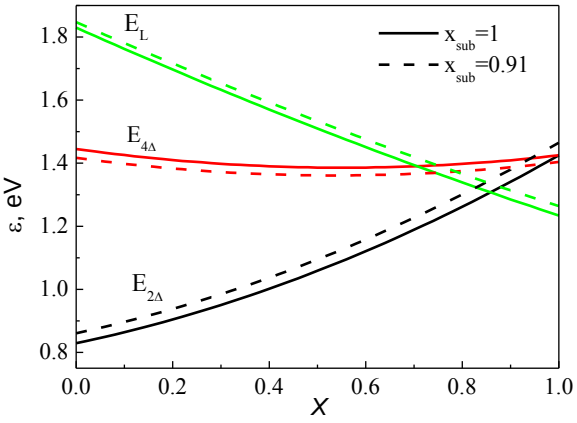


Рис. 1. Зависимость энергии долин зоны проводимости $Si_{1-x}Ge_x$ от *x*. Сплошные линии – Ge-подложка, штриховые – виртуальная подложка с x_{sub}=0.91

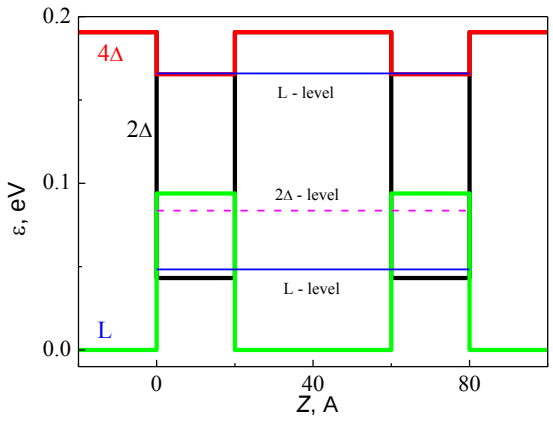


Рис. 2. Расположение долин зоны проводимости и соответствующих им уровней в $Ge/Si_{1-x}Ge_x$ гетероструктуре. X=0.82. d1=d3=40 Å

Проведены первые экспериментальные измерения. Структуры для токовых экспериментов были вы-

ращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на Ge-подложках и легированы Sb по разработанной ранее методике [5]. Содержание Si в барьерах x=0.12.

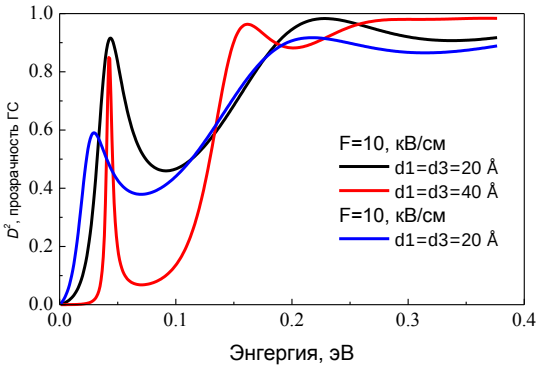


Рис. 3. Зависимость вероятности туннелирования через двухбарьерную структуру в разных электрических полях F учетом рассеяния (штриховые линии) и без него (сплошные)

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (грант 13-02-00734, 16-29-03411).

Литература

1. K.Driscoll, R. Paiella // APL, V. 89, 191110 (2006).
2. T. V. Dinh, A. Valavanis, L. J. M. Lever, Z. Ikonirc, and R. W. Kelsall // PRB, V. 85, 235427 (2012).
3. В.В. Капаев // ЖЭТФ, Т. 148, 349 (2015).
4. S. Suzuki, M. Asada, A.Teranishi, H. Sugiyama and H. Yokoyama // Appl. Phys. Lett., V. 97, 242102 (2010).
5. А. В. Антонов, М. Н. Дроздов, А. В. Новиков, Д. В. Юрасов // ФТП, Т. 49(11), 1453 (2015).

Исследование времен жизни носителей в волноводных структурах с КЯ на основе HgCdTe

В.В. Румянцев[1], М.А. Фадеев[1], С.В. Морозов[1, §], А.И. Кадыков[1], С.А. Дворецкий[2], Н.Н. Михайлов[2], И.В. Тузов[1], К.Е. Кудрявцев[1], В.И. Гавриленко[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск , пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090.

§ more@ipm.sci-nnov.ru

Для волноводных структур с квантовыми ямами на основе CdHgTe, предназначенных для получения стимулированного излучения, из исследований релаксации фотопроводимости экспериментально обнаружена взаимосвязь между характерным временем релаксации фотопроводимости и возможностью наблюдения стимулированного излучения. В волноводных структурах n-типа времена релаксации составляли больше порядка нескольких микросекунд, что позволило создать высокую концентрацию неравновесных носителей в структуре, тем самым обеспечив условия для стимулированного излучения. В случае волноводной структуры p-типа резко (более, чем на два порядка) увеличилась скорость безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла, которая не позволяет не только получить инверсию населенностей, но и наблюдать спонтанную фотолюминесценцию.

Введение

Время жизни неравновесных носителей является важнейшей характеристикой полупроводниковых структур, которая определяет качество структуры и возможность ее использования как приемника или излучателя. Ранее нами было показано, что времена жизни в объемных эпитаксиальных пленках $Hg_xCd_{1-x}Te$ и структурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе $Hg_xCd_{1-x}Te/Cd_{1-y}Hg_yTe$ можно определить по исследованиям релаксации кинетики фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ) при импульсном оптическом возбуждении [1]. Исследования показали, что при слабом возбуждении основным механизмом рекомбинации носителей, определяющим времена жизни, является безызлучательная рекомбинация по механизму Шокли-Рида-Холла (ШРХ) [2, 4]. Однако с увеличением интенсивности возбуждающего излучения этот механизм насыщается и важную роль начинает играть излучательная рекомбинация. Результаты исследований кинетики ФЛ подтвердили наличие «быстрого» участка рекомбинации, обусловленного доминированием излучательных процессов над механизмом рекомбинации ШРХ. Кроме того было показано, что для структур с КЯ время спада ФЛ более чем в 2 раза превышает характерные времена спада ФЛ и ФП в объемных эпитаксиальных пленках при тех же условиях возбуждения и достигает ~5 мкс [3]. На основе полученных результатов был сделан вывод, что механизм ШРХ в структурах с КЯ насыщается быстрее ввиду малого объема активной области и ограниченного количества центров. В данной работе исследовалось влияние времени жизни носителей на излучательные свойства волноводных HgCdTe структур с КЯ n и p-типа.

Исследуемые образцы и результаты

В ходе эксперимента исследовались три типа структур с энергиями межзонного перехода ~120 мэВ (длина волны ~10 мкм): волноводные структуры с КЯ n-типа, волноводные структуры с КЯ p-типа и структуры с объемными эпитаксиальными пленками n-типа.

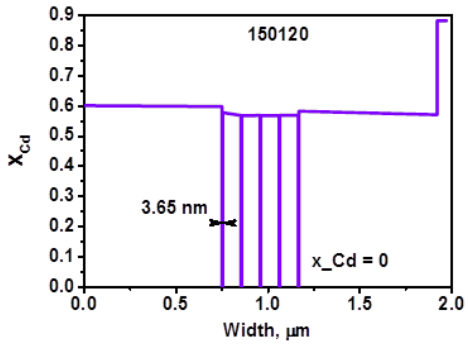


Рис. 1. Распределение доли кадмия в структуре 150120, в которой получено стимулированное излучение на длине волны 9.5 мкм

Результаты измерения времен релаксации ФП волноводных структур, спроектированных для получения стимулированного излучения, то есть обеспечивающих локализацию пучности электромагнитной волны в окрестности КЯ, показали, что в структурах n-типа времена межзонной релаксации составляют ~1 - 3 мкс (рис. 2). Близкие времена наблюдаются и в структурах с объемными эпитаксиальными пленками n-типа с близкой энергией межзонного перехода.

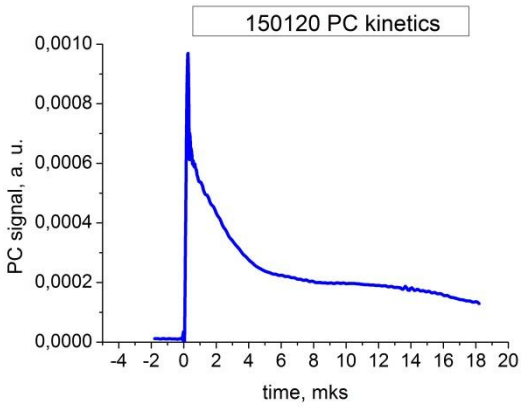


Рис. 2 Кинетика релаксации фотопроводимости образца 150120 (n-типа)

В волноводных структурах с КЯ p-типа наблюдалось существенное (более чем на два порядка) укорочение времени, которое составляло не более ~10 нс (рис. 3).

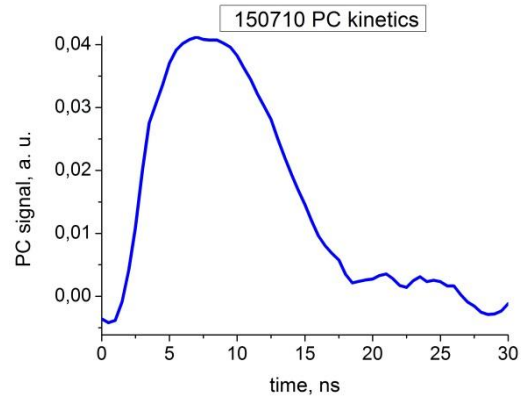


Рис. 3 Кинетика релаксации фотопроводимости образца 150710 (p-типа)

Было высказано предположение, что такие короткие времена, наблюдаемые в волноводных структурах с КЯ p-типа и определяемые безызлучательной рекомбинацией ШРХ, могут существенно снизить эффективность излучательной рекомбинации и, соответственно, увеличить порог для наблюдения стимулированного излучения. Дальнейшие исследования стимулированного излучения в волноводных структурах с КЯ двух типов подтвердили данное предположение. В результате стимулированное излучение удалось получить лишь в волноводных структурах n-типа. Во всех структурах p-типа не удалось наблюдать не только стимулированного излучения, но и спонтанной фотолюминесценции.

Заключение

Таким образом, результаты данной работы позволили установить однозначную связь между временем жизни носителей и возможностью получить стимулированное излучение в соответствующих структурах, а именно: в тех случаях, когда время жизни ~ 10 нс и меньше, условий для возникновения стимулированного излучения не возникает вплоть до интенсивностей накачки 1 МВт/см^2. При этом доминирующим механизмом рекомбинации является рекомбинация ШРХ, поскольку насыщения (примесных) центров не происходит и, несмотря на наличие волновода, обеспечивающего локализацию волны, и оптической накачки, способствующей высокому темпу рождения носителей в зоне, стимулированного излучения не возникает. В том случае, когда время жизни носителей составляет > или ~ 1 мкс, можно говорить о возможности получения стимулированного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (16-02-00685, 15-42-02249, 14-02-01229) и «ЦКП ИФМ РАН».

Литература

1. V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, A. V. Antonov, M. S. Zholudev, K. E. Kudryavtsev, V. I. Gavrilenko, S. A. Dvoretskii, and N. N. Mikhailov // Semiconductor Science and Technology, V. 28 (12), 125007 (2013).
2. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 104, P. 072102, (2014).
3. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 105, P. 022102, (2014).
4. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov, A. V. Antonov, A. M. Kadykov, K. E. Kudryavtsev, D. I. Kuritsin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and V. I. Gavrilenko // Applied Physics Letters, V. 107 (4), 042105 (2015).

Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при различных уровнях возбуждения

В.В. Румянцев[1,2]*, С.В. Морозов[1,2], К.Е. Кудрявцев[1,2], И.В. Тузов[1,2], М.И. Фадеев[1,2], В.И. Гавриленко[1,2], Н.Н. Михайлов[3], С.А. Дворецкий[3], S. Winnerl[4], M. Helm[4]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород.

3 Институт физики полупроводников СО РАН , 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск.

4 Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-zentrum Dresden−Rossendorf, Dresden, D−01328, Bautzner Landstraße.

*rumyantsev@ipmras.ru

Приводятся результаты исследований процессов релаксации неравновесных носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных структурах на основе HgCdTe, как объемных слоев, так и гетероструктур с КЯ. Полученные значения времени жизни носителей указывают на возможность достижения инверсной населенности в структурах с КЯ с шириной запрещенной зоны вплоть до 25 мэВ, что соответствует длине волны ~ 50 мкм при относительно небольших интенсивностях накачки ~ 20 кВт /см^2.

Недавние работы [1-3], посвященные изучению узкозонных структур на основе HgCdTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах, создают предпосылки для разработки длинноволновых лазеров (длина волны 10 – 50 мкм) на основе таких структур. При создании лазеров крайне важно иметь информацию о доминирующих механизмах рекомбинации носителей в структуре при различных условиях возбуждения. Поведение времени жизни при увеличении концентрации неравновесных носителей фактически определяет предельную концентрацию, которая может быть достигнута при заданном уровне накачки, а значит, и возможность создания инверсии населенности в структуре. При этом, несмотря на недавно продемонстрированную длинноволновую фотолюминесценцию (ФЛ) (длина волны 26 мкм) [1] и стимулированное излучение (длина волны 9.5 мкм) [3, 4], остается открытым вопрос о роли безызлучательных механизмов рекомбинации в узкозонных структурах на основе HgCdTe, особенно в структурах с квантовыми ямами (КЯ).

Методика эксперимента

В работе проведен цикл исследований времени жизни носителей в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с КЯ на основе HgCdTe с шириной запрещенной зоны в диапазоне 10 – 100 мэВ. При относительно больших временах жизни (10 нс – 10 мкс) использовалась методика измерения кинетики фотопроводимости (ФП) при импульсном оптическом возбуждении и исследования ФЛ, разрешенные по времени. В наносекундном и субнаносекундном диапазоне времена жизни изучались с помощью методики pump-probe с использованием лазера на свободных электронах.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 показаны времена релаксации ФП в объемных пленках различного состава, измеренные в режиме слабого возбуждения, когда избыточная концентрация фотовозбужденных носителей меньше темновой концентрации, которая составляет (2 – 5)·10^{14} см$^{-3}$. Известно, что темп излучательной рекомбинации падает с уменьшением ширины запрещенной зоны Eg, поэтому из роста времени жизни с Eg следует, что время жизни носителей в условиях, близких к равновесным, контролируется безызлучательными механизмами. Из литературы известно, что при криогенных температурах и невысоких значениях концентрации носителей основным является рекомбинация Шокли-Рида-Холла (ШРХ). Данный процесс обусловлен рекомбинацией через примеси и дефекты в запрещенной зоне и может

быть насыщен при увеличении концентрации носителей. С другой стороны, время излучательной рекомбинации при этом падает, и её влияние становится определяющим [1].

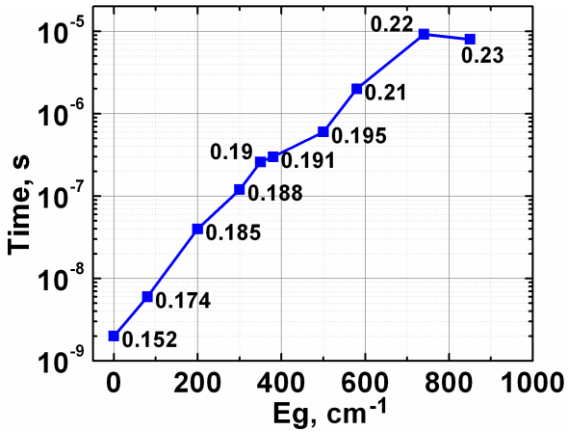


Рис. 1. Времена релаксации ФП в зависимости от ширины запрещенной зоны для объемных слоев HgCdTe различного состава (в подписях указана доля кадмия), полученные в режиме слабого возбуждения при T = 4.2K

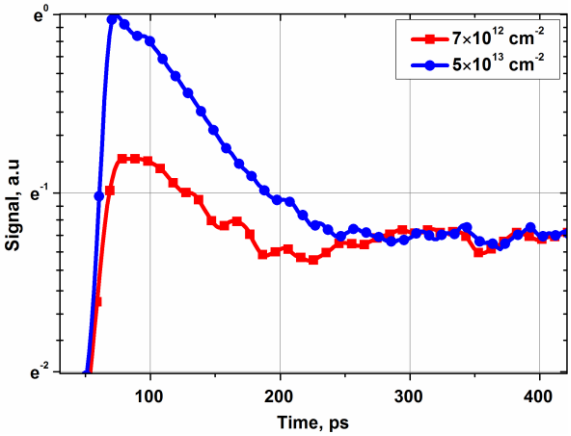


Рис. 2. Динамика пропускания КЯ $Hg_{0.846}Cd_{0.154}Te/Cd_{0.646}Hg_{0.354}Te$ (ширина ямы 30 нм, Eg ~ 25 мэВ) на длине волны 42 мкм при T = 5.5K для различных интенсивностей накачки (указано количество фотонов в импульсе на единицу площади)

С точки зрения создания лазеров, структуры с КЯ предпочтительнее. Однако релаксация носителей в КЯ изучена значительно слабее. В целом, в режиме слабого возбуждения времена межзонной рекомбинации почти на порядок меньше, чем в объемных слоях с близкой шириной запрещенной зоны. Это может быть объяснено наличием дополнительных дефектов на гетерограницах и более быстрым захватом локализованных в яме носителей на примеси. В то же время с увеличением мощности времена не падают, а в некоторых случаях увеличиваются. В структурах с КЯ обнаружен эффект насыщения времени релаксации носителей, отвечающего механизму Шокли-Рида-Холла [2]. Так в образцах с Eg ~ 60 – 100 мэВ времена достигают нескольких микросекунд. В подобных структурах недавно продемонстрировано стимулированное излучение на рекордной длине волны 9.5 мкм [4]. Наибольший интерес вызывает вопрос о возможности увеличения длины волны стимулированного излучения в структурах с КЯ на основе HgCdTe. Поглощение на оптических фононах накладывает принципиальное ограничение на максимальную длину волны, которая лежит вблизи 66 мкм (частота CdTe-подобного TO-фонона составляет 150 $см^{-1}$). В структурах с краем межзонного поглощения в окрестности данной длины волны характерные времена жизни лежат в пс диапазоне, поэтому для их изучения измерялась динамика пропускания образца методом «накачка-зондирование» (pump probe) с использованием лазера на свободных электронах. На рисунке 2 представлены результаты измерений для структуры с Eg ~ 25 мэВ. Видно, что время не падает ниже 100 пс вплоть до концентрации носителей ~ 10^{11} $см^{-2}$, которой, как следует из [5], достаточно для усиления излучения. При таком времени жизни пороговая интенсивность накачки для достижения усиления составит 18 кВт /$см^2$.

В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур". Работа поддержана грантами РФФИ №16-32-60172, №16-32-00609, №15-02-05154, №16-02-00685.

Литература

1. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov *et al.* // Applied Physics Letters, V. 104, 072102 (2014).
2. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov *et al.* // Applied Physics Letters, V. 105, 022102 (2014).
3. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.A. Dubinov *et al.* // Applied Physics Letters, V. 107, 042105 (2015).
4. С.В. Морозов, В.В. Румянцев, А.А. Дубинов и др. Длинноволновая фотолюминесценция и стимулированное излучение в структурах на основе твердых растворов HgCdTe // Тезисы Российской конференции по актуальным проблемам фотоэлектроники «Фотоника», Новосибирск, 12-16 октября 2015 г., с. 62.
5. Morozov, S.V., *et al.* // Semiconductors, 2012. 46(11): p. 1362-1366.

Множественные квантовые ямы AlGaInAs/InP для лазерных диодов с улучшенными частотными характеристиками

Ю.Л. Рябоштан*, А.А. Мармалюк, И.В. Яроцкая, М.А. Ладугин, П.В. Горлачук, А.В. Иванов, В.Д. Курносов, К.В. Курносов, Р.В. Чернов

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3 к. 1, Москва, 117342, Россия.

* yu.ryaboshtan@siplus.ru

Представлены экспериментальные исследования влияния уровня легирования в квантовых ямах $Ga_xIn_{1-x}As$/ $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}As$/InP на положение резонансной частоты электрон-фотонного взаимодействия. Показана важность прецизионности легирования квантовых ям, с целью недопустимости повышения порога генерации лазерных диодов.

Введение

Лазерные диоды (ЛД) диапазонов длин волн 1300-1550 нм на основе гетероструктур (ГС) AlGaInAs/InP широко используются в оптических системах передачи и обработки информации, волоконных усилителях, волоконно-оптических гироскопах, дальнометрии и т. д.

Несмотря на достигнутые успехи в деле продвижения оптоволоконных технологий в повседневную жизнь, важным вопросом остаётся увеличение пропускной способности волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). Одним из способов увеличения пропускной способности оптических линий связи является увеличение резонансной частоты (РЧ) электрон-фотонного взаимодействия. Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) лазера может быть записана в виде [1]:

$$M = 10\log\frac{\omega_0^4}{\left[\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\left(\omega^2\cdot\mu^2\right)\right]},$$

где $\omega_0^2 = 4\pi^2 f_0^2 = v_{gr}\Gamma_a\left(dg/dn\right)_n S_0\left[\left(1+\varepsilon S_0\right)\tau_{ph}\right]^{-1}$ — частота электрон-фотонного резонанса, μ — декремент затухания.

Пути увеличения быстродействия следуют из анализа зависимости частоты электрон-фотонного резонанса от S_0 — плотности фотонов в резонаторе, Γ_a — коэффициента ограничения носителей, $\left(dg/dn\right)_n$ — дифференциального коэффициента усиления, τ_{ph} — времени жизни фотонов в резонаторе.

Первый подход к увеличению быстродействия состоит в максимизации плотности фотонов за счёт уменьшения размеров активной области с одновременным увеличением тока инжекции носителей значительно выше пороговых. Это приводит к разогреву лазера и уменьшению крутизны усиления. Следовательно, важно, чтобы ЛД имел низкий пороговый ток и хороший теплоотвод.

Вторая методика увеличения быстродействия связана с увеличением крутизны дифференциального коэффициента усиления за счёт снижения температуры чипа ЛД и увеличения уровня легирования активной области [2].

Третий способ предполагает уменьшение времени жизни фотонов за счёт уменьшения длины резонатора ЛД, что следует из $\tau_{ph}^{-1} = v_{gr}\alpha$, $\alpha = \alpha_0 + L^{-1}\ln\left[\left(\sqrt{R_1R_2}\right)^{-1}\right]$, α_0 —нерезонансные потери, L — длина резонатора лазера, R_1, R_2 — коэффициенты отражения.

Цель данной работы состояла в изучении влияния конструкции квантоворазмерной активной области лазерной гетероструктуры на возможность повышения быстродействия ЛД.

На практике технологические, эксплуатационные ограничения приводят к необходимости реализации подхода по созданию легированных квантовых ям активной области ЛД. При этом важно сохранить порог генерации лазерного излучения на приемлемом уровне, для чего не превысить допустимый уровень легирования излучающей области ЛД.

Технологическая часть

Гетероструктуры AlGaInAs/InP формировались на подложках n-InP (100). Выращивание таких структур осуществлялось методом МОС-гидридной эпитаксии на установке с горизонтальным кварцевым реактором при пониженном давлении. Источниками элементов III группы являлись триэтилгаллий, триметилиндий и триметилалюминий. Источника-

ми элементов V группы являлись AsH_3 и PH_3. В качестве легирующей примеси для создания p-типа проводимости использовался диэтилцинк, а для n-типа — смесь моносилана с водородом. Температура роста изменялась в диапазоне 650 – 700°C.

Экспериментальная часть

Исследовались ГС с различным количеством квантовых ям в активной области. Для всех образцов также варьировался уровень легирования активной области. Из полученных структур были изготовлены одномодовые ЛД, и изучены их пороговые, мощностные, спектральные и частотные характеристики. Предложенная конструкция легированных множественных квантовых ям активной области позволила достигнуть частоты электрон-фотонного резонанса 15 ГГц для ЛД с длиной волны излучения 1.3 мкм и 12 ГГц для ЛД с длиной волны излучения 1.55 мкм.

На рис.1 представлены амплитудно-частотные характеристики для нелегированной (кривая *1*) и для легированной (кривая *2*) активной области лазера. Пунктиром показаны расчѐтные характеристики с учѐтом паразитных параметров лазера. Горизонтальная линия указывает уровень минус 3 дБ относительно точки характеристики, соответствующей нулевой частоте.

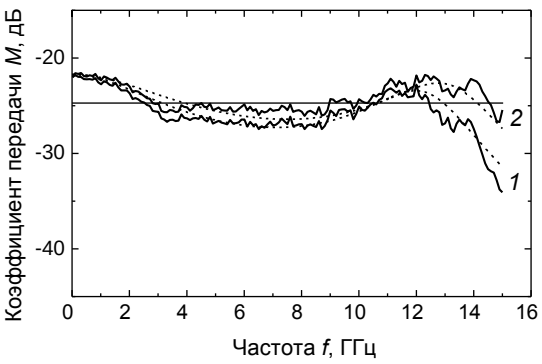


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики для нелегированной (кривая 1) и для легированной (кривая 2) активной области лазера

Заключение

В ходе работы проведены исследования и оптимизация конструкции активной области лазерной гетероструктуры. Изготовлены одномодовые ЛД. Измерены характеристики полученных лазеров. Показана возможность увеличения РЧ электрон-фотонного взаимодействия, без существенного увеличения порогового тока.

Литература

1. В.Д. Курносов, К.В. Курносов, А.В. Иванов и др. // Электронная техника Серия 1. СВЧ-техника, выпуск 3 496 (2008).
2. K. Uomi // Japenes J. Appl. Phys., V. 29, 81 (1990).

Двухчастичные состояния в двумерных электронных системах с инвертированными зонами

В.А. Сабликов

Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А. Котельникова, пл. Академика Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190.
sablikov@gmail.com

Изучена спиновая и псевдоспиновая структура двухчастичных состояний электронов в двумерных топологических изоляторах при наличии кулоновского взаимодействия. Показано, что при определенных условиях взаимодействующие электроны образуют связанные состояния. Найден спектр связанных состояний для модельного отталкивающего потенциала взаимодействия.

Введение

Интерес к структуре двухчастичных состояний инициирован недавними нашими исследованиями электронных состояний на примесном центре [1], которые показали, что связанные на центре состояния образуются при любом знаке примесного потенциала, т. е. электрон локализуется в поле как притягивающего, так и отталкивающего центра. В связи с этим возникает вопрос, не образуется ли связанное состояние двух электронов при кулоновском отталкивании между ними. Для ответа на него требуется прежде всего выяснить спиновую и псевдоспиновую структуру двухчастичных состояний, которая определяет меру участия состояний электронной и дырочной зон в квантовом движении частиц относительно друг друга, и изучить возможные состояния движения пары. Классификация двухчастичных состояний важна также для изучения спектров квантовых состояний в ограниченных системах на основе топологического изолятора.

Двухчастичные состояния

Классификация состояний определяется симметрийными свойствами двухчастичной волновой функции. В обычной системе двух частиц со спином ½ имеются 4 типа состояний, которые разделяются на синглетные и триплетные. В изучаемом случае двухзонной системы имеются 16 двухчастичных состояний, различающихся спином и псевдоспином, который характеризует вклад электронной и дырочной зон в состояние частицы. Ситуация упрощается, если одночастичный гамильтониан обладает S_z симметрией, как в модели Берневига, Хьюза, Жанга (BHZ) [2]. При этом двухчастичный гамильтониан с потенциальным взаимодействием между частицами распадается на четыре независимые матрицы 4×4.

В результате имеются четыре двухчастичные состояния, которые аналогичны синглетным и триплетным состояниям двух спинов, но каждое состояние описывается спинорами четвертого ранга, компоненты которых соответствуют разной конфигурации спинов и псевдоспинов:

$$\Psi_1(1,2) = (|E\uparrow E\uparrow\rangle, |E\uparrow H\uparrow\rangle, |H\uparrow E\uparrow\rangle, |H\uparrow H\uparrow\rangle)^T,$$
$$\Psi_2(1,2) = (|E\uparrow E\downarrow\rangle, |E\uparrow H\downarrow\rangle, |H\uparrow E\downarrow\rangle, |H\uparrow H\downarrow\rangle)^T,$$
$$\Psi_3(1,2) = (|E\downarrow E\uparrow\rangle, |E\downarrow H\uparrow\rangle, |H\downarrow E\uparrow\rangle, |H\downarrow H\uparrow\rangle)^T,$$
$$\Psi_4(1,2) = (|E\downarrow E\downarrow\rangle, |E\downarrow H\downarrow\rangle, |H\downarrow E\downarrow\rangle, |H\downarrow H\downarrow\rangle)^T.$$

Здесь $E\uparrow,\downarrow$ и $H\uparrow,\downarrow$ обозначают состояния электронной и дырочной зон с соответствующей проекцией углового момента. Состояния Ψ_1 и Ψ_4 соответствуют триплетам, а состояния Ψ_2 и Ψ_3 при симметризации по перестановке частиц – еще одному триплету и синглету.

Спектр двухчастичных состояний взаимодействующих электронов изучается путем введения координат относительного движения частиц, $\boldsymbol{r}$, и общего движения пары, $\boldsymbol{R}$. При этом уравнения относительного движения и движения пары как целого строго не разделяются. Так как импульс пары является сохраняющейся величиной, то волновые функции представляются в виде $\Psi(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})=\Psi_{\boldsymbol{K}}(\boldsymbol{r})\exp(i\boldsymbol{K}\boldsymbol{R})$, где волновые функции относительного движения $\Psi_{\boldsymbol{K}}(\boldsymbol{r})$ зависят от полного импульса $\boldsymbol{K}$. Анализ уравнений относительного движения проведен для нулевого полного импульса, т. е. в случае когда электроны двигаются с противоположными импульсами, и показано, что дви-

жение пары как целого не приводит к радикальным изменениям относительного движения, если $\boldsymbol{K}$ невелико.

Связанные состояния пары

Уравнения относительного движения взаимодействующих электронов определяют волновые функции $\Psi_{\boldsymbol{K}}(\boldsymbol{r})$, являющиеся спинорами четвертого ранга для каждого из четырех двухчастичных состояний. Удается найти точное решение этих уравнений для модельного потенциала взаимодействия $v(r)$, который представляется ступенчатой функцией: $v(r) = v$ при $r < r_0$ и $v = 0$ при $r > r_0$.

Основной результат состоит в том, что при определенных условиях происходит образование связанных состояний с энергией (в расчете на одну частицу) в запрещенной зоне одночастичного спектра. В силу аксиальной симметрии потенциала взаимодействия состояния характеризуются радиальным и угловым квантовыми числами, n и m. При отталкивающем взаимодействии ($v > 0$) уровень энергии ε_{nm} лежит выше потолка нижней разрешенной зоны в интервале шириной v, но не больше ширины щели.

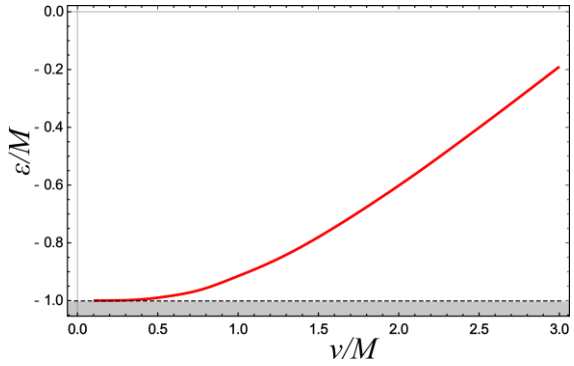


Рис. 1. Зависимость энергии ε основного связанного состояния от потенциала взаимодействия v, полученная для a=2.1, r_0=2l

Связанные состояния возникают, если радиус взаимодействия превосходит характерную для топологического изолятора длину, $l=(B/M)^{1/2}$ в модели BHZ. Она совпадает с характерной длиной локализации краевых состояний у границы. Проведено исследование спектра связанных состояний в зависимости от величины потенциала взаимодействия и радиуса взаимодействия в случае, когда константа гибридизации электронной и дырочной зон достаточно велика (в модели BHZ гибридизация зон определяется параметром $a = A/(MB)^{1/2} > 2$).

Результаты, полученные для состояний синглетного типа, иллюстрируют рисунки 1 и 2. Связанное состояние возникает у потолка нижней зоны и при увеличении потенциала взаимодействия сдвигается вглубь щели, рис. 1.

Связанное состояние возникает, когда радиус взаимодействия r_0 превосходит длину l. При увеличении радиуса взаимодействия возникают состояния с квантовыми числами n = 0, 1, 2,…(рис. 2).

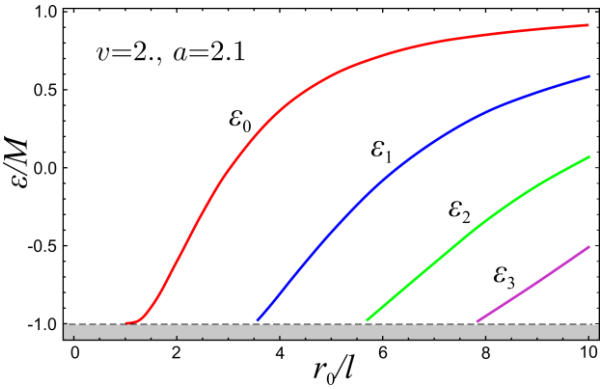


Рис. 2. Зависимость энергии ε связанных состояний с угловым квантовым числом $m = 0$ от радиуса взаимодействия r_0, полученная для a =2.1, v =2M

В связанном состоянии происходит вращение пары электронов относительно общего центра. Вследствие того, что гибридизация зон зависит от импульса, движение пары как целого приводит к изменению относительного движения частиц и в результате к смещению уровней энергии связанного состояния и перестройке пространственного распределения электронной плотности. Радикальные изменения состояния пары происходят, когда импульс $\boldsymbol{K}$ сравним с r_0^{-1}.

Подобные результаты получаются также и для связанных состояний триплетного типа.

Исследования выполнены при частичной поддержке РФФИ и РАН.

Литература

1. V. A. Sablikov, A. A. Sukhanov // Physical Review B, V. 91, 075412 (2015).
2. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S. C. Zhang // Science, V. 314, 1757 (2006).

Особенности детектирования терагерцового излучения асимметричными двухъямными резонансно-туннельными наноструктурами

С.А. Савинов[1, *], В.В. Капаев[1, 2, §], В.Н. Мурзин[1], И.П. Казаков[1], В.И. Егоркин[2]

1 Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991.

2 Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, д. 5, Москва, Зеленоград, 124498.

*s.a.savinov@mail.ru, §kapaev@sci.lebedev.ru

На основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера определены оптимальные конфигурации асимметричных двухъямных РТД структур с точки зрения максимальных величин выпрямленного тока в переменном высокочастотном поле. На основе двухъямных РТД с оптимальными параметрами изготовлены детекторные элементы с планарными антеннами Вивальди, измерены их вольт-амперные, ампер-ваттные и поляризационные характеристики.

Современная твердотельная микроэлектроника испытывает потребность в компактных высокочувствительных детекторах субтерагерцового и терагерцового (ТГц) излучения, работающих в режиме нулевого смещения (zero bias), что обусловлено как упрощением конструкции приемного элемента, так и существенным снижением уровня шумов [1]. Для реализации такого режима вольт-амперная характеристика (ВАХ) активного элемента должна быть сильно асимметрична в нуле. Наряду с широко исследуемыми в этом плане диодами Шоттки, значительный интерес в последнее время стали вызывать резонансно-туннельные диодные (РТД) структуры, характеризующиеся чрезвычайно малыми временами переходных процессов (менее 1 пс) [2], асимметрию ВАХ в которых можно создать, например, за счет специальной асимметричной конфигурации активной области [3]. С технологической точки зрения наиболее простой способ получения такой структурной асимметрии в РТД заключается в варьировании ширин барьеров и/или квантовых ям с сохранением химического состава соответствующих слоев. В принципе, создать ВАХ такого типа можно в простейших одноямных РТД с разными барьерами. Однако, как показано в [4], двухъямные РТД структуры потенциально обладают существенно большей асимметрией ВАХ в случае определенного расположения нижних уровней размерного квантования в квантовых ямах и уровня Ферми в предбарьерных областях относительно друг друга. В настоящей работе приводятся результаты проведенной оптимизации конфигурации двухъямных РТД с точки зрения эффективного выпрямления высокочастотного поля при нулевом постоянном напряжении, а также результаты экспериментальных исследований по детектированию субТГц излучения в режиме нулевого смещения изготовленными детекторными элементами на основе асимметричных двухъямных РТД с оптимальными структурными параметрами.

Расчеты изменений ВАХ РТД в высокочастотном поле проводились с использованием метода решения нестационарного уравнения Шредингера в периодическом по времени электрическом поле, основанного на разложении волновых функций по модам Флоке [4], для систем $In_{0,53}Ga_{0,47}As/AlAs$ и GaAs/AlAs (температура T = 300 K, концентрация примеси в контактных слоях 10^{18} см$^{-3}$). Результаты для этих двух систем оказываются близкими. В качестве основного критерия оптимизации было выбрано условие достижения максимума второй производной ВАХ, которая определяет изменение постоянной составляющей тока ΔI_0 в пределе низкой частоты и амплитуды переменного воздействия. Дополнительным критерием являлась величина предельной ампер-ваттной чувствительности β:

$$\beta = \frac{d^2 I_{st}}{dV_{dc}^2} \Big/ 2\frac{dI_{st}}{dV_{dc}}. \qquad (1)$$

Показано, что оптимальными являются структуры с ширинами квантовых ям в районе 100 и 90 Å, центрального барьера около 15 Å и крайних барьеров 10–12 Å, при этом значение β лежит в диапазоне 30–100 А/Вт. Т. е. такие двухъямные структуры

могут быть в несколько раз более эффективными, чем устройства на основе стандартных диодов Шоттки ($\beta_{ДШ} \leq e/2kT \approx 20$ А/Вт).

Экспериментальные образцы детекторных элементов были изготовлены на основе выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии двухъямной GaAs/AlAs РТД гетероструктуры с номинальными толщинами слоев в активной области 12/**100**/20/**90**/12 Å. Мезаструктура с РТД, диаметром 2 мкм, размещалась в обычной точке запитки планарной широкополосной антенны Вивальди. С целью уменьшения емкости микрополосковой линии часть верхнего контакта к мезе представляла собой воздушный мостик (air bridge). Источником СВЧ-волн являлся генератор на ЛПД с частотой 111 ГГц и выходной мощностью порядка 100 мВт, линейно поляризованное излучение которого, после прохождения через калиброванный аттенюатор, выходило из рупора в свободное пространство и затем фокусировалось на образец. Предварительные измерения статических характеристик выявили значительную асимметрию ВАХ выращенных РТД структур: величина второй производной ВАХ при нулевом смещении составила порядка 0.05 А/В^2, величина β в лучших образцах достигала 20 А/Вт. В результате экспериментов по детектированию установлено, что диапазон линейной зависимости величины выпрямленного тока ΔI_0 от мощности падающего СВЧ-излучения составляет не менее 40 дБ. Показано, что детекторные элементы обладают сильной поляризационной чувствительностью — измеренная поляризационная зависимость имеет форму «восьмерки» с соотношением величин $\Delta I_0^{max}/\Delta I_0^{min}$ (напряженность высокочастотного поля направлена поперек и вдоль лепестков антенны, соответственно) не менее 100:1.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №14-02-00658) и Министерства образования и науки (задание № 2014/101).

Литература

1. L. Liu, J. L. Hesler, H. Xu, *et al*. // IEEE MWCL, **20**, 504 (2010).
2. J.S. Scott, J.P. Kaminski, M. Wanke, *et al.* // Appl. Phys. Lett. **64**, 1995 (1994).
3. S. Takahagi, H. Shin-ya, K. Asakawa, *et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 01BG01 (2011).
4. В.В. Капаев // ЖЭТФ, т.148, вып. 2, с. 349 (2015).

Исследование возможности создания излучающих структур на диапазон длин волн 1.3 мкм с метаморфными буферными слоями InGaAs, GaAsSb и квантовой ямой InGaAs

И.В. Самарцев*, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, О.В. Вихрова, Д.А. Колпаков

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.
*woterbox@mail.ru

Проведены исследования структур, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs с метаморфными буферными слоями InGaAs и GaAsSb при равных концентрациях In и Sb. Исследованы излучательные свойства и определены оптимальные условия роста метаморфных буферных слоев. Изготовлена и исследована излучающая структура на диапазон длин волн 1,3 мкм с метаморфным буферным слоем GaAsSb и квантовой ямой InGaAs.

Введение

В настоящее время большой интерес представляют лазеры на длину волны 1.3 мкм, применяемые в оптических линиях связи. Для создания подобных лазеров используются дорогостоящие подложки InP. Однако существует способ создания лазерной структуры на 1.3 мкм на подложке GaAs, связанный с применением метаморфных слоев [1, 2]. Обычно в качестве метаморфных слоев используются слои InGaAs, выращиваемые с градиентом состава.

В данной работе приводятся результаты сравнения фотолюминесцентных свойств метаморфных буферных слоев InGaAs и GaAsSb на подложках GaAs, представлены результаты исследования спектров фото- и электролюминесценции квантовых ям InGaAs, выращенных на метаморфных буферных слоях GaAsSb.

Экспериментальные образцы

Исследуемые структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном кварцевом реакторе на подложках n-GaAs.

Для выявления оптимальных условий роста была получена серия структур с метаморфными слоями InGaAs и GaAsSb. На подложке растился буферный слой GaAs, далее - метаморфный буферный слой InGaAs или GaAsSb с содержанием In и Sb около 18%. Варьировались температура и скорость роста. На основе исследований фотолюминесценции установлено, что оптимальная температура и скорость роста метаморфных слоев в наших условиях 580 °C и 2 Å/c соответственно. Толщины слоев исследуемых структур представлены в таблице 1(А,Б). С использованием полученных результатов была выращена структура с буферным слоем GaAsSb и квантовой ямой InGaAs (табл.1 (В)).

Таблица 1. Толщины слоев исследуемых структур.

№ слоя	Слой	Толщина слоя, нм
А) Структура с буферным слоем GaAsSb		
1	n^+- GaAs	подложка
2	*n*- GaAs	120
3	*n*- GaAsSb	360
4	GaAsSb	1000
5	p^+- GaAsSb	450
Б) Структура с буферным слоем InGaAs		
1	n^+- GaAs	подложка
2	*n*- GaAs	120
3	*n*- InGaAs	360
4	InGaAs	1000
5	p^+- InGaAs	450
В) Структура с квантовой ямой		
1	n^+- GaAs	подложка
2	*n*- GaAs	300
3	*n*- GaAsSb	500
4	КЯ InGaAs	8
5	p^+- GaAsSb	500

Результаты и обсуждение

Результаты исследования фотолюминесценции двух типов метаморфных слоев представлены на рисунке 1. На спектрах виден один пик с длиной волны 1,08 мкм, что соответствует содержанию In (а) или Sb (б) ≈18 ат. %.

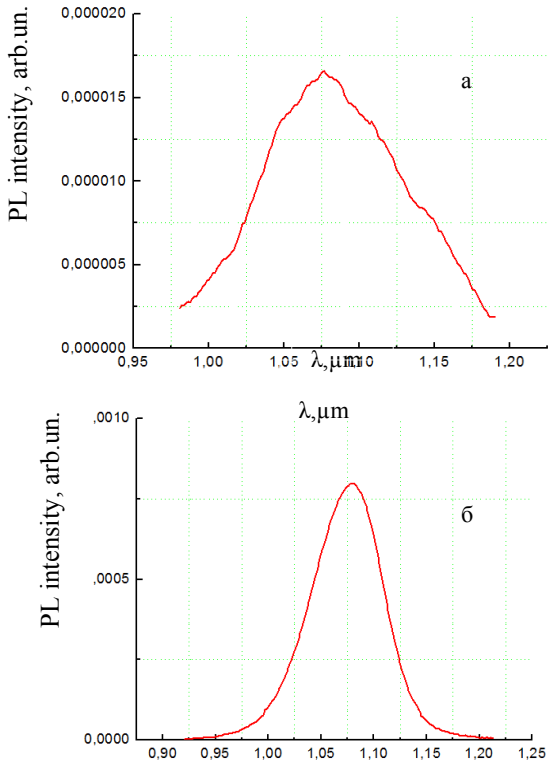


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции метаморфных слоев InGaAs (а) и GaAsSb (б) при комнатной температуре

Как видно из графиков, интенсивность фотолюминесценции метаморфного буферного слоя InGaAs на два порядка ниже, чем интенсивность фотолюминесценции метаморфного буферного слоя GaAsSb, что, по-видимому, связано с увеличением безызлучательной рекомбинации, вследствие прорастающих дислокаций в объем метаморфного слоя InGaAs. Хорошие оптические качества слоев GaAsSb подтверждаются в работе [3], где наблюдалась суперлюминесценция от такого слоя при относительно невысоких плотностях оптического возбуждения.

Получены спектры фото- и электролюминесценции изготовленной излучающей структуры с метаморфным буферным слоем GaAsSb, квантовой ямой InGaAs с долей In около 50%, содержащей p-n-переход при комнатной температуре (рис. 2, 3).

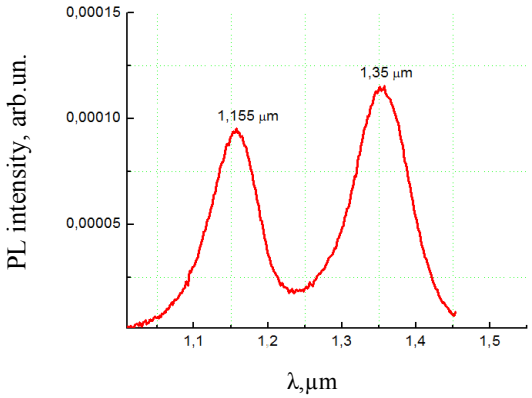


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции структуры с метаморфным слоем GaAsSb и квантовой ямой InGaAs при комнатной температуре

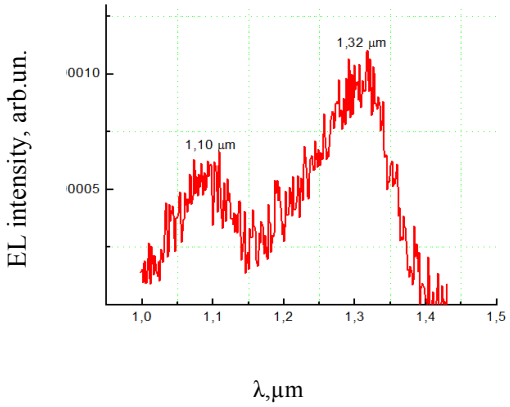


Рис. 3. Спектр электролюминесценции структуры с метаморфным слоем GaAsSb и квантовой ямой InGaAs при комнатной температуре, излучение собиралось с торца структуры

На спектрах наблюдается два пика. Пик с длиной волны 1,1 мкм соответствует излучению буферного слоя GaAsSb, второй пик с длиной волны 1,3 мкм соответствует излучению квантовой ямы InGaAs.

Таким образом, показана возможность создания излучающих структур с квантовой ямой InGaAs и волноводным слоем GaAsSb на длину волны 1,3 мкм.

Литература

1. Wang Hai-Li, Wu Dong-Hai, Wu Bing-peng, *et al.* // Chin. Phys. Lett., Vol. 26, №1 (2009) 014214.

2. D. Wu, H. Wang, B. Wu *et al.* // Electronics Letters 27th March, Vol. 44, №7 (2008).

3. В.Я.Алешкин, А.А. Дубинов, К.Е. Кудрявцев, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, О.В. Вихрова, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков // ФТП, Т. 50, В, 5 (2016).

Возбужденные состояния экситонов в кристаллах закиси меди: теория и эксперимент

М.А. Семина[1,*], М.М. Глазов[1], J. Thewes[2], J. Heckotter[2], T. Kazimierczuk[2], M. Aßmann[2], D. Frohlich[2], M. Bayer[1,2]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Technische Universitat Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany.

*msemina@gmail.com

Развитие современных спектроскопических методик сделало возможным наблюдение *P*-состояний экситонов «желтой» серии в Cu_2O с главным квантовым числом $n \leq 25$. Такие экситоны являются аналогами ридберговских атомов, их характерный размер достигает микрон. Исследование тонкой структуры спектров поглощения возбужденных состояний экситона показало отступление от водородоподобной модели, хорошо себя зарекомендовавшей для описания экситонов в объемных кубических полупроводниках. Более того, нарушение сферической симметрии приводит к смешиванию состояний с большим угловым моментом, таких как *F*- и *H*- состояния, с *P*- состояниями. Это приводит к проявлению *F*- и *H*-экситонов в оптических спектрах закиси меди. Здесь приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований тонкой структуры экситонных состояний в Cu_2O. *F*-состояния экситонов проявляются в виде триплетов, расщепление внутри которых убывает с ростом *n*. Сопоставление экспериментальных данных и результатов расчета позволило определить параметр, отвечающий за гофрировку валентной зоны в Cu_2O. Обсуждается влияние внешнего электрического поля на экситоны в закиси меди. Показано, что оно, наряду с кристаллической анизотропией, также приводит к смешиванию экситонных состояний и к появлению в спектрах пропускания дополнительных линий, связанных с *S*- и *D*- состояниями, запрещенными в нулевом поле.

Введение

Экситоны играют определяющую роль в оптических свойствах полупроводников. Обычно в полупроводниках кубической симметрии экситонные состояния описываются в рамках водородоподобной модели, в которой энергия связи состояния с главным квантовым числом n дается формулой $E_b=Ry/n^2$, где Ry – экситонный Ридберг. Для кулоновского потенциала состояния, соответствующие одному главному квантовому числу n, вырождены не только по магнитному квантовому числу m, но и по азимутальному квантовому числу l, что является следствием наличия нетривиального оператора Рунге-Ленца, коммутирующего с гамильтонианом. В кристалле такое вырождение снимается, однако, как правило, расщепление состояний с фиксированным n мало, например, по сравнению с уширением уровней за счет дефектов и экситон-фононного взаимодействия. В данной работе впервые продемонстрировано проявление кубической объемной симметрии кристалла в тонкой структуре экситонных состояний на примере объемной Cu_2O. Такие кристаллы являются уникальными объектами для изучения тонкой структуры экситонных спектров, так как сочетают, с одной стороны, исключительное качество природных кристаллов (ширина линии экситонов < 1 μeV), а с другой – большую энергию связи экситона, $Ry \approx 90$ meV. Именно в закиси меди были произведены первые наблюдения экситонов большого радиуса [1]. Развитие современных спектроскопических методик позволило в недавних экспериментах наблюдать *P*-состояния «желтой» экситонной серии с главными квантовыми числами n вплоть до $n=25$ [2].

Тонкая структура экситонных состояний

В закиси меди состояния вершины валентной зоны (представление Γ_7^+ группы симметрии O_h) и дна зоны проводимости (представление Γ_6^+) обладают одинаковой четностью, поэтому в однофотонном поглощении и пропускании наблюдаются состояния с нечетными огибающими волновыми функциями – *P*-экситонные состояния, характеризуемые угловым моментом огибающей $L=1$ [3,4]. Симметрийный анализ [5] показывает, что наряду с *P*-состояниями в спектрах поглощения и пропускания должны также проявляться *F*- и *H*-состояния экситонов, соответствующие $L=3$ и 5 (состояния с большими нечетными L допу-

стимы, но, по оценкам, не могут быть разрешены экспериментально).

Действительно, на высокоэнергетическом крыле *P*-состояний при $n \geq 4$ и вплоть до n=12 наблюдаются триплеты, расщепление линий в которых и их энергетическое расстояние до соответствующей линии *P*-экситона убывает с ростом n. Интенсивность триплетов в спектрах пропускания составляет несколько процентов от интенсивности линий *P*-экситонов [5]. Теоретико-групповой анализ показывает, что *F*-состояния «желтой» серии могут проявиться в виде четырех линий в спектре, одна из которых содержит существенный вклад от спин-запрещенного параэкситонного состояния и оказывается значительно слабее остальных.

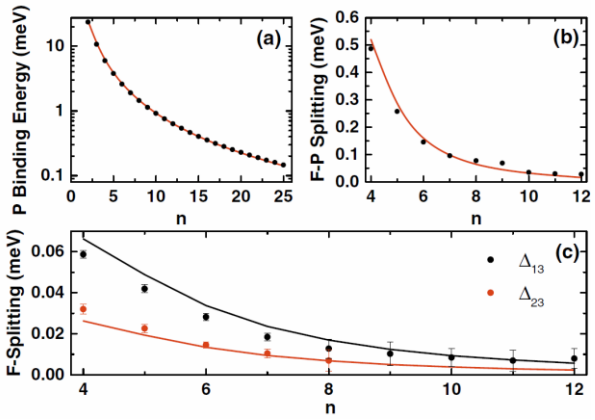


Рис. 1. Сравнение расчета и экспериментальных данных: (a) энергия связи *P*-экситона; (b) расщепление между *F*- и *P*-состояниями; (c) расщепления внутри триплета *F*-экситонов в зависимости от главного квантового числа n

На Рис. 1 показаны измеренные в эксперименте и рассчитанные энергии связи *P*-состояния экситона в зависимости от n, а также расщепление между *P*-состоянием и центром триплета *F*-состояний и расщепления внутри триплета *F*-состояний. Детали расчета описаны в [5], использовался единственный подгоночный параметр $\delta=(\gamma_3-\gamma_2)/(\gamma_1+m_0/m_e)$, отвечающий за гофрировку валентной зоны, где γ_1, γ_2, γ_3 — параметры Латтинжера, m_e — эффективная масса электрона, m_0 — масса свободного электрона. Сопоставление расчетов и данных эксперимента позволило впервые определить значения всех параметров Латтинжера для валентной зоны закиси меди: $\gamma_1 = 1.79$, $\gamma_2 = 0.82$ и $\gamma_3 = 0.54$. Отметим, что отрицательное значение $\delta=-0.1$ находится в согласии с результатами микроскопических расчетов [5].

Влияние внешнего электрического поля

Электрическое поле приводит к смешиванию экситонных состояний различной четности. На рис. 2 представлены результаты расчета спектра поглощения вблизи мультиплета с n=3 в зависимости от величины поля, приложенного вдоль оси z||[001]. Расчет предсказывает появление в спектрах линий, соответствующих *S*- и *D*-экситонным огибающим. Сопоставление теории и эксперимента открывает возможности для исследования тонкой структуры «темных» экситоннных состояний.

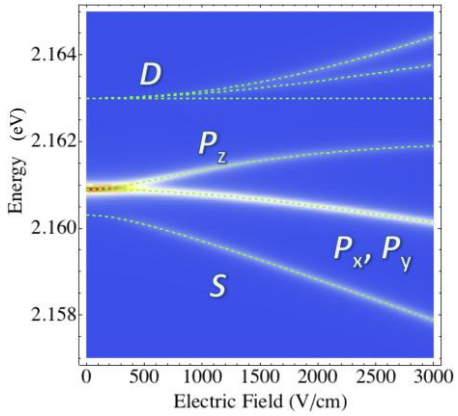


Рис. 2. Рассчитанный спектр поглощения закиси меди в зависимости от величины внешнего электрического поля. Пунктирные линии – положения соответствующих экситонных уровней

Работа частично поддержана РФФИ и DFG (в рамках программы ICRC TRR 160), грантом Президента РФ МД-5726.2015.2 и фондом «Династия».

Литература

1. Е. Ф. Гросс и Н. А. Каррыев // ДАН СССР, 84, 261 (1952).
2. T. Kazimierczuk, D. Frohlich, S. Scheel, H. Stolz, M. Bayer // Nature, 514, 343 (2014).
3. V. T. Agekyan // Phys. Stat. Sol. (a), **43**, 11 (1977).
4. Ch. Uihlein, D. Fröhlich, and R. Kenklies // Phys. Rev. B, **23**, 2731 (1981).
5. J. Thewes, J. Heckötter, T. Kazimierczuk, M. Aßmann, D. Fröhlich, M. Bayer, M.A. Semina, M.M. Glazov // Phys. Rev. Lett., **115**, 027402 (2015).

Фотолюминесценция дисковых резонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур n(Ge QDs-Si)/SOI

С.М. Сергеев* [1], М.В. Степихова[1,2], А.В. Новиков[1,2], В.А. Вербус[1], З.Ф. Красильник[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

*sj@ipmras.ru

В работе приводятся результаты исследований дисковых микрорезонаторов (с диаметрами 5 – 40 мкм), сформированных на базе светоизлучающих структур n(Ge QDs-Si)/SOI. Исследования проводились методом микрофотолюминесценции (микроФЛ) в диапазоне длин волн 1,3 – 1,7 мкм, соответствующем диапазону излучательной способности структур с нановстровками Ge(Si) (Ge QDs). В сигнале ФЛ исследуемых структур обнаружен вклад резонансного характера, связываемый с модами шепчущей галереи, определены значения добротности резонансных пиков. Для дисков разного диаметра экспериментально полученные значения добротности составили Q ~ 100 ÷ 500.

Введение

Интерес, проявляемый в последнее время к оптическим микрорезонаторам, связан с возможностью их использования в устройствах современной оптоэлектроники. Развитие оптоэлектроники на кремнии представляет особый интерес, что обусловлено, прежде всего, прогрессом в развитии компьютерных технологий, телекоммуникационных систем связи и др. [1].

В данной работе приводятся результаты исследований дисковых микрорезонаторов, изготовленных на базе светоизлучающих кремниевых структур: структур с низкоразмерными островками Ge(Si), представляющими интерес с точки зрения возможностей создания на их основе активных элементов кремниевой оптоэлектроники.

Методика эксперимента

В работе исследовались дисковые резонаторы с диаметрами 5, 8, 10, 15, 20, 30 и 40 мкм, сформированные на светоизлучающих структурах n(Ge QDs-Si)/SOI (образцы #1447, #1498). Структуры n(Ge QDs-Si)/SOI выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии [2,3]. С целью ограничения излучения в активном, светоизлучающем слое структуры выращивались на подложках SOI (кремний на изоляторе [4]) и представляли собой последовательность чередующихся слоев нановстровков Ge(Si) и промежуточных слоев Si толщиной 18 нм (#1447) и 17 нм (#1498), число пар Ge QDs-Si n = 20 (#1447), n = 10 (#1498).

В работе использовался разработанный экспериментальный стенд, позволяющий проводить измерения методом микроФЛ с пространственным разрешением менее 5 мкм, максимальное спектральное разрешение системы 0.002 $см^{-1}$ [5]. Ниже приводятся результаты измерений микроФЛ дисковых резонаторов с диаметрами от 5 до 40 мкм. Данные приведены для двух образцов n(Ge QDs-Si)/SOI (образцы #1447, #1498). Спектры микроФЛ были получены при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Спектры микроФЛ дисковых резонаторов n(Ge QDs-Si)/SOI представлены широким пиком в диапазоне длин волн 1,3 – 1,7 мкм (рис. 1), соответствующим люминесцентному отклику нановстровков Ge(Si) [2]. На фоне широкого пика ФЛ наблюдаются спектральные особенности резонансного характера, которые связаны с собственными модами дискового резонатора. Как показывают результаты анализа, межмодовое расстояние наблюдаемого резонансного спектра возрастает по мере уменьшения диаметра диска. Параметр FSR (free spectral range - область дисперсии резонатора) в нашем случае изменялся от 7 до 52 нм (Табл. 1).

Наблюдаемый в спектрах микроФЛ резонансный отклик хорошо описывается в рамках теории мод шепчущей галереи. Результаты теоретических расчетов исследуемых дисковых микрорезонаторов, выполненных методом конечно-разностных элементов (FEM), приведены в работе [6]. Значения

добротности, полученные из ширины линии ФЛ резонансного пика ($Q = \lambda/\Delta\lambda$, где λ – длина волны максимума резонансного пика, $\Delta\lambda$ – ширина линии ФЛ резонансного пика на уровне ½), в нашем случае составили ~ 100 ÷ 500. Добротность резонаторов зависела от диаметра диска (рис. 2).

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования и результаты теоретических расчетов показывают, что в спектрах микроФЛ дисковых резонаторов n(Ge QDs-Si)/SOI наблюдается отклик, связанный с модами шепчущей галереи. Достаточно низкий уровень наблюдаемого резонансного сигнала объясняется низкой добротностью резонаторов: $\boldsymbol{Q}$ ~ 100 ÷ 500.

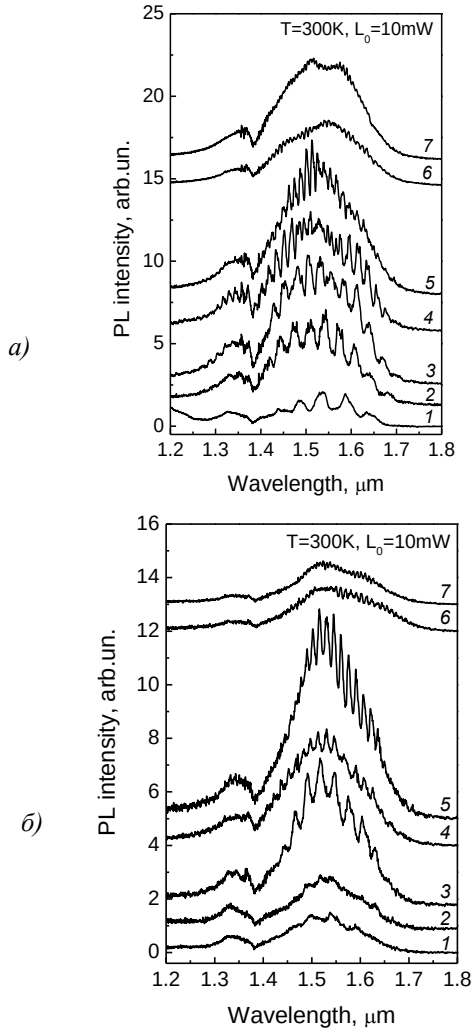


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ дисковых резонаторов с диаметрами 5, 8, 10, 15, 20, 30, 40 мкм (зависимости 1 – 7, соответственно), сформированных на базе светоизлучающих структур n(Ge QDs-Si)/SOI:
а) – образец #1447, *б)* – образец #1498

Таблица 1.

Диаметр диска, мкм	**FSR, нм**
40	7
30	10
20	14
15	18
10	22
8	32
5	52

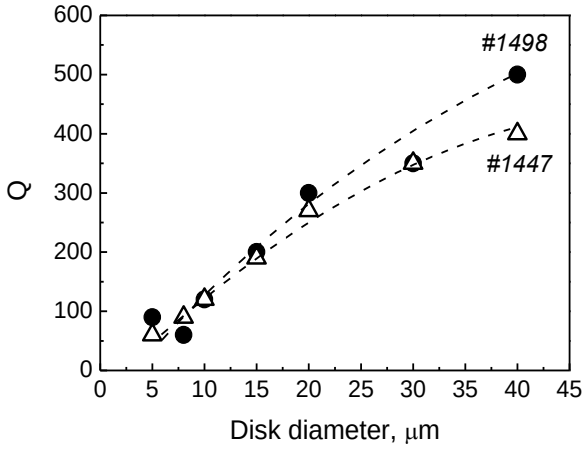


Рис. 2. Значений добротности дисковых микрорезонаторов в зависимости от диаметра диска (данные получены для образцов #1447, #1498)

Работа поддержана РФФИ (проект #15-02-05272).

Литература

1. N. Daldosso, L. Pavesi // Laser & Photon Review, 3, No. 6, 508 (2009).

2. Z.F. Krasilnik *et al.* // Semiconductor Science and Technology, 26, 014029 (2011).

3. D.N. Lobanov *et al.* // Semiconductors, V. 46(11). 1418 (2012).

4. B. Ghyselen *et al.* // Solid-State Electronics. V. 48. 1285 (2004).

5. С.М. Сергеев и др. // Наноматериалы и наноструктуры, №4 (5), 43 (2014).

6. С.М. Сергеев и др. // Труды XIX Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", 10-14 марта, 2015 г., Нижний Новгород, Россия, Т. 2, 652 (2015).

Теоретическое описание процессов формирования осевых гетероструктур в A3B5 нитевидных нанокристаллах

Н.В. Сибирев[1,2*], А.А. Корякин[1,3], В.Г. Дубровский[1,3,4]

1 Академический университет, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195220.

3 Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

4 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург, 199034.

*NickSibirev@yandex.ru

В докладе рассматривается процесс образования осевых гетероструктур в нитевидных нанокристаллах на основе модели роста по механизму пар–жидкость–кристалл. Предложены различные объяснения причинам возникновения осцилляций состава вблизи гетерограниц. Объяснена асимметрия прямого и обратного гетероперехода. Предложен механизм формирования гетеропереходов в A3B5 ННК по третьему элементу, с помощью вариации потока пятого элемента.

В настоящее время наблюдается большой интерес к исследованию процессов формирования и физических свойств полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК). Одним из преимуществ III − V полупроводниковых ННК является возможность эпитаксиального выращивания аксиальных (осевых) гетероструктур внутри них из материалов, сильно рассогласованных по параметру решетки. Важнейшими задачами при этом является сохранение направления роста ННК и получение резких гетерограниц [1-4].

Наиболее часто ННК выращивают на активированных поверхностях по механизму Пар-Жидкость-Кристалл (ПЖК). Высокая скорость кристаллизации материала под каплей может объясняться химическими или физическими причинами. Однако быстрый рост ННК одновременно предполагает хорошую растворимость материалов, из которых состоит ННК, в капле. Это приводит, во-первых, к появлению эффекта резервуара, размывающему гетерограницу. Во-вторых, в момент переключения потоков капля может раздуться и съехать на боковую стенку, что приводит к изменению направления роста ННК (kinked nanowires).

При исследовании процессов образования гетеропереходов в ННК необходимо учитывать два типа процессов: транспортировка материала из газовой среды или молекулярного пучка в каплю и процесс кристаллизации на границе капля-кристалл. Достаточно легко показать, что резкость гетерограницы определяется главным образом процессами кристаллизации на границе жидкость-кристалл [5].

Настоящая работа посвящена описанию процесса кристаллизации на границе капля кристалл во время образования гетероперехода.

В первом приближении наша модель может быть описана с использованием электрической аналогии (смотри рисунок 1). Разность химических потенциалов в газовой фазе и твердом теле является напряжением. Кристаллизация вещества при росте ННК аналог тока.

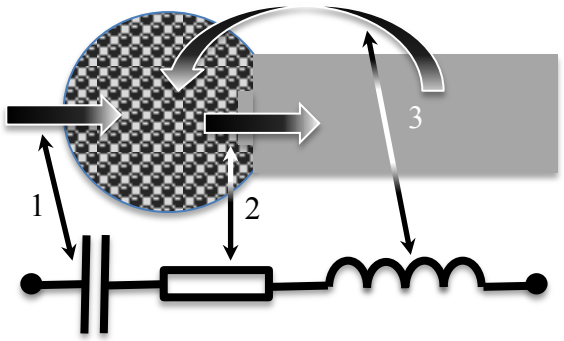


Рис. 1. Электрическая аналогия процессов, происходящих при росте ННК: 1 – поступление и накопление вещества в капле, 2 – кристаллизация на границе жидкость-кристалл, 3 – влияние упругих свойств предыдущих слоев на осаждение следующего монослоя

Легко видеть, что в полученной электрической схеме могут возникать колебания, что и приводит к возможным колебаниям состава ННК вблизи гетероперехода. Для решения этой проблемы экспериментаторы давно предложили несколько методов, связанных со снижением емкости капли, замена катализатора, или увеличение сопротивления – снижение скорости роста ННК.

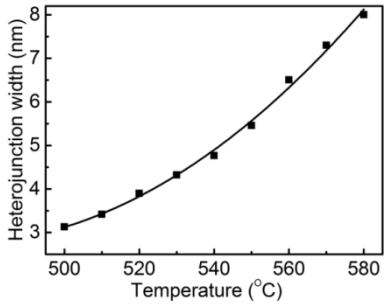


Рис. 2. Зависимость резкости гетероперехода Al-GaAs/GaAs от температуры по данным статьи [3]

Рис. 3. Профиль гетероструктуры Si →SiGe→Si с двумя гетеропереходами, полученный в работе [2]. Черная линия – доля германия в слое, светло-серая – доля кремния в слое. Темно-серая и светло-серая – доля германия и кремния в капле во время роста соответствующего монослоя

Различия в резкости прямого и обратного гетероперехода объясняются несколькими эффектами. Во-первых, разные материалы имеют разную растворимость в капле катализатора, соответственно материал, который растворяется лучше, выходит из неѐ медленнее [1,2]. Что позволяет регулировать резкость гетероперехода по третьей группе с помощью изменения потока пятой группы [1]. Увеличение потока пятой группы уменьшает растворимость элементов третьей группы и увеличивает резкость гетероперехода. Похожего эффекта можно добиться меняя температуру [3] (смотри рисунок 2).

Во-вторых, если гетеропереход происходит от чистого элемента к смеси, например от GaAs к (In,Ga)As, он получается резче, чем переход от смеси к чистому веществу [2]. Простейший пример такой асимметрии из работы [2], представлен на рисунке 3.

Еще один интересный эффект, предсказанный нашей моделью, состоит в том, что при росте (Al,Ga,In)(As,P) ННК можно управлять составом ННК по третьей группе потоком вещества V группы [6]. Следует отметить, что данная методика практически не работает для Sb, так как растворимость Sb в золотом катализаторе намного выше, чем растворимость мышьяка или фосфора.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, соглашение 14.613.21.0044 от 11 ноября 2015, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61315X0044.

Литература

1. P. Periwal, N. V. Sibirev, G. Patriarche, B. Salem, F. Bassani, V. G. Dubrovskii, and T. Baron // Nano Letters, V.14(9), 5140-5147 (2014).
2. В.Г.Дубровский // Письма в ЖТФ, т. 42(6), 104-110 (2016).
3. A. A. Koryakin, N. V. Sibirev, D. A. Zeze, and V. G. Dubrovskii // J. Phys.: Conf. Ser., v. 643, 012007 (2015).
4. Н.В. Сибирев // Письма в ЖТФ, т. 41(5), 1-7 (2015).
5. М.В. Назаренко, Н.В. Сибирѐв, Г.Э. Цырлин, G. Patriarche, J.-C. Harmand, В.Г. Дубровский // Письма в ЖТФ, т. 34, в. 17, с. 52 (2008).
6. V.G. Dubrovskii // Crystal Growth & Design, v. 15 (12), pp. 5738–5743, (2015).

Легирование теллурида кадмия мышьяком в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии

П.В. Сизиков[1], Н.Н. Михайлов[1,3*], С.А. Дворецкий[1,2], Д.Ю. Протасов[1,3]

1 ФГБУН «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН», пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,

2 Национальный исследовательский Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

3 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*mikhailov@isp.nsc.ru

Проведено выращивание гетероэпитаксиальных слоев CdTe на подложках ZnTe/GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии с легированием мышьяком в процессе роста. Метод планарного легирования обеспечил получение CdTe p-типа проводимости, обусловленного акцепторным состоянием мышьяка. Установлено, что при увеличении соотношения молекулярного потока Cd к молекулярному потоку мышьяка As наблюдалось увеличение концентрации дырок, что связано с увеличением встраивания мышьяка в узлы теллуровой подрешетки. Максимальная концентрация дырок в CdTe составила 9,4× 10^{16} $см^{-3}$.

Введение

Для создания новых материалов фотоэлектроники и изучения новых квантовых явлений в наноструктурах на основе сверхрешеток (СР) CdTe/HgTe и квантовых ям (КЯ) HgTe/$Cd_xHg_{1-x}Te$ с составами X_{CdTe}, близкими к CdTe, необходимо проводить легирование CdTe или $Cd_xHg_{1-x}Te$ для обеспечения высокой концентрации 2D-носителей в узкозонном материале. Получение высокой концентрации 2D-электронов проводится при легировании индием. Так, выращены КЯ HgTe с различной концентрацией 2D-электронов до 10^{12} $см^{-2}$ как в нелегированных, так и легированных индием спейсерах $Cd_xHg_{1-x}Te$. Получение дырочной проводимости при легировании As в процессе роста требует дополнительной термической активации при высоких температурах встроенного As в подрешетку металла.

В данной работе проведено исследование процессов легирования мышьяком слоев CdTe при выращивании на подложках ZnTe/GaAs и определение метода встраивания мышьяка в подрешетку теллура для получения p-типа проводимости.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Слои теллурида кадмия выращивались на подложках ZnTe/GaAs(310) в СВВ установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Обь-М». В качестве источников молекулярных потоков использовались эффузионные ячейки с элементарными Cd и Te.

Легирование мышьяком проводилось двухатомными молекулами мышьяка из двухзонного источника с зонами испарения и крекинга. Величина потока молекул As_4 определялась температурой зоны испарения. При температуре зоны крекинга 850^0C степень диссоциации молекул As_4 близка к 100%, что обеспечивает в потоке молекулы As_2.

Измерения концентрации и подвижности носителей в выращенных слоях проводились холловским методом.

При температуре роста слоев CdTe 290°C наблюдалось уменьшение на два порядка удельного сопротивления легированных мышьяком слоев CdTe до 5×10^5 Ом×см по сравнению с нелегированными слоями CdTe, что в хорошем соответствии с результатами [1,2]. Такие результаты свидетельствуют о низкой концентрации встроенного мышьяка.

При понижении температуры роста увеличивается коэффициент встраивания мышьяка. Однако кристаллическое совершенство слоев CdTe будет ухудшаться с понижением температуры роста. Для определения температур получения слоев CdTe высокого качества процесс роста проводился в присутствии постоянного потока мышьяка со ступенчатым понижением температуры. На рис. 1 представлено изменение эллипсометрических параметров Δ и Ψ от времени при ступенчатом понижении температуры роста. Ступенчатое изменение Ψ соответствует ступенчатому понижению температуры роста. Постоянство параметра Δ во времени на полочках свидетельствует о стабильности роста слоя и кристаллическом совершенстве CdTe. При понижении температуры роста до 260ºC наблюдается увеличение Δ в соответствии с падением темпера-

туры роста. Последующее падение этого параметра при понижении температуры до 220ºС связано с развитием рельефа поверхности. Дальнейшее понижение температуры подложки приводит к поликристаллческому росту. Таким образом определена минимальная температура, при которой возможен рост монокристаллической пленки CdTe, 200ºС.

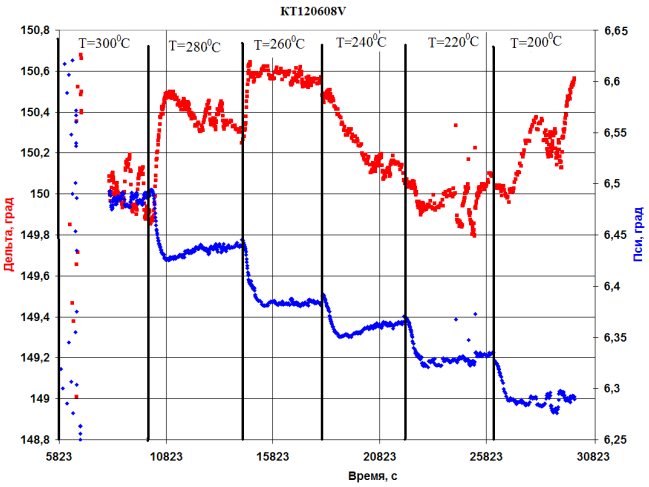


Рис. 1. Зависимость эллипсометрических параметров ψ и Δ от времени роста и температуры подложки

Пленка CdTe, легированная As, выращенная при 200ºС со скоростью 2 мкм/час, была n-типа проводимости с концентрацией $3{,}9\times10^{16}$см$^{-3}$. Последующий активационный отжиг переводил слой в p-тип проводимости с концентрацией дырок $2{,}9\times10^{15}$см$^{-3}$. Возможно, это связано с тем, что не весь мышьяк в процессе отжига переходит в подрешетку Te.

Для получения p-типа легированного мышьяком CdTe без последующего активационного отжига был использован метод планарного легирования [3,4]. Суть метода заключается в периодическом замещении потока теллура на поток мышьяка при постоянном потоке Cd. При отсутствии потока теллура на поверхности роста образуются вакансии теллура, которые могут заполняться атомами мышьяка, связываясь с атомами кадмия. В пленке, выращенной со скоростью роста 0,2 мкм/ч, соотношением потоков $J_{Te}/J_{Cd}=1/5$, температуре роста 200°С и потоком мышьяка с давлением в источнике 10^{-2}Па, получаем послеростовой материал p-типа проводимости с концентрацией $2{,}0\times10^{16}$см$^{-3}$. Увеличение потока кадмия на порядок позволяет увеличить концентрацию дырок до $9{,}4\times10^{16}$см$^{-3}$.

Заключение

1. Определена минимальная температура, при которой возможен рост монокристаллической пленки CdTe со скорость 2 мкм/час, 200ºС. Понижение температуры роста CdTe с 290ºС до 200ºС приводит к увеличению концентрации носителей заряда при легировании As. Для получения p-типа проводимости требуется проводить активационный отжиг.

2. Применение метода планарного легирования позволяет воспроизводимо получать CdTe p-типа проводимости без активационного отжига. Наблюдается увеличение концентрации дырок с увеличением потока кадмия и достигает величины $9{,}4\times10^{16}$см$^{-3}$.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 15-52-16017 и № 15-52-16008).

Литература

1. Maruyama K., Benz R., Conte-Mators A., Wagner B., Summers C.// J. Cryst. Growth. 1994. V 137. No. 4. P. 435.V.L.
2. Lugauer H., Waag A., Worschech L., Ossau W., Landwehr G.// J. Cryst. Growth. 1996. V. 161. No.
3. Wijewarnasuriya P., Aqariden F., Grein C., Faurie J., Sivananthan S.// J. Cryst. Growth. –1997. –V 175. No. 3. –P. 647—652.
4. Han M., Kang T., Kim.T.// J. Cryst. Growth. 1999. V. 200. No. 1. P. 101.

Модель гашения фотолюминесценции нанoостровков Ge(Si) кластерами радиационных дефектов

А.В. Скупов[1,2,*]

1 ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ГСП-486, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*skav10@mail.ru

С помощью самосогласованного численного решения уравнений Пуассона и Шредингера исследуется влияние электрического поля созданных быстрыми нейтронами разупорядоченных областей (кластеров радиационных дефектов) на спектр уровней дырок в многослойных гетероструктурах с самоформирующимися нанoостровками Ge(Si).

Введение

В работе [1] исследовалось влияние облучения быстрыми нейтронами на спектры фотолюминесценции (ФЛ) встроенной в *i*-область *p*-*i*-*n*-диода многослойной гетероструктуры с самоформирующимися нанoостровками Ge(Si). Экспериментально наблюдавшаяся деградация спектра ФЛ объясняется авторами этой работы образованием внутри нанoостровков радиационных дефектов, через уровни которых происходит безызлучательная рекомбинация носителей заряда. Нанoостровки с радиационными дефектами не вносят вклад в ФЛ, с увеличением флюенса нейтронов их число в гетероструктуре увеличивается и интенсивность ФЛ от нее уменьшается. Однако, согласно результатам работы [2], доля нанoостровков Ge(Si), в которых образуются точечные радиационные дефекты при облучении флюенсами нейтронов, имевшими место в эксперименте [1], не превышает 3% от их полного числа. С учетом того, что в [2] оценено лишь число первичных радиационных дефектов (вакансий и междоузельных атомов) и в ходе стадии «быстрого отжига» часть из них рекомбинирует, доля «поврежденных» нанoостровков будет еще меньше. Таким образом, доля «выключенных» образованием радиационных дефектов в их объеме нанoостровков не отвечает наблюдаемому экспериментально снижению интенсивности ФЛ (в разы), и актуален поиск альтернативных механизмов, объясняющих деградацию спектров ФЛ гетероструктур с нанoостровками Ge(Si).

Анализ и метод расчета

Известно, что быстрые нейтроны создают в полупроводниках стабильные разупорядоченные области (кластеры) радиационных дефектов сферической или эллипсоидальной формы, размерами ~10 нм. Считается [3], что в кремнии ядра РО состоят из дивакансий, которые создают в запрещенной зоне три уровня энергии: $E_v + 0{,}21$ эВ, $E_c - 0{,}39$ эВ и $E_c - 0{,}23$ эВ. Уровень Ферми в такой системе будет отстоять на 0,39 эВ от потолка валентной зоны кремния, то есть ядра РО обладают *p*-типом проводимости независимо от легирования исходного материала. Многослойные гетероструктуры самоформирующихся нанoостровков Ge(Si), исследовавшиеся в работе [1], выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии в *i*-области кремниевых *p*-*i*-*n*-диодов. Поэтому при образовании РО в объеме многослойной гетероструктуры на ее границе с окружающим кремнием возникает *p*-*i*-переход и область пространственного заряда протяженностью ~100 нм. *P*-*i*-переход изменяет положения потолка валентной зоны и дна зоны проводимости как в окружающем кремнии, так и в нанoостровках Ge(Si). По нашему предположению, под влиянием электрического поля РО происходит выталкивание энергетических уровней квантования для дырок из потенциальной ямы, которой для них является нанoостровок (см., например, [4]). В результате изменяются параметры, характеризующие кинетику излучательной рекомбинации носителей заряда в нанoостровках, и происходит снижение интенсив-

ности ФЛ многослойной гетероструктуры в целом. Сопоставление характерных размеров области пространственного заряда РО и многослойной гетероструктуры (размер нанооствровка ~10 нм, разделяющего слои нанооствровков слоя кремния ~30 нм) показывает, что влияние РО распространяется на несколько соседних нанооствровков. Поэтому даже при небольшой концентрации РО в объеме многослойной гетероструктуры их влияние на ФЛ будет существенным.

Проверка справедливости предложенной модели осуществлялась самосогласованным численным решением в одномерном приближении уравнений Шредингера и Пуассона для определения хода электростатического потенциала и спектра уровней квантования дырок в системе РО – нанооствровок Ge(Si).

Литература

1. А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, В.В. Платонов *и др.* // ФТП, т. 44, 346 (2010).
2. А.В. Скупов // ФТП, т. 49, 634 (2015).
3. Э.Н. Вологдин, А.П. Лысенко. Радиационная стойкость полупроводниковых приборов и радиоэлектронных устройств. М., 1998, 94 с.
4. В.И. Зубков // ФТП, т. 40, 1236 (2006).

Метаморфные наногетероструктуры InSb/InAs/InGa(Al)As/GaAs, излучающие в среднем инфракрасном диапазоне

В.А. Соловьев [*], М.Ю. Чернов, Б.Я. Мельцер, А.Н. Семенов, Я.В. Терентьев, П.С. Копьев, С.В. Иванов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.
*vasol@beam.ioffe.ru

Впервые получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs (001) с использованием градиентного буферного слоя InAlAs метаморфные квантовые ямы InAs/InGaAs с ультратонкой вставкой InSb. Данные наногетероструктуры характеризуются интенсивной фотолюминесценцией с длиной волны более 3 мкм, сдвинутой в длинноволновую область спектра по сравнению с линией излучения от структуры без InSb вставки.

Введение

В последние годы значительно возрос интерес к исследованию транспортных, оптических и магнитооптических свойств гетероструктур на основе узкозонных квантовых ям (КЯ) In(Ga)As/InAlAs, характеризующихся большими значениями подвижности и эффективного g-фактора электронов и весьма перспективных для применений в СВЧ- и оптоэлектронике, а также спинтронике [1]. Достижение максимальных значений указанных параметров связано с необходимостью повышения содержания In в твердых растворах InGaAs и InAlAs, что требует использования технологии метаморфных буферных слоев InAlAs с градиентным увеличением содержания In при выращивании таких структур на сильно рассогласованных подложках GaAs [2].

Наблюдение интенсивной фотолюминесценции (ФЛ) метаморфных КЯ InAs/InGaAs в диапазоне длин волн вблизи 2.5 мкм делает их весьма перспективными для использования в оптоэлектронике среднего ИК-диапазона [1]. Для сдвига длины волны в область спектра более 3 мкм нами предлагается подход, основанный на включении внутрь КЯ первого типа InAs/InGaAs ультратонкой вставки InSb, образующей в слое арсенида индия КЯ типа II. Наноструктуры на основе таких ультратонких слоев InSb в InAs с номинальной толщиной 1 – 2 монослоя (МС) выращивались нами ранее на подложках InAs [3] и демонстрировали интенсивную фото- и электролюминесценцию в диапазоне длин волн 3 – 6 мкм.

Данная работа посвящена исследованию метаморфных КЯ InAs/InGaAs с ультратонкой вставкой InSb, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs (001) с использованием градиентного буферного слоя InAlAs.

Исследуемые образцы

Исследуемые структуры содержали последовательно от подложки буферный слой 0.2 мкм-GaAs, метаморфный слой $In_xAl_{1-x}As$ с линейно-изменяющимся составом ($x = 0.15 – 0.83$) суммарной толщиной ~ 1.1 мкм, ограничивающий слой ~ 0.6 мкм-$In_{0.75}Al_{0.25}As$, барьерный слой ~ 0.15 мкм-$In_{0.75}Ga_{0.25}As$, внутри которого располагалась КЯ InAs толщиной 4 – 6 нм, и верхний слой ~ 10 нм-$In_{0.75}Al_{0.25}As$. Часть структур содержали субмонослойную вставку InSb внутри КЯ InAs. Формирование вставки InSb в InAs осуществлялось путем выдержки поверхности InAs под потоком сурьмы [3]. Основным варьируемым параметром роста для исследуемой серии структур являлась температура подложки (350 – 480ºC).

Результаты и обсуждение

Исследования методом рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) продемонстрировали хорошее кристаллографическое качество гетероструктур и низкую (менее 10^6 см$^{-2}$) плотность прорастающих дислокаций в области КЯ (рис. 1).

На рисунке 2 приведены спектры ФЛ двух гетероструктур с InSb-вставкой и без нее, выращенных в одинаковых условиях, а также схематические изображения зонной структуры данных образцов. В спектрах ФЛ структур InSb/InAs/InGaAs наблюдалась интенсивная линия с длиной волны более 3 мкм, сдвинутая в длинноволновую область спектра по сравнению с линией ФЛ от структуры без InSb-вставки. Мы полагаем, что эта линия соответствует излучательным переходам электронов с нижнего уровня зоны проводимости в КЯ InAs на дырочный уровень в КЯ InSb. Данная конструкция позволяет варьировать длину волны излучения в широких пределах, изменяя толщину вставки типа II и сохраняя при этом хорошее перекрытие волновых функций электронов и дырок во внешней КЯ типа I.

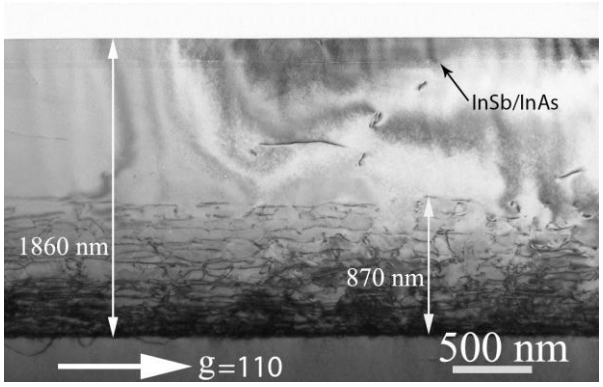


Рис. 1. Изображение ПЭМ в геометрии поперечного сечения структуры InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

В таблице 1 представлены значения энергии пиков ($E_{ФЛ}$) и длин волн (λ) ФЛ для серии исследованных структур, отличающихся между собой наличием или отсутствием вставки InSb, ее толщиной (d_{InSb}), а также толщиной КЯ InAs (d_{InAs}). Как видно (образцы 1 и 3), увеличение толщины InSb-вставки приводит, как и в случае структур InSb/InAs [3], к уменьшению энергии пика ФЛ вследствие увеличения энергии локализации дырок в InSb ($E_{лок}$). В данном случае этот эффект частично компенсируется сдвигом на 20 мэВ уровней размерного квантования в КЯ InAs, обусловленным уменьшением ее толщины с 6 до 4 нм (образцы 2 и 4). Отметим, что толщина КЯ InAs варьировалась с целью поддержания близкой ситуации по упругим напряжениям в структурах с InSb-вставкой.

Таблица 1. Параметры исследованных образцов.

№	d_{InSb}, МС	d_{InAs}, нм	$E_{ФЛ}$, мэВ (80 К)	$E_{лок}$, мэВ	λ, мкм
1	0,75	6	403	88	3,07
2	-	6	510	-	2,43
3	0,9	4	389	108	3,19
4	-	4	530	-	2,34

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 15-12-30022).

Литература

1. Ya.V. Terent'ev, S.N. Danilov, J. Loher *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 104, 101111 (2014).
2. F. Capotondi, G. Biasiol, D. Ercolani *et al.* // Thin Solid Films, V. 484, 400 (2005).
3. V.A. Solov'ev, O.G. Lyublinskaya, A.N. Semenov *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 86, 011109 (2005).

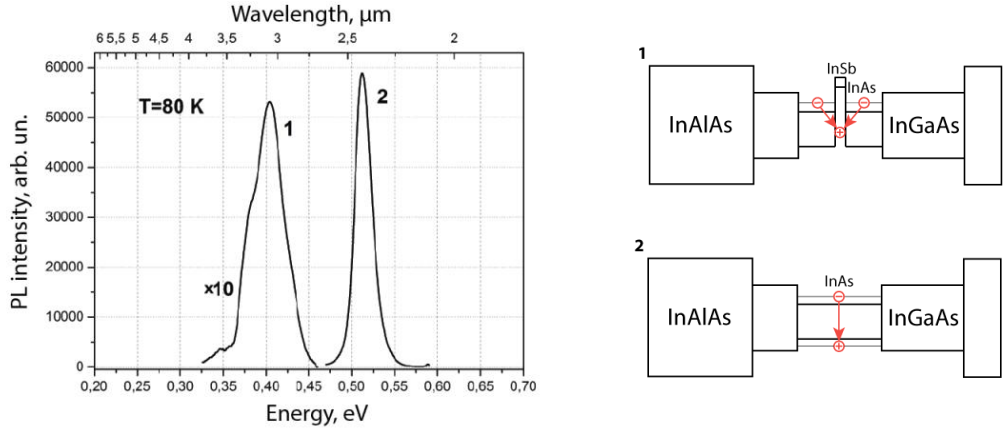


Рис. 2. Спектры ФЛ метаморфных структур с InSb вставкой (1) и без нее (2), измеренные при температуре 80 К

Структура и некоторые свойства пленок SiC/Si, синтезированных методом замещения атомов

И.П. Сошников [1-3], С.А. Кукушкин[2,4,*], А. Осипов[4]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия 194021, Санкт-Петербург.

2 Академический университет, 194021 Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д.8, к. 3.

3 Институт аналитического приборостроения РАН, 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А.

4 Институт проблем машиноведения РАН, Россия, 199178, Санкт-Петербург.

*ipsosh@beam.ioffe.ru

В работе рассматриваются структура и оптоэлектронные свойства пленок карбида кремния, синтезированных методом замещения атомов на подложках кремния. Показано образование гексагональной кристаллической фазы на подложках с легированием p-типа.

Введение

Уникальные свойства карбида кремния (высокие прочность, тепло- и электропроводность и др.) обеспечивают перспективность его применения в различных приложениях. Особое внимание привлекают структуры на основе кремния, что обусловлено возможностью интегрирования оптоэлектронных структур с кремниевой технологией.

В цикле работ, обобщѐнных в обзорах [1,2], был разработан теоретически и экспериментально реализован новый метод роста тонких эпитаксиальных пленок SiC на Si. Метод заключается в замене части атомов матрицы кремния на атомы углерода с образованием молекул карбида кремния с использованием химической реакции 2Si + CO = SiC + SiO. Процесс замещения протекает постепенно без разрушения кристаллической структуры кремния. Ориентацию пленки при этом задает "старая" кристаллическая структура исходной матрицы кремния, а не только поверхность подложки кремния, как это реализуется при использовании традиционных методик выращивания пленок. Одним из важнейших свойств нано-SiC, синтезированных при помощи данной методики, является уникальная возможность создания специального типа подложек для выращивания полуполярных слоев гексагональных кристаллов. При выращивании SiC на поверхности (100) Si подложек, разориентированных на 4^0 в сторону направления <011>, вместо первоначальных ступеней роста на поверхности подложки Si, ограниченных плоскостями (011), образуются продольные клинообразные плоскости карбида кремния, с образованием угла ~55° по отношению к плоскости (100). В общем случае поверхность Si(100) со слоем SiC состоит из массива параллельных ступеней SiC, представляющих собой треугольные призмы [3]. Отметим, что симметрия подобных призм характерна как для кубической симметрии, так и гексагональных кристаллов, т.е. симметрия не вырождена. Это означает, что на данных поверхностях могут расти как кристаллы с кубической симметрией, так и с гексагональной. И зависеть структура кристаллов, что весьма важно, будет только от термодинамических условий, т.е. от температуры и плотностей падающих потоков компонентов, из которых растет слой. Если при данных условиях устойчива гексагональная модификация, то будет расти гексагональная модификация, если устойчива кубическая структура, то будет расти кубическая. Это открывает новые перспективы для выращивания гексагональных полуполярных кристаллов. Как показано теоретически в работе [1], подобный рост должен наблюдаться только на подложках p-типа. Это связано с особенностями протекания химической реакции образования SiC. Реакция 2Si + CO = SiC + SiO протекает в несколько стадий, одной из которых является образование упругих диполей (углерод в междоузелье кремния – кремниевая вакансия ($C\text{-}V_{Si}$)). Подобная стадия реализуется в кремнии p-типа. В кремнии n-типа углерод сразу встает в узел решетки и диполи практически не образуются.

В связи с этим в данной работе проводится широкий цикл исследований структурных и фотоэлек-

трических свойств пленок SiC, выращенных на подложках Si ориентации (100) n-типа и p-типа. Структура пленок исследовалась методами электронных микроскопии и дифракции, эллипсометрии и другими методами. Для исследований фотоэлектрических свойств на лицевую и тыльную поверхности наносились контакты ITO и MeAu (Me= Ni, Al для n и p типов проводимости подложек).

ЭМ-исследования показывают, что в процессе синтеза формируется пленка SiC толщиной от 50 до 150 нм. В области, прилежащей к пленке, наблюдается образование пор с размерами от 20 до 1000 нм и плотностью порядка 10^4 - 10^6 $см^{-2}$. Обнаружено существенное различие в структуре пленок, выращенных на подложках Si (100), в зависимости от типа проводимости подложек: на подложках n-типа наблюдается образование псевдоаморфных пленок;

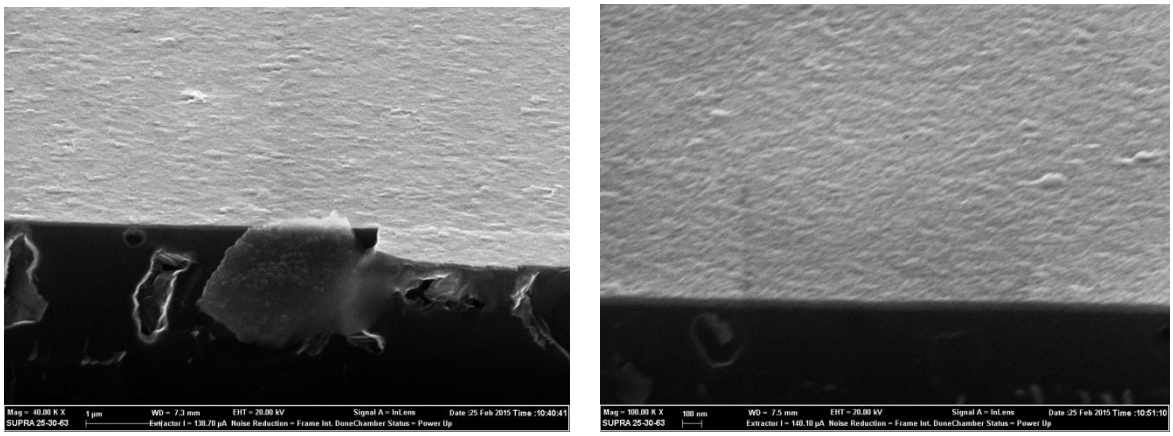


Рис. 1. РЭМ-фотография образцов со слоем SiC, выращенным на подложке Si p (КДБ – слева) и n (КЭФ – справа) типов

в то же время на подложках p-типа формируются пленки, состоящие из хорошо ориентированных смыкающихся кристаллитов (рис.1).

Полученные картины ДОБЭ имеют точечный характер (пример на рис.2). Анализ картин ДОБЭ показывает, что пленки SiC на подложках p-типа могут содержать двойники и вюрцитные политипы. В то же время пленки, синтезированные на подложках n-типа, содержат либо кубическую фазу, когерентную с подложкой, либо аморфную структуру. Наблюдаемое различие объясняется в рамках модели, описанной выше и в [1].

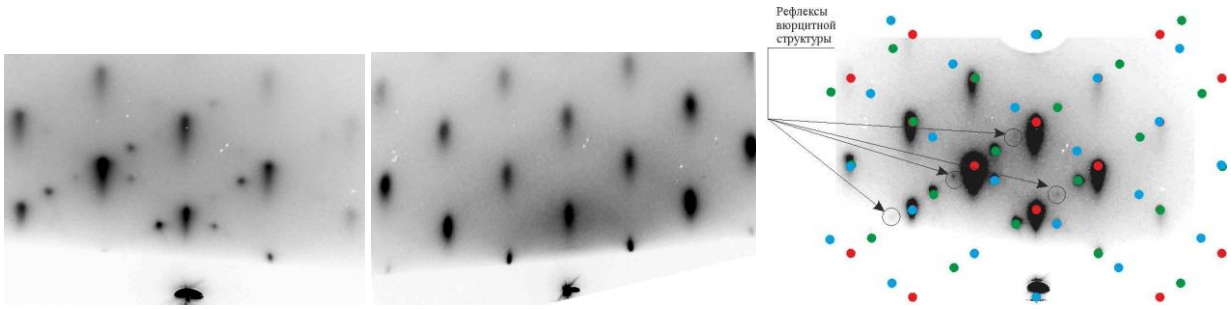


Рис. 2. Картины дифракции электронов на отражение от образцов со слоем SiC, выращенным на подложке Si p (КДБ – слева) и n (КЭФ – в центре) типов

Вольт-амперные характеристики (рис.3), полученные на образцах, синтезированных на подложках Si(100) n-типа (КЭФ), имеют вид, типичный для омических объектов, что свидетельствует о преимущественно электронном типе проводимости пленок SiC. Исследование фотоэлектрических свойств показывает, что структуры, выращенные на подложках p-типа, при освещении 1М обеспечивают $U_{отс}$ = 180 мВ и $I_{кз}$= 2,5 мА/$см^2$. Спектральная зависимость фоточувствительности имеет пороговый характер в области около 410 нм.

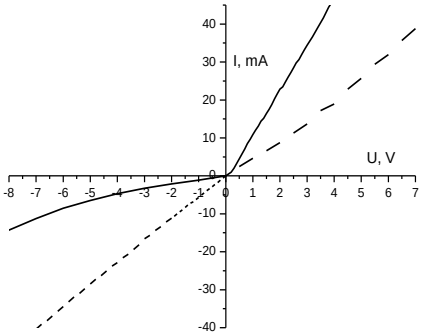


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики образцов с пленками SiC выращенными на подложке Si p (КДБ – сплошная) и n (КЭФ – прерывистая) типов

Литература

1. S.A. Kukushkin and A.V. Osipov. Topical Review. Theory and practice of SiC growth on Si and its applications to wide-gap semiconductor films // J. of Phys. D: Appl. Phys., 47. 313001-313041 (2014).

2. С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Н.А. Феоктистов. Синтез эпитаксиальных пленок карбида кремния методом замещения атомов в кристаллической решетке кремния (Об з о р) // ФТТ, Т. 56, , вып. 8, с. 1457-1485 (2014).

3. V.N. Bessolov E.V. Konenkova, S.A. Kukushkin, A.V. Osipov S.N. Rodin. Semipolar gallium nitride on silicon: technology and properties // Rev. Adv. Mater. Sci. 38, 75-93 (2014).

Фазовые переходы в квантовых ямах HgTe при изменении температуры

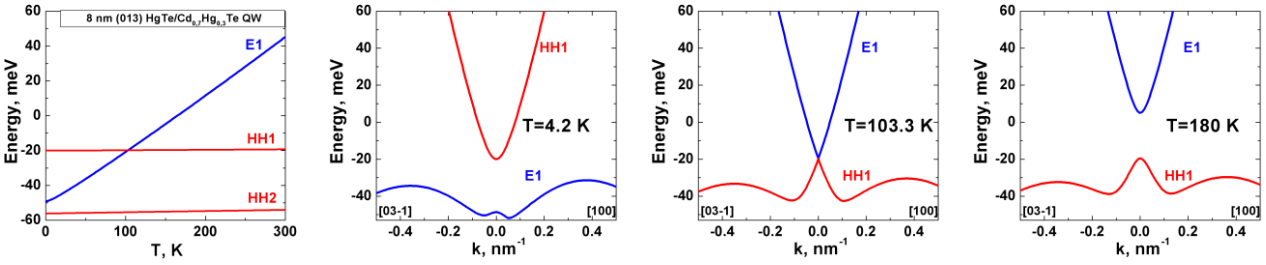
К.Е. Спирин§, М.В. Байбаков, М.С. Жолудев, С.С. Криштопенко

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
§ spirink@ipm.sci-nnov.ru

Выполнены исследования фазовых переходов в квантовых ямах HgTe/CdHgTe при изменении температуры. Продемонстрировано, что повышение температуры не только разрушает состояние топологического изолятора, но и оказывает значительное влияние на перекрытия бокового максимума валентной зоны и дна зоны проводимости. Теоретически предсказано отсутствие состояния топологического изолятора при комнатных температурах при типичных значениях ширины и состава барьеров квантовых ям HgTe/CdHgTe.

Топологический изолятор (ТИ) – квантовое состояние твердого тела [1,2], которое характеризуется тем, что в электронном спектре объёмного материала имеется щель, как в обычном зонном изоляторе, а на его краю (поверхности), благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию (СОВ), появляются проводящие краевые (поверхностные) состояния с линейным законом дисперсии. Эти состояния образуются как крамерсовские дуплеты, топологически защищённые симметрией обращения времени от обратного рассеяния на локальных искажениях и слабом беспорядке [2].

Первой 2D-системой, в которой было экспериментально обнаружено состояние ТИ, являются квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe [3,4] с инвертированным зонным спектром. В этих системах переход от нормальной зонной структуры к инвертированной происходит при увеличении ширины КЯ. В КЯ с критической толщиной $d_c \sim 6.3$ нм (для доли Cd в барьере 0.7) законы дисперсии электронов и дырок вблизи точки пересечения зон описываются дираковским конусом, расположенным в центре зоны Бриллюэна. Если ширина КЯ HgTe d меньше критической d_c, энергетический спектр в электронных подзонах при $\boldsymbol{k} = 0$ сформирован из состояний зон Γ_6 и зоны легких дырок, а основная дырочная подзона HH1 – из состояний тяжелых дырок. При ширине $d > d_c$ нижняя электронная подзона E1 лежит ниже верхней дырочной подзоны HH1. Такое инвертированное расположение подзон приводит к возникновению состояния 2D ТИ. При дальнейшем увеличении ширины КЯ HgTe/CdHgTe минимум зоны проводимости, расположенный в центре зоны Бриллюэна, и боковой максимум валентной зоны сближаются, и при $d > d_{sm} \sim 12$ нм в КЯ реализуется состояние 2D полуметалла (ПМ) [5].



a. Энергия подзон при **k** = 0 **b.** T = 4.2 K (фаза ТИ) **c.** T = 103.3 K (конус Дирака) **d.** T = 180 K (полупроводник)

Рис. 1. Закон дисперсии в подзонах КЯ HgTe/$Cd_{0.7}Hg_{0.3}$Te шириной 8 нм при различной температуре. Красные кривые соответствуют дырочным подзонам размерного квантования. Электронные подзоны представлены синими кривыми. Структуры полагаются выращенными на буфере CdTe, ориентированном в направлении (013)

Помимо поиска материалов и дизайна структур, в которых может быть реализовано состояние 2D ТИ, не менее важной задачей является исследование возможности управлениями фазовыми переходами ТИ–полупроводник и ТИ–ПМ с помощью изменения внешних параметров: электрического поля [6], давления [7] или температуры [8]. В недавней работе [9] был экспериментально продемонстрирован

переход полупроводник–ТИ при изменении температуры. В настоящей работе были проведены детальные теоретические исследования параметров КЯ HgTe/CdHgTe, соответствующих фазовым переходам при изменении температуры между состояниями ТИ, ПМ и полупроводника.

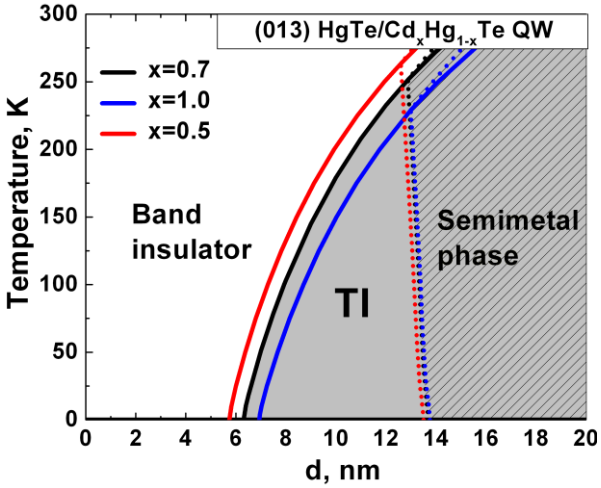


Рис. 2. Диаграмма фазовых состояний в КЯ HgTe/Cd$_x$Hg$_{1-x}$Te при различных температурах

На рис. 1 представлены результаты расчѐтов зависимости энергий в подзонах размерного квантования от волнового вектора **k** и температуры T в КЯ HgTe/Cd$_{0.7}$Hg$_{0.3}$Te шириной 8 нм, выращенной на буфере CdTe. Видно, что энергия электронной подзоны E1 при $\mathbf{k} = 0$ растѐт значительно быстрее, чем энергия дырочных подзон HH1 и HH2, и при критической температуре T_c подзоны E1 и HH1 пересекаются, образуя дираковский конус в Г точке зоны Брюллиена (рис. 1c). При $T \geq T_c$ электронная подзона E1 лежит выше дырочной HH1, и состояние ТИ разрушается. Расчѐты проводились с использованием 8-зонного **k·p**-гамильтониана с учѐтом слагаемых, описывающих упругие напряжения из-за разных постоянных решѐток материалов КЯ и барьеров. Нами учитывались не только зависимость зонных параметров объѐмных материалов от температуры, но и «температурный вклад» в упругое напряжение, связанный с различием коэффициентов теплового расширения материалов. Отметим, что учѐт последнего оказывает значительное влияние на величины параметров КЯ, соответствующих переходам ТИ–ПМ и полупроводник–ТИ. В частности, пренебрежение разностью коэффициентов теплового расширения слоев [8] приводит к отличию значений T_c на 50-60 % в зависимости от параметров КЯ.

На рис. 2 представлены результаты расчѐтов диаграммы фазовых состояний в КЯ HgTe/CdHgTe в зависимости от температуры при различных значениях концентрации Cd в барьерах. Сплошные кривые соответствуют T_c при заданной ширине КЯ. Точечные кривые описывают зависимость температуры T_{SM} от d, при которой энергия бокового максимума валентной зоны совпадает с энергией дна зоны проводимости. Заштрихованная область отвечает состоянию ПМ, реализующегося в КЯ HgTe/Cd$_{0.7}$Hg$_{0.3}$Te. Видно, что увеличение ширины КЯ приводит к монотонному увеличению T_c, при которой подзоны E1 и HH1 в точке $\mathbf{k} = 0$ пересекаются. В то же время зависимость $T_{SM}(d)$ имеет выраженный немонотонный характер. В некоторой области изменения d увеличение температуры приводит к нелокальному перекрытию зоны проводимости и бокового максимума валентной зоны, вызывая переход ТИ–ПМ. При некотором значении ширины КЯ, при которых $T_c = T_{SM}$, дираковский конус вблизи $\mathbf{k} = 0$ сосуществует с нелокальным перекрытием зоны проводимости и бокового максимума валентной зоны. Видно, что при достаточно высоких температурах $T_c < T_{SM}$ и инверсия подзон E1 и HH1 в КЯ HgTe/CdHgTe происходит в отсутствие щели в спектре «объѐмных» состояний. Таким образом, при высоких температурах фазовый переход полупроводник–ТИ отсутствует, а вместо него при изменении ширины КЯ наблюдается переход сразу в состояние ПМ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 15-02-08274, 16-02-00672), гранта Президента РФ (МК-6830.2015.2) и Российской академии наук.

Литература

1. C. L. Kane and E. J. Mele // Phys. Rev. Lett., **95**, 146802 (2005).
2. H. Zhang, *et al.* // Nature Phys., **5**, 438 (2009).
3. B.A. Bernevig *et al.* // Science, **314**, 1757 (2006).
4. M. Konig, *et al.* // Science, **318**, 766 (2007).
5. З.Д. Квон и др. // Письма в ЖЭТФ, **87**, 588 (2008).
6. W. Yang *et al.* // Phys. Rev. Lett., **100**, 056602 (2008).
7. S.S. Krishtopenko *et al.* // Proceedings of XIX International Symposium "Nanophysics and nanoelectronics", Nizhny Novgorod, 2015, vol. 2, p. 547.
8. P. Sengupta *et al.* // J. Appl. Phys., **114**, 043702 (2013).
9. S. Wiedmann *et al.* // Phys. Rev. B, **91**, 205311 (2015).

Электродинамические свойства «свободновисящих» (free-standing) углеродных нанотрубок в терагерцевой–субтерагерцевой области частот

Ю.С. Староватых[1,2,*], Е.С. Жукова[1,3,§], Г.Е. Фёдоров[2], А.Г. Насибулин[4], А.П. Цапенко[4], Б.П. Горшунов[1,3]

1 Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный.

2 НИЦ «Курчатовский институт», Москва.

3 Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва.

4 Сколковский институт науки и технологий, Москва.

*iggdrasil247@gmail.com, §zhukovaelenka@gmail.com

Экспериментально измерены спектры проводимости «свободновисящих» (free-standing) углеродных нанотрубок, с помощью дисперсионного анализа получены спектры оптической проводимости и диэлектрической проницаемости, а также сделаны выводы о природе пика в проводимости, обнаруженного в терагерцевой области.

Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) активно исследуются на протяжении более 20 лет. Благодаря сочетанию механических характеристик с уникальными физическими (электродинамическими, теплопроводящими, ...) свойствами, они нашли множество практических применений в микроэлектронике, энергетике, медицине, биотехнологии и других областях.

Методика эксперимента

В данной работе выполнены первые измерения электродинамического отклика (динамической проводимости σ и диэлектрической проницаемости ε') серии образцов УНТ в широком интервале частот с основным акцентом на субтерагерцовую (субТГц) область. С применением набора спектрометров (ТгцсубТГц-спектрометр на лампах обратной волны, ЛОВ, импульсный ТГц-спектрометр с временным разрешением и Фурье-спектрометр) при комнатной температуре измерены спектры «свободновисящих» (free standing, без подложек) УНТ в области частот 30 ГГц – 700 ТГц. На Рис.1 представлены спектры коэффициентов пропускания исследованных образцов УНТ, которые обнаружили незначительную анизотропию, связанную с методикой приготовления образцов [4-6].

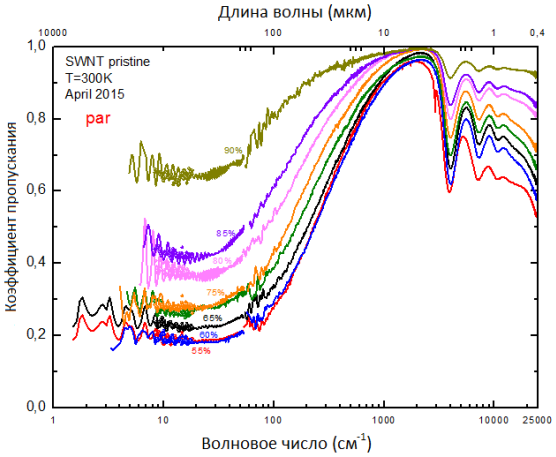


Рис. 1. Спектры коэффициентов пропускания для 8 образцов УНТ. Названия классифицированы в соответствии с величиной пропускания на длине волны 550 нм

Осцилляции на самых низких частотах обусловлены стоячими волнами в измерительном квазиоптическом тракте субТГц ЛОВ-спектрометра.

Результаты

С помощью проведенного дисперсионного анализа спектров пропускания были получены спектры оптической проводимости и диэлектрической проницаемости. На Рис.2 показаны типичные спектры для одного из образцов. Анализ полученных дан-

ных приводит к выводам, описанным в следующем параграфе.

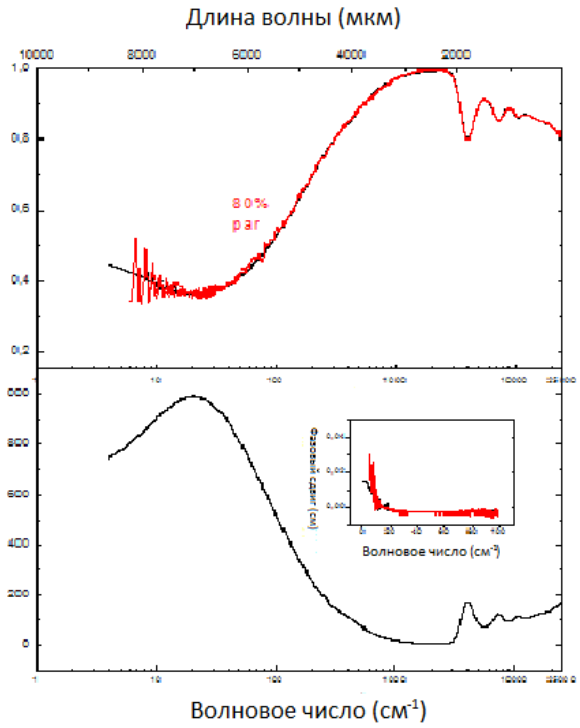


Рис. 2. Спектры динамической проводимости и диэлектрической проницаемости отдельного образца, полученные в результате дисперсионного анализа спектра комплексного коэффициента пропускания

Выводы

На частотах 4000-15000 см$^{-1}$ зарегистрирована серия из четырѐх известных резонансных линий поглощения, чья природа связана с электронными переходами [1].

В далѐкой инфракрасной-терагерцовой области спектра (в районе 30 см$^{-1}$) зарегистрирован пик в проводимости, который мы связываем с плазмонным резонансом [2][3].

На субтерагерцовых частотах обнаружено аномальное поведение спектров проводимости и диэлектрической проницаемости, не вписывающееся в рамки модели проводимости Друде, а именно – падение величины проводимости и рост диэлектрической проницаемости с уменьшением частоты. Природа эффекта может быть связана с локализацией носителей заряда и с прыжковым механизмом проводимости.

Литература

1. В.Г. Удовицкий. Методы оценки чистоты и характеризации свойств углеродных нанотрубок // ФИП ФИП PSE, т. 7, № 4, vol. 7, No. 4 (2009).

2. i hang, Eri . r , ehua in, ei en, Xuan ang, f S. rvids n, n dreas ttge and Junichiro Kono. Plasmonic Nature of the Terahertz Conductivity Peak in Single-Wall Carbon Nanotubes // Nano Lett., 13, 5991−5996 (2013).

3. G. Ya. Slepyan, M. V. Shuba, and S. A. Maksimenko, C. Thomsen, A. Lakhtakia. Terahertz conductivity peak in composite materials containing carbon nanotubes: Theory and interpretation of experiment // Phys. Rev. B, 85, 165435 (2012).

4. Moisala, A.; Nasibulin, A. G.; Brown, D. P.; Jiang, H.; Khriachtchev, L.; Kauppinen, E. I. Single-Walled Carbon Nanotube Synthesis Using Ferrocene and Iron Pentacarbonyl in a Laminar Flow Reactor // Chem. Eng. Sci., 61, 4393–4402 (2006).

5. Y.Tian, A.G. Nasibulin, B. Aitchison, T. Nikitin, J.v. Pfaler, H. Jiang, Zh. Zhu, L. Khriachtchev, D.P. Brown, E.I. Kauppinen. Controlled synthesis of single-walled carbon nanotubes in an aerosol reactor // J. Phys. Chem., C. 115, 7309-7318 (2011).

6. Nasibulin, A. G.; Brown, D. P.; Queipo, P.; Gonzalez, D.; Jiang, H.; Kauppinen, E. I. An Essential Role of CO_2 and H_2O during Single-Walled CNT Synthesis from Carbon Mon-oxide // Chem. Phys. Lett., 417, 179–184 (2006).

Атомный состав и электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев алмаза, легированных бором

Е.А. Суровегина[1,*], Е.В. Демидов[1], М.Н. Дроздов[1], А.В. Мурель[1], В.И. Шашкин[1], О.И. Хрыкин[1], А.Б. Мучников[2], М.А. Лобаев[2], С.А. Богданов[2], А.Л. Вихарев[2], А.М. Горбачев[2], Д.Е. Батлер[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

*suroveginaka@ipmras.ru

Приведены результаты анализа атомного состава, уровня легирования и подвижности дырок в эпитаксиальных слоях алмаза при легировании бором. Показаны возможности однородного легирования бором в диапазоне от $5 \cdot 10^{16}$ до ~10^{20} ат/см^2 и дельта-легирования с поверхностной концентрацией $(0{,}3\text{-}5) \cdot 10^{13}$ ат/см^2. Определены режимы прецизионного ионного травления структур, сформированы барьерные и омические контакты к слоям.

Введение

В последнее время наблюдается рост интереса к получению и исследованию эпитаксиальных слоѐв алмаза. Уникальные свойства таких структур открывают перспективы по созданию на их основе различных элементов мощной СВЧ-электроники [1]. В ИПФ РАН разработана методика получения эпитаксиальных слоев алмазов и их легирования бором [2]. В работе представлены результаты исследования эпитаксиальных слоев алмаза методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) и электрофизическими методами.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные слои алмаза выращены методом CVD на монокристаллических подложках HPHT алмаза с ориентацией (100) в микроволновом CVD реакторе [3]. Для однородного легирования бором CVD алмаза бор добавлялся в состав газовой смеси с помощью специально разработанного барборатора, позволяющего подавать поток несущего газа (водорода) через раствор триметилбората $B(OCH_3)_3$ в этаноле. Для создания в CVD алмазе сильно легированных дельта-слоев использовалась созданная в ИПФ РАН установка [4]. Установка позволяла получать дельта-легированные слои нанометровой толщины за счет ламинарного потока и быстрого переключения газов. В качестве источника бора использовался диборан (B_2H_6).

Поверхность эпитаксиальных слоѐв очень гладкая. АСМ изображение поверхности приведено на рисунке 1 (величина шероховатости σ = 0,24 нм). Были преодолены трудности, связанные с малым размером подложек (3×3 мм^2), и отработаны технологии фотолитографии, прецизионного ионного травления и электронно-лучевого напыления металлов для формирования омических и барьерных контактов. Для барьерных контактов использовали Al (высота барьера Шоттки ~1 эВ, фактор неидеальности ~2). Омические контакты были трѐхслойными – Ti/Mo/Au. Их отжиг в течение 10 минут при температуре 400°C в инертной атмосфере приводил к уменьшению удельного контактного сопротивления ρ_c. Измеряли: вольт-амперные характеристики (ВАХ), вольт-фарадные характеристики (C-V), эффект Холла в геометрии Ван-дер-Пау (В-д-П), удельное и контактное сопротивления – методом длинной линии (TLM).

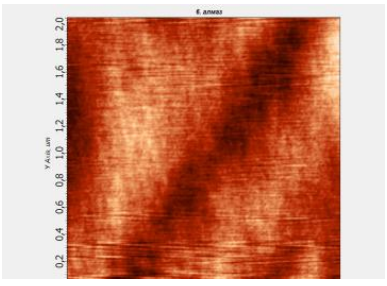


Рис. 1. АСМ изображение структуры E35-14

Количественный анализ концентрации атомов бора проводился методом ВИМС. Для калибровки чув-

ствительности была изготовлена серия тестовых структур – слоев алмаза, имплантированных ионами бора ^{11}B с энергией 50 кэВ и разной дозой.

Результаты и обсуждения

Результаты измерений методами ВИМС, CV и В-д-П приведены в таблице 1, где для однородных слоев B9 и B11 приводится объемная концентрация атомов или дырок в $см^3$, а для структур с дельта-слоями S09, S23 и E35-14 – поверхностная концентрация в $см^2$.

Таблица 1. Измеренные параметры структур.

Параметр	B9	B11	S09	S23	E35-14
μ_p, $см^2/(В*с)$	2		240	99	120
R, Ом/□	1700	340	40000	6000	4000
$p_{в-д-п}$, $см^{-3}$	$9*10^{18}$				
$p_{в-д-п}$, $см^{-2}$			$6.5*10^{11}$	10^{13}	$1.3*10^{13}$
p_{CV}, $см^{-3}$	$5*10^{18}$	$4*10^{19}$			
p_{CV}, $см^{-2}$			$3.8*10^{11}$		
$N_{ВИМС}$, $ат/см^{-3}$	$1.2*10^{19}$				
$N_{ВИМС}$, $ат/см^{-2}$			$2.6*10^{12}$	$3*10^{13}$	$5*10^{13}$

Минимальные значения $\rho_c = 7{,}5\cdot10^{-4}$ Ом·см^2 были получены для слоя B11 с легированием $4\cdot10^{19}$ см$^{-3}$.

На рисунке 2 показана температурная зависимость CV-профиля для S09. Видно, что с ростом температуры растет концентрация дырок, которая определяется числом ионизированных атомов. Энергия активации составила $E_a = 0{,}023$ эВ.

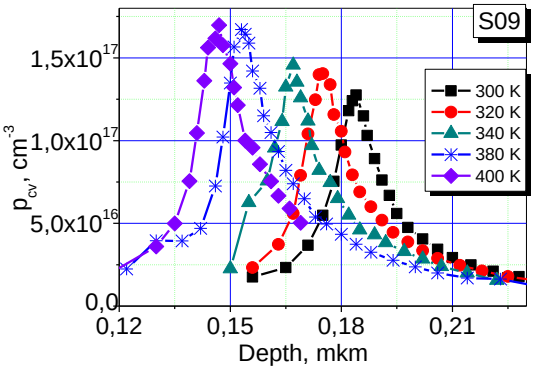


Рис. 2. Температурная зависимость CV-профиля для структуры S09 с дельта-легированным слоем

На рисунке 3 приведен профиль концентрации атомов бора в тестовой структуре E35-14, содержащей дельта-слой на глубине 30 нм и сильнолегированный слой сверху. ВИМС показывает резкие изменения в распределении примеси и высокие концентрации атомов в слоях. Структура была использована для отработки технологии прецизионного травления с использованием ионов кислорода. Был найден режим со скоростью травления около 25 нм/мин и удалён слой толщиной 15 нм. Эта технология позволит при изготовлении транзисторов в похожих структурах удалить верхний контактный слой и сформировать затвор на необходимом расстоянии от канала.

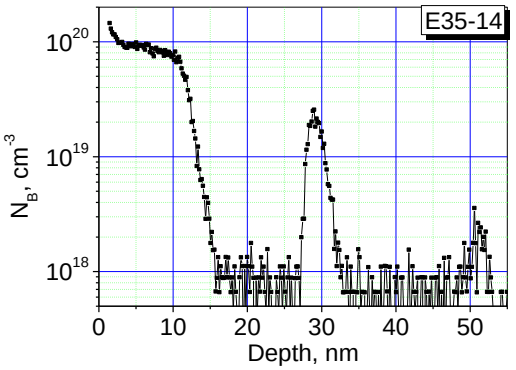


Рис. 3. Распределение бора в структуре E35-14

В работе исследованы эпитаксиальные слои алмаза, легированные бором. Реализовано однородное легирование бором в диапазоне от $5\cdot10^{16}$–10^{20} ат/см^2 и дельта-легирование с поверхностной концентрацией $(0{,}3–5)\cdot10^{13}$ ат/см^2. Концентрация дырок заметно меньше. Ее величина возрастает при увеличении концентрации атомов бора и температуры. Минимальное сопротивление слоёв с объёмным легированием R~300 Ом/□. Одиночные дельта-слои имеют R ≥ 4000 Ом/□. Определены режимы прецизионного ионного травления, отработана лабораторная технология формирования барьерных и омических контактов ($\rho_c = 7{,}5\cdot10^{-4}$ Ом·см^2).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.B25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН. В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Выражаем благодарность М.В. Зориной за АСМ-исследования.

Литература

1. E. Kohn, A. Denisenko // Thin Solid Films. V.515, 4333 (2007).
2. А.А. Алтухов, А.Л. Вихарев, А.М. Горбачев, М.П. Духновский, В.Е. Земляков и др.// ФТП, Т. 45, 403 (2011).
3. А.Л. Вихарев, А.М. Горбачев, В.А. Колданов // Физика плазмы, Т.31, 376 (2005).
4. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev, A.B. Muchnikov, D.B. Radishev, V.A. Isaev, V.V. Chernov, S.A. Bogdanov, M.N. Drozdov // Physica Status Solidi RRL, in press (2016).

Распределение химического состава по глубине в кремнии, имплантированном ионами галлия и азота

С.И. Сурodин *, Д.Е. Николичев, Р.Н. Крюков, А.И. Белов, Д.С. Королев, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.
*surodin.bsn@mail.ru

Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии исследован состав приповерхностных слов кремния, имплантированных ионами Ga^+ и N_2^+ с целью синтеза нановключений GaN. Подтверждено, что постимплантационный отжиг вызывает диффузию атомов галлия к поверхности и их испарение. За счет предварительного ионного синтеза нитрида кремния либо в области пробегов ионов Ga^+ и N_2^+, либо на меньших глубинах удалось значительно уменьшить этот эффект и, как следствие, повысить концентрацию связанных с азотом атомов галлия до величины, превышающей 3 ат.%.

Введение

Активное развитие оптоэлектроники и фотоники на основе кремния стимулирует работы по созданию эффективных источников и приемников излучения различных спектральных диапазонов. Это, в свою очередь, требует проведения исследований по синтезу гибридных материалов, совместимых с кремниевой технологией. В частности, известно, что светоизлучающие приборы и фотодетекторы на основе широкозонного нитрида галлия обладают превосходными рабочими характеристиками, однако получение качественных сплошных слоев GaN на кремнии – весьма трудоемкая задача. По этой причине перспективным является создание слоев с нанокристаллами нитрида галлия посредством ионной имплантации Ga и N в подложку кремния.

В ходе предварительных исследований [1] было установлено, что отжиг системы, полученной последовательной имплантацией ионов Ga^+ и N_2^+ в кремний, сопровождается диффузией атомов Ga к поверхности и их выходу из образца («аутдиффузия»). При этом концентрация атомов галлия, связанных с азотом, в образцах составляет менее 2 ат.%. В данной работе исследуется возможность применения усовершенствованных подходов для оптимизации технологии синтеза систем с нанокристаллами GaN в матрице кремния.

Методика эксперимента

Двухстадийная ионная имплантация галлия и азота проводилась в следующей последовательности: сначала имплантировались ионы Ga^+ с энергией 80 кэВ и дозой 5×10^{16} см$^{-2}$, затем проводился отжиг в инертной атмосфере (800°C, 30 мин), после чего имплантировались молекулярные ионы N_2^+ (40 кэВ, $2{,}5\times10^{16}$ см$^{-2}$). Наконец, осуществлялся финальный отжиг при 800°C (30 мин).

Послойный элементный и химический состав имплантированных слоев исследовался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии на базе сверхвысоковакуумного комплекса Omicron Multiprobe RM. Для возбуждения фотоэлектронов использовалось рентгеновское излучение Mg K_α. Спектр вторичных электронов снимался с использованием полусферического анализатора энергий. Диаметр области сбора фотоэлектронов составлял ~ 4 мм. Для послойного профилирования проводилось травление ионами Ar^+ с энергией 1кэВ.

Результаты и их обсуждение

На рисунке 1 представлены профили распределения элементов в образце, подвергнутом двухстадийной имплантации. Из профиля распределения атомов Ga видно, что его содержание в образце весьма мало (менее 1 ат. %). Это говорит о том, что галлий при отжиге интенсивно диффундирует к поверхности, а затем испаряется. Азот сохраняется в образце, но не успевает в сколь-либо заметных количествах связаться с галлием до того, как последний покинет образец. Таким образом, эффективность указанной двухстадийной имплантации с точки зрения ионного синтеза GaN очень низка. Чтобы повысить эффективность процесса, необхо-

димо удержать имплантированный галлий в образце. Одним из предложенных нами подходов к решению данной задачи является ионный синтез слоя нитрида кремния (SiN_x), предшествующий указанной выше двухстадийной имплантации. Опробованы два варианта режимов ионного синтеза. В первом варианте предварительная имплантация ионов азота проводилась на всю глубину распределения Ga^+ и N_2^+ при двухстадийной имплантации (энергия ионов N_2^+ – 40 кэВ, доза – $2{,}3\times10^{17}$ см$^{-2}$), а во втором – на глубину, при которой формируемый слой нитрида находится на глубине, меньшей, чем средние проецированные пробеги Ga^+ и N_2^+ при двухстадийной имплантации (энергия ионов N_2^+ – 20 кэВ, доза – $1{,}3\times10^{17}$ см$^{-2}$). В обоих вариантах для формирования SiN_x после высокодозной имплантации N_2^+ проводился отжиг при 1100°C (30 мин).

вглубь образца (ср. рисунки 2а и 2б). Это можно объяснить действием поля упругих напряжений, создаваемых тонким слоем SiN_x. Наличие менее выраженного пика Ga, лежащего за пределами слоя SiN_x, наблюдаемого на рисунке 2а, также можно объяснить действием упругих напряжений.

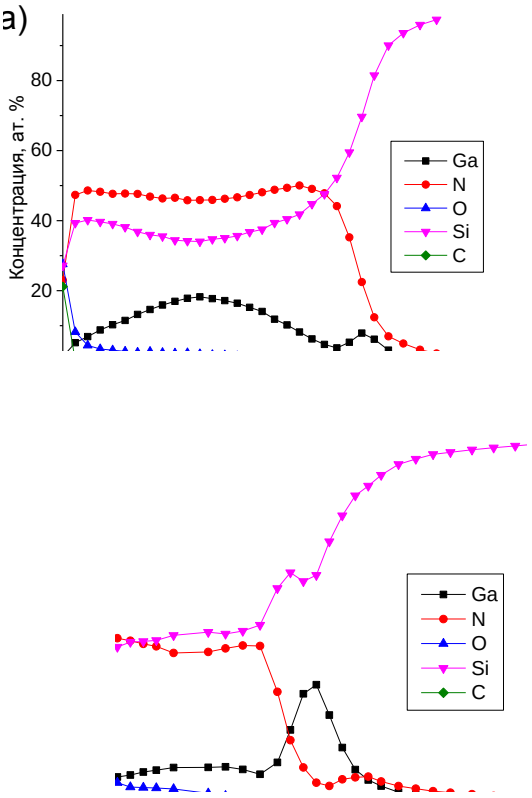


Рис. 1. Профили распределения элементов по глубине при двухстадийной ионной имплантации Ga^+ и N_2^+

Рис. 2. Профили распределения элементов при двухстадийной ионной имплантации Ga^+ и N_2^+ в образцы, подвергнутые предварительной имплантации азота: а) N_2^+ (40 кэВ, $2{,}3\times10^{17}$ см$^{-2}$); б) N_2^+ (20 кэВ, $1{,}3\times10^{17}$ см$^{-2}$)

На рисунке 2 приведены профили распределения элементов в образцах, подвергнутых перед двухстадийной имплантацией Ga^+ и N_2^+ высокодозной имплантации азота. Из рисунка 2 следует, что для обоих усовершенствованных вариантов потеря галлия за счет аутдиффузии относительно мала. Это свидетельствует о низком коэффициенте диффузии галлия в ионно-синтезированном нитриде кремния. Когда толщина h слоя Si_3N_4 превышает средний проецированный пробег Ga^+ (R_p), ослабляющее аутдиффузию влияние слоя SiN_x проявляется непосредственно (рисунок 2а). Когда же слой SiN_x формируется на меньших глубинах ($h < R_p$, рисунок 2б), то он играет роль поверхностного барьера для выхода галлия из образца. Интересно, что в этом случае максимум распределения Ga смещается

Анализ спектров РФЭС показал, что концентрация атомов галлия, связанных с азотом, на глубинах, соответствующих максимуму содержания галлия, превышает 3 ат.%. Таким образом, преобразование приповерхностного слоя кремния в SiN_x позволило улучшить результат предыдущей работы [1].

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки РФ (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI58414X0008).

Литература

1. Д. С. Королев, А. Н. Михайлов, А. И. Белов *и др.* // ФТП, Т. 50, В. 2, 274 (2016).

Двумерные и трехмерные топологические изоляторы на основе HgTe: электронная структура и фотогальванические эффекты

С.А. Тарасенко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.
tarasenko@coherent.ioffe.ru

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования электронной структуры двумерных и трехмерных топологических изоляторов на основе соединения HgTe. Обсуждаются тонкая структура объемных и краевых состояний, эффекты, связанные со смешиванием состояний легких и тяжелых дырок на интерфейсах, и фотогальванические эффекты на поверхностных и краевых состояниях.

Гетероструктуры на основе соединений HgTe и CdHgTe привлекают к себе большое внимание в связи с активным развитием физики топологических изоляторов. Объемный кубический кристалл HgTe является бесщелевым полупроводником с инвертированной зонной структурой. Размерное квантование носителей заряда в квантовых ямах HgTe/CdHgTe или деформация эпитаксиальной пленки HgTe, обусловленная рассогласованием постоянной решетки пленки и буферного материала, снимает четырехкратное вырождение зоны Γ_8 и может перевести систему в фазу с нетривиальной топологией – в фазу двумерного топологического изолятора для квантовых ям HgTe/CdHgTe толщин, больше критической [1], или трехмерного топологического изолятора для напряженной пленки [2].

В докладе представлены результаты исследования энергетического спектра объемных, поверхностных и краевых состояний в двумерных и трехмерных топологических изоляторах на основе гетероструктур HgTe/CdHgTe. Подробно обсуждаются тонкая структура состояний, связанная со смешиванием легких и тяжелых дырок на интерфейсах, эффект Зеемана, фотогальванические эффекты на поверхностных и краевых состояниях, индуцированные поляризованным терагерцовым излучением.

Естественная низкая симметрия интерфейсов квантовой ямы, обусловленная еѐ атомной структурой, приводит к смешиванию состояний легких и тяжелых дырок. Интерфейсное смешивание вызывает расщепление дираковского спектра двумерных состояний в квантовых ямах [3]. В структурах критической толщины электронный спектр состоит из двух дираковских конусов, сдвинутых по энергии друг относительно друга. Интерфейсное смешивание модифицирует спектр и структуру краевых состояний в квантовых ямах с нетривиальной топологией и приводит к сильной анизотропии тензора g-факторов краевых состояний [4].

Эффективным методом исследования энергетического спектра и кинетики носителей заряда являются фотогальванические эффекты – эффекты генерации электрического тока под действием света. В докладе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования поверхностных фототоков в объемных топологических изоляторах на основе напряженных пленок HgTe низкой пространственной симметрии [5]. Обсуждается также возможность наблюдения и микроскопические механизмы генерации краевых фототоков в квантовых ямах, связанные с магнитными дипольными переходами и электрическими дипольными переходами в нецентросимметричных ямах.

Литература

1. B.A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang // Science, V. 314, 1757 (2006).
2. L. Fu and C. L. Kane // Physical Review B, V. 76, 045302 (2007).
3. S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon *et al.* // Physical Review B, V. 91, 081302 (2015).
4. M.V. Durnev and S.A. Tarasenko. Arxiv:1512.05312.
5. K.-M. Dantscher, D.A. Kozlov, P. Olbrich *et al.* // Physical Review B, V. 92, 165314 (2015).

Межподзонная инверсия населенностей и вынужденные излучательные переходы терагерцевого диапазона в системе уровней Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям

М. П. Теленков[1,2,*], Ю. А. Митягин[1,3], В. В. Агафонов[1], К. К. Нагараджа[2]

1 Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

2 Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский просп., 4, Москва, 119049.

3 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

*maxim_telenkov@mail.ru

Предложен и теоретически обоснован новый механизм вынужденной генерации когерентного электромагнитного излучения терагерцевого диапазона на переходах между уровнями Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям.

Предложен [1] и теоретически обоснован [2-4] новый механизм вынужденной генерации когерентного электромагнитного излучения терагерцового диапазона на переходах между уровнями Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям. Выполнен [2] расчет населенностей уровней Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям GaAs/AlGaAs при резонансно-туннельной накачке верхних подзон размерного квантования. Показано, что существенная инверсия населенностей между основным уровнем Ландау второй подзоны (уровнем (2,0)) и первым возбужденным уровнем Ландау нижней подзоны (уровнем (1,1)) может достигаться в широком непрерывном диапазоне магнитного поля (Рис.1), что позволяет осуществлять плавную перестройку частоты генерации в широком диапазоне терагерцовой области спектра. Исследовано влияние на распределение носителей по уровням Ландау различных механизмов рассеяния, как двухчастичных (электрон-электронное рассеяние), так и одночастичных (рассеяние на фононах и шероховатостях интерфейса). Показано, что инверсия населенностей обусловлена процессами электрон-электронного рассеяния.

Предложен [3] эффективный способ снятия правила отбора $\Delta n=0$, запрещающего оптические переходы между уровнями Ландау различных подзон в структурах из квантовых ям с изотропным законом дисперсии при строго перпендикулярной слоям ориентации магнитного поля. Показано, что указанное правило отбора можно нарушить, наклонив магнитное поле по отношению к слоям структуры.

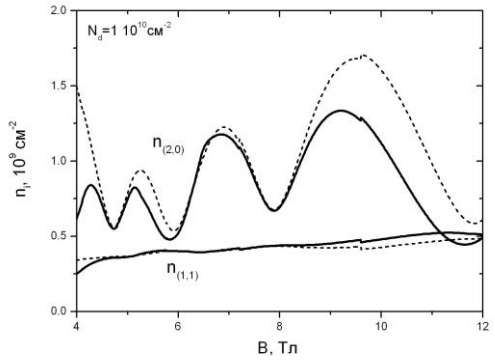


Рис. 1. Рассчитанные населенности уровней Ландау (2,0) и (1,1) без учета (пунктирная кривая) и с учетом (сплошная кривая) одноэлектронных процессов рассеяния в квантовой яме $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 25 нм (концентрация доноров $N_d = 10^{10}$ см$^{-2}$, время туннелирования $\tau_{tun} = 1$ нс)

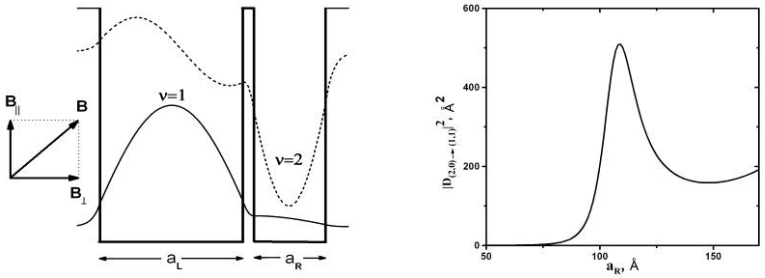
При этом для достижения существенных величин дипольного матричного элемента таких переходов принципиально важно обеспечить асимметрию потенциала структуры вдоль оси ее роста – в противном случае дипольный матричный элемент перехода остается близким к нулю даже в наклонном магнитном поле. Показано, что существенного эффек-

та можно достигнуть в резонансно-туннельных структурах, периоды которых состоят из двух туннельно-связанных квантовых ям различной ширины (Рис.2).

Показано [4], что обусловленный асимметрией периода относительный сдвиг волновых функций различных подзон может приводить к существенному увеличению времени межподзонного рассеяния по сравнению с простой симметричной квантовой ямой (Рис.3а), в то время как интенсивность внутриподзонного рассеяния практически не меняется (Рис.3б). Это позволяет существенно увеличить степень межподзонной инверсии населенностей уровней Ландау при резонансно-туннельной накачке верхних подзон.

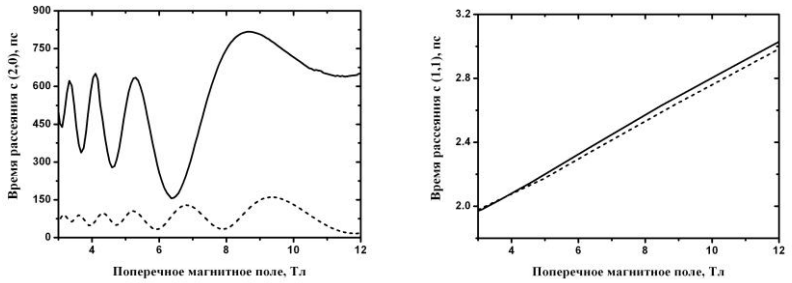
Таким образом, асимметричная конструкция периода резонансно-туннельной каскадной структуры позволяет не только добиться существенной величины дипольного матричного элемента для рассматриваемых $(2,0) \rightarrow (1,1)$ переходов между уровнями Ландау, но также дает возможность получить существенное увеличение инверсии по сравнению с каскадной структурой с простым одноямным периодом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №15-02-09055) и Министерства образования и науки РФ по программе повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС» среди ведущих мировых научно-образовательных центров (№К4-2014-073).



а б

Рис. 2. а – Предлагаемая конструкция отдельного активного элемента периодической каскадной резонансно-туннельной $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ структуры и рассчитанные волновые функции 1-й и 2-й подзон; б - рассчитанная зависимость квадрата дипольного матричного элемента перехода (2,0)→(1,1) для двойной квантовой ямы от ширины a_R узкой ямы. Ширина широкой ямы a_L = 25 нм, ширина барьера b = 2 нм, $B_{\parallel} = B_{\perp}$ = 5 Тл



а б

Рис. 3. а - Рассчитанные зависимости времени электрон-электронного рассеяния с верхнего уровня Ландау (2,0) от напряженности перпендикулярной слоям компоненты магнитного поля для двухъямной структуры (сплошная кривая) и для одиночной квантовой ямы (пунктир); б - аналогичные зависимости времен рассеяния с нижнего уровня (1,1) для двухъямной структуры. $N_{(2,0)} = N_{(1,1)} = 10^{10}$ см$^{-2}$, угол наклона магнитного поля $\theta = 45^0$

Литература

1. М.П. Теленков, Ю.А. Митягин, П.Ф. Карцев // Письма в ЖЭТФ, 92(6), 444 (2010).
2. M. P. Telenkov, Yu. A. Mityagin, P.F. Kartsev // Optical and Quantum Electronics, 46, 759 (2014).
3. M. P. Telenkov, Yu. A. Mityagin, P.F. Kartsev // Nanoscale Research Letters, 7, 491 (2012).
4. М.П. Теленков, Ю.А. Митягин, А.А. Куцевол и др. // Письма в ЖЭТФ, 100(10), 728 (2014).

Оптические свойства ионно-синтезированных нановключений нитрида галлия в кремнии и диэлектрических матрицах

Д.И. Тетельбаум*, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Д.С. Королев, А.А. Конаков, К.В. Сидоренко, В.А. Сергеев, В.К. Васильев, Д.Е. Николичев, С.И. Суродин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950.
*tetelbaum@phys.unn.ru

Проведено исследование состава и оптических свойств слоев кремния и диэлектрических матриц SiO_2, Al_2O_3, Si_3N_4 и HfO_2, имплантированных ионами галлия и азота с последующим отжигом. Предварительные результаты исследования фотолюминесцентных свойств показывают наличие связанного с нанокристаллами (НК) GaN излучения. Теоретически рассчитаны величина оптической щели и параметры излучения в зависимости от размеров НК GaN. Расчет параметров фотоотклика показал, что для НК GaN в матрицах Si_3N_4 и HfO_2 внутренняя квантовая эффективность фотоотклика может достигать 10 и 80%, соответственно.

Введение

Широкозонный полупроводник GaN привлекает внимание как источник коротковолнового оптического излучения (светодиоды и лазеры), а также в связи с возможностью его использования в устройствах кремниевой фотоники нового поколения. Интегрирование нитрида галлия с подложками кремния, наряду с использованием уникальных свойств GaN, дало бы возможность сохранить огромные достижения традиционной кремниевой технологии, в том числе по выращиванию слитков большого диаметра, требующегося для получения высокой степени интеграции. Попытки выращивания качественных эпитаксиальных пленок GaN на Si наталкиваются на трудности вследствие большого рассогласования решеток и различия коэффициентов теплового расширения двух материалов. В связи с этим актуальна задача синтеза НК GaN в кремний-совместимых матрицах, что делает необходимым изучение свойств и путей применения таких композитных материалов.

В работе исследована возможность ионного синтеза НК GaN путем двойной имплантации ионов галлия и азота в Si и диэлектрические пленки SiO_2, Si_3N_4, Al_2O_3, HfO_2, нанесенные на Si. Выполнен расчет энергетических спектров и вероятности излучательной рекомбинации, а также эффективности фотоотклика НК (квантовых точек) GaN в указанных диэлектрических матрицах.

Методика эксперимента

Образцы Si (100) марки КЭФ-4,5, а также нанесенные на Si (100) диэлектрические пленки SiO_2, Al_2O_3, Si_3N_4 и HfO_2 облучались последовательно ионами Ga^+ и N_2^+ с последующим отжигом. Реализовано несколько вариантов режимов имплантации и отжига, а именно: 1) имплантация азота и галлия с дозами и энергиями ионов, обеспечивающими стехиометрическое соотношение компонентов потенциальных включений GaN; 2) в случае имплантации в кремнийсодержащие матрицы – предварительное облучение ионами азота и отжиг с целью формирования слоя Si_3N_4 либо вблизи поверхности, либо на всей глубине облучаемого слоя, с последующим облучением ионами фазообразующих элементов. Облученные образцы подвергались печному отжигу при температурах 600-900 °C (30 мин) в атмосфере N_2. Оптические свойства имплантированных слоев в видимой области анализировались методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с возбуждением светодиодом на длине волны ~ 380 нм.

Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ образцов Si и SiO_2, облученных Ga^+ и N_2^+ в стехиометрическом соотношении, приведены на рисунке 1. После отжига при высоких температурах проявляется полоса ФЛ с максимумом на длине волны ~ 530 нм. Контрольный опыт по облу-

чению N_2^+, но без имплантации Ga^+ позволил исключить связь этой полосы с излучением Si_3N_4. Положение максимума характерно для «желтой» люминесценции GaN [1]. В случае имплантации в кремний сначала Ga^+, затем N_2^+, для наличия ФЛ при ~ 530 нм требуется промежуточный отжиг при 800 °C (в дополнение к заключительному). В случае повышения температуры заключительного отжига до 900 °C ФЛ наблюдается и без промежуточной термообработки. В случае матрицы SiO_2 ФЛ при ~ 530 нм наблюдается после отжига при температуре 800 °C и практически отсутствует при температурах 600 и 900 °C. Для других матриц исследования ФЛ продолжаются.

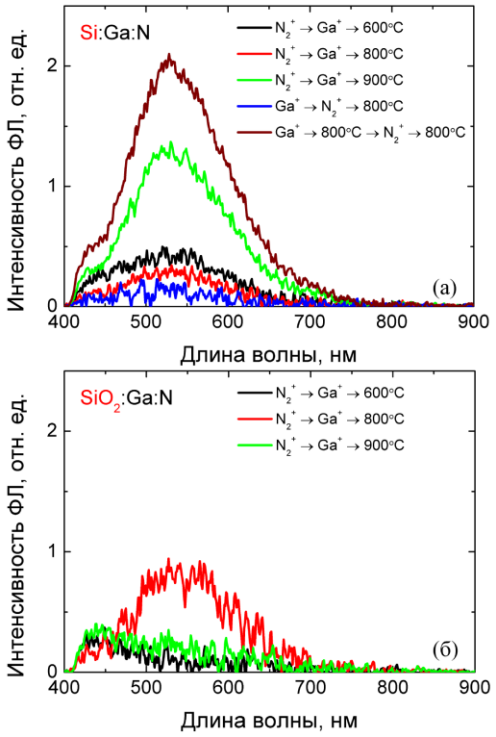


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов Si (а) и SiO_2 (б), имплантированных Ga и N в различном порядке, после отжига при различных температурах

Исследование химического состава и состояния внедренных атомов в имплантированных слоях методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии показало формирование химических связей Ga-N после заключительного отжига.

Произведен теоретический расчет энергетического спектра электронов и дырок в НК кубического и гексагонального GaN, находящихся в указанных выше диэлектрических матрицах, с использованием приближения огибающей функции [2]. Расчет показывает, что во всех рассматриваемых случаях в НК с диаметрами от 2 нм и выше имеются по крайней мере один электронный и один дырочный уровни. Следовательно, такие НК обладают свойствами квантовых точек. Величина оптической щели изменяется от 3,8 до 5 эВ при изменении диаметра НК от 6 до 2 нм.

Рассчитаны параметры излучения и фотоотклика для встроенных в диэлектрические матрицы НК GaN. Установлено, что длина волны основного межзонного перехода в НК изменяется от 250 до 360 нм при увеличении его диаметра от 2 до 6 нм. Характерное время межзонной излучательной рекомбинации в том же диапазоне диаметров возрастает от $1{,}0 \cdot 10^{-10}$ до $3{,}0 \cdot 10^{-10}$ с. Внутренняя квантовая эффективность фотоотклика одиночного НК в туннельно-тонких диэлектрических матрицах (рисунок 2) слабо зависит от структурной модификации НК, но сильно зависит от типа диэлектрического окружения.

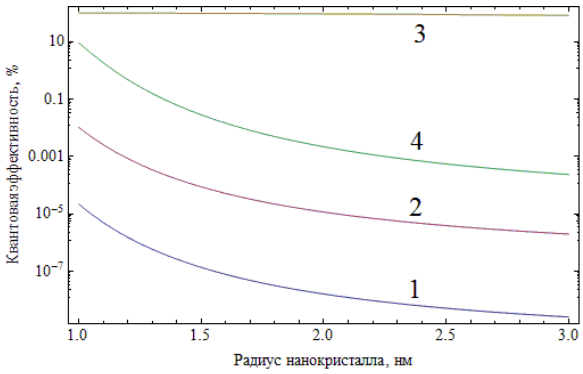


Рис. 2. Внутренняя квантовая эффективность фотоотклика для нанокристаллов GaN, встроенных в матрицы SiO_2 (1), Al_2O_3 (2), HfO_2 (3), Si_3N_4 (4), как функция радиуса нанокристалла

Установлено, что из рассмотренных матриц для НК GaN наиболее перспективными с точки зрения фотоотклика являются Si_3N_4 и HfO_2, для которых квантовая эффективность может достигать 10 и 80 %, соответственно.

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки РФ (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI58414X0008).

Литература

1. M. Gopalakrishnan *et al.* // Cryst. Eng. Comm., V. 16, 3584 (2014).
2. J.M. Luttinger, W. Kohn // Phys. Rev. B, V. 97, 869 (1955).

Напряженные многослойные структуры с псевдоморфными слоями GeSiSn

В.А. Тимофеев[1, *], А.И. Никифоров[1, 2], А.Р. Туктамышев[1], В.И. Машанов[1], А.К. Гутаковский[1], Н.А. Байдакова[3]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Национальный исследовательский Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Изучены температурные и композиционные зависимости критической толщины 2D-3D-перехода для пленки GeSiSn на поверхности Si(100). Впервые исследованы закономерности формирования многослойных структур, содержащих псевдоморфные слои GeSiSn непосредственно на Si без релаксированных буферных слоев. Методом просвечивающей электронной микроскопии показана возможность создания многослойных структур на основе псевдоморфных пленок GeSiSn и определены параметры кристаллической решетки. Выращенные структуры продемонстрировали фотолюминесценцию с интенсивным сигналом люминесценции в диапазоне 0.7 – 0.85 эВ.

Введение

В последние годы соединения на основе материалов Ge-Si-Sn привлекли к себе особое внимание в связи с возможностью их применения в интегральной кремниевой фотонике, микро- и наноэлектронике, фотовольтаике, термофотовольтаике, а также в области телекоммуникаций и инфракрасного обнаружения [1]. Успехи в области роста эпитаксиальных слоев GeSn, GeSiSn [2] открывают путь в направлении модификации зонной структуры путем управления напряжениями и составом. Основные проблемы синтеза эпитаксиальных пленок GeSn и GeSiSn, связанные с низкой равновесной растворимостью Sn в Ge и Si (<1%), сегрегацией и преципитацией, решаются с помощью неравновесных методик роста, таких как молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), магнетронное распыление, твердофазная эпитаксия, перекристаллизация и газофазная эпитаксия (ГФЭ) [3]. В большинстве работ, посвященных росту соединений GeSn, GeSiSn, демонстрируются структуры с толстыми релаксированными слоями Ge, GeSn или GeSiSn [4]. Главными недостатками таких структур являются прорастающие дислокации, ухудшающие структурные и оптические свойства материала.

В представленной статье предлагается использовать взамен релаксированных слоев псевдоморфные упругонапряженные пленки GeSiSn, выращенные прямо на Si. Основное преимущество псевдоморфных пленок над толстыми слоями заключается в том, что они не содержат дислокаций и когерентны с подложкой.

Эксперимент

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии в условиях сверхвысокого вакуума были получены многослойные структуры, содержащие псевдоморфные слои GeSiSn различного состава (содержание Sn от 0 до 10%) и толщины (от 2 до 3.5 нм). Температура и скорость роста слоев GeSiSn варьировалась в диапазоне 100 – 150ºC и 0.075 – 0.43 МС/сек (1МС (монослой) Sn на поверхности Si(100) равен 0.184 нм), соответственно. Слои GeSiSn заращивались Si при температуре 500ºC. Изменение морфологии и структуры поверхности при росте пленок GeSiSn и Si контролировалось с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Кристаллическая структура растущих слоев изучалась, используя поперечную высокоразрешающую просвечивающую электронную микроскопию (ПЭМ). Оптические свойства структур исследовались методом спектроскопии фотолюминесценции.

Результаты и обсуждение

Для получения многослойных структур, содержащих упругонапряженные псевдоморфные слои GeSiSn, были изучены температурные и композиционные зависимости критической толщины 2D-3D-перехода для пленки GeSiSn при различных несоответствиях решетки. На рисунке 1 представ-

лена кинетическая диаграмма роста GeSiSn при несоответствии 2%. При повышении концентрации Sn в целом наблюдается увеличение критической толщины 2D-3D-перехода. На основе диаграмм роста определялась толщина псевдоморфной пленки GeSiSn. Температура роста GeSiSn выбиралась такой, чтобы оставаться в условиях эпитаксиального роста и подавить эффект сегрегации Sn. Оптимальный температурный диапазон осаждения GeSiSn занимает область от 100 до 200ºC. Далее псевдоморфный слой GeSiSn заращивался Si толщиной от 5 до 20 нм при температуре 500ºC. Толщина Si выбиралась такой, чтобы получить гладкую поверхность.

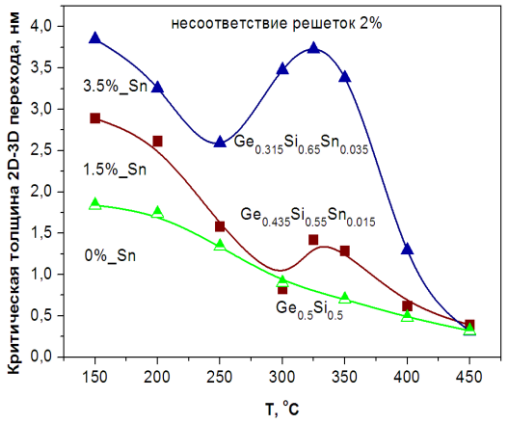


Рис. 1. Зависимости 2D-3D-перехода для пленок GeSiSn с содержанием Ge: 31.5, 43.5 и 50 % для несоответствия 2% с Si

Понижение температуры заращивания способствует сдерживанию явления сегрегации и уменьшению шероховатости пленки Si, покрывающей слой GeSiSn. Среднеквадратичная шероховатость поверхности многослойной структуры, содержащей гетеропереходы GeSiSn/Si, измерена методом атомно-силовой микроскопии и составляет 0.15 нм.

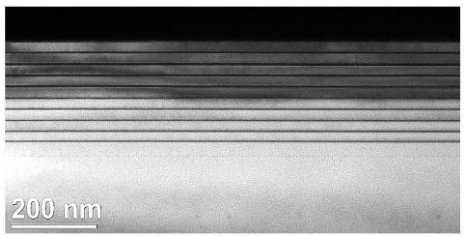


Рис. 2. Изображение ПЭМ поперечного среза многослойной структуры с гетеропереходами $Ge_{0.5}Si_{0.45}Sn_{0.05}$/Si и периодом 25 нм. Толщина пленки GeSiSn составляет 2 нм

Кристаллическое совершенство выращенных гетероструктур изучено методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (рис. 2). Структуры не содержат дислокаций и являются кристаллически совершенными. Из экспериментально измеренных величин межплоскостных расстояний показано, что слои GeSiSn имеют тетрагональную решетку с параметром a=0.543 нм и находятся в псевдоморфном состоянии.

Оптические свойства многослойных структур с пленками GeSiSn изучены с помощью фотолюминесценции (рис. 3). Наблюдается люминесценция с максимальной интенсивностью при энергии фотонов 0.77 эВ и температуре измерений 77 К.

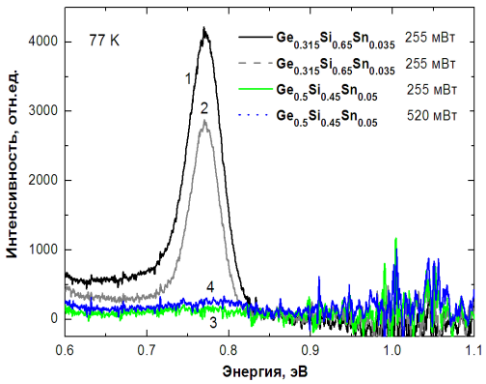


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции от многослойных структур с псевдоморфными слоями GeSiSn, имеющими толщину пленки и температуру роста: 1. 2 нм, 150ºC; 2. 3 нм, 100ºC; 3. 2 нм, 150ºC; 4. 2 нм, 150ºC

Заключение

Впервые исследованы закономерности формирования многослойных структур, содержащих псевдоморфные слои GeSiSn. Данные ПЭМ подтвердили кристаллическое совершенство полученных образцов. Представленные структуры продемонстрировали фотолюминесценцию при энергии 0.77 эВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-29-07153-офи_м, № 16-32-00039 мол_а, № 16-32-60005-мол_а_дк) и при поддержке Программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература

1. S. Wirths *et al.* // ACS Appl. Mater. Interfaces, **7**, 62 (2015).
2. J. Xie *et al.* // Chem. Mater., **22**, 3779 (2010).
3. J. Tolle *et al.* // Appl. Phys. Lett., **89**, 231924 (2006).
4. C. Xu *et al.* // Appl. Phys. Lett., **103**, 072111 (2013).

Электрофизические свойства структур металл–диэлектрик–полупроводник на основе n-GaAs с квантовыми точками InAs, выращенными на поверхности слоя n-GaAs

С.В. Тихов[1], О.Н. Горшков[1, 2], М.Н. Коряжкина[1, *], А.П. Касаткин[1], И.Н. Антонов[2], О.В. Вихрова[2], А.И. Морозов[1]

1 Национальный исследовательский Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

2 Нижегородский исследовательский физико-технический институт ННГУ, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

*mahavenok@mail.ru

Изучены электрофизические свойства проявляющих эффект резистивного переключения МДП-структур на основе n-GaAs с квантовыми точками InAs, встроенными на границе раздела диэлектрик/полупроводник. В качестве диэлектрика использовались плёнки оксида кремния и стабилизированного диоксида циркония.

Квантовые точки (КТ) из InAs, выращенные на поверхности эпитаксиального слоя n-GaAs, имеют размеры и плотность [1], позволяющие использовать их в качестве концентраторов электрического поля в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) для реализации эффектов резистивного переключения и памяти в этих структурах [2, 3]. В настоящей работе изучены электрофизические свойства таких структур. В качестве диэлектрика использовались плёнки стабилизированного оксидом иттрия (12 моль %) диоксида циркония (YSZ) и SiO_x толщиной 40 нм.

Методика эксперимента

МДП-структуры Au/Zr/SiO_x/InAs/n-GaAs/n+-GaAs и Au/Zr/YSZ/InAs/n-GaAs/n+-GaAs и барьеры Шоттки (БШ) Au/Zr/InAs/n-GaAs/n+-GaAs создавались методами МОС-гидридной эпитаксии и магнетронного распыления на подложках монокристаллических пластин n+-GaAs, на которые осаждались эпитаксиальные слои n-GaAs и КТ из 5 монослоёв InAs. В качестве управляющих электродов использовались практически прозрачные для света электроды из Au с прослойкой Zr. Контрольными образцами являлись МДП-структуры и БШ без КТ. Площадь структур составляла $1.0 \cdot 10^{-2}$ см^2.

Результаты и обсуждение

Спектры фотолюминесценции при 77 К обнаружили отклик от КТ при энергиях 0.80, 0.84 и 1.04 эВ на свободной поверхности n-GaAs. На покрытой диэлектриками поверхности сохранялся отклик при энергии 1.04 эВ, что свидетельствует о сохранении КТ в процессе осаждения диэлектриков. Величина фотоэдс V_{Fn} насыщалась при высоких уровнях фотовозбуждения и составляла 0.80 В для БШ без КТ и 0.57 В для БШ с КТ. В отсутствие внешнего напряжения V величина V_{Fn} составляла 0.15 В для структур Au/Zr/SiO_x/InAs/n-GaAs/n+-GaAs и 0.40 В для структур Au/Zr/YSZ/InAs/n-GaAs/n+-GaAs. Известно [1], что величина V_{Fn} на одиночном барьере равна величине его темнового поверхностного потенциала φ_s. Как оказалось, для структур с КТ $\varphi_s \approx -0.4$ В в случае YSZ и $\varphi_s \approx -0.15$ В в случае SiO_x. Полученные данные о значительном изменении поверхностного потенциала φ_s позволяют сделать вывод о том, что в структурах с КТ происходит откреплление уровня Ферми на поверхности n-GaAs. Поэтому приложение внешнего напряжения к МДП-структурам с КТ позволяло существенно увеличивать значение напряжённости электрического поля в диэлектрике. Это приводило к возникновению процесса формовки в диэлектрике (при $V<0$) и эффекту биполярного резистивного переключения структуры из состояния с

низким сопротивлением (СНС) в состояние с высоким сопротивлением (СВС) (при $V>0$) и обратно (при $V<0$). Механизм процесса формовки можно объяснить образованием проводящих шнуров, проходящих через ионные мостики, выстраиваемые в области концентраторов электрического поля, образованных КТ. Формовка и резистивное переключение не происходили в структурах Au/Zr/SiO_x/n-GaAs/n+-GaAs, однако наблюдались в структурах Au/Zr/YSZ/n-GaAs/n+-GaAs, но при больших напряжениях, что можно объяснить большей долей падения напряжения на области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника. В таблице приведены некоторые параметры диэлектриков и малосигнальной схемы МДП-структур [4] в СНС и СВС: значения относительной диэлектрической проницаемости ε, тангенса угла диэлектрических потерь $tg\delta$, параллельного R_p и последовательного R_s дифференциальных сопротивлений. Индекс *0* относится к частоте 10^3 Гц, а ∞ – к 10^6 Гц. Величина R_{p0} характеризует суммарное параллельное сопротивление диэлектрика и полупроводника, а $R_{s\infty}$ – сопротивление полупроводника.

Таблица. Некоторые параметры диэлектриков и малосигнальной схемы МДП-структур.

МДП		ε_0	$tg\delta_0$	$tg\delta_\infty$	R_{p0}, Ом	$R_{s\infty}$, Ом
SiO_x	СНС	7	24	0.15	$4.2\cdot10^4$	26
	СВС	7	0.02	0.12	$4.3\cdot10^6$	21
YSZ	СНС	19	3.7	0.55	924	151
	СВС	19	0.2	0.12	$1.6\cdot10^5$	48

Для СНС были характерны большие значения $tg\delta$ и малые R_p, обусловленные протеканием тока через проводящие шнуры, и увеличение R_s в результате увеличения сопротивления ОПЗ. Уменьшение потерь и возрастание параллельного сопротивления в состоянии СВС обусловлено разрывом проводящих шнуров в диэлектрике. Измерения вольт-фарадных характеристик МДП-структур при формовке показало уменьшение встроенного положительного заряда у полупроводниковой обкладки. При переключении в СВС, наоборот, наблюдалось увеличение этого заряда, что объясняет разрыв и восстановление проводящих шнуров соответствующим перемещением ионов. Теоретический анализ [4] частотных зависимостей ёмкости C_p и приведенной к круговой частоте проводимости G_p/ω в параллельной схеме замещения МДП-конденсатора при разных температурах для структур с КТ при V=0 (пример для структур с SiO_x см. на рис. 1) показал, что эти зависимости описываются эмиссией электронов с моноэнергетического уровня поверхностных состояний (ПС), возникающего в результате формирования КТ на границе раздела (ГР) диэлектрик/полупроводник. Определены параметры этого уровня: глубина залегания – 0.38 эВ от края с-зоны n-GaAs, плотность состояний – $4.2\cdot10^{11}$ $см^{-2}$ (в случае ГР SiO_x/n-GaAs) и $3.5\cdot10^{11}$ $см^{-2}$ (в случае ГР YSZ/n-GaAs), сечение захвата электрона – $4.5\cdot10^{-15}$ $см^2$ (в случае ГР SiO_x/n-GaAs) и $4.5\cdot10^{-14}$ $см^2$ (в случае ГР YSZ/n-GaAs).

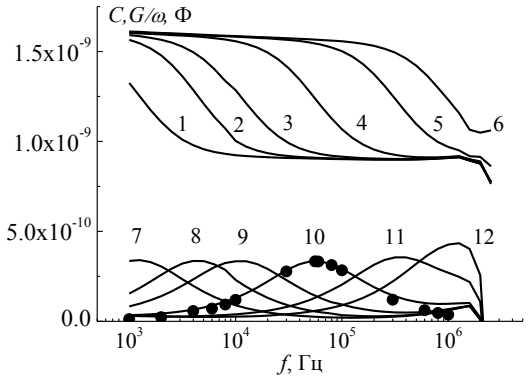


Рис. 1. Частотные зависимости C_p (1-6), G_p/ω (7-12) для МДП-структуры Au/Zr/SiO_x/InAs/n-GaAs/n+-GaAs, измеренные при V=0 и температуре Т, К: 238 (1, 7); 256 (2, 8); 273 (3, 9); 294 (4, 10); 330 (5, 11); 358 (6, 12). Точками показана теоретическая зависимость в предположении наличия моноэнергетического уровня ПС

Таким образом, показано, что формирование КТ из InAs на поверхности n-GaAs в БШ и МДП-структурах позволяет откреплять уровень Ферми на этой поверхности. Такие МДП-структуры проявляют эффект резистивного переключения. Определены параметры ловушек, возникающих при формировании КТ на ГР диэлектрик/полупроводник.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за проведение МОС-гидридной эпитаксии. Работа поддержана Министерством образования и науки России в рамках государственного задания №2014/134 (код проекта 2591).

Литература

1. С.В. Тихов // ФТП, Т. 46 (вып. 10), 1297 (2012).
2. С.В. Тихов *и др.* // ПЖТФ, Т. 40 (вып. 19), 18 (2014).
3. P. R. Mickel *et al.* // Mod. Phys. Lett. B, V. 28, 1430003-1 (2014).
4. Овсюк, В.Н. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда / В.Н. Овсюк. – Новосибирск: Наука (Сибирское отделение), 1984. – 252 с.

AlGaN-наноструктуры с экстремально высоким внутренним квантовым выходом при 300 К

А.А. Торопов[1,*], Е.А. Шевченко[1], Т.В. Шубина[1], В.Н. Жмерик[1], Д.В. Нечаев[1], G. Pozina[2], С.В. Иванов[1]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

2 Department of Physics, Chemistry and Biology, Linköping University, Linköping S-581 83, Sweden.

*toropov@beam.ioffe.ru

Представлены результаты оптимизации конструкции гетероструктур с квантовыми ямами на основе твердых растворов AlGaN с точки зрения достижения максимальной энергии локализации носителей заряда и максимальной энергии связи экситона при длине волны излучения ~300 нм. Методом молекулярно-пучковой эпитаксии изготовлены образцы, в которых излучательная рекомбинация доминирует во всем диапазоне температур от 5 К до 300 К, а внутренний квантовый выход фактически не зависит от температуры.

Гетероструктуры с квантовыми ямами на основе твердых растворов AlGaN рассматриваются в настоящее время как наиболее перспективные полупроводниковые материалы для разработки светоизлучающих приборов ультрафиолетового диапазона. Одной из главных проблем, тормозящих прогресс в этой области, является отсутствие коммерчески доступных подложек с необходимой постоянной решетки, тогда как эпитаксиальный рост на решеточно-рассогласованных подложках приводит к повышенной концентрации протяженных дефектов. В таких условиях единственная возможность обеспечения достаточно высокого внутреннего квантового выхода излучения светодиодов при комнатной температуре связывается с реализацией развитого локализующего потенциала, ограничивающего подвижность неравновесных носителей заряда (или экситонов) и препятствующего их движению к центрам безызлучательной рекомбинации. В настоящей работе мы представляем результаты теоретической и технологической оптимизации гетероструктур с квантовыми ямами $Al_xGa_{1-x}N/Al_yGa_{1-y}N$, позволившей изготовление образцов, в которых времена жизни фотовозбужденных неравновесных носителей определяются излучательной рекомбинацией во всем диапазоне температур от 5 до 300 К, а внутренний квантовый выход практически не зависит от температуры.

Образцы и методики

При разработке оптимальной конструкции гетероструктур с квантовой ямой зонная структура твердых растворов AlGaN определялась в рамках 6-зонной kp-модели с учетом пьезоэлектрической и спонтанной поляризации. Параметры экситонов в квантовой яме рассчитывались вариационно с использованием двухпараметрической пробной функции.

Рост структур осуществлялся методом плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках с-сапфира [1]. Плотность проникающих дислокаций в гетероструктурах минимизировалась посредством использования толстого буферного слоя AlN с нанометровыми напряженными вставками GaN [2]. Рост самой квантовой ямы осуществлялся разработанным методом субмонослойной дискретной эпитаксии, позволяющей ограничить транспорт носителей в латеральном направлении в результате их локализации в спонтанно образующихся нанодисках [3]. Для определения кинетики рекомбинации локализованных экситонов спектры фотолюминесценции (ФЛ) исследовались с временным разрешением при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами с энергией кванта меньшей, чем ширина запрещенной зоны материала барьеров, что позволило избежать потерь, связанных с поверхностной рекомбинацией.

Результаты и обсуждения

В рамках процедуры оптимизации конструкции образцов определялись составы квантовых ям и барьеров, упругие напряжения, а также ширина квантовой ямы, обеспечивающие максимальные энергии локализации носителей в квантовой яме при заданной длине волны (~300 нм) и поляризации (TE) экситонной люминесценции. Критическим параметром в оптимизированной структуре оказывается энергия локализации дырки, определяемая разницей энергии вершин валентной зоны в квантовой яме (зона тяжелых дырок) и барьерах (зона дырок, отщепленных кристаллическим полем), а также энергией связи экситона. Эти две величины зависят от ширины квантовой ямы противоположным образом, так что компромисс достигается в области узких ям шириной 1-1.5 нм (см. рис. 1).

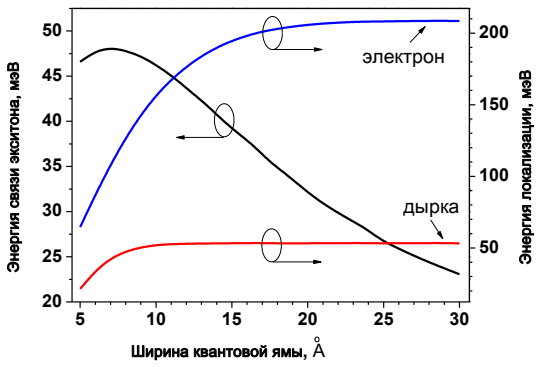


Рис. 1. Энергия связи экситона (левая ось) и энергия локализации носителей заряда (правая ось) в $Al_{0.4}Ga_{0.6}N/Al_{0.8}Ga_{0.2}N$ квантовой яме, рассчитанные в зависимости от ширины квантовой ямы

На рисунке 2 приведены интегрированные по времени спектры ФЛ, измеренные при двух температурах (5К и 300 К) в изготовленном оптимизированном образце с одиночной квантовой ямой шириной 1.5 нм. Спектры включают неоднородно-уширенный пик излучения квантовой ямы с наложенной интерференционной структурой, определяемой отражением света на интерфейсах с воздухом и подложкой. Интегральная интенсивность пика фактически не зависит от температуры, изменяясь в диапазоне 5 – 300 К немонотонным образом в пределах ~ 10% от значения, измеренного при 5 К.

Кривые затухания ФЛ (рис. 3) носят одноэкспоненциальный характер в пределах пика везде, кроме узкой области с наибольшими энергиями фотона, соответствующей рекомбинации экситонов с наименьшей энергией локализации. Вблизи максимума пика константа затухания составляет ~700 пс и фактически не зависит от температуры, что позволяет сделать вывод о пренебрежимо малом вкладе безызлучательной рекомбинации вплоть до комнатной температуры. Полученные результаты показывают перспективность использования развитой технологии роста квантовых ям на основе AlGaN для изготовления эффективных источников света в области среднего ультрафиолета.

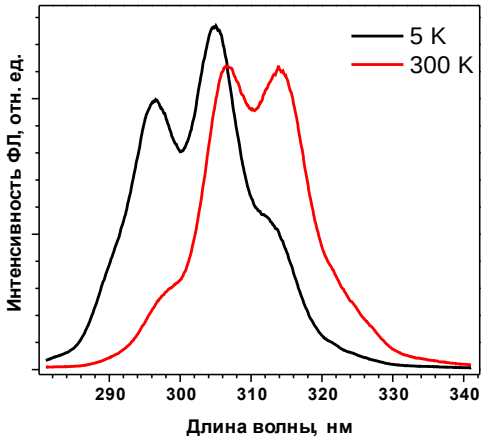


Рис. 2. Спектры ФЛ оптимизированной структуры

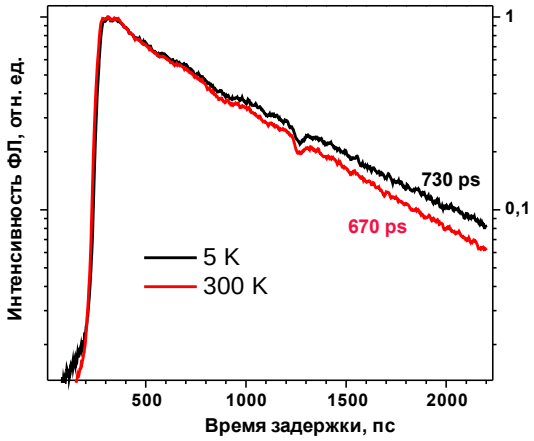


Рис. 3. Кривые затухания, измеренные в оптимизированной структуре вблизи максимума пика ФЛ

Литература

1. V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, A.A. Sitnikova, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 96, 141112 (2010).
2. V.N. Jmerik, E.V. Lutsenko, and S.V. Ivanov // Phys. Stat. Sol. A, V. 210, 439 (2013).
3. V.N. Jmerik, D.V. Nechaev, S. Rouvimov, *et al.* // J. Mater. Res., V. 30, 2871 (2015).

Исследование динамики релаксации поляритонов в гетероструктурах с микрорезонаторами методом накачка–накачка

А.В. Трифонов[1,*], Е.Д. Черотченко[2], Дж.Л. Картси[2], И.В. Игнатьев[1], А. Тзимис[3, 4], С. Тсинтос[3, 4], З. Хатзопулос[3, 4], П. Саввидис[3, 4], А.В. Кавокин[2, 1]

1 Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург.

2 Школа физики и астрономии, Университет Саутгемптона, Саутгемптон, Великобритания.

3 Департамент науки о материалах и технологий, Университет Крита, Гераклион, о. Крит, Греция.

4 Институт электронных структур и лазеров, P.O. Box 1527, GR-771 10, Гераклион, Греция.

*arthur.trifonov@gmail.com

Релаксация экситонов в квантовых ямах, помещенных в микрорезонатор, зависит от множества процессов. В частности, релаксация может сильно зависеть от формы потенциала квантовой ямы. В работе [1] было показано, что экситоны в параболической квантовой яме могут релаксировать по каскаду уровней, составленному из эквидистантных уровней размерного квантования. Нами было исследовано две гетероструктуры с микрорезонаторами, содержащие прямоугольную и параболическую квантовые ямы. Предложенный нами метод «накачка–накачка» позволил показать, что релаксация экситонов в параболической квантовой яме происходит быстрее, чем в прямоугольной яме, а также получить свидетельства бозе-стимулированной каскадной релаксации.

Введение

Полупроводниковые гетероструктуры с микрорезонаторами (МР), содержащими квантовые ямы (КЯ), являются активно исследуемыми объектами. Такие эффекты, как поляритонная лазерная генерация, сверхтекучесть поляритонов и др., были обнаружены и исследованы в этих гетероструктурах. Существует достаточно большое число работ, как теоретических, так и экспериментальных, посвященных динамике экситон-поляритонов в структурах с МР. Результатом этих работ стало понимание важности бозе-стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния для формирования макроскопической заселенности основного состояния в такой системе. Большое число работ посвящено также исследованию резервуара неизлучающих поляритонов и влиянию этого резервуара на макроскопически заселенное состояние. Однако о деталях релаксации в состояниях, скрытых зеркалами микрорезонатора при нерезонансной оптической накачке (выше стоп-зоны микрорезонатора), сведения достаточно скудны. В данной работе представлены результаты исследования двух образцов с микрорезонаторами, содержащими прямоугольную и параболическую квантовые ямы. В образце с параболической КЯ, согласно работе [1], может происходить каскадная релаксация по квантово-размерным уровням параболического потенциала квантовой яме, чего в прямоугольной ямы происходить не должно. Предложенный авторами экспериментальный метод «накачка–накачка» позволил выявить различия релаксации экситонных поляритонов в исследованных образцах и косвенно подтвердить каскадную релаксацию.

Метод накачка-накачка

Важным свойством бозе-стимулированной каскадной релаксации является сильная зависимость ее скорости от населенности на нижележащем состоянии. В методе накачка-накачка первый импульс создает некоторую начальную населенность экситонов, а второй импульс накачки, падающий на образец через некоторое время, рождает дополнительные экситоны на уровнях накачки. Релаксация экситонов, созданных вторым импульсом, сильно зависит от населенности на нижележащих экситонных уровнях, созданной первым импульсом накачки. Если населенность, созданная первым импульсом накачки, достаточно велика, то происходит стимулированная релаксация. Такое ускорение релаксации должно приводить к нелинейному увеличению интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) в

случае конкуренции с каналом безызлучательного тушения ФЛ. При этом интенсивность ФЛ должна зависеть от задержки между импульсами накачки.

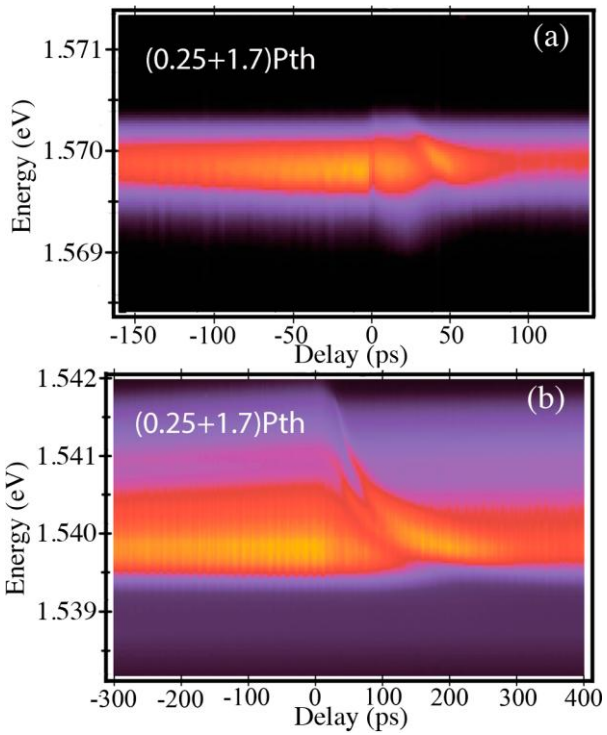


Рис. 1. Зависимость интегрального спектра фотолюминесценции от задержки между двумя импульсами накачки для (a) образца с параболической КЯ и (b) для образца с прямоугольными квантовыми ямами

Предложенным методом были изучены два образца. Первый образец содержит параболическую КЯ AlGaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ шириной 50 нм, потенциал которой задавался изменением концентрации Al в тройном растворе от 5% в середине КЯ до 12% на интерфейсах. Микрорезонатор состоял из 17 и 22 $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$/AlAs пар четвертьволновых слоев. Второй образец содержал 12 GaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ прямоугольных КЯ. Микрорезонатор состоял из 32 и 35 $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$/AlAs пар слоев.

На рисунке 1 представлены экспериментальные зависимости интегральной по времени интенсивности фотолюминесценции от задержки между двумя импульсами фемтосекундной нерезонансной оптической накачки для (a) параболической КЯ и (b) прямоугольной КЯ. Представленные зависимости измерены при мощностях накачек, приведенных на рисунках в единицах пороговой мощности накачки поляритонного лазера. Положительные задержки соответствуют ситуации, когда более слабый импульс приходит вторым. Анализ особенностей приведенных зависимостей говорит о различиях релаксации в двух исследованных образцах. А именно, для обоих образцов наблюдается сильное увеличение интенсивности ФЛ при задержках, меньших 150 пс. Однако задержки, при которых наблюдается увеличение сигнала, различаются для разных образцов. Для прямоугольной КЯ это большие задержки ~200 пс, тогда как для параболической КЯ это время < 50 пс. Этот факт указывает на то, что релаксация в образце с параболической КЯ происходит быстрее, несмотря на меньшую добротность МР, чем в образце с прямоугольными КЯ. Вторым важным отличием зависимостей, приведенных на рисунке 1, является наличие провала при нулевой задержке для образца с параболической КЯ. Мы объясняем эту особенность при помощи бозе-стимулированной релаксации экситонов на уровнях накачки. В эксперименте для накачки образцов использовались спектрально широкие фемтосекундные импульсы, которые накачивают одновременно несколько квантово-размерных уровней в параболической квантовой яме. Первый импульс создает населенность на накачиваемых уровнях. К моменту прихода второго импульса происходит релаксация экситонов на нижележащие уровни. В частности, населенность нижайшего накачиваемого уровня увеличивается за счет уменьшения населенности вышележащих уровней. Релаксация экситонов, созданных вторым импульсом, ускоряется за счет бозонной стимуляции, поскольку на нижележащих экситонных состояниях имеется большая населенность, созданная первым импульсом. Такого процесса не происходит в образце с прямоугольными квантовыми ямами, поскольку в таких ямах уровни размерного квантования располагаются далеко друг от друга, и спектральной ширины импульсов накачки недостаточно для одновременной накачки нескольких квантово-размерных уровней в КЯ. Проведенные расчеты в модели полуклассических уравнений Больцмана, предложенной в работе [1], подтверждают высказанное качественное объяснение наблюдаемых в эксперименте зависимостей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-52-12018 и 15-59-30406, а также гранта СПбГУ 11.38.213.2014.

Литература

1. T. C. H. Liew, M. M. Glazov, K. V. Kavokin, I. A. Shelykh, M. A. Kaliteevski, and A. V. Kavokin. Proposal for a bosonic cascade laser // PRL, 110, 047402 (2013).

Эффективная генерация терагерцевого излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе GaAs

В.Н. Трухин[1, 2, *], А.Д. Буравлев[3], И.А. Мустафин[1, 2], Г.Э. Цырлин[3], Д.И. Курицын[4], В.В. Румянцев[4], С.В. Морозов[4], J.P. Kakko[5], T. Huhtio[5], H. Lipsanen[5]

1 ФТИ им.А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 НИУ ИТМО, Кронверкский пр-кт, 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 СПбАУ НОЦНТ, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021

4 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

5 Department of Micro- and Nanosciences, Micronova, Aalto University, P.O. Box 13500, FI-000a76 Aalto, Finland

*valeratruchin@mail.ioffe.ru

Обнаружена эффективная генерация терагерцевого излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе GaAs при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами. Определены механизмы генерации, которые обусловлены быстрым движением фотовозбужденных носителей заряда в нанопроводах в поверхностном и контактном полях, а также амбиполярной диффузией фотовозбужденных носителей заряда. Показано, что эффективность терагерцевой генерации при оптимальных геометрических параметрах массива полупроводниковых нитевидных нанокристаллов превышает аналогичную величину для объемного полупроводника p-InAs, являющегося наиболее эффективным когерентным терагерцевым эмиттером.

Введение

В работе [1] был исследован процесс генерации терагерцевого излучения в упорядоченном массиве полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) на основе GaAs, синтезированных на подложке p-GaAs. Было показано, что эффективность терагерцевой генерации будет возрастать при соответствующих параметрах нанокристаллов, при которых происходит резонансное поглощение оптического излучения. Однако достичь эффективности терагерцевой генерации, сопоставимой с аналогичной величиной для объемного полупроводника p-InAs, являющегося наиболее эффективным когерентным терагерцевым эмиттером, не удалось. Основной причиной явилось наличие p-n-перехода между нанокристаллом и подложкой, в котором фотовозбужденные носители двигались в противоположном направлении относительно движения неравновесных носителей в поверхностном поле вблизи вершины нанокристалла. Таким образом, терагерцевые поля, создаваемые этими двумя группами носителей заряда, имели противоположные направления, что приводило к уменьшению эффективности терагерцевой генерации. Настоящая работа посвящена исследованию механизмов генерации терагерцевого излучения в упорядоченных массивах ННК на основе GaAs, выращенных на подложках n- и p-типа.

Методика эксперимента

GaAs нитевидные нанокристаллы (ННК) выращивались на подложках GaAs p- и n-типа с кристаллографической ориентацией (111)B методом MOVPE. Также были синтезированы ННК с пассивацией поверхности нанокристалла слоем AlGaAs. Для фотовозбуждения наноструктур использовался титан-сапфировый лазер, генерирующий оптические импульсы (длина волны 795 нм) с длительностью 15 фс. Регистрация ТГц излучения осуществлялась методом электрооптического стробирования и с помощью болометра.

Результаты и обсуждение

Амплитуда терагерцевого импульса, генерируемого в ННК, синтезированных на подложке n-GaAs, оказалось больше, чем для образцов, синтезированных на подложке p-GaAs. Полярность терагерцевого поля не изменялась при изменении диаметра нанокристалла и расстояния между ними. На рис.1 приведены зависимости терагерцевого поля, генерируемого ННК, от расстояния между нанокристаллами для массивов ННК с различной высотой. Видно, что эффективность генерации в ННК, в которых расстояние между нанокристаллами L больше длины волны возбуждаемого света, практически не зависит

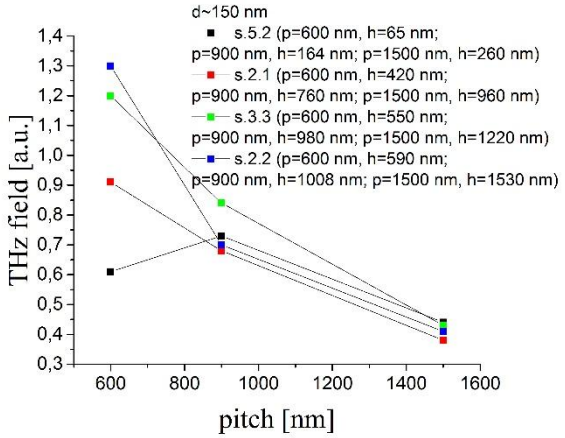


Рис. 1. Зависимость амплитуды ТГц поля, генерируемого в массивах ННК, от расстояния между нанокристаллами

от высоты нанокристаллов в диапазоне 250–1500 нм. Как уже отмечалось в работе [1], в этом интервале значений L терагерцевое поле является суммой полей, генерируемых в каждом нанокристалле, поэтому неизменность эффективности терагерцевой генерации в зависимости от высоты нанокристалла, по-видимому, обусловлена постоянством параметров внутренних электрических полей в нанокристалле в данном диапазоне высот ННК. Расчет начального распределения потенциала в нанокристалле показывает, что электрические поля в p-n- и n^+-n-переходах на порядок выше поверхностного поля. Таким образом, вклад движения фотовозбужденных носителей заряда в p-n- и n^+-n-переходах должен быть существенным. Однако результаты исследования процесса терагерцевой генерации в ННК, синтезированных на подложке p-GaAs, свидетельствуют о том, что движение носителей заряда в p-n-переходе не является основным вкладом в процесс терагерцевой генерации, поэтому необходимо учитывать новый механизм, который может быть связан с возникновением анизотропии в импульсном распределении фотовозбужденных носителей заряда за счет их отражения от верхней грани нанокристалла [1,2]. Из рис.1 следует, что эффективность генерации в ННК, имеющих расстояние между нанокристаллами меньше длины волны возбуждаемого света, зависит от высоты нанокристаллов. Данные результаты можно объяснить возникновением неоднородного возбуждения нанокристалла по высоте и, естественно, новым механизмом терагерцевой генерации, обусловленным амбиполярной диффузией носителей заряда. Исследование процесса терагерцевой генерации в ННК, пассивированных AlGaAs, также подтвердили проявление механизма терагерцевой генерации, обусловленного диффузионным током фотовозбужденных носителей. С помощью кремниевого болометра была экспериментально определена спектральная зависимость эффективности терагерцевой генерации от энергии кванта возбуждения. Для упорядоченных массивов ННК с диаметром 150 нм вид зависимости имеет резонансный характер. Также были проведены эксперименты по регистрации волновых форм терагерцевых импульсов для образцов объемного полупроводника p-InAs ($p\sim3*10^{16}$см$^{-3}$). На рисунке 2 представлены волновые формы терагерцевых импульсов, генерируемых в ННК и p-InAs.

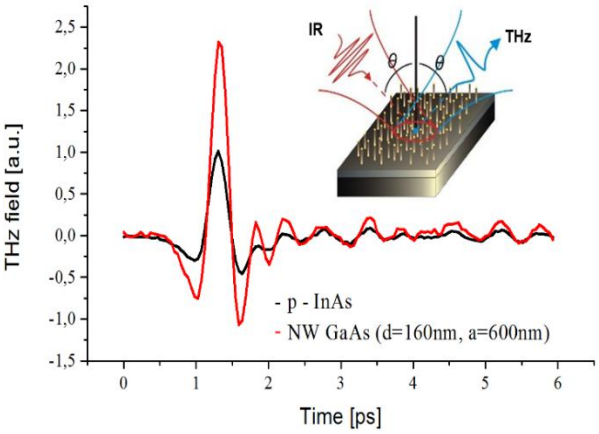


Рис. 2. Волновые формы терагерцевых импульсов

Из рис. 2 видно, что эффективность терагерцевой генерации для массива полупроводниковых нитевидных нанокристаллов, синтезированных на подложке n-GaAs и имеющих оптимальные геометрические параметры, превышает аналогичную величину для объемного полупроводника p-InAs, являющегося наиболее эффективным когерентным терагерцевым эмиттером [3].

Литература

1. Trukhin V.N., Bouravleuv A.D., Mustafin I.A. *et al.* // Appl. Phys. Lett., v.106, 252104 (2015).
2. Trukhin V.N., Buravlev A.D., Eliseev A.I. *et al.* // Opt. Spectrosc., v.119, 754(2015)
3. A a s R., Urbanowicz A., Molis G. *et al.* // Appl. Phys. Lett., v. 85, 2463 (2004).

Брэгговский резонанс в системе плазмонных нановключений AsSb в AlGaAs

В.И. Ушанов[1,*], В.В. Чалдышев[1,§], В.В. Преображенский[2], М.А. Путято[2], Б.Р. Семягин[2]

1 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*ushanovvi@mail.ioffe.ru, §chald.gvg@mail.ioffe.ru

Исследовалось оптическое отражение метаматериалов на основе полупроводниковой матрицы AlGaAs, содержащей упорядоченную последовательность 12 и 24 слоёв металлических нановключений AsSb. Период расположения слоёв составлял 100 или 110 нм. В спектрах оптического отражения экспериментально обнаружена брэгговская дифракция с главным пиком на длине волны 757 или 775 нм в зависимости от расстояния между слоями наночастиц. Амплитуда пика достигала 30%, при том, что объёмная доля нановключений была существенно меньше 1%. Методом матриц переноса выполнено численное моделирование экспериментальных данных с учётом резонансных особенностей слоёв AsSb.

Введение

Большой интерес представляют металло-полупроводниковые метаматериалы, в которых наблюдается усиленное взаимодействие света с веществом, заключающееся в резонансном поглощении и рассеянии света плазмонными возбуждениями. Появление плазмонного резонанса в системе металлических наночастиц, помещенных в диэлектрическую среду, определяется условием $\mathrm{Re}(\varepsilon_m+2\varepsilon_s)=0$, где ε_s и ε_m – диэлектрические функции полупроводниковой и металлической компонент метаматериала.

Ранее нами исследовалась оптическая экстинкция в неупорядоченной системе металлических наночастиц AsSb, встроенных в полупроводниковую матрицу AlGaAs [1,2]. В данном метаматериале было обнаружено резонансное поглощение света плазмонными возбуждениями в системе нановключений AsSb в AlGaAs. Энергия плазмонного резонанса составила 1.47 эВ, а его полная ширина на половине высоты – 0.19 эВ.

Целью данной работы являлось создание металло-полупроводникового метаматериала на основе полупроводниковой матрицы AlGaAs, содержащей периодическую систему слоёв металлических нановключений AsSb, и исследование его оптических свойств. В случае если наночастицы располагаются в среде периодически хотя бы в одном направлении, в оптических спектрах должен иметь место брэгговский резонанс, возникающий из-за дифракции электромагнитных волн, с главным пиком на длине волны, определяемой из условия Вульфа-Брэгга

$$\lambda_{Br} = 2d\sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2\theta}, \qquad (\text{ф}1)$$

где d – период структуры, n_{eff} – эффективный показатель преломления метаматериала, θ – угол падения света.

Образцы

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре (200°C) по технологии, аналогичной для образцов из работ [1,2]. Низкая температура роста обеспечивала захват в растущий слой избыточного мышьяка в форме антиструктурных дефектов As_{Ga} в концентрации 1% [3]. Образцы представляли собой твёрдый раствор AlGaAs(Sb) с концентрацией AlAs 30%, периодически δ-легированный изовалентной примесью Sb. Окно прозрачности полупроводниковой матрицы соответствовало диапазону длин волн 700 – 900 нм. Номинальное расстояние между δ-слоями составляло 100 или 110 нм при числе периодов 12 или 24. Система δ-слоев служила прекурсором для формирования периодической системы нановключений AsSb в результате послеростового отжига при температурах от 400 до 700°C. Размер нановключений AsSb увеличивался с ростом температуры отжига [3]. Толщину слоя наночастиц можно оценить в два характерных размера нановключений AsSb.

Экспериментальные и расчѐтные результаты

Экспериментальная часть исследования заключалась в измерении спектров оптического отражения полученных метаматериалов при нормальном падении света, а также при падении под углами от 10 до 80° для s- и p-поляризаций. В спектрах оптического отражения нами обнаружена брэгговская дифракция в системах 12 и 24 периодически расположенных слоѐв наночастиц AsSb в AlGaAs с главными пиками на длинах волн при нормальном падении света 757 и 775 нм в зависимости от величины периода. Величина амплитуды пика брэгговского резонанса увеличивалась с ростом температуры отжига. На рисунке 1 сплошной и точечной (практически полностью совпадает с штрихпунктирной линией) линиями представлены спектры нормального отражения света от полученных метаматериалов для температуры отжига 700°C. Амплитуды пиков достигали 17 и 30%, соответственно, при том, что доля объѐма, занимаемая нановключениями, была существенно меньше 1%. Стрелкой отмечена особенность, связанная с краем фундаментального поглощения в матрице AlGaAs.

Рис. 1. Зависимость коэффициента нормального отражения от длины волны света от системы 12 и 24 слоёв AsSb в AlGaAs

Следует отметить, что в предыдущих исследованиях [4] аналогичным образом изучалась брэгговская дифракция света на слоях нановключений AsSb в GaAs, однако периодичность выращенной структуры обеспечивала положение основного брэгговского пика вблизи длины волны света 1450 нм, что далеко от плазмонного резонанса для наночастиц AsSb в AlGaAs (GaAs). В результате, амплитуда исследованного брэгговского пика была мала и составила около 5%. Данный факт свидетельствует, что при сближении частот плазмонного и брэгговского резонансов в метаматериале наблюдается усиленное взаимодействие света с веществом, в данном случае проявляющееся в усиленной брэгговской дифракции. В случае падения света под различными углами и с различными поляризациями резонансная длина волны основного пика соответствовала ожидаемой согласно закону Вульфа–Брэгга. При уменьшении угла падения света общий уровень отражения для s-поляризации уменьшался, а для p-поляризации увеличивался в соответствии с формулами Френеля.

Моделирование спектров оптического отражения осуществлялось методом матриц переноса, обобщѐнным на периодическую последовательность слоѐв плазмонных нановключений AsSb в полупроводниковой матрице AlGaAs с учѐтом пространственной геометрии структур. Резонансные свойства слоѐв AsSb учитывались на основании данных по оптической экстинкции метаматериалов AsSb-AlGaAs из работ [1,2]. Модель также учитывала дисперсию диэлектрической функции спейсеров AlGaAs. Расчѐтные кривые представлены на рисунке 1 штриховой и штрихпунктирной линиями для образцов, содержащих системы из 12 и 24 слоѐв нановключений AsSb, соответственно. Расчѐт был обобщѐн на углы падения света от 10 до 80° для s- и p-поляризаций. Получено хорошее качественное и количественное согласие модельных и экспериментальных данных.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 14-02-01123, и программы У.М.Н.И.К.

Литература

1. В.И.Ушанов, В.В.Чалдышев, Н.Д. Ильинская, Н.М. Лебедева, М.А. Яговкина, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин // ФТТ, 56, 1891 (2014).
2. В.И.Ушанов, В.В.Чалдышев, Н.А. Берт, В.Н. Неведомский, Н.Д. Ильинская, Н.М. Лебедева, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин // ФТП, 49, 1635 (2015).
3. Н.А. Берт и др. // ФТТ 35, 2609 (1993).
4. П.В. Лукин, В.В. Чалдышев, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин // ФТП, 46, 1314 (2012).

Распределенное плазмонное усиление терагерцевого излучения в периодическом массиве щелевых диодов с двумерными электронными каналами

Д.В. Фатеев[1,*], В.В. Попов[1,2,3]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

2 НИУ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 Саратовский научный центр РАН, ул. Рабочая, д. 24, Саратов, 410028.

*fateevdv@yandex.ru

В работе рассмотрено усиление терагерцевого излучения при распространении плазменной волны в периодическом массиве щелевых диодов с двумерными электронными каналами. Показано, что усиление ТГц-излучения происходит в результате распределенного нерезонансного взаимодействия поля двумерного плазмона с дрейфующими электронами.

Введение

Плазменные волны в транзисторных структурах с двумерным (2М) электронным каналом могут быть использованы для генерации терагерцевого (ТГц) излучения. Плазмонная неустойчивость Дьяконова-Шура приводит к ТГц-излучению в транзиторных структурах с одиночным затворным электродом и асимметричными граничными условиями в структуре [1]. Терагерцевое излучение наблюдалось из транзисторной структуры с высокой подвижностью электронов [2]. С другой стороны, ТГц-излучение в результате конвективной плазмонной неустойчивости Вавилова–Черенкова в пространственно-периодических микроструктурах с двумерным электронным газом возникает только для больших скоростей дрейфа электронов, превышающих скорость плазмонов [3]. В работе [4] показано, что плазмонное усиление при малой скорости электронного дрейфа в 2М-канале может происходить вследствие отражения плазмона от различных видов неоднородности 2М-канала. Пролетный механизм плазмонной неустойчивости при дрейфе электронов через участок 2М электронного канала с сильным электрическим полем изучался в [5].

Результаты и их обсуждение

Рассмотрим периодический массив щелевых диодов с 2М электронными каналами длины l каждый предполагая, что 2М электронные каналы разделены полосками идеально проводящего металла. Постоянный электрический ток протекает в направлении периодичности массива (x-направление). Нормально падающая электромагнитная волна возбуждает плазменные волны в 2М электронных каналах.

Рассматривая простейший случай предположим, что полное электрическое поле $E(x,t)$ в плоскости 2М электронного канала состоит из двух частей: пространственного однородного электрического поля с амплитудой E_0 (что соответствует амплитуде нормально падающей ТГц-волны) и одной бегущей плазменной волны с амплитудой E_q и волновым вектором $q = 2\pi / L$:

$$E(x,t) = E_0 \cos(\omega t + \varphi_0) + E_q \cos(\omega t - qx + \varphi_q). \quad (1)$$

Плотность индуцированного тока в однородном 2М электронном канале пространственно периодической системы может быть вычислена с помощью закона Ома в виде [6]:

$$j(x,t) = \exp(-i\omega t) \sum_q \sigma_q(x) E_q \exp(iqx). \quad (2)$$

Динамика электронов в пространственно однородных частях 2М электронного канала описывается проводимостью:

$$\sigma_q = i \frac{e^2 N_s}{m} \frac{1}{(1 - M_q)(\omega_0 (1 - M_q) + i\gamma)}, \quad (3)$$

где N_s γ, e и m – соответственно равновесная концентрация, скорость релаксации, заряд и

эффективная масса электронов в 2М электронной системе, $M_q = qV/\omega$ – число Маха и V – постоянная скорость дрейфа электронов в 2М электронном канале.

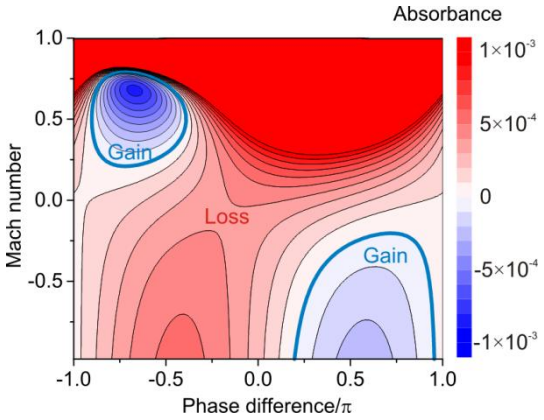


Рис. 1. Терагерцевое поглощение как функция числа Маха и разности фаз электрических полей на частоте 1 ТГц и скорости релаксации $\gamma = 1\times10^{12}$ с$^{-1}$.

Коэффициент поглощения на единицу площади 2М электронного канала, вычисленный с помощью закона Джоуля-Ленца может быть записан как:

$$Q = Q_{\text{H}} + Q_{\text{P0}}, \qquad (4)$$

где

$$Q_{\text{H}} = \frac{e^2 N_s \gamma l}{2m}\left(C_0 E_0^2 + \frac{C_{-M} E_1^2}{1-M_q}\right),$$

$$Q_{\text{P0}} = \frac{e^2 N_s \gamma}{mq} E_0 E_1 \sin\left(\frac{ql}{2}\right)\times$$

$$\left(\left(C_0 + \frac{C_{-M}}{1-M_q}\right)\cos(\Delta\varphi) - \omega\left(C_{-M} - C_0\right)\sin(\Delta\varphi)\right),$$

$$C_M = \frac{1}{\omega_0\left(1+M_q\right)^2 + \gamma^2},$$

и $\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_q$. Первое слагаемое в выражении (4) Q_{H} описывает процессы поглощения двух невзаимодействующих волн в 2М электронном канале, $Q_{\text{H}} > 0$ при $M < 1$. Второе слагаемое в выражении (4) Q_{P0}, описывающее процессы поглощения при взаимодействии однородного электрического поля и плазменной волны, может быть отрицательным даже при $M < 1$. Если при этом выполняется условие $Q_{\text{P0}} > Q_{\text{H}}$, то в системе возникает ТГц-генерация при низких скоростях дрейфа электронов в 2М-канале.

Коэффициент полного ТГц-поглощения (4) был вычислен для типичных характерных параметров 2М электронного канала на основе InGaP/InGaAs/GaAs гетероструктуры при $L = 0.5$ мкм и $l = L/2$ (рис. 1). Генерация ТГц-излучения ограничена процессами электронной релаксации так, что режим усиления достигается при пороговых значения скорости дрейфа электронов, зависящих от времени электронной релаксации (рис 2).

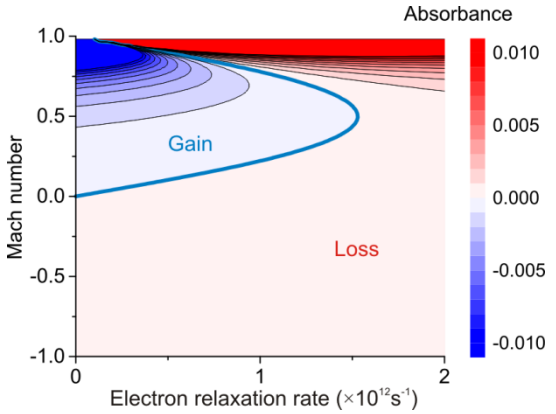


Рис. 2. Терагерцевое поглощение как функция числа Маха и скорости релаксации импульса электронов на частоте 1 ТГц и при разности $\Delta\varphi \approx -0.64\pi$.

Из рис. 1 видно, что ТГц-генерация наступает когда фазовый сдвиг между двумя гармониками поля составляет около π/2. Усиление происходит при малых скоростях дрейфа электронов (значительно ниже фазовой скорости плазмона).

Литература

1. M. Dyakonov, M. Shur // Physical Review Letters, V. 71, 2465 (1993).
2. W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, and M. S. Shur // Applied Physics Letters, V. 84, 2331 (2004).
3. O. R. Matov, O. F. Meshkov, O. V. Polischuk, V. V. Popov // Physica A, V. 241, 409 (1997).
4. O. Sydoruk, R. R. A. Syms, L. Solymar // Journal of Applied Physics, V. 112, 104512 (2012).
5. V. Ryzhii, A. Satou, M. S. Shur // Physica status solidi (a), V. 202, No. 10, R113 (2005).
6. V. V. Popov, G. M. Tsymbalov, M .S. Shur // Journal of Physics: Condensed Matter, V. 20, 384208 (2008).

Эволюция электронных волновых пакетов в топологических диэлектриках, помещенных в магнитное поле

Е.В. Фролова, Н.А. Кравец

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
frolova_el@mail.ru

Изучается эволюция электронных волновых пакетов, сформированных из поверхностных состояний в топологических изоляторах, находящихся во внешнем магнитном поле. Аналитически рассчитана и визуализирована эволюция электронной плотности. Рассмотрено влияние основных характеристик волновых пакетов на расщепление и изменение их формы с течением времени.

Введение

Топологические изоляторы - особый тип материала, который внутри объѐма представляет собой диэлектрик (изолятор), а на поверхности проводит электрический ток. Объемные состояния топологических диэлектриков характеризуются энергетическим спектром, который имеет запрещенную зону. Поверхностные же состояния являются бесщелевыми и локализованными вблизи границ двумерного или трехмерного газа. В такой ситуации электроны, лежащие на поверхности изолятора, находятся в проводящем состоянии, а электроны в объеме не проводят электрический ток. Активное исследование этих материалов связано с их необычной зонной структурой [2,3]. Последнее приводит к тому, что поляризованные по спину электроны практически не рассеиваются на дефектах и неровностях поверхности диэлектрика. Это свойство представляет большой интерес в практическом плане для создания устройств спинтроники с малой диссипацией. В этой связи, несомненно, важным представляется исследование динамики электронных волновых пакетов в данных структурах.

Ранее в работе [4] была исследована эволюция гауссовских волновых пакетов, сформированных из поверхностных электронных состояний в топологическом диэлектрике, находящемся в магнитном поле, перпендикулярном плоскости 2D электронного газа. Было показано, что в этом случае проявляется нестандартная динамика электронной и спиновой плотностей, зависящая от специфики краевых состояний топологических диэлектриков и начальных характеристик волнового пакета. При этом начальный волновой пакет расщепляется на части, вращающиеся в противоположные стороны с одинаковыми частотами.

Результаты и обсуждения

В настоящей работе был проведен более глубокий анализ эволюции электронных волновых пакетов в топологических диэлектриках с учетом эффектов, обусловленных неэквидистантностью спектра [4]. Неэквидистантность энергетического спектра при изучении пространственно-временной эволюции начального локализованного состояния предполагает существование явлений коллапса и возрождения [5]. Для иллюстрации этого фундаментального свойства рассмотрим динамику волнового пакета, содержащего состояния одной (верхней) энергетической зоны ($s=1$) с номерами уровней Ландау вблизи среднего значения n_0 и дисперсией σ [6]:

$$\Psi(x,y)=\int dp\sum_{n,s}c_{n,s}(p)\varphi_{p,n,s}(x,y),$$

$$c_n^{s=-1}(p)=0,$$

$$c_n^{s=1}(p)=\sqrt{\frac{l_B}{\pi\sigma}}\exp\left(-\frac{(p-p_0)^2 l_B^{\,2}}{2\mathrm{h}^2}-\frac{(n-n_0)^2}{2\sigma^2}\right).$$

После интегрирования по квазиимпульсу можно получить явный вид для компонент волновой функции в произвольный момент времени. На рисунке 1 представлено распределение полной электронной плотности в топологическом диэлектрике Bi_2Se_3 (фактор g=30) в магнитном поле B=10 T (m_0=0,2; $\Omega=12.3\cdot10^{13}\,1/c$) в разные моменты времени t. Здесь $\Omega=v_F\sqrt{2}/l_B$ – циклотронная частота.

Для визуализации полученных результатов удобно координаты x и y измерять в единицах магнитной длины l_B, время в единицах Ω^{-1}; кроме того, введем безразмерный параметр $a = l_B q$.

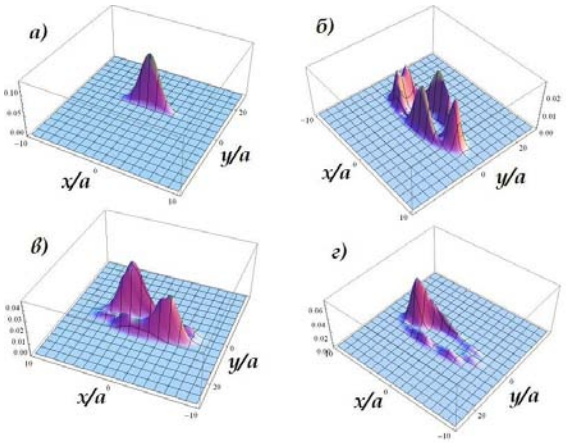


Рис. 1. Полная электронная плотность начального волнового пакета, обладающего дисперсией $\sigma = 3$, в моменты времени а) t=0; б) $t=T_R/10$ – возродилось 5 подпакетов; в) $t=T_R/4$ – возродилось 2 подпакета; г) $t=T_R/2$ – полное возрождение волнового пакета

Видно, что исходный локализованный волновой пакет (собранный из состояний вблизи уровня n_0 =15 с дисперсией σ =3) при малых временах движется по классической циклотронной орбите с периодом

$$T_{cl} = 2\pi\hbar / E'_{n_0} = (4\pi\sqrt{n_0 + m_0^2}) / \Omega = 40 \cdot 10^{-14} \text{сек}$$

С течением времени волновой пакет распределяется практически однородно по циклотронной орбите, однако в момент времени

$$T_R = 4\pi\hbar / E''_{n_0} = (16\pi(n_0 + m_0^2)^{3/2}) / \Omega = 24 \cdot 10^{-12} \text{сек}$$

пакет возрождается, т.е. снова становится локализованным в пространстве. Следует отметить, что дробное возрождение наблюдается в отдельные моменты $t = mT_R / n$ (где m и n – взаимно простые числа), при этом волновой пакет частично собирается в $N = n\left(3 - (-1)^n\right)/4$ подпакетов.

Следует отметить, что при увеличении дисперсии σ наблюдение эффектов возрождения затруднено. Для демонстрации этого факта на рисунке 2 представлено распределение полной электронной плотности для волнового пакета, собранного из уровней Ландау вблизи среднего значения n_0 =20 с дисперсией σ =15. Видно, что при малых временах электронная плотность закручивается в спираль. Данное явление связано с несоразмерностью циклотронных частот, соответствующих различным уровням Ландау. Кроме того, в данном случае наблюдается неоднородное заполнение электронной плотностью пространства внутри самой циклотронной орбиты.

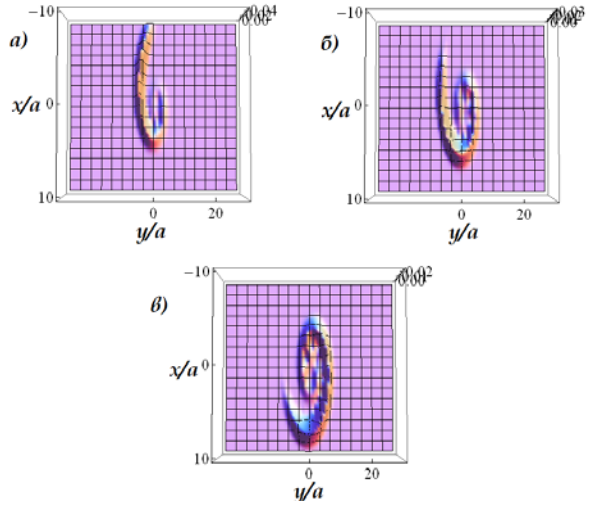


Рис. 2. Полная электронная плотность начального волнового пакета, обладающего дисперсией $\sigma = 15$, в моменты времени а) t=0,2 пс; б) t=0,3 пс; в) t=0,4 пс

Литература

1. M. Konig, H. Buhmann, L.W. Molenkampet *et al.* // Phys. Soc. Jpn., 77, 031007 (2008).
2. M. Z. Hasan and C. L. Kane // Reviews of Modern Physics, 82, 3045 (2010).
3. S.Q. Shen, Topological Insulators. Dirac Equation in Condensed Matters // Springer Series in Solid-State Sciences (2012).
4. Е.В.Фролова, Н.А.Кравец // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 3 (2016).
5. I.Sh. Averbukh and N.F. Perel'man // Sov. Phys. Usp., 34, 572 (1991).
6. E. Romera and F. de los Santos // Phys. Rev. B, 80, 165416 (2009).

Численный расчет электронного спектра в нанотрубках на основе InAs

С.В. Хазанова[1,*], В.Е. Дегтярев[1], Н.В. Демарина[2], А.В. Еремеев[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород.

2 Институт П. Грюнберга - 2, Научно-исследовательский центр г. Юлих, 52425, Германия.

*khazanova@phys.unn.ru

В данной работе с помощью согласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона на двумерной сетке проведен численный расчет энергетического спектра и концентрации электронов в i-InAs-нанотрубках с гексагональным поперечными сечением и различной толщиной стенки. В структурах наблюдается неоднородное распределение по поперечному сечению с более высокой локализацией электронов в углах сечения. Изменение толщины стенки нанотрубки оказывает заметное влияние на характер электронной проводимости структуры.

Введение

Интерес к исследованию транспортных и оптических свойств полупроводниковых нанопроволок обусловлен их высокой чувствительностью даже к незначительным внешним воздействиям, а, следовательно, возможностью их использования в качестве активных элементов при конструировании полевых транзисторов, электрических сенсоров, светодиодов и детекторов оптического излучения [1]. Также благодаря высокой подвижности электронов и наличию большого значения g-фактора они представляют особый интерес для использования в приборах спинтроники. Однако сложный характер распределения носителей заряда в поперечном сечении нанопроволок затрудняет контроль над их транспортными свойствами. Более высокой локализацией носителей заряда, а, следовательно, большей чувствительностью к внешним воздействиям обладают нанотрубки, представляющие из себя нанопроволоки с удалѐнной центральной частью [2]. При этом проводимость нанотрубок во многом определяется особенностями энергетического спектра и распределения носителей заряда, что определяет важность их расчѐта и анализа влияния на них геометрических параметров структур.

Модель расчета

В данной работе рассматриваются однородные по составу InAs-нанотрубки с собственным типом проводимости. Поперечное сечение имеет гексагональную форму с коаксиальной шестиугольной полостью, длина структур предполагается бесконечной. Внешний диаметр нанотрубок варьируется от 40 до 100 нм, толщина стенок d от 5 до 30 нм. Огибающие волновых функций, положения энергетических уровней в зоне проводимости рассчитываются с помощью численного решения двумерного уравнения Шрѐдингера в рамках приближения эффективной массы и уравнения Пуассона. В качестве граничных условий при решении уравнения Шрѐдингера выбраны условия Дирихле. Граничное условие для решения уравнения Пуассона определяется закреплением уровня Ферми на поверхности нанотрубки на 160 мэВ выше дна зоны проводимости, что соответствует плотности поверхностных состояний больше 10^{12} см$^{-2}$.

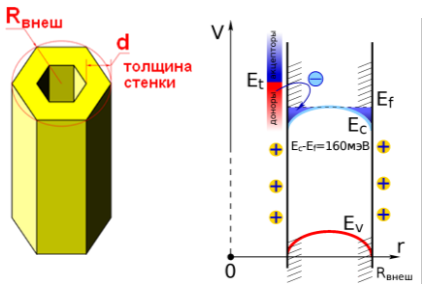


Рис. 1. Схематическое изображение нанотрубки и ее зонной структуры с гексагональным поперечным сечением

При решении уравнений используется двумерная пространственная дискретизация с ячейкой в форме параллелограмма. На основе данной модели проведены численные расчеты спектра энергетических состояний и распределения концентрации носителей заряда в зависимости от толщины стенки структуры для температур T = 30 K и 300 K. Электронная концентрация в структурах рассчитывалась с помощью функции одномерной плотности кван-

товых состояний со значениями положений уровней энергии и квадрата волновых функций.

Результаты расчетов

Показано, что благодаря геометрической симметрии структуры часть уровней энергетического спектра электронов нанотрубок, так же как и нанопроволок [3], двукратно вырождена. Распределение электронов по поперечному сечению оболочки неоднородно (см. рисунок 3) и имеет более высокую электронную концентрацию в углах структуры. Неоднородность распределения растет с уменьшением *d*.

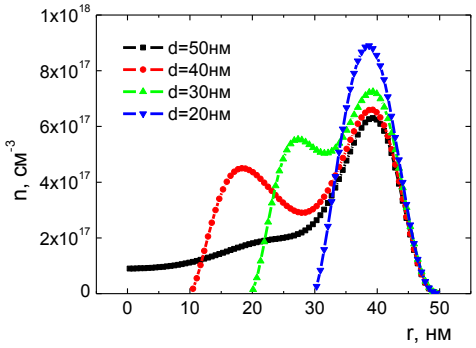


Рис. 2. Сечение двумерной концентрации электронов в направлении от центра к вершине

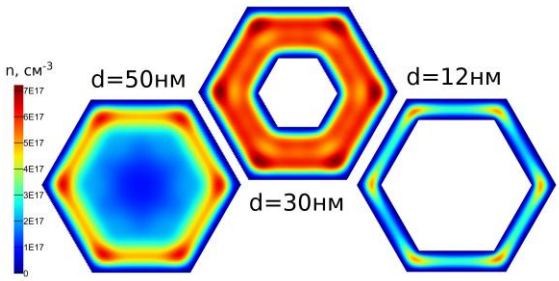


Рис. 3. Двумерное распределение концентрации электронов с одинаковым внешним радиусом и различной толщиной стенки *d* ($R_{внеш}$ = 50 нм, *d* = 12 – 50 нм) при T = 30 K

Рассчитана степень локализации носителей L как отношение максимумов электронной концентрации в направлении от центра к вершине и к торцу. Показано, что с уменьшением толщины стенки *d* степень локализации электронов растёт в углах структуры вследствие дополнительного квантового ограничения. Можно сделать вывод, что локализация электронов мало зависит от диаметра поперечного сечения нанотрубок и определяется, в основном *d*.

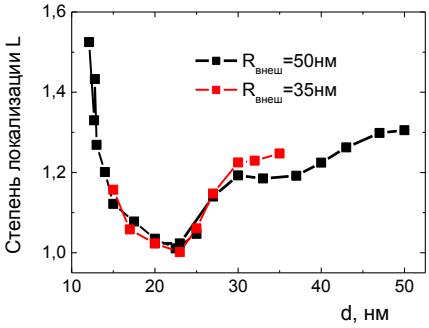


Рис. 4. Зависимость степени локализации носителей от толщины стенки *d* для двух радиусов нанотрубки

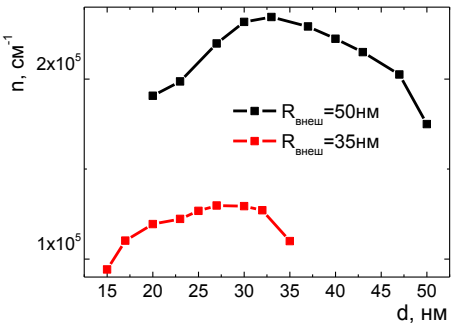


Рис. 5. Зависимость суммарной концентрации носителей от *d* для двух внешних радиусов нанотрубки

Одновременно с этим в нанотрубках с толщиной стенок меньше 15 – 20 нм снижается степень вырождения электронного газа, что сопровождается падением суммарной концентрации носителей для обоих радиусов нанотрубки. Данный эффект может быть причиной резкого увеличения сопротивления в структурах с тонкими стенками, наблюдаемого в эксперименте [2].

Литература

1. G. Martínez-Criado, A. Homs, *et al.* // Nano Lett., 12, 5829 (2012).
2. T. Wenz, M. Rosien, *et al.* // Appl. Phys. Lett., 105, 113111 (2014)
3. С.В. Хазанова, В.Е.Дегтярев и др. // Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и Наноэлектроника». Т. 2, 693 (2015).

Квантовая точка с магнитными барьерами на краю топологического изолятора как модель кубита

Д.В. Хомицкий*, А.А. Чубанов, А.А. Конаков

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*khomitsky@phys.unn.ru.ru

Построена модель одномерной квантовой точки, формируемой на краю двумерного топологического изолятора на основе квантовой ямы HgTe/CdTe при помощи магнитных барьеров конечной проницаемости. Описаны квантовые состояния в системе с несколькими уровнями, которая может служить моделью кубита. Вычисляется частота Раби перехода между уровнями в монохроматическом электрическом поле, характеризующая быстродействие кубита.

Введение

Развитие наноэлектроники, спинтроники и науки о квантовых вычислениях требует создания новых типов компактных наноразмерных объектов, пригодных для проведения операций как с зарядовой, так и со спиновой степенью свободы электронов и дырок. Новой возможной физической системой для реализации кубитов могут стать нульмерные объекты типа квантовых точек (КТ), сформированных на краю топологических изоляторов (ТИ) [1], в которых реализуется дискретный энергетический спектр. В последнее время предложены модели КТ, сформированных на краю ТИ посредством нанесения наномагнитов, играющих роль барьеров для краевых носителей [2]. Однако в большинстве предложенных к настоящему времени моделей таких КТ магнитные барьеры полагаются непроницаемыми, что приводит к формированию, строго говоря, неограниченного количества дискретных энергетических уровней в квантовой системе.

В данной работе мы представляем новую модель одномерной КТ с небольшим числом уровней, которая может быть реализована на краю двумерного ТИ типа квантовой ямы HgTe/CdTe с инвертированным зонным спектром. На краю ТИ между двумя магнитными барьерами с варьируемой амплитудой и ориентацией намагниченности формируется дискретная система уровней. Мы используем более реалистичную модель с конечной проницаемостью магнитных барьеров, в рамках которой может быть сформирована КТ всего с двумя дискретными уровнями, хорошо подходящая на роль кубита.

Модель и основные результаты

Мы представляем дальнейшее развитие модели КТ с непрозрачными барьерами, предложенной в [2]. Для описания краевых состояний в присутствии магнитных барьеров вводим следующий гамильтониан:

$$H = Ak_y\sigma_z - M_1\theta(-y)\cdot\left(\sigma_x\cos\vartheta_1+\sigma_y\sin\vartheta_1\right)- \\ -M_2\theta(y-L)\cdot\left(\sigma_x\cos\vartheta_2+\sigma_y\sin\vartheta_2\right) \quad (1)$$

Первое слагаемое в (1) отвечает гамильтониану Дирака-Вейля для одномерных состояний, распространяющихся вдоль края ТИ, с параметром A=0.36 эВ·нм [1]. Второе и третье слагаемое отвечают вкладам от магнитных барьеров с амплитудами $M_{1,2}$, намагниченности которых ориентированы в плоскости Oxy под углом $\theta_{1,2}$ к оси Ox, а сами барьеры располагаются вдоль направления Oy на расстоянии L друг от друга. Значения высот барьеров $M_{1,2}$ выбирались равными или несколько меньшими половины ширины запрещённой зоны в спектре объёмных состояний двумерного электронного газа, составляющей для КЯ шириной 8…9 нм около 40 мэВ [1]. Предложенная схема КТ показана на рисунке 1. Собственные функции для гамильтониана (1) представляют собой двухкомпонентные спиноры, координатная часть которых имеет вид стоячих волн в области между барьерами и экспоненциально затухает вглубь них. Зависимость положения уровней дискретного спектра для случая параллельной ориентации барьеров $\theta_{1,2}$=0 показана на рисунке 2. Можно видеть, что в области размеров КТ L<70 нм в системе имеется лишь два дискрет-

ных уровня, что позволяет рассматривать еѐ как перспективную модель кубита.

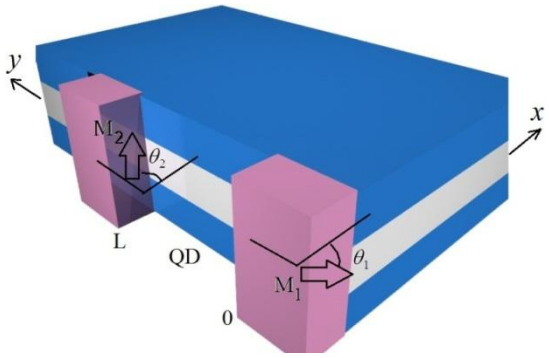


Рис. 1. Схема квантовой точки (область QD), сформированной между магнитными барьерами (лиловые параллелепипеды) с варьируемыми намагниченностями амплитуды $M_{1,2}$ и ориентации $\theta_{1,2}$ на краю топологического изолятора на основе квантовой ямы HgTe/CdTe

Для моделирования основных операций с двухуровневой системой мы добавляем к гамильтониану (1) нестационарный потенциал

$$V = e E_0 \, y \cos(\omega t) . \qquad (2)$$

который описывает внешнее периодическое электрическое поле, создаваемое затвором. Его частота выбирается нами равной расщеплению ω_0 между двумя уровнями (1 и 2) при L<70 нм. В системе при этом возникают осцилляции населѐнностей уровней с частотой Раби, которая в приближении вращающейся волны (RWA) имеет вид:

$$\omega_R = 2eE_0 | y_{12} | / \hbar \qquad (3)$$

Здесь $|y_{12}|$ есть модуль матричного элемента оператора координаты между состояниями уровней 1 и 2. Результаты численного расчѐта динамики в переменном поле при L=30 нм (соответствующее расщепление составляет 23 мэВ, см. рисунок 2) дают значения, хорошо согласующиеся с приближением (3), как это видно из рисунка 3. Обращает на себя внимание то, что при расщеплении уровней в 23 мэВ время смены населѐнностей уровней (операция NOT), определяемое периодом осцилляций Раби, может составлять не более 10 пс, что достаточно для практической реализации кубита.

В дальнейшем нами планируется исследовать механизмы релаксации энергии и спина, и определить характерные времена релаксации и декогеренции, что необходимо для последующей оценки предложенной модели в качестве новой схемы кубита.

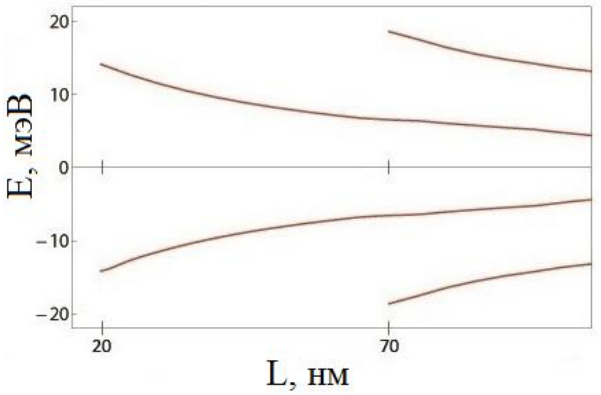


Рис. 2. Положение уровней в квантовой точке в зависимости от её ширины L, при параллельно ориентированных барьерах с амплитудой $M_{1,2}$ =20 мэВ

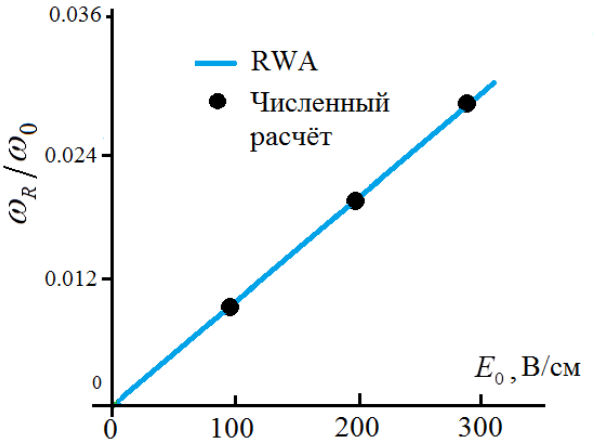


Рис. 3. Зависимость частоты Раби ω_R в единицах расстояния между уровнями ω_0 от амплитуды внешнего электрического поля E_0 . Чёрными кружками показан результат численного расчёта, сплошной линией – аналитический результат (3)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-04028-а, 15-42-02254-р_поволжье_а, 16-07-01102-а, 16-32-00683-мол_а, 16-32-00712-мол_а и 16-57-51045-НИФ_а.

Литература

1. M.Z. Hasan and C.L. Kane // Reviews of Modern Physics, V. 82, 3045 (2010); X-L Qi and S-C Zhang // Reviews of Modern Physics, V. 83. 1057 (2011).

2. C. Timm // Physical Review B, V.86, 155456 (2012); G. Dolcetto, N. Traverso Ziani, M. Biggio *et al.* // Physical Review B, V. 87. 235423 (2013).

Когерентные состояний доноров Mg в кремнии

В.В. Цыпленков[1,*], Р.Х. Жукавин[1], К.А. Ковалевский, В.Н. Шастин, S.G. Pavlov[2], H.-W. Hübers[2,3], N. Deβmann[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087, Россия.

2 Institute of Optical Sensor Systems (DLR), Rutherfordstraβe 2, Berlin, 12489, Germany.

3 Humboldt Universität zu Berlin, Unter den Linden 6, Berlin, 10099, Germany.

*Tsyplenkov1@yandex.ru

Рассматривается вопрос возникновения квантовых когерентных состояний доноров магния в кремнии при резонансном оптическом возбуждении доноров излучением лазера на свободных электронах импульсами пикосекундной длительности. Рассчитана временная динамика дипольного момента отдельного донора магния в кремнии под действием лазерного импульсного излучения, произведен расчет общей поляризуемости среды с учетом неоднородного уширения.

Введение

Работа посвящена теоретическому изучению когерентных состояний нейтральных доноров магния (Mg) в кристалле кремния при возбуждении среды импульсным лазерным излучением. Такая задача имеет фундаментальный интерес, а так же множество потенциальных практических приложений, связанных, например, с развитием элементов квантовых информационных систем на основе кремния [1, 2]. В частности, необходимость задачи связана еще с интерпретацией экспериментальных данных по измерению времен жизни возбужденных состояний доноров магния в кремнии методом pump-probe с использованием излучения лазера на свободных электронах (FELBE). Pump-probe сигнал, согласно эксперименту, имеет в начале узкий пик (рис.1) длительностью порядка длительности pump импульса, который не связан с временами релаксационных процессов в системе и интерпретируется в данной работе как проявление возникновения под действием импульса накачки в системе когерентного состояния донорных центров, влияющих на свойства среды.

Модель и результаты

Нейтральные доноры магния в кремнии являются междоузельными двухзарядными центрами. Под действием лазерного импульса достаточной мощности с длительностью ~ 6 пс на частоте перехода $1s(A_1)$-$2p_0$ нейтральных доноров магния в кристалле кремния возбуждаются смешанные квантовые состояния донорных центров, что приводит к возникновению дипольного момента доноров Mg, осциллирующих во времени с частотой, равной частоте перехода между невозмущенными состояниями.

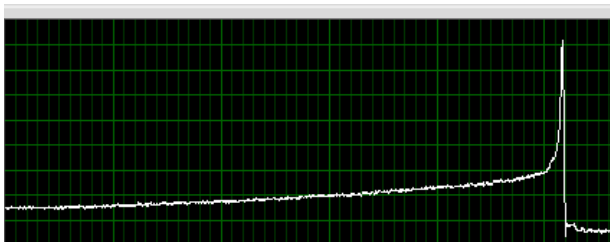


Рис. 1. Осциллограмма pump-probe сигнала, снятая в HZDR с использованием ЛСЭ (FELBE). Длина всей шкалы времени на осциллограмме – 1500 пс

Для теоретического анализа системы рассматривалась двухуровневая электронная система, взаимодействующая с импульсным когерентным электромагнитным излучением в электродипольном приближении. Частота излучения близка к частоте перехода. Гамильтониан системы:

$$H = H_0 + \mu E(t)\cos(\omega t), \qquad (\phi 1)$$

где μ – дипольный момент перехода, $E(t)$ – амплитуда импульса электрического поля излучения, ω – частота излучения. В эксперименте длительность этого импульса ~6 пс. Волновая функция ищется в виде:

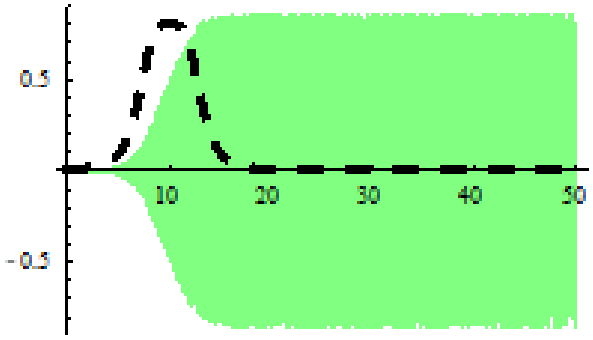
$$\Psi = a1(t)\varphi_{1s}e^{-i\omega_1 t} + a2(t)\varphi_{2p}e^{-i\omega_2 t}, \qquad (\phi 2)$$

где φ_{1s} и φ_{2p} – невозмущенные волновые функции системы, применительно к данной задаче – волновые функции 1s и $2p_0$ парасостояний доноров маг-

ния в кремнии. Подставляя эту функцию в гамильтониан, получим уравнения для $a1(t)$ и $a2(t)$:

$$i\hbar a1' = \frac{\mu_{12}E(t)}{2} a2e^{i\Delta t}, \qquad (ф3)$$
$$i\hbar a1' = \frac{\mu_{12}^{*}E(t)}{2} a2e^{-i\Delta t},$$

здесь μ_{12} – матричный элемент перехода, Δ – отстройка частоты, т.е. разница между частотой излучения и частотой перехода. Импульс поля, действующий на систему, возбуждает смешанные



квантовые состояния доноров. В этом состоянии донорный центр обладает дипольным моментом. Решая численно систему (ф3) и вычисляя дипольный момент примесного атома, получаем следующую зависимость (рис.2).

Рис. 2. Светлым цветом указана зависимость дипольного момента одного атома от времени. Время выражено в пс. Частота осцилляций дипольного момента равняется частоте перехода и не разрешается на рисунке. Жирной пунктирной линией указана зависимость от времени импульса поля накачки

В начальный момент времени под действием импульса накачки все диполи (доноры Mg) находятся в состоянии с одинаковой фазой, что приводит к возникновению поляризуемости среды и изменению еѐ оптических свойств. Probe-импульс, проходя через возбужденную среду со сфазированными диполями (когерентное состояние системы), испытывает дополнительное усиление на переходе $2p_0$ – $1s(A_1)$, что приводит к появлению положительного сигнала в pump-probe измерениях. Но из-за того, что всегда имеется неоднородное уширение примесных линий, с течением времени когерентность диполей нарушается, что приводит к исчезновению дополнительного усиления в среде.

Согласно спектроскопическим измерениям величина неоднородного уширения уровня $2p_0$ ~ 0.2 мэВ [3]. Просуммировав дипольные моменты отдельных примесных атомов с учетом неоднородного уширения, получим зависимость поляризуемости среды от времени, представленную на рис.3.

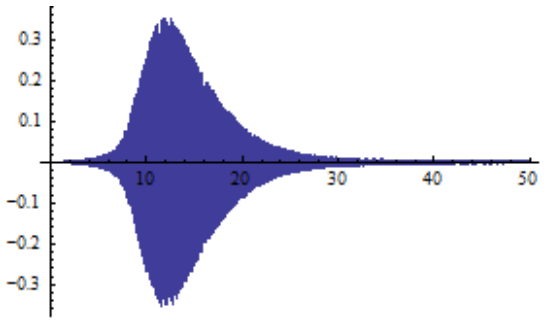


Рис. 3. Зависимость от времени дипольного момента единицы объема среды. Время также выражено в пс, 10 пс соответствует максимуму импульса поля. Осцилляции на частоте перехода не могут быть разрешены на рисунке

Согласно предложенной модели длительность узкого пика в начале pump-probe сигнала (рис. 1) определяется временем потери когерентности дипольных моментов нейтральных доноров Mg. Как видно из результатов расчета, время потери когерентности (рис.3) совпадает с длительностью этого пика, что подтверждает правильность предположения. Такое поведение поляризуемости среды приводит к нетривиальной временной зависимости как действительной, так и мнимой части диэлектрической проницаемости среды, что проявляется в том, что pump-probe сигнал начинает иметь сложную форму, не связанную с временами жизни электронных состояний в системе. Эта сложная форма реализуется на масштабах времени, определяемом обратной частотой неоднородного уширения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 14-02-00638).

Литература

1. K.L. Litvinenko, E.T. Bowyer *et al.* // Nature Communications 6, Article number: 6549 (2015).
2. P.T. Greenland, S.A. Lynch *et al.* // Nature, 465, 1057 (2010).
3. L.T. Ho, A.K. Ramdas // Physical Review B, V. 5, 462 (1972).

Источники одиночных фотонов на основе GaAs квантовых точек в AlGaAs нитевидных нанокристаллах

Г.Э. Цырлин[1-3,*], N. Akopian[4]

1 Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН, ул. Хлопина, д. 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, Рижский пр., д. 26, Санкт-Петербург, 190103.

3 Институт физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504.

4 DTU Photonics, Technical University of Denmark, Kgs. Lyngby, Denmark 2800.

*cirlin@beam.ioffe.ru

Исследованы процессы роста и свойства GaAs квантовых точек в теле AlGaAs нитевидных нанокристаллов, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на поверхности кремния. Показано, что ширина линии фотолюминесценции от одиночной вставки не превышает 30 μэВ. Предложенные структуры могут быть использованы в качестве источников одиночных фотонов.

Введение

Внедрение квантовых информационных технологий неразрывно связано с разработкой новой компонентной базы. Одним из ключевых элементов квантовых систем, которые могут быть предназначены для передачи и обработки информации, является источник одиночных фотонов (ИОФ). Несмотря на то, что уже были достигнуты определенные успехи по данному направлению, проблема создания высокоэффективных источников одиночных фотонов «по требованию», т.е. когда фотон генерируется в заданный момент времени, не потеряла своей актуальности. При этом особого внимания заслуживают разработки источников, обладающих сверхузкой полосой излучения и контролируемыми частотами, позволяющих осуществить режим сильной связи, например, при взаимодействии с различными атомарными системами (в том числе Rb).

В работе представлены результаты по росту GaAs квантовых точек (КТ) в теле AlGaAs нитевидных нанокристаллов (ННК) методом молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследованию их оптических свойств.

Методика эксперимента

В качестве подложек использовались полуизолирующие пластины кремния с ориентацией поверхности (111). Рост производился следующим образом. После удаления окисного слоя с поверхности подложки в отдельной камере установки МПЭ температура образца понижалась до 550^0C и производилось напыление пленки золота толщиной ~ 0.2 нм. После минутной выдержки для создания равномерных эвтектических капель Au/Ga образец переносился в ростовую камеру без нарушения условий сверхвысокого вакуума. В ростовой камере температура повышалась до 510^0C, далее открывались заслонки Al, Ga и As и производилось выращивание AlGaAs ННК в течение 15 мин. Картины ДБЭО свидетельствовали об образовании вюрцитной фазы ННК уже после напыления 50 нм AlGaAs. После этого, заслонка Al перекрывалась на несколько секунд (4-12), вследствие чего на вершине AlGaAs ННК образовывалась GaAs нанооствровок (КТ). Далее Al заслонка открывалась вновь на 5 минут для формирования покрывающего слоя. Номинальный состав по Al в твердом растворе, измеренный из соотношения потоков для роста слоя на поверхности подложки GaAs(100), изменялся в пределах x = 0.3-0.6.

Исследование поверхностной морфологии проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) Для исследования оптических свойств использовался метод низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ), в том числе микро-ФЛ в магнитном поле.

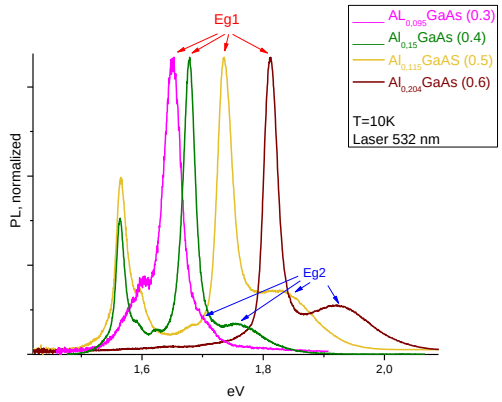
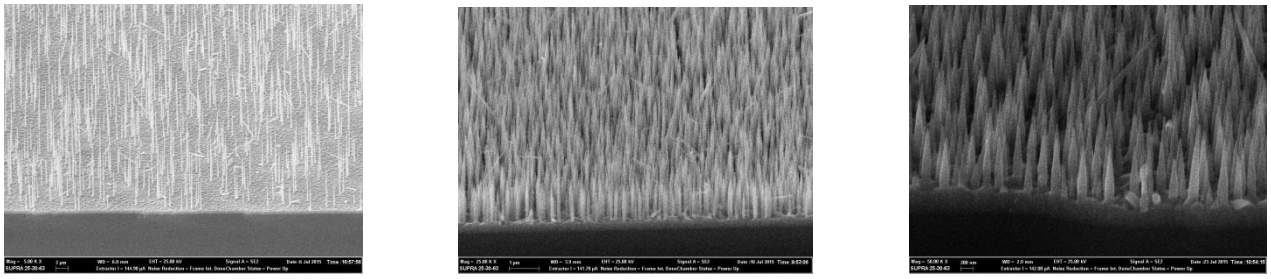


Рис. 1. Спектры ФЛ от массива AlGaAs/GaAs/AlGaAs/Si(111) ННК с номинальным составом по Al x = 0.3, 0.4, 0.5 и 0.6

Результаты

Из измерения спектров ФЛ от массива ННК было установлено, что реальный состав тела ННК отличается от измеренных из роста слоев. При этом показано, что при росте AlGaAs ННК происходит формирование достаточно сложной структуры, состоящей из стрежня ННК с одним составом по Al (всегда меньшем, положение E_{g1} на рис.1) и оболочки, обладающей более высоким составом (положение E_{g2} на рис.1). При этом оба этих состава меньше в 2–3 раза, чем номинальный). На рис. 2 приведены типичные РЭМ-изображения для разных составов ННК по Al. Как видно из рисунка, при увеличении состава происходит уменьшение высоты ННК, а форма становится все более «карандашевидной». В длинноволновой части спектра присутствуют линии, ответственные за излучение из GaAs КТ. При этом в зависимости от величины вставки их положение может варьироваться в диапазоне 750–780 нм. Ширина линии ФЛ от одиночной КТ составила лишь 30 μэВ. Автокорреляционные измерения указывают на однофотонный характер подобных вставок (см. рис. 3).

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России соглашение 14.613.21.0044 от 11 ноября 2015, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61315X0044. Образцы были выращены при поддержке гранта РНФ № 14-12-00393.



а б в

Рис. 2. РЭМ-изображения AlGaAs/GaAs/AlGaAs/Si(111) ННК с номинальным составом по Al x = 0.3 (а), 0.4 (б) и 0.6 (в)

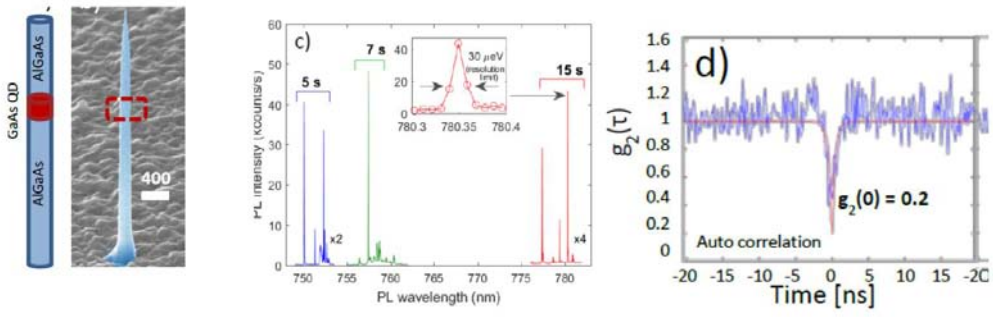


Рис. 3. Схема, РЭМ-изображение одиночного ННК, зависимость положения пика от КТ при разных длительностях роста вставки GaAs и результаты автокорреляционных измерений

Когерентность конденсата поляритонов в планарных микрорезонаторах в магнитном поле

А.В. Черненко[1], А.Рахими-Иман[2,3], Ю.Фишер[2], М. Амтор[2], К. Шнайдер[2], С. Райзенштайн[2,4], А. Форхель[2], С. Хёфлинг[2]

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия.

2 Technische Physik, Wilhelm Conrad Roentgen Research Center for Complex Material Systems.

Universitat Wuerzburg, Am Hubland, D-97074, Wuerzburg, Germany.

3 Department of Physics and Materials Sciences Center, Philipps-Universitat Marburg, Renthof 5, 35032, Marburg, Germany.

4 Institut fur Festkoerperphysik, Technische Universitat Berlin,Hardenbergstrasse 36, 10623, Berlin, Germany.

В высококачественных планарных GaAs микрорезонаторах в магнитном поле до 5 Тл, перпендикулярном плоскости роста структур, при резонансной импульсной накачке наблюдается зеемановское расщепление спиновых подуровней конденсата поляритонов, сопровождающееся значительных ростом циркулярной поляризации и изменением коррелятора второго порядка $g^{(2)}(0)$. Оказалось, что для расщепленных в магнитном поле спиновых подуровней конденсата коррелятор по-разному зависит от поля. В частности, измерения коррелятора однозначно свидетельствуют о различии в значениях порогов конденсации для расщеплённых уровней. С ростом поля значения коррелятора достигают величины 1.8, а затем уменьшаются до значения ~1.5 и сравниваются между собой. Измерения не продемонстрировали подавление зеемановского расщепления или изменение его знака при переходе через порог конденсации, точно также не был зафиксирован скачек диамагнитного сдвига.

Введение

Свойства конденсата спинорных поляритонов существенно отличаются от свойств конденсата бесспиновых частиц, что становится особенно заметно в присутствие магнитного поля. Из-за своей обменной природы поляритон-поляритонное взаимодействие зависит от взаимной ориентации спинов поляритонов: частицы с сонаправленными спинами отталкиваются, тогда как между частицами с противоположно направленными спинами существует слабое притяжение.

Значительный интерес к исследованию свойств конденсата поляритонов во внешнем поле был вызван предсказанием подавления в слабых магнитных полях зеемановского расщепления поляритонных уровней [1]. В работах [2] и [3] докладывалось об экспериментальном наблюдении этого эффекта, но при этом поведение поляризации противоречило теории, что поднимало вопрос о верности модели и самой природе эффекта. Дальнейшие исследования показали, что зеемановское расщепление может вести себя достаточно сложно и даже менять знак. Этот эффект оказалось возможным объяснить, предположив отсутствие спинового равновесия между уровнями конденсата [4].

Тем не менее, предложенная модель позволила получить только качественное согласие между экспериментом и теорией. Таким образом, исследования свойств неравновесного конденсата поляритонов продолжают оставаться актуальными и привлекать внимание исследователей.

Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образца в магнитном поле 0-5 Тл, записанные в циркулярной поляризации при постоянной накачке

Эксперимент

Для изучения поведения конденсата поляритонов в магнитном поле использовались высокодобротные микрорезонаторы (Q>10000), содержащие 4 GaAs квантовые ямы толщиной 13 нм, окруженные

AlAs барьерами по 4 нм каждый, которые были помещены в пучность λ/2 AlAs микрорезонатора, содержащего 23/27 пар брэгговских зеркал $AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$. Расщепление Раби для этой структуры было порядка 10.5 мэВ.

Рис. 2. Зависимость величины функции когерентности $g^2(0)$ от магнитного поля

Для резонансного возбуждения образца в точку вблизи точки перегиба нижней поляритонной ветви использовался титан-сапфировый лазер с длительностью импульсов 2-3 пс. Луч лазера в этом случае фокусировался на образец под углом ~15°, близким к «магическому». Режима конденсации удалось добиться при расстройках между уровнем энергии экситона в ямах E_x и энергией оптической моды резонатора E_c, $\delta=E_x-E_c\approx$1-2 мэВ. Излучение лазера фокусировалось в пятно на поверхности образца размерном не более 20 мкм. Измерения микрофотолюминесценции проводились в криостате, оснащенном сверхпроводящим магнитном в магнитном поле до 5 Тл при температуре 5 К как в реальном пространстве, так и в пространстве квазиимпульсов. Вместе с измерениями циркулярной поляризации и зеемановского расщепления линий конденсата были проведены измерения функции когерентности второго порядка $g^2(0)$ для обеих циркулярных поляризаций. Измерительная система настраивалась на максимум интенсивности спин-поляризованных линий при каждом значении магнитного поля. Для того чтобы измерить коррелятор отдельно для разных поляризаций, сигнал люминесценции пропускался через четвертьволновую пластинку, за которой находился линейный поляризатор и монохроматор. После этого он направлялся в интерферометр Хэнбери-Брауна-Твисса, оснащенный парой быстрых лавинных диодов. Оказалось, что $g^2(0)$ изначально растèт с магнитным полем, но слегка отличается для разных циркулярных поляризаций. Достигнув максимума ~ 1.7 в поле B=1 T коррелятор начинает спадать в более высоких полях до величины 1.5 при B=5 T. Важно то, что в малых магнитных полях B=0-1 T величина коррелятора отличается для обеих поляризаций. По нашему мнению, это отражает тот факт, что пороги конденсации для различных поляризаций оказываются разными из-за разницы в плотностях поляритонов, но с ростом магнитного поля они сравниваются. Таким образом, измерения коррелятора $g^2(0)$ являются чувствительным инструментом исследования и источником независимой информации о свойствах когерентной системы.

Также стоит отметить то, что нам не удалось обнаружить вариаций величины зеемановского расщепления с полем подобные тем, что наблюдалось ранее в ряде работ [2–4] и изменения величины диамагнитного сдвига.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.

Литература

1. Y. G. Rubo, A. V. Kavokin and I. A. Shelykh // Physics Letters, A 358, 227 (2006).

2. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Hoefing, C. Schneider, L. Worschech, and A. Forchel // Physical Review Letters, 105, 256401 (2010).

3. P.Walker, T. C. H. Liew, D. Sarkar, M. Durska, A. P. D. Love, M.S. Skolnick, J. S. Roberts, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, and D. N. Krizhanovskii // Physical Review Letters, **106**, 257401 (2011).

4. J. Fischer, S. Brodbeck, A. V. Chernenko, I. Lederer, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, V. D. Kulakovskii, M. Kamp, M. Durnev, A.V.Kavokin, and S. Hoefling // Phys. Rev. Lett, **112,** 093902(2014).

Кинетика спектра задержанной фотопроводимости $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

В.И. Черничкин[1], Д.Е. Долженко[1], А.В. Галеева[1], А.В. Никорич[2], Е.И. Слынько[3], Л.И. Рябова[4], Д.Р. Хохлов[1, 5 *]

1 Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991.

2 Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова.

3 Черновицкое отделение института проблем материаловедения НАН Украины, Черновцы, Украина.

4 Химический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва 119991.

5 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

*khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе исследована кинетика изменения спектра задержанной фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Показано, что в субщелевой терагерцевой области спектра фотопроводимости появляется широкая полоса без выраженной красной границы. Интенсивность полосы растет линейно при увеличении концентрации фотовозбужденных неравновесных электронов, в то время как интенсивность фотоотклика в области собственного поглощения не изменяется. Полученные результаты интерпретируются в рамках модели, предполагающей формирование локальных электронных состояний, «привязанных» к положению квазиуровня Ферми.

Введение

Узкощелевые полупроводники $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ являются перспективными материалами для создания высокочувствительных приемников терагерцевого излучения. Высокая фоточувствительность этих полупроводников обусловлена экспоненциальным возрастанием времени жизни τ свободных фотовозбужденных электронов при понижении температуры. Величина τ достигает значений более 10^4 с при температуре $T < 15$ K, т.е. фотовозбужденные электроны практически не рекомбинируют.

Ранее нами было показано, что задержанная фотопроводимость может наблюдаться в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в терагерцевой спектральной области [1]. В работе [1] измерения проводились с использованием газового терагерцевого лазера на нескольких фиксированных длинах волн. Целью настоящей работы было исследование спектра задержанной фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ и его модификации при увеличении экспозиции падающего излучения.

Методика измерений

Проблема при измерениях спектров задержанной фотопроводимости заключается в том, что применение стандартных спектральных методик весьма затруднительно. Стандартная криогенная спектральная аппаратура не предусматривает экранирование образца от фонового излучения. В то же время при больших временах τ существование фонового излучения приведет к тому, что до начала эксперимента в образце будет возбуждено значительное количество неравновесных носителей заряда.

Для решения указанной проблемы была разработана методика периодического быстрого гашения задержанной фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ короткими, длительностью от 100 нс, радиочастотными импульсами. Используя указанный эффект, можно реализовать режим работы фотоприемника, когда радиочастотные импульсы будут периодически гасить задержанную фотопроводимость.

Если реализовать описанную выше схему регистрации фотосигнала, то можно использовать и стандартное спектроскопическое оборудование для измерения спектров фотопроводимости. В настоящей работе использовался фурье-спектрометр Bruker Vertex-70, позволяющий снимать спектры фотопроводимости в диапазоне длин волн от 500 нм до 1000 мкм в режиме «степ-скан». Фактически такой режим работы позволяет определить, как модифицируется спектр задержанной фотопроводимости в зависимости от времени после окончания импульса гашения.

Исследовались образцы состава $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$, который выбирался таким образом, что уровень Ферми был стабилизирован на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости, обеспечивая реализацию полуизолирующего «темнового» состояния полупроводника при низких температурах. Ширина запре-

щенной зоны для сплава $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ составляет 55 мэВ при низких температурах. Образцы помещались в криостат “Oxford Instruments”, позволяющий изменять температуру от 5 до 300 К.

Экспериментальные результаты

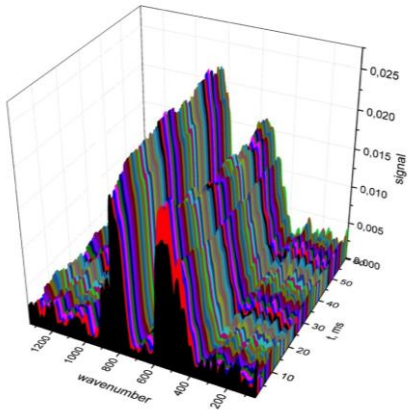


Рис. 1. Эволюция спектра фотопроводимости $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$ при температуре 7.2 К

Характер изменения спектра фотопроводимости $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ при температуре $T = 7.2$ К в зависимости от времени после окончания импульса гашения представлен на рис.1. Спектр фотопроводимости сразу после окончания импульса гашения начинается от 400 см$^{-1}$, что соответствует ширине запрещенной зоны, и имеет два максимума в более высокочастотной области. При этом в терагерцевой спектральной области ниже 400 см$^{-1}$ фотоотклик практически отсутствует. При увеличении времени после окончания импульса гашения фотопроводимость при частотах ниже 400 см$^{-1}$ появляется в виде широкой полосы без выраженной красной границы.

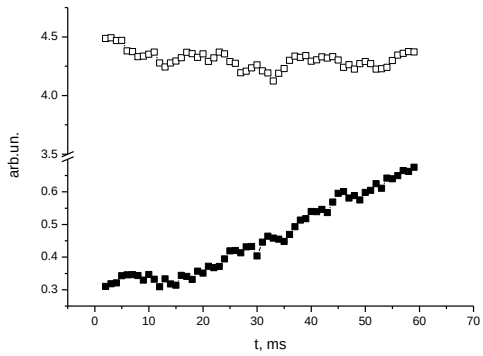


Рис. 2. Зависимость интегрального фотоотклика от времени в пределах интегрирования 380 -- 930 см$^{-1}$ (open symbols), 50 -- 380 см$^{-1}$ (solid symbols)

Представляется, что природа высокочастотного и низкочастотного фотоотклика различна. С целью проверки этого предположения была построена зависимость интеграла по спектру фотопроводимости от времени после окончания импульса гашения для двух частотных диапазонов – выше и ниже 400 см$^{-1}$. Результаты представлены на рис. 2. Видно, что интегральная фотопроводимость практически линейно растет во времени для терагерцевой спектральной области, в то время как она остается неизменной для собственной фотопроводимости.

Обсуждение результатов

Наличие двух максимумов на спектре фотопроводимости обусловлено полосой поглощения светоделителя фурье-спектрометра в области 500–600 см$^{-1}$.

Фотоотклик в терагерцевой спектральной области появляется только в том случае, когда квазиуровень Ферми оказывается в зоне проводимости материала. Терагерцевая фотопроводимость наблюдается в виде широкой спектральной полосы без выраженной красной границы, причем фотопроводимость существует даже для энергий кванта излучения, существенно меньшей любых характерных энергий спектра полупроводника, таких как ширина запрещенной зоны или энергия активации основного состояния примеси. Важно отметить также, что амплитуда терагерцевой фотопроводимости возрастает при увеличении концентрации неравновесных электронов, т.е. при движении квазиуровня Ферми вверх выше дна зоны проводимости. Ранее было показано, что терагерцевая фотопроводимость в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ связана с увеличением концентрации электронов. Высказывалось предположение, что причиной является возникновение локальных электронных состояний, «привязанных» к положению квазиуровня Ферми [1]. Данные настоящей работы позволяют связать концентрацию этих необычных локальных состояний с плотностью зонных состояний в зоне проводимости $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 16-02-00380.

Литература

1. Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // УФН, V. 184, 1033 (2014).

Взаимодействие терагерцевого излучения с поверхностными плазмон-поляритонами в структурах на основе нитрида галлия

В.А. Шалыгин[1,*], Г.А. Мелентьев[1], Л.Е. Воробьев[1], Д.А. Фирсов[1], В.Ю. Паневин[1], В.В. Коротеев[2], Ю.М. Лящук[2], В.А. Кочелап[2], В.Н. Порошин[3]

1 Санкт-Петербургский политехнический университет им. Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия.

2 Институт физики полупроводников НАНУ, пр. Науки, 45, Киев, 03028, Украина.

3 Институт физики НАНУ, пр. Науки, 46, Киев, 03028, Украина.

* shalygin@rphf.spbstu.ru

Экспериментально и теоретически исследовано взаимодействие терагерцевого излучения с сильно легированными эпитаксиальными слоями *n*-GaN, на поверхности которых вытравлена дифракционная решетка. Экспериментальный спектр отражения для излучения с *p*-поляризацией демонстрирует несколько резонансных провалов, обусловленных возбуждением различных мод поверхностных плазмон-поляритонов. Частоты, амплитуды и ширины этих провалов адекватно описываются теорией, базирующейся на решении уравнений Максвелла методом связанных волн. Была также экспериментально исследована эмиссия терагерцевого излучения при модуляции температуры эпитаксиального слоя импульсным электрическим полем. На спектре излучательной способности зарегистрированы пики, соответствующие рассеянию поверхностных плазмон-поляритонов на профилированной поверхности. Теоретический анализ в рамках модели теплового излучения «серого» тела хорошо описывает основные особенности экспериментального спектра эмиссии терагерцевого излучения.

В последние годы растет интерес к физике поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), которые представляют собой электромагнитные (ЭМ) волны, распространяющиеся на границе проводника и диэлектрика. Связь фотонов с носителями заряда на поверхности проводника позволяет концентрировать ЭМ-излучение в области с размером значительно меньше длины волны, что широко используется в оптоэлектронике и биоэлектронике.

В данной работе исследовано взаимодействие терагерцового (ТГц) излучения с ППП в структурах *n*-GaN/сапфир, на поверхности которых вытравлена дифракционная решетка.

Образцы

Эпитаксиальный слой *n*-GaN со структурой вюрцита был выращен на подложке из сапфира. Параметры слоя: толщина 6.2 μm, концентрация электронов $n_e = 3.6\cdot10^{19}$ cm^{-3}, подвижность 122 cm^2/V· s. На поверхности эпитаксиального слоя были созданы электрические контакты с целью модулировать температуру слоя импульсами электрического поля. Между контактами была вытравлена дифракционная решетка глубиной 4.5 μm с периодом a_g = 86 μm. Дополнительно были изготовлены *реперные образцы*, поверхность которых не подвергалась травлению и оставалась плоской.

Результаты и их обсуждение

Экспериментально получены спектры отражения для реперного и профилированного образцов при T = 300 K. Плоскость падения была перпендикулярна ребрам дифракционной решетки, спектры регистрировались для излучения с *p*- и *s*-поляризацией. Экспериментальный спектр для *p*-поляризации (рис. 1) кардинально изменяется после вытравливания решетки на поверхности *n*-GaN. Во-первых, появляются резонансные провалы, обусловленные возбуждением ППП. Эти резонансы удовлетворяют условию пространственного синхронизма:

$$k_{\mathrm{SPP}} = k_0 \sin\theta + Mk_g,\ M = \pm1, \pm2, \pm3, \ldots \quad (1)$$

где k_{SPP} и k_0 – волновые векторы ППП и фотона, θ – угол падения фотона, $k_g = 2\pi/a_g$. Во-вторых, в профилированном образце вследствие дифракции наблюдается коллапс полосы остаточных лучей, которая отчетливо видна для реперного образца (вблизи $\hbar\omega \approx \hbar\omega_{\mathrm{TO}} = 69.3\,\mathrm{meV}$).

На рис. 1(*a*) для сравнения показан расчетный спектр отражения *n*-GaN с плоской поверхностью, соответствующий формулам Френеля. На рис. 1(*b*)

для профилированного образца дополнительно представлены результаты теоретического расчета спектра отражательной способности R_0 в нулевом порядке дифракции. Расчет проведен для заданной геометрии дифракционной решетки путем решения уравнений Максвелла методом связанных волн. На вставке показан результат для параллельного светового пучка, а на основной панели – для конического пучка с угловой апертурой $\Delta\theta = 16°$, что соответствует условиям эксперимента. Расчетные спектры близки к экспериментальным. Заметное расхождение возникает лишь для профилированного образца в области частот свыше 10 ТГц. Причина в том, что при высоких частотах в эксперименте регистрируются отраженные лучи не только нулевого, но частично также и 1-го порядка дифракции (из-за большой угловой апертуры).

На рис. 2 представлены результаты расчета излучательной способности $A(\omega)$ профилированного образца для двух направлений ($\theta = 0°$ и 8°) для случая нулевой угловой апертуры ($\Delta\theta = 0°$). При $\theta = 0°$ теория предсказывает высокодобротный ($Q \sim 100$) пик излучения на частоте $f = 3.5$ ТГц, который соответствует ППП резонансу 1-го порядка ($M = \pm 1$), и уширенный пик при $f = 10.0$ ТГц, соответствующий резонансу 3-го порядка. Резонанс 2-го порядка (при $f = 6.9$ ТГц) практически незаметен на расчетном спектре. Для наклонного пучка ($\theta = 8°$) каждый из этих пиков, соответствующих рассеянию ППП на профилированной поверхности, расщепляется на два (первый соответствует отрицательному значению M, второй – положительному). Экспериментально эмиссия ЭМ-излучения исследована в обоих образцах в ТГц диапазоне при модуляции температуры эпитаксиального слоя импульсным электрическим полем. Излучение регистрировалось в направлении нормали к поверхности и собиралось в пределах угловой апертуры $\Delta\theta = 16°$. Теоретический анализ спектра излучения проведен в рамках модели теплового излучения «серого» тела, при этом проводилось уширение теоретических спектров $A(\omega)$ в пределах $\Delta\theta$ и рассчитывалось отношение излучательных способностей профилированного и реперного образцов. Эта теория хорошо описывает эксперимент при $f < 5$ ТГц ($M = \pm 1$), однако не может объяснить весьма интенсивную эмиссию при $f \sim 7.2$ THz ($M = \pm 2$). Обсуждается возможность совершенствования теории.

Полученные в работе экспериментальные и теоретические результаты могут быть использованы при разработке приборов на основе GaN, селективно излучающих (или поглощающих) ТГц-излучение.

Работа поддержана РФФИ (грант 14-02-90444) и Минобрнауки РФ (государственное задание).

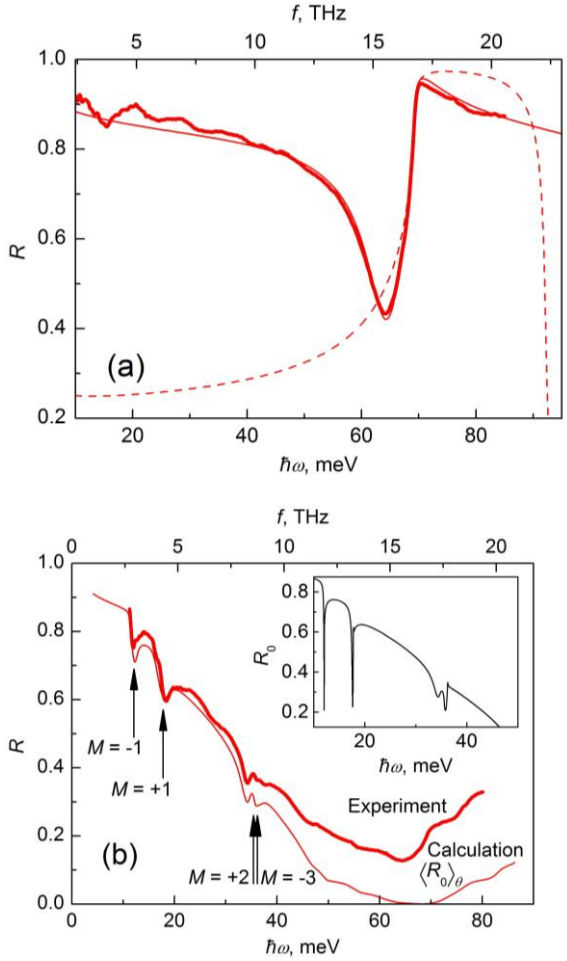


Рис. 1. Спектры отражения для реперного (*a*) и профилированного (*b*) образцов. Жирные линии – эксперимент ($\theta = 11°$, $\Delta\theta = 16°$), тонкие – теория. Штриховая линия – расчет для полубесконечного GaN с $n_e = 10^{17}$ cm^{-3}

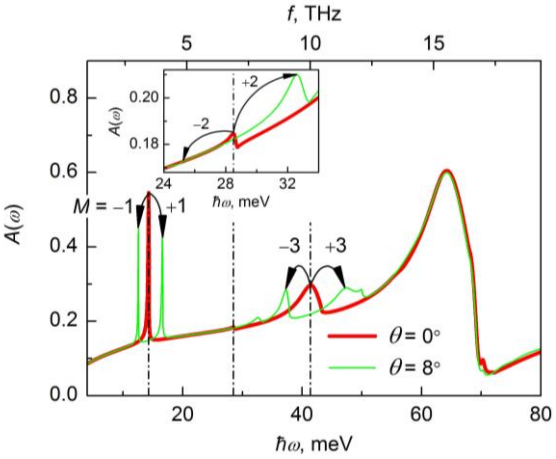


Рис. 2. Спектры излучательной способности профилированного образца при $\theta = 0°$ и 8° (расчет, $\Delta\theta = 0°$)

Излучение дефектов в мощных ультрафиолетовых светоизлучающих диодах

В. Т. Шамирзаев[1], В. А. Гайслер[1,2], Т. С. Шамирзаев[2,*]

1 Новосибирский государственный технический университет, пр. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

2 Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*tim@isp.nsc.ru

Приведены результаты исследования спектрального состава излучения ультрафиолетовых (365 нм) InGaN/AlGaN светоизлучающих диодов и его зависимости от плотности текущего через структуру тока. Установлены условия возбуждения электролюминесценции, позволяющие увеличить долю ультрафиолетового излучения до 97,5 %. Показано, что неоднородная генерация протяженных дефектов, пронизывающих активную область светодиодов в процессе деградации структур при локальном токовом перегреве, уменьшает интегральную интенсивность излучения, но не оказывает влияния на относительную интенсивность ультрафиолетового и «дефектного» излучения структур.

Введение

Появление мощных светоизлучающих (СИД) и лазерных диодов ультрафиолетового диапазона на основе широкозонных полупроводников соединений нитридов In, Ga и Al открывает новые возможности для развития люминесцентных методов анализа. Доступность СИД с длиной волны излучения 365-375 нм и мощностью излучения до 200 мВт позволяет возбуждать люминесценцию в широком классе органических и неорганических материалов и структур. К сожалению, гетероструктуры СИД выращиваются на подложках, не согласованных по постоянной решетки с GaN и его твердыми растворами, что приводит к формированию в таких структурах высокой плотности дислокаций и заметной концентрации точечных дефектов. Возбуждение этих дефектов текущим через структуру электрических током приводит к появлению излучения в видимой области спектра (500–800 нм). Это «паразитное» излучение создает проблемы, складываясь с фотолюминесценцией материалов и структур, излучающих в том же спектральном диапазоне. В данной работе изучалось влияние условий возбуждения электролюминесценции на спектральный состав мощности излучения коммерческих ультрафиолетовых (365 нм) InGaN/AlGaN светоизлучающих диодов производства фирм Shenzhen Hanhua opto Co., Ltd. и Cree. Показано, что выбор условий возбуждения позволяет заметно уменьшить долю «паразитного» видимого излучения.

Результаты и обсуждение

Ампер-ваттная характеристика СИД приведена на рис.1. Пороговое значение тока, при котором появляется излучение СИД мощностью 25 пВт, равняется 0,8 мкА. На характеристике можно выделить три характерных участка. Квадратичное возрастание интенсивности излучения от 25 пВт до 4 нВт на первом участке $I < 1$ мА при туннельном протекании тока через структуру плавно переходит в линейную зависимость при смене механизма протекания тока с туннельного на инжекционный в диапазоне токов 1 mA < I < 200 мА [1].

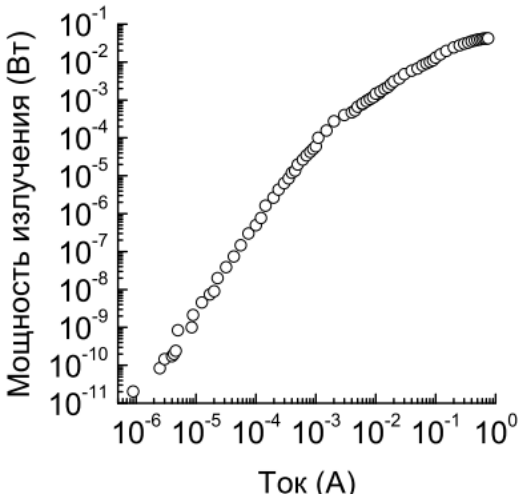


Рисунок 1. Ампер-ваттная характеристика СИД. Толстыми линиями показаны квадратичный и линейный участки зависимости.

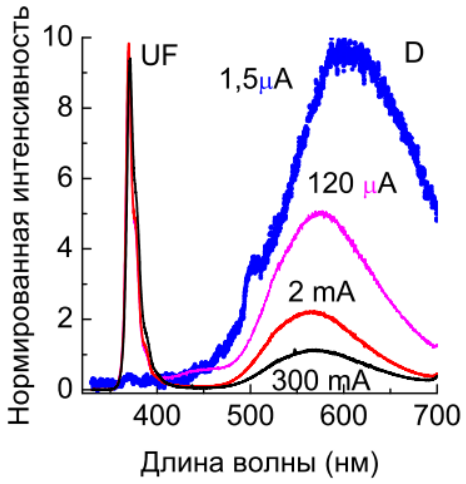


Рисунок 2. Спектры ЭЛ СИД при различных токах, текущих через структуру.

И, наконец, при I>200 мА зависимость становится сублинейной из-за падения квантовой эффективности излучения. В спектрах электролюминесценции (ЭЛ) СИД, представленных на рис. 2, наблюдается две полосы: относительно узкая (60 мэВ) UF полоса ультрафиолетового (УФ) излучения с положением максимума 369 нм и широкая D (600 мэВ) «дефектная» полоса, обусловленная рекомбинацией носителей заряда через состояния дефектов в области InGaN квантовой ямы (КЯ), встроенной в *p-n*-переход структуры. При низких токах возбуждения, соответствующих сверхлинейному участку ампер-ваттной характеристики, «дефектная» полоса доминирует в спектрах ЭЛ, превышая интенсивность полосы UF. Повышение тока приводит к перераспределению интенсивности излучения между полосами. Вклад УФ-излучения в ЭЛ СИД в зависимости от текущего через структуру тока показан на рис.3. С повышением тока доля УФ-излучения возрастает из-за насыщения «дефектного» канала рекомбинации. При токах выше 50 мА большая часть излучения идет уже через УФ-канал, достигая при токе 0,3 А 80% от интегральной интенсивности свечения СИД. Однако при дальнейшем повышении тока, в области сублинейности ампер-ваттной характеристики, доля УФ-излучения перестает зависеть от тока из-за падения квантовой эффективности. Квантовая эффективность СИД возрастает с уменьшением температуры [1]. Использование импульсного возбуждения позволяет увеличить текущий через структур ток при одновременном уменьшении выделяемого тепла. Так, при возбуждении импульсами тока 20 А (длительность импульса 1 мкс, скважность 1 к 1000) излучение через уровни дефектов удалось уменьшить до уровня < 2,5%. Увеличение длительности импульса до 10 мкс приводит к деградации СИД уже при токе ~10 А. Интегральная интенсивность излучения СИД после деградации при токах 0,1- 0.7 А уменьшается в 2,5 раза. В то же время относительная интенсивность полос UF и D в спектрах ЭЛ СИД после деградации не изменяется. Следовательно, неоднородная генерация протяженных дефектов, пронизывающих активную область светодиодов при деградации [2], не приводит увеличению концентрации ответственных за полосу D центров рекомбинации в области InGaN КЯ.

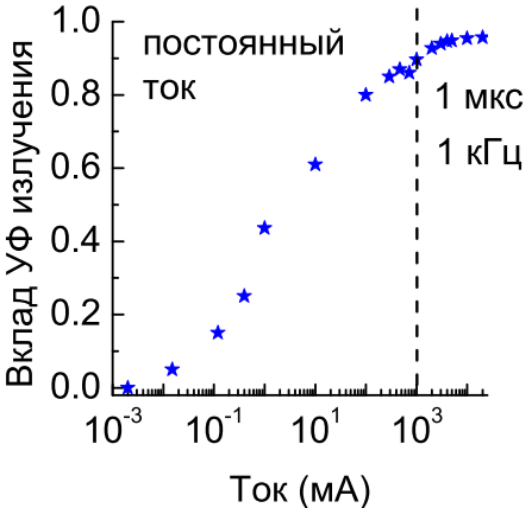


Рисунок 3. Доля УФ излучения в ЭЛ СИД в зависимости от прямого тока. Слева от вертикальной линии – режим непрерывного возбуждения, справа – возбуждения импульсами тока (длительность импульса 1 мкс, частота повторения 1 кГц)

Таким образом, в работе изучена зависимость спектрального состава излучения ультрафиолетовых (365 нм) InGaN/AlGaN светоизлучающих диодов от плотности текущего через структуру тока. Показано, что насыщение дефектного канала излучательной рекомбинации в активной области структуры с ростом тока позволяет увеличивать долю УФ-изучения СИД до 98,7%.

Литература

1. И.А. Прудаев, И.Ю. Голыгин, С.Б. Ширапов, Петров и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 47, 1391 (2013).

2. А.Л. Закгейм, М.Е. Левинштейн, В.П. Петров и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 4**6**, 219 (2012).

Динамика рекомбинации экситонов в гетероструктурах с монослойными квантовыми ямами InAs/AlAs

Т.С. Шамирзаев[1,2,*], J. Debus[3], М.М. Глазов[4], Е.Л. Ивченко[4], Д.Р. Яковлев[3,4], M. Bayer[3,4]

1 Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

3 Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany.

4 ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021.

*tim@isp.nsc.ru

Динамика экситонной рекомбинации в магнитном поле исследовалась в гетероструктурах с непрямозонными монослойными квантовыми ямами InAs/AlAs первого рода. Спектр фотолюминесценции структур содержит полосу бесфононной рекомбинации и её фононные повторения. С ростом магнитного поля в геометрии Фарадея (продольное поле) происходит уменьшение интенсивности фононных повторений и одновременное увеличение времени рекомбинации. В то же время интенсивность полосы бесфононной рекомбинации не зависит от напряженности магнитного поля. В предложенной нами модели эффект объясняется тем, что основное состояние экситона в продольном магнитном поле является «темным» и его заселенность возрастает в магнитном поле. Бесфононный переход, возможно, связан с рекомбинацией находящихся в «светлом» состоянии заряженных экситонов - трионов, образующихся за счет ненамеренного легирования структур.

Введение

Недавно нами было показано, что время жизни экситона в непрямозонных полупроводниковых InAs/AlAs квантовых ямах (КЯ) с энергетическим спектром первого рода, где и электрон, и дырка локализованы внутри КЯ, возрастает вплоть до сотен микросекунд [1]. В данной работе представлены результаты исследования влияния магнитного поля на динамику экситонной рекомбинации в таких КЯ.

Методика эксперимента

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали слой InAs номинальной толщиной 1,4 монослоя, помещенный между слоями AlAs толщиной 30 нм. Методика роста структур подробна описана в работе [1]. Эксперименты проводились в магнитных полях 0 – 10 Тл (в геометриях Фарадея и Фохта) при температурах 1.8 – 17 К.

Результаты и обсуждение

Спектры низкотемпературной (1,8 К) ФЛ структур с InAs/AlAs КЯ содержат полосу бесфононного перехода и его фононные повторения. В нулевом магнитном поле интенсивность фононных повторений в 2-3 превышает интенсивность бесфононного перехода (рис.1а). Приложение к структурам продольного магнитного поля (геометрия Фарадея) приводит к монотонному уменьшению интенсивности фононных повторений (в 2-3 раза в поле 9 Тл), в то время как интенсивность бесфононного перехода практически не изменяется (рис.1б). Вместе с тем время излучательной рекомбинации всех полос одинаково возрастает (см. рис.2). В поле 10 Тл время излучательной рекомбинации увеличивается в 3 раза. Повышение температуры или изменение ориентации магнитного поля (поворот поля в геометрию Фохта) приводят к восстановлению интенсивности ФЛ и уменьшению времени излучательной рекомбинации. Мы полагаем, что полосы фононных повторений в спектрах ФЛ обусловлены рекомбинацией экситонов. Уменьшение интенсивности этих полос объясняется тем, что основное состояния экситона в продольном магнитном поле является «темным» и его заселенность возрастает в магнитном поле. Действительно, соотношение между g-факторами электрона и дырки [2] в исследуемых КЯ таково, что в продольном магнитном поле основным состоянием экситона оказывается оптически неактивное (проекция момента 2 на ось поля).

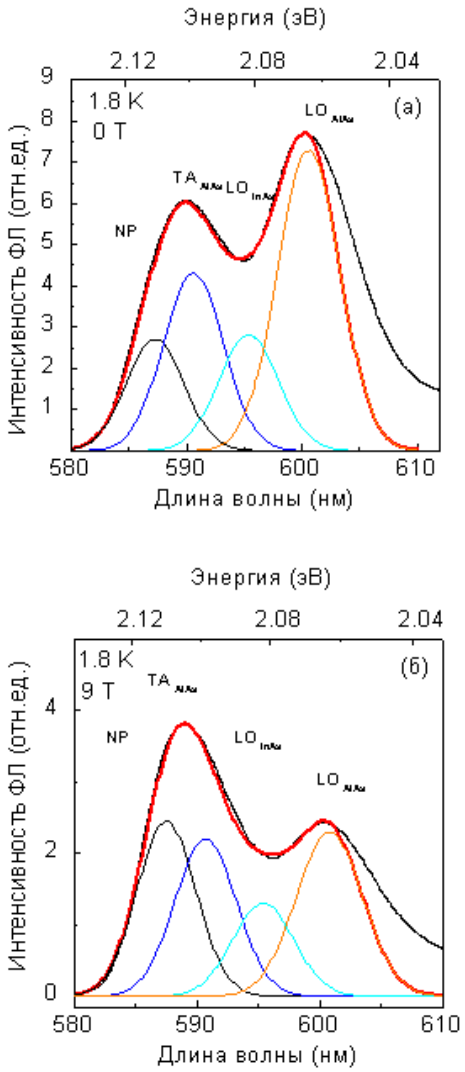


Рис. 1. Разложение спектров ФЛ InAs/AlAs КТ, измеренных в геометрии Фарадея, на составляющие полосы в магнитном поле: (a) B = 0 Тл, (b) B = 9 Тл. Уширение низкоэнергетического крыла полосы LO_{AlAs} обусловлено вкладом двухфононных переходов

Доля экситонов, накапливающихся в этом состоянии, увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. При этом возрастает роль процессов безызлучательной рекомбинации, что и приводит к уменьшению интегральной интенсивности ФЛ структур. Восстановление интенсивности ФЛ с одновременным уменьшением времени излучательной рекомбинации при повышении температуры или в наклонном магнитном поле обусловлено температурным заселением оптически активных экситонных состояний в первом случае и смешиванием оптически активных и неактивных состояний поперечной компонентой магнитного поля во втором.

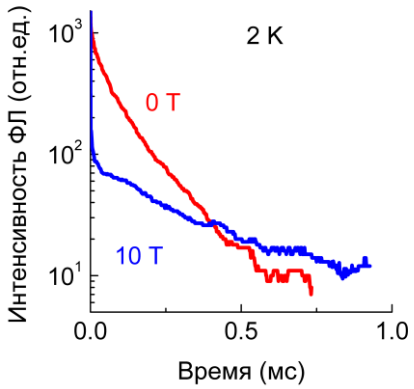


Рис. 2. Динамика ФЛ в полосе LOAlAs InAs/AlAs КТ, в различных магнитных полях (геометрия Фарадея). Другие полосы демонстрируют такую же динамику

Независимость интенсивности бесфононного перехода от напряженности магнитного поля до конца непонятна. Возможно, бесфононный переход связан с рекомбинацией заряженных экситонов - трионов, образующихся за счет ненамеренного легирования структур. Оба состояния синглетного триона являются оптически активными, поэтому наличие магнитного поля не приводит к уменьшению интенсивности ФЛ.

Работа поддержана РФФИ, проект 16-02-00242.

Литература

1. T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.K. Kalagin, *et al.* // Physical Review B, V.76, 155309 (2007).
2. J. Debus, T. S. Shamirzaev, D. Dunker *et al.* // Physical Review B, V.90, 125431 (2014).

Поляризация ТГц стимулированного излучения доноров в кремнии

В.Н. Шастин[1]*, К.А. Ковалевский[1&], Р.Х. Жукавин[1], В.В. Цыпленков[1], N.V. Abrosimov[4], S.G. Pavlov[2], H.-W. Hubers[2,3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603000.

2 Институт систем оптических датчиков DLR, ул. Резерфорда 2, Берлин, 12489.

3 Берлинский университет им. Гумбольдта, ул. Под липами 6, Берлин, 10099.

4 Институт роста кристаллов, ул. Макса Борна, Берлин, 12489.

*shastin@ipmras.ru, &atan4@yandex.ru

Приводятся результаты экспериментального исследования поляризации терагерцевого (4,9–6,4 ТГц) стимулированного излучения доноров пятой группы (Sb, P, As, Bi) в монокристаллическом кремнии при их накачке (фотоионизации) излучением CO_2 лазера (энергия кванта 117 мэВ) в зависимости от величины одноосной деформации сжатия кристалла по оси [100]. Также обсуждается и влияние направления поля волны накачки на ее эффективность.

Как установлено, стимулированное ТГц излучение оптически возбуждаемых посредством фотоионизации доноров пятой группы в кремнии наблюдается при криогенных температурах (T<20K) на внутрицентровых $2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$ и $2p_\pm \rightarrow 1s(T_2)$ оптических переходах (*рис*.1) между состояниями, имеющими симметрию триплета (T_2) [1,2]. Напомним, что каждое из трех состояний T_2 занимает пару долин (Δ долин), расположенных в зоне *Бриллюэна* на одной из осей {100} (*рис*.1). В недеформированном кремнии, имеющем кубическую решетку, поляризация волны излучения может быть любой и определяется добротными модами выбранного резонатора. При этом конкуренция мод может быть подавлена, поскольку разные состояния триплета не взаимодействуют между собой. Ситуация может существенно измениться в одноосно деформированном кремнии. Ниже приведены данные измерений при деформации сжатия кристалла по оси [100]. Такая деформация расщепляет все состояния на те, которые относятся к верхним четырем 4Δ и двум 2Δ долинам (*рис*.2). Последние лежат на оси сжатия. Как показывают измерения, для доноров Sb, P, As даже при небольшой деформации в излучении доминируют состояния 2Δ долин и $2p_0 \rightarrow 1s(B_2)$ являются рабочими переходами. Нетрудно показать, что в этом случае вектор поляризации стимулированного излучения должен быть направлен по оси сжатия кристалла. На *рис*.3 показана зависимость интенсивности выходного излучения из Si:Sb для двух поляризаций $\boldsymbol{e} \| \boldsymbol{S}$ и $\boldsymbol{e} \perp \boldsymbol{S}$ ($\boldsymbol{e}_\|$ и $\boldsymbol{e}_\perp$). Здесь $\boldsymbol{S}$ – вектор давления. Видно, что с ростом деформации интенсивность стимулированного излучения и его эффективность возрастают для поляризации $\boldsymbol{e}_\|$. И, напротив, поляризация $\boldsymbol{e}_\perp$ будет доминировать, если излучение идет на переходах 4Δ долин. Эксперимент показывает, что это возможно в кремнии, легированном висмутом.

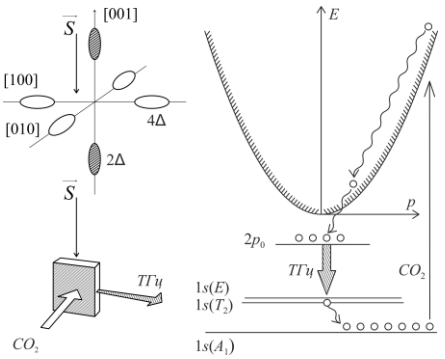


Рис. 1. Слева - долины зоны проводимости и схема измерений, справа - состояния рабочего перехода и те, что вовлечены в формирование инверсной заселенности

Ниже представлены результаты экспериментального исследования зависимости эффективности фотовозбуждения и эффективности накачки излучением CO_2 лазера доноров сурьмы Sb от ее поляризации и деформации кристалла кремния. Измерена зависимость величины фототока (концентрации фотоэлектронов в континууме зоны проводимости) и пороговая интенсивность накачки от величины деформации $\boldsymbol{S} \| [100]$ (рис. 4, 5). Видно, что накачка оказывается более эффективной, если вектор поляризации волны накачки направлен поперек оси сжатия. Это находится в соответствии с расчетами работы [3].

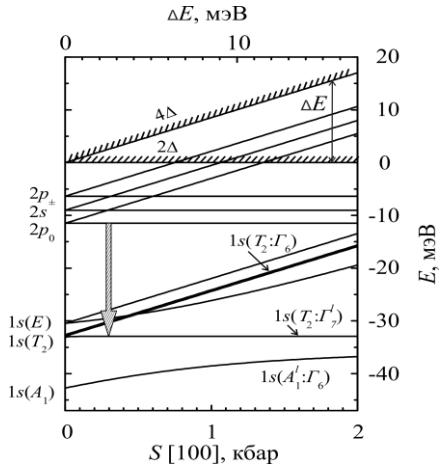


Рис. 2. Зависимость энергии состояний донора и континуума зоны проводимости для Si:Sb от степени деформации сжатия кристалла по оси [100]

Рис. 3. Зависимость интенсивности ТГц излучения Si:Sb от направления поляризации и деформации сжатия

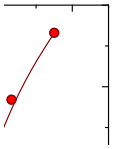


Рис. 4. Зависимость пороговой интенсивности накачки Si:Sb от ее поляризации при различных деформациях сжатия кристалла

Рис. 5. Фототок на образце Si:Sb в зависимости от поляризации и сжатия кристалла

Работа поддержана проектом InTerFEL Project BMBF № 05K2014 и РФФИ грантами № 14-0231628 мол_а и 14-02-00638.

Литература

1. К.А. Ковалевский, Р.Х. Жукавин, В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин, Н.В. Абросимов, Г. Риман, С.Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс, *Физика и техника полупроводников*, 2013, 47 (2).
2. К.А. Ковалевский, Н.В. Абросимов, Р.Х. Жукавин, С.Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс, В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин, *Квант. электрон.*, 45:2 (2015), 113–120.
3. Beinikhes I.L. and Kogan Sh. M., *Sov. Phys. JETP*, 66 (1), 164 (1987).

Эффективная диэлектрическая проницаемость сред, содержащих кластеры металлических наночастиц

А.В. Швецов[1 *], А.В. Кудрин[2, 3 §]

1 АО ЦНИИ «Буревестник», Сормовское шоссе,1а, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

3 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.
*alexshdze@mail.ru, §kudrin@nifti.unn.ru

Проведен аналитический расчет эффективной диэлектрической проницаемости композитной среды, содержащей кластеры металлических/полупроводниковых сферических наночастиц. Показано, что сильное взаимодействие между частицами приводит к заметному расщеплению плазмонных резонансов и появлению дополнительных мод в спектре.

Интерес к экспериментальному и теоретическому исследованию диэлектрических пленок с включениями металлических наночастиц обусловлен возможностью создания сред с заданными частотными зависимостями коэффициентов отражения, прохождения и поглощения. Последние сильно зависят от размеров и материала частиц, диэлектрической проницаемости окружающей их среды, а также от формы самих частиц. В данной работе рассматриваются металлические частицы с размерами значительно меньшими длины электромагнитной волны. Частоты плазмонного резонанса такой изолированной частицы определяются ее геометрией. Однако в реальной ситуации поле, действующее на частицу, складывается не только из внешнего поля волны, но и полей, создаваемых соседними частицами в ее окрестности. Учет взаимодействия с соседними частицами приводит к изменению частот плазмонного резонанса [1]. Обычно такой учет проводится в рамках дипольного приближения, когда предполагается, что размер частиц R значительно меньше расстояния между ними d. В этом случае поле, создаваемое одной частицей в области расположения соседней, рассматривается как локально однородное. В частности, уже для двух взаимодействующих частиц сферической формы это приводит к расщеплению частоты плазмонного резонанса. Тем не менее в реальных пленках соотношение ($d>>R$) выполняется лишь при очень небольших концентрациях частиц. Кроме того, даже при невысоких концентрациях, металлические частицы в диэлектрической пленке могут формировать небольшие кластеры, что также обязывает производить более точный расчет взаимодействия между частицами кластера.

В настоящей работе рассматривается диэлектрическая среда, содержащая кластеры металлических/полупроводниковых сферических наночастиц. Предполагается, что кластер состоит из большой частицы и расположенных около нее частиц с меньшим радиусом. При этом размеры кластеров заметно меньше длины электромагнитной волны, а расстояния между частицами в кластере порядка размера большой частицы. Диэлектрическая проницаемость металла частиц описывается моделью Друде. Предположим, что малые частицы имеют такие размеры, что поле в их окрестности можно приближенно рассматривать как однородное. Малые частицы находятся как во внешнем поле волны, так и в поле зарядов, поляризованных на поверхности большой частицы. Учет взаимодействия большой частицы с дипольными моментами малых частиц будет проведен точно, в противовес дипольному взаимодействию, рассмотренному, например, в работе [2].

В настоящей работе показано, что сильное взаимодействие между частицами приводит к заметному расщеплению плазмонных резонансов и появлению дополнительных мод в спектре. Кроме того, проведен расчет эффективной диэлектрической проницаемости рассматриваемой композитной среды.

Метод расчета

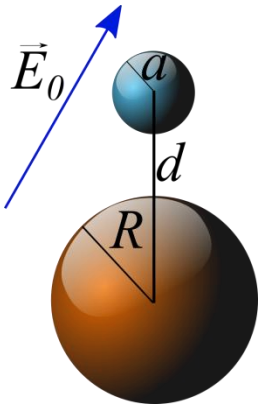


Рис. 1. Кластер сферических наночастиц

Для демонстрации подхода рассмотрим систему, содержащую лишь одну маленькую частицу радиуса a, находящуюся на расстоянии d от большой радиуса R (рис. 1). По определению, эффективная диэлектрическая проницаемость среды, содержащей такие кластеры, определяется формулой:

$$\overline{D}_i = \varepsilon_{eff_{i,j}} \cdot \overline{E}_{i,j}, \qquad (1)$$

$$\overline{\overline{D}} = \frac{\int_V \varepsilon(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) dV}{V}, \quad \overline{\overline{E}} = \frac{\int_V \vec{E}(\vec{r}) dV}{V}, \qquad (2)$$

где V – объем пространства приходящийся на один кластер.

$$\int_{Vp} \vec{E}(\vec{r}) dV = -\frac{4\pi}{3}\frac{R^3}{d^3}\frac{3\varepsilon_m}{\varepsilon+2\varepsilon_m}\left(p_x\vec{i} + p_y\vec{j} - 2p_z\vec{k}\right) + \frac{3\varepsilon_m}{\varepsilon+2\varepsilon_m}\frac{4\pi}{3}R^3\vec{E}_0 \qquad (3)$$

$$\int_{\tilde{V}p} \vec{E}(\vec{r}) dV = \frac{4\pi}{3}a^3\frac{3\varepsilon_m}{\tilde{\varepsilon}+2\varepsilon_m}\left(\vec{E}_0 + \vec{E}_{pol}(d)\right) \qquad (4)$$

$$\int_{V-Vp-\tilde{V}p} \vec{E}(\vec{r}) dV = \frac{4\pi}{3}\frac{R^3}{d^3}\left(p_x\vec{i} + p_y\vec{j} - 2p_z\vec{k}\right) + (V - \frac{4\pi}{3}a^3 - \frac{4\pi}{3}R^3)\vec{E}_0 - \frac{4\pi}{3}a^3\vec{E}_{pol}(d) \qquad (5)$$

Здесь V_p – объем большой частицы, $_p$ – объем малой частицы, ε – диэлектрическая проницаемость большой частицы, ε – диэлектрическая проницаемость малой частицы, ε_m – диэлектрическая проницаемость среды. Дипольный момент малой частицы равен:

$$\vec{p} = a^3\frac{\tilde{\varepsilon}-\varepsilon_m}{\tilde{\varepsilon}+2\varepsilon_m}\left(\vec{E}_0 + \vec{E}_{pol}(d)\right), \qquad (6)$$

где $E_{pol}(d)$ – поле, создаваемое зарядами, поляризованными на поверхности большой частицы в области расположения малой. Выражение (6) является уравнением для определения неизвестного дипольного момента частицы $\boldsymbol{p}$, поскольку E_{pol} само определяется вектором $\boldsymbol{p}$. Для наглядности приведем выражение для $E_{pol}(d)$ в случае, когда поле волны E_0 поляризовано вдоль линии (ось z), соединяющей центры частиц:

$$E_{pol_Z}(d) = -\xi \cdot E_{0_Z} - \eta \cdot p_z, \qquad (7)$$

$$\eta = \sum_{l=0}^{\infty}\frac{(\varepsilon_m - \varepsilon)}{(l\varepsilon + (l+1)\varepsilon_m)}\frac{R^{2l+1}}{d^{2l+4}}l(l+1)^2,$$

$$\xi = 2\frac{(\varepsilon_m - \varepsilon)}{(\varepsilon + 2\varepsilon_m)}\frac{R^3}{d^3}.$$

Сопоставляя (6) и (7) получаем:

$$p_z = \frac{\kappa(1-\xi)}{1+\kappa\eta}E_{0_Z}, \qquad (8)$$

$$\kappa = a^3\frac{\tilde{\varepsilon}-\varepsilon_m}{\tilde{\varepsilon}+2\varepsilon_m}.$$

Как видно из формулы (8), в выражении для дипольного момента малой частицы p_z входит величина η, которая в случае учета слагаемых с l>1 приносит в частотную зависимость эффективной диэлектрической проницаемости среды дополнительные резонансы. Учет этих членов становится важным при $R/d \sim 1$.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты 8.1054.2014/К и 3.285.2014/К, 3423) Минобрнауки России.

Литература

1. L. Novotny, B. Hecht // Principles of Nano-Optics. New York: Cambridge U. Press (2006).
2. R.M.S. Pereira, J. Borges, F.C.R. Peres *et al.* // Journal of Nanophotonics, V. 9, 093796 (2015).

Контроль уровня и типа легирования, а также поверхностных состояний в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах групп A3B5

И.В. Штром[1-4*], Ю.Б. Самсоненко[1,4], И.В. Хребтов[1], Р.Р. Резник[1,5], И.В. Илькив[1,5], А.Д. Буравлев[1-4], Г.Э. Цырлин[1,4]

1 Санкт-Петербургский академический университет РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.Хлопина 8, кор. 3, Россия.

2 Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Университетская наб. 2-4, Россия.

3 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия.

4 Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, 190103 Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Россия.

5 Санкт-Петербургский политехнический университет ,195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29, Россия.

*igorstrohm@mail.ru

В данной работе представлен анализ уровня легирования нитевидных нанокристаллов (ННК) групп A3B5 с помощью бесконтактного метода фотолюминесценции. Также продемонстрировано влияние пассивации на поверхностные состояния в полупроводниковых ННК групп A3B5.

Введение

Нитевидные нанокристаллы (ННК) активно исследуются научными группами во всем мире с точки зрения их потенциальных применений в современных приборных конструкциях. На сегодняшний момент продемонстрированы различные прототипы приборов, использующие в качестве активных элементов как массивы, так и одиночные полупроводниковые ННК: прототипы полевых транзисторов, солнечные элементы, фотодетекторы и т. д., созданные на основе легированных ННК. Однако для реального внедрения таких прототипов в индустрию микро- и наноэлектроники необходимо установить контроль над селективным легированием в ННК. До сих пор не установлен точный характер встраивания примеси в процесе роста ННК методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [1]. На данный момент степень легирования вдоль одиночного ННК чаще всего определяется из электрических свойств носителей заряда. Такой подход требует трудоемкого создания литографическими методами многоконтактной системы.

Результаты и обсуждение

В данной работе представлен анализ уровня легирования ННК GaAs с помощью бесконтактного метода фотолюминесценции (ФЛ) и сравнение с

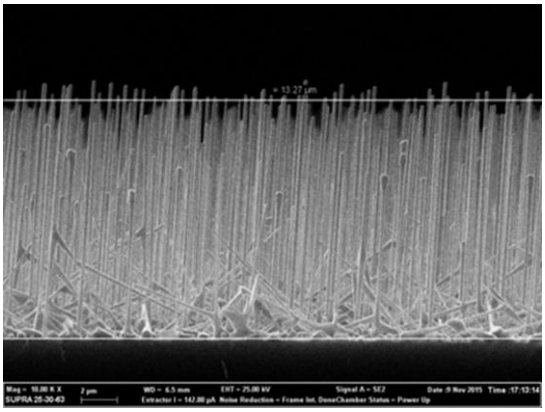


Рис. 1. СЭМ изображения GaAs:Be/AlGaAs ННК выращенных методом МПЭ на подложке Si(111)

уровнем легирования, полученного из оценки подвижности носителей. Из литературы известно, что положение пика полосы ФЛ сдвигается в высокоэнергетическую сторону при уменьшении концентрации бериллия в арсениде галлия [2,3]. На Рис. 1 представлено характерное изображение исследуемых нами ННК GaAs/AlGaAs, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Оценка уровня легирования (концентрация дырок в ННК от 10^{19} до 10^{17} $см^{-3}$) показана (Рис.2) на основе высокоэнергетического сдвига пика полосы в спектрах ФЛ от массивов ННК GaAs, легированных бериллием. Метод микроФЛ позволил оценить уровень легирования вдоль одиночного ННК

(Рис.2) и оценить процессы встраивания примеси как через каплю – катализатор роста, так и через боковые грани. При исследованиях оптических свойств большую роль играют излучательные и безызлучательные поверхностные состояния ННК, т.к. они дают вклад в спектры фотолюминесценции (ФЛ). Для контроля над поверхностными состояниями ННК GaAs пассивировались слоями AlN с толщинами от 5 до 25 Å методом атомно-слоевого осаждения, а также заращивались слоями AlGaAs методом МПЭ. Таким образом помимо удаления излучательных переходов, связанных с поверхностными состояниями, из спектров ФЛ многократно увеличивалась интенсивность ФЛ (Рис.3), что позволяло лучше разрешать сдвиги линий, соответствующие экситонным переходам в ННК. Аналогичные результаты были продемонстрированы ранее в работе [4], в которой авторы представляли результат нитридизации поверхности GaAs ННК. Мы провели сравнение интенсивности ФЛ в зависимости от различных способов пассивации. Наибольшую эффективность продемонстрировал рост AlGaAs оболочки вокруг GaAs ННК при МПЭ росте. Нами было продемонстрировано увеличение интенсивности ФЛ в 20 раз. Однако такой способ пассивации имеет существенный недостаток для исследования фундаментальных свойств GaAs ННК, а именно появление области дополнительного треугольного потенциала на границе раздела GaAs и AlGaAs из-за присутствия ловушек. В эту область могут переходить носители из GaAs и рекомбинировать.

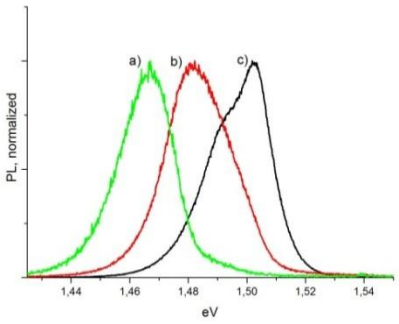


Рис. 2. Спектры ФЛ ННК GaAs:Be/AlGaAs с различным уровнем легирования. Уровень легирования определяется из концентрации дырок: a) 10^{19} см$^{-3}$, b) 10^{18} см$^{-3}$, c) 10^{17} см$^{-3}$

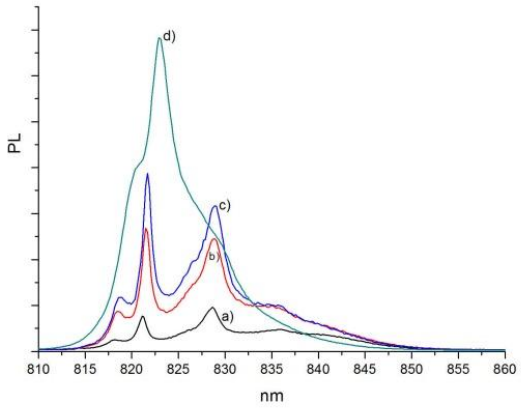


Рис. 3. Спектры ФЛ GaAs ННК a) непассивированные ННК, в) пассивированные слоем 5 Å AlN , c) пассивированные слоем 25 Å AlN, d) пассивированные слоем AlGaAs в процессе роста методом МПЭ

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России соглашение 14.613.21.0044 от 11 ноября 2015, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61315X0044.

Литература

1. Alberto Casadei Peter Krogstrup, Martin Heiss, Jason A. Röhr, Carlo Colombo et al. Doping incorporation paths in catalyst-free Be-doped GaAs nanowires // Appl. Phys. Lett. 102, 013117 (2013).

2. D.H. Zhang, K. Radhakrishnan, S.F. Yoon. Characterization of beryllium-doped molecular-beam epitaxial grown GaAs by photoluminescence // Journal of Crystal Growth 148, 35-40 (1995).

3. J. Nagle et al. // Journal of Crystal Growth 111, 264-268 (1991).

4. P.A. Alekseev, M. S. Dunaevskiy, V. P. Ulin, T. V. Lvova, D. O. Filatov, A. V. Nezhdanov, A. I. Mashin and V. L. Berkovits. Nitride Surface Passivation of GaAs Nanowires: Impact on Surface State Density // Nano Letters 15, 63-68 (2014).

Резонансный перенос энергии в плотном массиве II-VI квантовых точек

Т.В. Шубина*, К.Г. Беляев, М.А. Семина, А.В. Родина, А.А. Головатенко, М.В. Рахлин, А.А. Торопов, С.В. Сорокин, И.В. Седова, В.Ю. Давыдов, А.Н. Смирнов, П.С. Копьев, С.В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.
*shubina@beam.ioffe.ru

Методами спектроскопии фотолюминесценции с временным и пространственным разрешением продемонстрирован ферстеровский резонансный перенос энергии в неоднородном массиве квантовых точек CdSe/ZnSe, приводящий к спектральной селекции ограниченного числа квантовых излучателей. Теоретическое моделирование оптических переходов в ансамбле сфероидных квантовых точках с гауссовым потенциальным профилем подтвердило возможность резонансного переноса энергии между основными и возбужденными уровнями квантовых точек различного размера.

Широкозонные квантовые точки (КТ) на основе соединений групп II-VI, формируемые методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), перспективны для создания излучателей квантового света, работающих при комнатной температуре [1]. Однако высокая латеральная плотность эпитаксиальных КТ (~10^{11} $см^{-2}$) служит препятствием для выделения отдельных квантовых излучателей методами нанотехнологии. Мы предлагаем альтернативный подход, заключающийся в использовании неоднородного массива КТ, уровни которых выстраиваются таким образом, что существует возможность ферстеровского резонансного переноса энергии (FRET) с основных уровней маленьких точек (доноров) на возбужденные уровни крупных точек (акцепторов) с последующей релаксацией возбуждения на их основной уровень (Рис. 1a). Согласно оценкам, такой перенос возможен между КТ, расположенными на расстоянии до 10-13 нм [2]. При этом число излучающих центров на единицу площади сокращается, а эффективность сбора энергии возрастает [3]. Отметим, что перенос энергии в плотных массивах КТ традиционно рассматривался как процесс туннелирования или прыжков (hopping) экситонов.

Эксперимент

Исследовались два типа структур: 1) одиночные вставки планарных массивов КТ CdSe в ZnSe; 2) двойные вставки с различным содержанием CdSe и изменяемой толщиной барьера между ними (в диапазоне 6-13 нм), что позволило изучить перенос энергии при заданном расстоянии между КТ. Данные о статистике распределения латеральных размеров КТ были получены просвечивающей электронной микроскопией (ПЭМ). Характерное изображение структуры с одиночной вставкой приведено на Рис. 1b. Оптические свойства исследовались спектроскопией фотолюминесценции (ФЛ) при различных энергиях возбуждения, в том числе с временным разрешением. Спектры микроФЛ измерялись в двух конфигурациях: 1) с использованием 500-мкм отверстия в непрозрачной Au маске; 2) при фокусировке лазерного луча в пятно диаметром ~1 мкм. Так называемые «гиперспектры» возбуждения ФЛ (ВФЛ) регистрировались с помощью ПЗС-камеры сразу для всей полосы излучения.

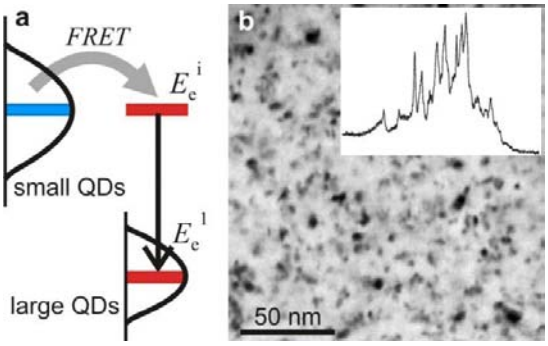


Рис. 1. (a) Резонансный перенос энергии между уровнями квантовых точек. (b) ПЭМ изображение массива КТ CdSe/ZnSe в планарной геометрии. Вставка показывает спектр микроФЛ с узкими линиями одиночных КТ

Результаты и обсуждение

Существование FRET в исследуемых структурах подтверждается рядом экспериментальных фактов. Ширина линии ФЛ ~50 мэВ противоречит спектрально-уширенной плотности состояний, рассчитанной в соответствии с данными ПЭМ.

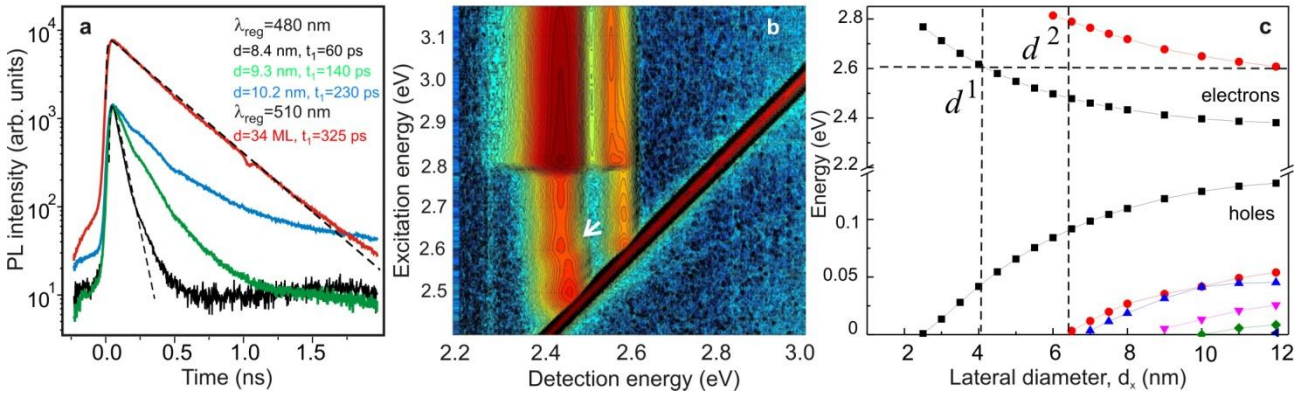


Рис. 2. (a) Кривые затухания ФЛ в структурах с двумя вставками CdSe с номинальными толщинами 2.0 и 2.7 монослоя, измеренные при подбарьерном возбуждении (λexc=461 нм). Значения толщин барьера между вставками и времена t_1 затухания ФЛ приведены на графике. (b) Гиперспектр ВЛФ с двумя вставками CdSe толщиной 2.7 и 1.9 монослоя. (c) Зависимости энергий основных и возбужденных уровней от латерального диаметра, рассчитанные для 85 мол.% Cd в центре КТ. Показаны только те возбужденные уровни, для которых возможен перенос энергии на основной уровень

Совпадение расчетного и экспериментального контура ФЛ возможно при учете переноса энергии между точками [4]. При низких температурах (5 К) в спектрах микроФЛ, регистрируемых через отверстия в маске, наблюдается ограниченное число узких линий вместо сплошной полосы излучения, ожидаемой при высокой латеральной плотности КТ (Рис. 1b, вставка). Спектроскопия ФЛ с временным разрешением показывает наличие двух компонент в излучении — быстрой t^1 и медленной t^2, соотношение между которыми зависит от энергии возбуждения и температуры. В структурах с двумя вставками времена t^1 ФЛ из верхнеэнергетических вставок укорачиваются при уменьшении зазора, что указывает на интенсификацию переноса энергии (Рис. 2a). Гиперспектры ВФЛ таких структур демонстрируют отчетливый переход от FRET к нерезонансному переносу энергии, отличительной чертой которого является смещение пика ФЛ в коротковолновую сторону и вовлечение в процесс фононов (Рис. 2b). Аналогичное смещение наблюдается в спектрах селективной микроФЛ, измеренных при 79 K без применения масок при различных энергиях возбуждения, изменяемых в диапазоне 3.81-2.54 эВ. Причем при одной и той же мощности накачки интенсивность излучения максимальна в области, соответствующей FRET механизму.

Анализ результатов оптических исследований проводился с использованием методов численного и вариационного расчетов квантовых уровней в сфероидных КТ с гауссовым потенциальным профилем [5]. На Рис. 2c приведены энергии уровней, рассчитанные в зависимости от латерального размера с учетом степени анизотропии точек, нарастающей с увеличением их размера. Зависимости показывают, что КТ с размером менее d^1 могут выступать как доноры для КТ с размером более ~6 нм, т.к. энергии их основных уровней совпадают с энергиями возбужденных уровней таких КТ. Точки с размерами между d^1 *и* d^2 не могут выступать в роли ни доноров, ни акцепторов. Очевидно, что ниже энергии 2.55-2.6 эВ механизм переноса энергии должен меняться. Эта энергия совпадает с изломом на гиперспектре ВЛФ (указан стрелкой на Рис. 2b), вызванным изменением механизма переноса энергии.

Полученные результаты проясняют особенности FRET в плотных массивах эпитаксиальных КТ и могут быть использованы для реализации спектральной селекции ограниченного числа квантовых излучателей наряду с традиционными методами их пространственного выделения, такими как формирование мез и наноколонок.

Литература

1. O. Fedorych, C. Kruse, A. Ruban *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 100, 061114 (2012).

2. A. N. Poddubny and A. V. Rodina // JETP V. 163, in press (2016).
3. T. V. Shubina, A. V. Rodina, M. A. Semina *et al.* // phys. stat. sol (c), in press (2016).
4. A. A. Golovatenko, M. A. Semina, A. A. Rodina, and T. B. Shubina, “Acta Polonica”, in press.
5. M. A. Semina, A. A. Golovatenko, and A. V. Rodina // Phys. Rev. B, V. 93, 045409 (2016).

Количественное профилирование методом ВИМС концентрации Al в транзисторных структурах AlGaN с ультратонкими слоями

П.А. Юнин*, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.
*yunin@ipmras.ru

В работе предложена и продемонстрирована на экспериментальном примере методика, позволяющая проводить количественный послойный анализ методом ВИМС профилей концентрации Al в транзисторных структурах на основе AlGaN. Методика учитывает как калибровку масс-спектрометра, так и экспериментальные артефакты, что позволяет корректно определять состав и толщины ультратонких слоев AlGaN.

Одним из технологических этапов изготовления транзисторных структур на основе GaN является рост перед верхним барьерным слоем твердого раствора AlGaN ультратонкой вставки AlN. Такие параметры, как толщина, состав и резкость интерфейсов подслоя AlN, оказывают сильное влияние на электрофизические характеристики транзисторной структуры [1]. Наряду с технологическими проблемами получения таких слоев, актуальной является также и проблема диагностики изготовленных структур с ультратонкими слоями.

Качественную информацию о распределении по глубине химических элементов в образце можно получить с помощью послойного анализа методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Однако точный количественный анализ формы профиля концентрации Al в транзисторной структуре методом ВИМС затруднен из-за сдвига и уширения регистрируемых профилей в ходе анализа, вызванных влиянием ионного распыления. Количественный анализ состава AlGaN осложнен также и нелинейной связью интенсивности регистрируемых вторичных ионов с концентрацией элемента в образце, так называемыми матричными эффектами. Особенно критичными такие искажения становятся при анализе субнанометровых слоев, чья толщина сравнима с разрешением метода ВИМС по глубине. В работе предлагается методика обработки профилей ВИМС для транзисторных структур на основе GaN, включающая в себя как количественное определение состава слоев AlGaN, так и учет экспериментального уширения для восстановления параметров субнанометровых слоев.

Методика эксперимента

Эксперимент по послойному анализу проводился на установке TOF.SIMS-5 с времяпролетным масс-спектрометром. Распыление осуществлялось ионами Cs^+ с энергией 1 кэВ под углом 45°, зондирование – ионами Bi^+ с энергией 25 кэВ. Пересчет времени травления в глубину осуществлялся после измерения полной глубины кратера травления на интерференционном микроскопе белого света Talysurf CCI 2000. В качестве экспериментального примера приведены результаты исследования характерной HEMT структуры GaN/AlGaN/AlN/GaN/α-Al_2O_3(0001), выращенной методом металлорганической газофазной эпитаксии. Зависимости интенсивности выхода кластерных вторичных ионов $CsGa^+$, $CsAl^+$, AlN^- приведены на рис. 1*а*. Для количественного анализа состава слоев AlGaN была проведена калибровка масс-спектрометра по серии тестовых образцов с толстыми слоями твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$ с разным составом. В качестве независимого метода определения состава слоев использовалась высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия (РД), эксперименты выполнялись на дифрактометре Bruker D8 Discover. При калибровке была применена MCs методика [2], основанная на использовании отношения интенсивностей выхода кластерных вторичных ионов $CsGa^+$ и $CsAl^+$, для которых наблюдалась наилучшая компенсация матричных эффектов. Использование соотношения $Y(CsAl^+)/Y(CsGa^+) = x/(1–x)$ позволяет из профилей на рис. 1*а* получить профиль состава твердого раствора *x*, см. рис. 1*б*.

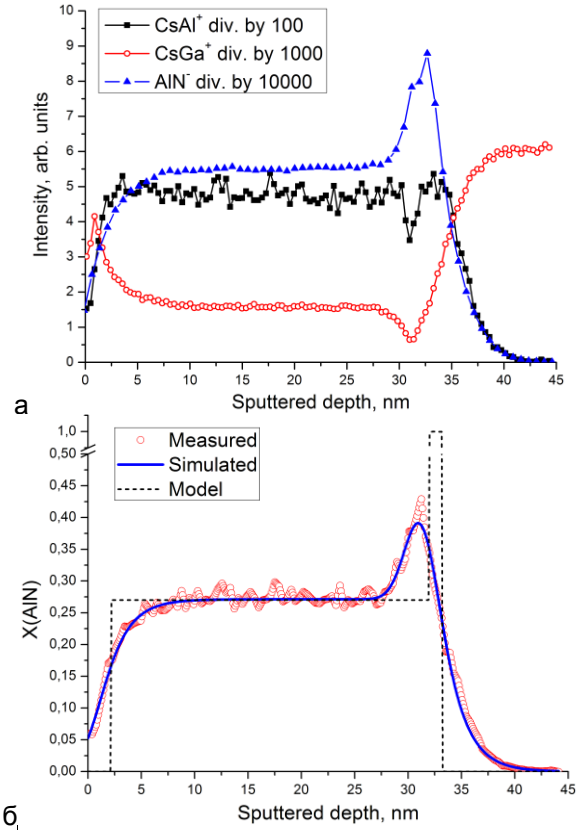


Рис. 1. *а* – Профили выхода некоторых кластерных вторичных ионов для HEMT структуры GaN/AlGaN/AlN/GaN/α-Al_2O_3(0001); *б* – результаты реконструкции профиля x(AlN)

Результаты и обсуждение

Калибровка позволяет проводить методом ВИМС количественный анализ состава AlGaN, однако из-за экспериментального искажения профилей корректные результаты могут быть получены только для слоев, чья толщина превышает разрешение метода по глубине. Так, по рис. 1*б* можно оценить состав $x \sim 0{,}27$ для относительно толстого слоя $Al_xGa_{1-x}N$, но определение толщин или составов других слоев затруднено. Для корректной характеризации ультратонких слоев методом ВИМС требуется дополнительная обработка профиля с учетом артефактов ионного распыления. В данной работе применен метод реконструкции – расчет профиля ВИМС для пробной модели структуры и подгонка рассчитанного профиля к результатам эксперимента путем варьирования параметров модели [3]. Эта процедура требует знания экспериментального искажения, которое характеризуется функцией разрешения по глубине. Функция разрешения по глубине задавалась тремя параметрами в рамках MRI (mixing-roughness-information depth) модели Хофманна [3]. Для рассматриваемого образца были использованы следующие значения: глубина атомного перемешивания w = 1,8 нм (определено из расчетов в SRIM [4] для данного режима анализа), шероховатость σ = 1,3 нм (по измерению на интерференционном микроскопе), информационная глубина выхода вторичных ионов λ = 0,3 нм (характерная величина для метода ВИМС). В качестве пробной была задана модель из трех слоев – тонкий слой чистого GaN на поверхности (формируется при завершении роста структуры), барьерный слой твердого раствора AlGaN и тонкий подслой чистого AlN. При подгонке варьировались толщины слоев, а для слоя AlGaN также и состав. Результаты подгонки показывают, что выбранная модель с 3 слоями и резкими интерфейсами достаточно хорошо удовлетворяет результатам эксперимента. Было определено, что толщина слоя GaN на поверхности составляет 2 нм, а толщина и состав слоя AlGaN хорошо соотносятся с данными РД: h = 30 нм, x = 0,27. Важно отметить, что наблюдаемая в эксперименте ненулевая концентрация AlN на поверхности и заниженная концентрация в ультратонком подслое полностью описываются экспериментальными искажениями в рамках MRI модели послойного анализа. Толщина подслоя AlN для данной структуры, найденная с помощью процедуры реконструкции, составляет 1,2 нм, что соответствует технологически оптимальным значениям [1].

Таким образом, в работе впервые предложена и продемонстрирована на экспериментальном примере методика обработки профилей ВИМС, позволяющая проводить количественный анализ ультратонких слоев AlN в транзисторных структурах на основе AlGaN.

Работа поддержана РФФИ (проект № 15-02-02947) и программами Президиума РАН. Исследования выполнены на оборудовании ЦКП ИФМ РАН.

Литература

1. I. P. Smorchkova, S. Keller, S. Heikman *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 77, P. 3998 (2000).
2. М.Н. Дроздов, Н.В. Востоков, В.М. Данильцев и др. // Известия РАН. Серия физическая, Т. 76, С. 252 (2012).
3. S. Hofmann // Thin Solid Films, V. 398-399, P. 336 (2001).
4. J.F. Ziegler, J.P. Biersak, M.D. Ziegler. SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter, SRIM Co. (2008)

Сегрегация донорных примесей в Ge-слоях и формирование селективно легированных n-Ge-слоев на Si- и Ge-подложках

Д.В. Юрасов[1,2,*], А.В. Антонов[1], М.Н. Дроздов[1], К.Е. Спирин[1,2], В.Б. Шмагин[1], А.В. Новиков[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*Inquisitor@ipmras.ru

В работе изучена сегрегация Sb в Ge/Ge(001) и Ge/Si(001) слоях, полученных методом МПЭ. Экспериментально получена температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge и проведено ее теоретическое моделирование. На основе найденной зависимости разработана методика селективного легирования Ge структур сегрегирующими примесями, позволяющая формировать легированные слои в широком диапазоне концентраций с резкими границами (градиент концентрации несколько нанометров на декаду) и высоким кристаллическим качеством.

Введение

Селективное легирование Ge донорами требуется для создания элементов различных приборных структур [1]. Однако получению эпитаксиальных слоев n-Ge с заданным профилем легирования препятствуют процессы сегрегации и объемной диффузии, которые для доноров в Ge весьма значительны при типичных температурах роста. В отличие от Si структур, к настоящему времени в литературе опубликовано лишь небольшое количество работ, посвященных исследованию сегрегации доноров в Ge [2-4]. При этом приведенные экспериментальные данные противоречивы, а их теоретическое описание проведено только для термодинамически равновесного случая, реализуемого при высоких температурах роста. Однако равновесный режим мало интересен с практической точки зрения, поскольку в этом режиме невозможно получение сильнолегированных n-Ge слоев, перспективных для формирования приборных структур, а также невозможно избежать существенного диффузионного размытия профилей распределения доноров.

В работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований процесса сегрегации Sb в Ge слоях при их росте методом МПЭ.

Результаты и их обсуждение

Исследования сегрегации Sb проведены для слоев Ge, сформированных как на Ge(001) подложках (бездефектные, гомоэпитаксиальные слои), так и на Si(001) подложках (гетероэпитаксильные, релаксированные слои, содержащие дислокации). Количественно эффект сегрегации характеризовался через сегрегационный коэффициент (‘segregation ratio’, *r*), определяемый как отношение поверхностной концентрации примеси к ее объемной концентрации, нормированное на толщину 1 монослоя (МС). Анализ серии Ge/Ge(001) тестовых структур, в которых 0.1 – 0.15 МС Sb (~$6\cdot10^{13}$ - 10^{14} см$^{-2}$) заращивались слоем Ge при фиксированных температурах, с помощью вторично-ионной масс-спектроскопии (ВИМС) и измерений вольт-фарадных характеристик позволил получить зависимость *r(T)* для сегрегации Sb в Ge матрице (рис. 1) [5]. Оказалось, что при одинаковых температурах сегрегация Sb в Ge значительно сильнее, чем в Si, а переход от режима кинетически-ограниченной сегрегации к равновесному режиму происходит в Ge слоях при меньших температурах (~350°C для Ge по сравнению с ~530 - 550°C для Si) (рис. 1). В работе было проведено теоретическое моделирование полученных экспериментальных результатов в рамках модели [6], учитывающей, в отличие от использовавшейся в литературе обменной модели [2, 4], два механизма сегрегации примесей (на террасах и торцах моноатомных ступеней). Наилучшее согласие с экспериментом наблюдалось при значениях характеристических энергий $E_a^{terr} = 1.43$ эВ, $E_b^{terr} = 0.81$ эВ, $E_a^{step} = 0.95$ эВ, $E_b^{step} = 0.29$ эВ, где индексы ‘terr’ и ‘step’ соответствуют энергиям, характеризующим сегрегацию на террасах и ступенях

(рис. 1) [5]. Полученная температурная зависимость сегрегационных свойств Sb в Ge позволила применить к структурам на основе Ge метод селективного легирования сегрегирующими примесями, разработанный ранее авторами для Si структур [7].

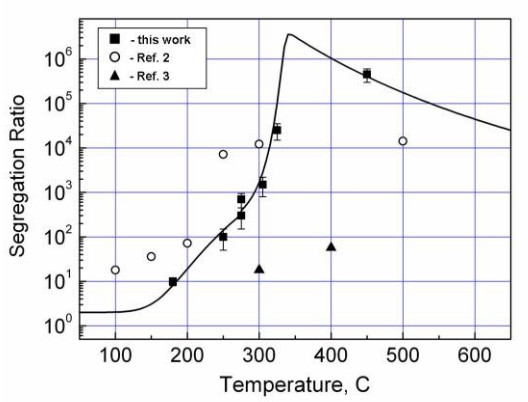


Рис. 1. Зависимость *r(T)* для сегрегации Sb в Ge/Ge(001) слоях. Символы – эксперимент, сплошная линия – теоретическое моделирование в рамках модели [6]

С его помощью были получены Ge/Ge(001) селективно легированные структуры с резкими границами профиля концентрации Sb (градиент концентрации примеси 2-5 нм/декада, FWHM для δ-слоев 2-3 нм). Исследования магнетотранспорта в образцах с δ-легированными Ge:Sb слоями при 4K показали проявление эффектов слабой локализации электронов, что свидетельствует о двумерном характере транспорта носителей заряда.

Исследования сегрегации Sb в релаксированных Ge/Si(001) слоях показали близость зависимости *r(T)* для них к данной зависимости в гомоэпитаксиальных Ge/Ge(001) слоях. Это указывает на то, что наличие прорастающих дислокаций, по крайней мере, с концентрацией 10^7-10^8 см$^{-2}$, наблюдаемой в исследованных Ge/Si(001) слоях [8], не оказывает существенного влияния на сегрегацию Sb. Последний факт согласуется с результатами работы [2].

В работе были сформированы Ge/Si(001) структуры с нелегированными (выращенными при высоких *T*) и легированными донорами до высоких уровней (n> 10^{20} см$^{-3}$) (выращенными при низких *T*) слоями Ge и исследованы процессы диффузионного перераспределения атомов примесей в них при кратковременном отжиге (рис. 2). Была показана возможность внедрения таким способом атомов Sb в изначально нелегированные Ge слои, обладающие более высоким кристаллическим качеством за счет формирования их при более высоких температурах (а также возможности их предварительного отжига до формирования легированного слоя). Данный метод внедрения примеси может быть использован для роста сильнолегированных n-Ge/Si(001) слоев для формирования на основе SiGe структур излучателей на 1.55 мкм [1].

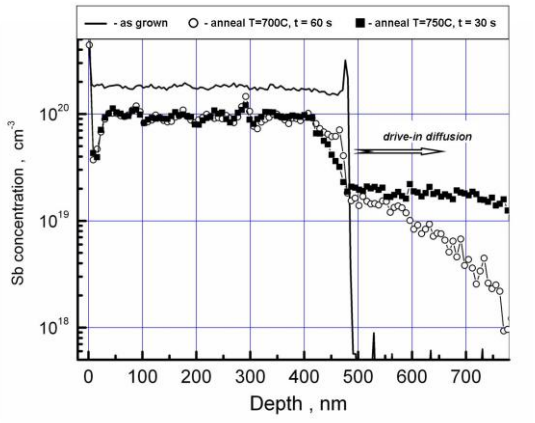


Рис. 2. Профиль концентрации Sb в Ge/Si(001) слое, полученный с помощью ВИМС. Сплошная линия – исходный образец, символы – отожженные образцы

Работа выполнена при поддержке Программ РАН, РФФИ (гранты № 14-02-01116 и 16-02-00686) и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-3474.2016.5). В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. R. E. Camacho-Aguilera *et al.* // Optics Express, **20**(10), 11316 (2012).
2. K. Nakagawa, *et al.* // J. Cryst. Growth, **201/202**, 560 (1999).
3. K. Sawano, *et al.* // Appl. Phys. Lett., **97**, 162108 (2010).
4. F. Iijima, *et al.* // J. Physics: Conference Series, **417**, 012008 (2013).
5. D. V. Yurasov *et al.* // J. Appl. Phys., **118**, 145701 (2015).
6. C.B. Arnold, M.J. Aziz. Phys. Rev. B, **72**, 195419 (2005).
7. D.V. Yurasov *et al.* // J. Appl. Phys., **109**, 113533 (2011).
8. Д.В. Юрасов и др., ФТП, **49**, 1463 (2015).

Излучательная рекомбинация и процессы туннелирования в гетероструктурах SiGe/Si с двойными квантовыми ямами

А.Н. Яблонский[1*], Р.Х. Жукавин[1], Н.А. Бекин[1], А.В. Новиков[1,2], М.В. Шалеев[1], Д.В. Юрасов[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950.

*yablonsk@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию процессов туннелирования носителей заряда в гетероструктурах SiGe/Si с SiGe квантовыми ямами методом спектроскопии ФЛ с наносекундным временным разрешением. В системе из двух неэквивалентных SiGe квантовых ям, разделенных тонким Si барьером, определена зависимость характерного времени туннелирования носителей заряда (дырок) из узкой КЯ в широкую от толщины Si барьера.

Введение

Одним из направлений развития современной кремниевой оптоэлектроники является использование внутризонных оптических переходов для создания квантово-каскадных лазеров. Основным элементом таких приборов может служить система из двух неэквивалентных туннельно-связанных SiGe квантовых ям. В связи с этим значительный интерес представляет изучение процессов туннелирования носителей заряда в гетероструктурах SiGe/Si. Данная работа посвящена исследованию туннелирования носителей в системе из двух неэквивалентных SiGe квантовых ям, разделенных тонким Si барьером, путем исследования спектрокинетических зависимостей ФЛ с наносекундным временным разрешением.

Результаты и обсуждение

В работе были исследованы спектральные и временные характеристики фотолюминесценции (ФЛ), соответствующей рекомбинации носителей заряда в гетероструктурах SiGe/Si(001) с двойными SiGe квантовыми ямами (КЯ). Структуры выращивались методом МПЭ из твердотельных источников. Содержание Ge в SiGe КЯ составляло от 13 до 20%, толщина КЯ – от 2.5 до 9 нм, толщина покровного Si слоя – 100 нм. Измерение спектров ФЛ с наносекундным временным разрешением осуществлялось с помощью решеточного монохроматора Acton 2300, ФЭУ Hamamatsu H10330A (спектральный диапазон 0.9-1.7 мкм, время отклика ~ 2 нс) и цифрового осциллографа LeCroy. Сигнал ФЛ возбуждался 3-й гармоникой импульсного лазера Nd:YAG (0.355 мкм) длительностью ~ 5 нс с характерной глубиной проникновения в Si ~ 10 нм. В результате излучение накачки поглощалось в основном в покровном Si слое и возбуждение ФЛ SiGe КЯ осуществлялось в результате диффузии носителей заряда из покровного слоя и их захвата в КЯ. Измерения проводились при температуре 15 К, достаточно высокой для эффективной диффузии носителей заряда и достаточно низкой для подавления термического выброса носителей из КЯ [1].

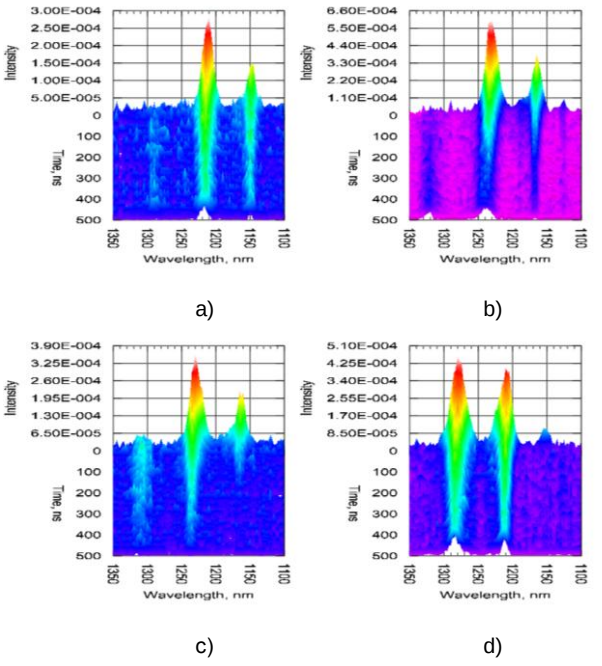


Рис. 1. Спектрокинетические зависимости ФЛ структур с двумя $Si_{0.85}Ge_{0.15}$ КЯ толщиной 9 и 3 нм. Толщина Si барьера: (a) 16 нм, (b) 14 нм, (c) 12 нм, (d) 10 нм

С целью исследования процессов туннелирования носителей заряда между SiGe КЯ были исследованы спектрокинетические зависимости ФЛ для серии структур с двумя КЯ $Si_{0.85}Ge_{0.15}$ толщиной 3 и 9 нм (рис. 1). Толщина Si барьера между КЯ варьировалась от 6 до 16 нм. Узкая (3 нм) КЯ во всех структурах была расположена ближе к поверхности, поэтому захват неравновесных носителей, сгенерированных в покровном Si слое, осуществлялся в первую очередь в узкую КЯ. В то же время возбуждение ФЛ широкой (9 нм) КЯ осуществлялось в основном в результате туннелирования носителей заряда из узкой КЯ в широкую. Как видно из рис.1, при толщине Si барьера более 12 нм более интенсивной являлась ФЛ узкой КЯ (линии 1150-1165 нм и 1215-1235 нм), что свидетельствует о слабом туннелировании носителей из узкой КЯ в широкую (с большей энергией локализации). При толщине Si барьера менее 12 нм более интенсивной становилась ФЛ широкой КЯ (линии 1215-1235 нм и 1285-1310 нм). При уменьшении толщины Si барьера от 16 до 8 нм наблюдалось монотонное уменьшение времени спада ФЛ узкой КЯ от ~ 1 мкс до < 5 нс, при этом время спада ФЛ широкой КЯ практически не зависело от толщины барьера. Кроме того, при толщине Si барьера от 12 до 14 нм наблюдалось относительно медленное нарастание сигнала ФЛ широкой КЯ, совпадающее по порядку величины с временем спада ФЛ узкой КЯ (рис.2).

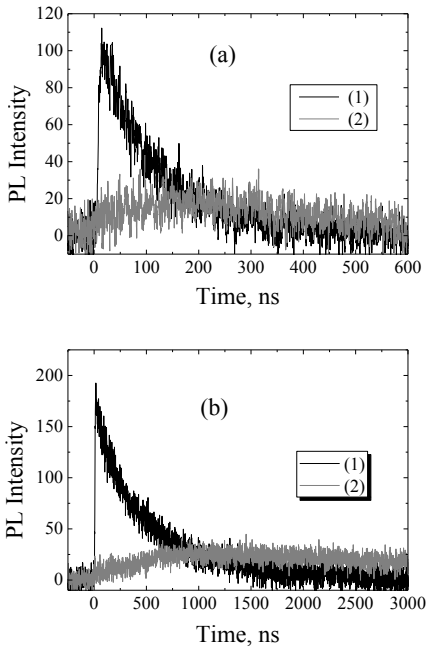


Рис. 2. Временные зависимости ФЛ узкой (1) и широкой (2) КЯ при толщине Si барьера 12 нм (a) и 14 нм (b)

Таким образом, для структур с двумя КЯ $Si_{0.85}Ge_{0.15}$ толщиной 3 и 9 нм была определена зависимость характерного времени туннелирования носителей заряда между КЯ от толщины Si барьера. Полученная зависимость приведена на рис.3. При толщине барьера < 8 нм характерное время туннелирования между КЯ становилось короче временного разрешения системы регистрации ФЛ (< 5 нс).

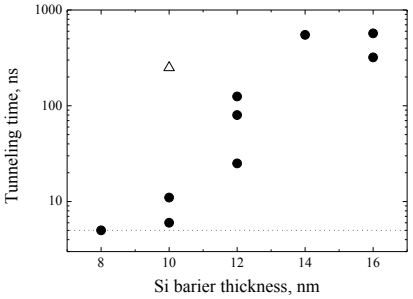


Рис. 3. Зависимость характерного времени туннелирования носителей заряда в структуре с двумя $Si_{0.85}Ge_{0.15}$ КЯ толщиной 3 и 9 нм от толщины Si барьера (•). Также показано значение времени туннелирования для структуры с КЯ $Si_{0.80}Ge_{0.20}$ с толщиной Si барьера 10 нм (Δ). Пунктирной линией обозначено временное разрешение системы регистрации ФЛ (5 нс)

Было обнаружено, что при фиксированной толщине Si барьера наблюдается существенная зависимость времени туннелирования носителей заряда между КЯ от содержания Ge в КЯ. Так, в структуре с содержанием Ge 20% и толщиной Si барьера 10 нм характерное время туннелирования составило ~ 250 нс, т.е. в 20-40 раз больше, чем для такой же толщины Si барьера при содержании Ge 15% (рис.3). Данный результат может быть связан как с изменением глубины залегания уровней размерного квантования дырок в КЯ (увеличение высоты Si барьера между КЯ), так и с изменением взаимного расположения уровней размерного квантования в соседних КЯ, т.е. с проявлением эффектов резонансного туннелирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 14-02-01157, 15-02-05272).

Литература

1. А.Н. Яблонский, Р.Х. Жукавин, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов // XIX Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», 10-14 марта 2015 г., Нижний Новгород, с.694.

Спонтанное и стимулированное излучение в гетероструктурах с двойными квантовыми ямами InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенных на подложках GaAs и Ge/Si(001)

А.Н. Яблонский[1*], С.В. Морозов[1,2], Д.М. Гапонова[1,2], Д.И. Крыжков[1,2], В.Я. Алешкин[1,2], Б.Н. Звонков[2], О.В. Вихрова[2], З.Ф. Красильник[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950.

*yablonsk@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию излучательных свойств гетероструктур с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs и с двойными квантовыми ямами GaAsSb/InGaAs/GaAs, выращенных на подложках GaAs и Si(001). Впервые сообщается о наблюдении стимулированного излучения в структурах с двойными квантовыми ямами InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенных на подложке Si(001) с использованием релаксированного Ge буфера. Стимулированное излучение наблюдалось при температуре 77 К на длине волны 1.11 мкм, т.е в области прозрачности объемного Si. В аналогичных гетероструктурах, выращенных на подложке GaAs, стимулированное излучение наблюдалось при комнатной температуре на длине волны 1.17 мкм, что открывает перспективы интеграции таких структур в кремниевую оптоэлектронику.

Введение

Интерес к гетероструктурам с квантовыми ямами (КЯ) GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs связан с возможностью создания на их основе вертикально излучающих лазеров (VECSEL), работающих на длине волны 1.3 мкм при комнатной температуре. В гетероструктурах GaAsSb/GaAs указанная длина волны излучательного перехода достигается при содержании сурьмы ~ 35%, при этом разрыв зоны проводимости на гетерогранице GaAsSb/GaAs близок к нулю, и электроны в таких структурах оказываются слабо локализованными. В гетероструктурах с двойными КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs электроны оказываются эффективно локализованными в слоях InGaAs, а дырки – в слоях GaAsSb, что может привести как к повышению эффективности излучательной рекомбинации при комнатной температуре, так и к увеличению длины волны основного излучательного перехода. Гетероструктуры с КЯ GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs представляют интерес также в связи с возможностью создания на их основе гибридных лазерных структур, выращенных на кремниевых подложках и излучающих в области прозрачности объемного кремния. В данной работе были исследованы гетероструктуры с двойными КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенные на подложках Si(001) с использованием релаксированного Ge буфера.

Результаты и обсуждение

Структуры GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs выращивались методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений. В качестве подложки для роста гибридных структур использовались пластины Si(001) с удельным сопротивлением 10 Ом·см, плоскость роста которой была отклонена на 4° к направлению [111]. На Si подложке методом "горячей проволоки" (HW CVD) в установке МЛЭ выращивался слой Ge толщиной 500 нм. Далее в установке МОС-гидридной эпитаксии проводился рост гетероструктуры A3B5, включающей в себя буферный слой GaAs, лазерную структуру, содержащую двойную КЯ $GaAs_{0.75}Sb_{0.25}/In_{0.2}Ga_{0.8}As$, расположенную в волноведущем слое GaAs, и ограничительные слои $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ и InGaP. Более подробно процесс роста описан в [1]. Аналогичные структуры с двойной КЯ $GaAs_{0.75}Sb_{0.25}/In_{0.2}Ga_{0.8}As$ были выращены для сравнения на подложке GaAs.

Оптические свойства структур исследовались при температурах 77 К и 300 К. Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) использовалось импульсное лазерное излучение с длиной волны 0.65 мкм и длительностью импульса ~ 5 нс. Средняя мощность возбуждения варьировалась в диапазоне 0.5-100 мВт. Для регистрации ФЛ использовался решеточный монохроматор Acton-2300 и многоканальный

фотоприемник на основе линейки диодов InGaAs или ФЭУ ИК диапазона Hamamatsu. Возбуждение осуществлялось с лицевой поверхности структуры в пятне диаметром 5 мм (спонтанное излучение) или в полоске размером 0.2×10 мм (стимулированное излучение). Излучение регистрировалось с боковой грани структуры.

На рис.1 представлены спектры спонтанного излучения гетероструктур GaAsSb/InGaAs/GaAs, выращенных на подложках GaAs(001) и Ge/Si(001), полученные при комнатной температуре. Наблюдаемая линия ФЛ соответствует пространственно непрямому межзонному переходу между основными состояниями электронов и дырок в двухслойной КЯ GaAsSb/InGaAs [2]. Отметим, что, несмотря на более низкое структурное совершенство структур, выращенных на Ge/Si подложках, падение интенсивности ФЛ при 300 К составило менее двух раз, по сравнению со структурой на GaAs подложке.

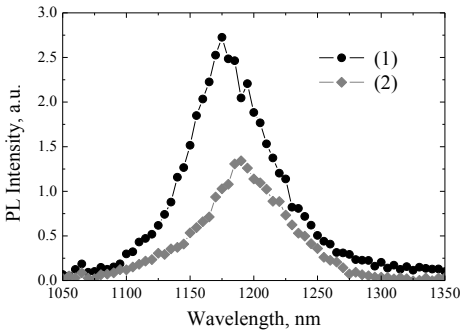


Рис. 1. Спектры спонтанного излучения гетероструктур GaAsSb/InGaAs/GaAs, выращенных на подложках GaAs(001) (1) и Ge/Si(001) (2). T = 300 K

На рис.2a представлены спектры спонтанного и стимулированного излучения структуры GaAs/InGaAs/GaAs, выращенной на подложке Ge/Si(001), измеренные при 77 К. Максимум ФЛ наблюдался на длине волны 1.11 мкм. На вставке к рис.2a показана зависимость интегральной интенсивности излучения от мощности возбуждения. Пороговая плотность мощности накачки, соответствующая возникновению стимулированного излучения, составляла ~ 0.5 мВт/см^2 (средняя плотность мощности) или 10 кВт/см^2 в импульсе. При комнатной температуре стимулированное излучение в данной структуре не наблюдалось, однако в аналогичной структуре, выращенной на подложке GaAs, стимулированное излучение было получено как при 77 К, так и при 300 К. Положение линии стимулированного излучения в структуре, выращенной на GaAs подложке, при 77 К составило, как и в структуре, полученной на Ge/Si подложке, 1.11 мкм, а при 300 К – 1.167 мкм (рис.2b). Пороговая плотность мощности накачки, соответствующая возникновению стимулированного излучения, составила 10 кВт/см^2 при 77 К и 120 кВт/см^2 при 300 К.

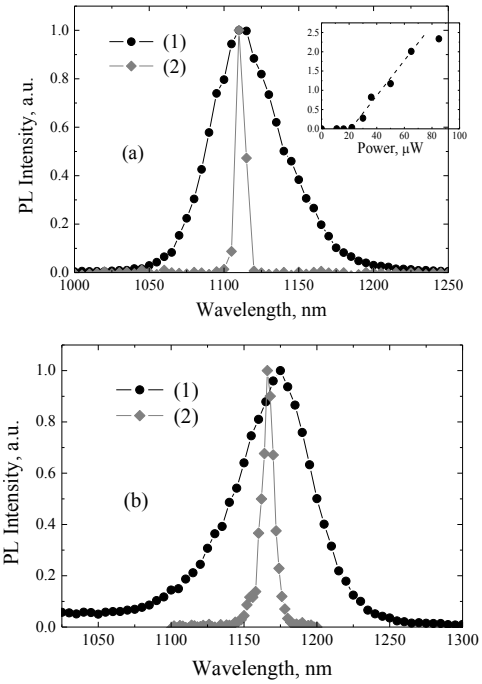


Рис. 2. Спектры спонтанного и стимулированного излучения структуры GaAs/InGaAs/GaAs, выращенной: (a) на подложке Ge/Si(001) (T = 77 K); (b) на подложке GaAs (T = 300 K). Спектры нормированы на максимальную интенсивность излучения. На вставке: зависимость интегральной интенсивности излучения от средней мощности накачки

Таким образом, в гетероструктурах с двойными КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенных на Si подложке, продемонстрирована возможность достижения стимулированного излучения в спектральной области прозрачности объемного кремния.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-00644).

Литература

1. Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, О.В. Вихрова, Н.В. Дикарева // ФТП, 47, с.1231 (2013).

2. D.I. Kryzhkov, A.N. Yablonsky, S.V. Morozov, V.Ya. Aleshkin, B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Z.F. Krasilnik // J. Appl. Phys. 116, 203102 (2014).

Особенности поведения квантового эффекта Холла в системе пересекающихся электронных и дырочных магнитных уровней

М.В. Якунин[1, *], А.В. Суслов[2], М.Р. Попов[1], Е.Г. Новик[3], С.С. Криштопенко[4], С.А. Дворецкий[5], Н.Н. Михайлов[5]

1 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219.

2 National High Magnetic Field Laboratory, FSU, 1800 East Paul Dirac Drive, Tallahassee, Florida 32310, USA.

3 Physical Institute, University of Wurzburg, D-97074 Wurzburg, Germany.

4 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 2, д. Афонино Нижегородской обл., 603087.

5 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*yakunin@imp.uran.ru

Представлены результаты модельных расчетов движения уровня Ферми в сложной системе наложенных дырочных и электронных магнитных уровней конечной ширины. Показано, что критические поля пересечения уровней должны отображаться в эксперименте в характерном изменении эволюции особенностей квантового эффекта Холла с вариацией затворного напряжения. Это, в свою очередь, позволяет определить поля пересечений уровней, что подтверждается из сопоставления экспериментов на двойных квантовых ямах в системе HgTe/HgCdTe с широкими слоями (d_w = 20 нм) и спектром, близким к дираковскому ($d_w \approx$ 6.5 нм), с соответствующими рассчитанными картинами уровней.

Введение

Энергетический спектр относительно широкой квантовой ямы (КЯ) HgTe содержит интервал перекрытия размерно-квантованных подзон проводимости и валентной. Процесс перехода уровня Ферми E_F между ними по-разному отображается в магнитотранспорте в зависимости от степени перекрытия. Если перекрытие мало [1] или отсутствует [2], то проход E_F через окрестности точки зарядовой нейтральности с ростом напряжения на затворе V_g проявляется в сжатии картины квантового эффекта Холла (КЭХ) $\rho_{xy}(B)$ и $\rho_{xx}(B)$ вдоль оси магнитных полей B из-за убывания концентрации дырок p и в последующем перевороте $\rho_{xy}(B)$ от положительных значений в отрицательные. Если же перекрытие существенно, то имеется довольно широкий интервал V_g, в котором происходят сложные трансформации $\rho_{xy}(B)$. В слабых полях $\rho_{xy}(B)$ имеет N-образный вид, что описывается классической теорией. Менее понятен вид $\rho_{xy}(B)$ в области КЭХ. Здесь, с ростом V_g, с вхождением E_F в область перекрытия картина КЭХ прекращает сжиматься вдоль B, а $\rho_{xy}(B)$ *постепенно* опускается из положительной области в отрицательную, и в определенных интервалах полей наблюдаются многократная инверсия знака ρ_{xy} и состояние с нулевым фактором заполнения: $\nu = 0$. Такое поведение ярко проявляется при большом (более 10 мэВ) перекрытии подзон в полях более 10 Т в двойной КЯ (ДКЯ) в системе HgTe/CdHgTe [3] с ямами шириной d_w = 20 нм, хотя некоторые из указанных особенностей выявлены в небольших полях и в одиночной КЯ HgTe [4], где перекрытие составляло ~1 мэВ.

Прохождение уровня Ферми через пересечение уровней и связанные с этим особенности КЭХ

Для понимания описанного необычного поведения квантового магнитотранспорта мы сначала рассчитали движение $E_F(B)$ в простой модельной картине перекрывающихся абстрактных уровней электронов и дырок (рис. 1). Плотность состояний на уровне задавалась в виде функции Лоренца. Из расчетов видно, что отражающие особенности КЭХ ступеньки на $E_F(B)$ перестают смещаться в меньшие поля с уменьшением p, когда E_F достигает точки пересечения с электронным уровнем. Здесь с уменьшением поля электроны будут перетекать из дырочного уровня в электронный, в результате при фиксированной разности концентраций дырок и

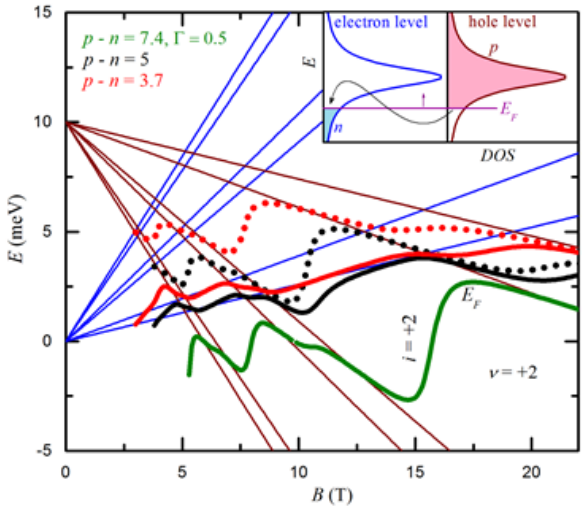


Рис. 1. Рассчитанные траектории движения уровня Ферми в модельной картине перекрывающихся вееров электронных и дырочных магнитных уровней в их эволюции с уменьшением концентрации дырок (p - n) (сплошные кривые). Точечные кривые — для тех же эффективных концентраций дырок, если бы электронных уровней не было (n = 0). Концентрации указаны в 10^{15} м$^{-2}$. Полагалась ширина уровней Γ = 0.5 мэВ. На вставке: заселенность электронного и дырочного уровней электронами и дырками, соответственно. Стрелка указывает переход электронов из нижней части дырочного уровня в электронный по мере движения дырочного уровня вверх с уменьшением поля

электронов, $p - n$, p будет возрастать. Поэтому соответствующая ступенька $E_F(B)$ окажется привязанной к точке пересечения, и с ростом V_g не будет более смещаться в меньшие поля (как это было бы в отсутствие электронных уровней – см. точечные кривые). Таким образом, когда с ростом V_g особенность КЭХ перестает смещаться, она останавливается как раз в поле пересечения дырочного уровня с электронным.

Аналогичные расчеты траекторий $E_F(B)$ были выполнены для реальных рассчитанных картин магнитных уровней в ДКЯ HgTe/CdHgTe [3] с ямами шириной d_w = 20 нм. Здесь ситуация сложнее, чем рис. 1, из-за немонотонного движения уровней валентной зоны с полем, вследствие имеющихся здесь боковых максимумов. В результате формируются циклотронные щели квазитреугольной формы, ограниченные восходящими, нисходящими участками уровней и секторами вблизи максимума [3]. Такая картина содержит множество пересечений уже в отдельной валентной зоне, но на нее еще накладываются восходящие электронные уровни.

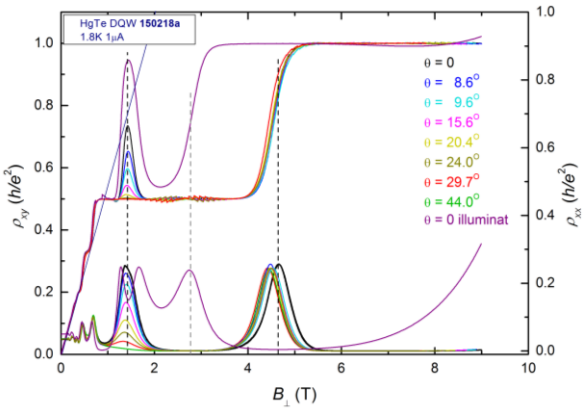


Рис. 2. Квантовый магнитотранспорт в ДКЯ с ямами критической шириной 6.5 нм. Пик на плато $\rho_{xy}(B)$ и соответствующие особенности в $\rho_{xx}(B)$ мы связываем с прохождением уровня Ферми через пересечение уровней. Их положение не меняется ни с наклоном поля (хотя они затухают), ни с ИК подсветкой

В картине магнитных уровней ДКЯ со слоями HgTe толщиной d_w = 6.5 нм влияние боковых максимумов валентной зоны не столь существенно, а пересечения связаны в основном с двумя аномальными уровнями нулевой моды. Эти уровни отщепляются от противоположных краев формирующейся здесь туннельной щели и двигаются навстречу друг другу. В эксперименте проявляется ярко выраженная особенность, связанная с таким пересечением, в виде возвратного плато КЭХ с номером i = 2 и сопровождающего этот эффект пика: рис. 2.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-00151). NHMFL is supported by NSF Cooperative Agreement No. DMR-1157490, the State of Florida, and the U.S. Department of Energy.

Литература

1. G.M. Minkov *et al.* // Phys. Rev. B, V. 88, 155306 (2013).
2. M.Konig *et al.* // Science, V. 318, 766 (2007).
3. M.V. Yakunin *et al.* // arXiv: 1510.08718 [cond-mat.mes-hall] (2015).
4. O.E. Raichev *et al.* // Phys. Rev. B, V. 86, 155320 (2012).

Содержание 2 тома

Секция 3
Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Kuzmenko A.B. Infrared and terahertz magneto-optical effects in grapheme 443
Malyshev A.I., Kozulin A.S., Konakov A.A. Formation of persistent spin helices in two-dimensional electron gas with spin-orbit coupling: the general case....444
Rutckaia V., Schilling J., Talalaev V., Tonkih A., Heyroth F., Fohrmann B., Schlenker S., Novikov A. Enhancement of ge quantum dots embedded in silicon slab photoluminescence by photonic crystal with microcavity....446
Satou A., Watanabe T., Suemitsu T., Ryzhii V., Fateev D., Popov V.V., Otsuji T. THz devices based on plasmons in 2D electron systems....448
Tikhodeev S.G., Lobanov S.V., Gippius N.A., Weiss T., Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I., Kulakovskii V.D., Schneider C., Geßler J., Kamp M., Höfling S. Chiral photonic crystals and metamaterials for sources of circularly polarized light....450
Yahniuk I., Spirin K.E., Krishtopenko S.S., Grabecki G., Majewicz M., Wróbel J., Cywiński G., Skierbiszewski C., Dvoretsky S.A., Mikhailov N.N., Gavrilenko V.I., Teppe F. , Dietl T., Knap W. Pressure-driven transition from topological insulator into band insulator phase in HgTe quantum well 452

Абрамкин Д.С., Бакаров А.К., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С. Кристаллическое строение и энергетический спектр III-Sb квантовых точек в матрице AlAs.... 454
Аверин С.В., Кузнецов П.И., Житов В.А., Захаров Л.Ю., Котов В.М., Алкеев Н.В. МПМ-детектор видимого диапазона на сверхрешетке ZnSe/ZnTe второго типа....456
Азарова Е.С., Максимова Г.М. Сдвиг Гуса-Хенхен в структурах на основе силицена и графена....458
Акимов А.Н., Климов А.Э., Неизвестный И.Г., Шумский В.Н., Эпов В.С. Анизотропия магнитоемкости пленок PbSnTe<In>/BaF_2 при гелиевых температурах....460
Алексеев А.Н., Петров С.И., Мамаев В.В., Красовицкий Д.М., Чалый В.П. Получение мощных СВЧ-транзисторов и микросхем на основе GaN с использованием комплекса российского технологического оборудования....462
Алешкин В.Я., Козлов Д.В., Гавриленко Л.В. Каскадный захват электронов на заряженные доноры в сильно легированных GaAs и InP....464
Алешкин В.Я., Дубинов А.А. Влияние спин-орбитального взаимодействия на вероятности межподзонных переходов в квантовых ямах....466
Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Журавлев К.С. Оптическая диагностика процессов экситонного возбуждения и релаксации в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами....468
Аминев Д.Ф., Кривобок В.С., Клоков А.Ю., Николаев С.Н., Шарков А.И., Новиков А.В. Тушение люминесценции двумерной электронно-дырочной жидкости под действием баллистических фононов 470
Андреев Б.А., Яблонский А.Н., Красильникова Л.В., Ершов А.В., Грачев Д.А., Корнев Р.А., Сенников П.Г. Спектры и кинетика люминесценции структур с нанокристаллами кремния в диоксиде кремния и аморфном кремнии....472
Андрианов Е.С., Щелкачев Н.М., Пухов А.А. Плазмонные метамолекулы: лазирование и флуоресценция....474
Анисимов А.Н., Бабунц Р.А., Толмачев Д.О., Мохов Е.Н., Солтамов В.А., Баранов П.Г., Астахов Г.В., Дьяконов В.В. Антипересечение уровней энергии кремниево-углеродного вакансионного центра, находящегося в политипах 4H, 6H, 15R карбида кремния....476

Багаев В.С., Гуляшко А.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е. Анализ состояния экситонной подсистемы полупроводниковых гетероструктур при помощи излучения субтерагерцового диапазона....478
Багаев В.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е. Анализ одночастичной плотности состояний в двумерной электронно-дырочной жидкости в SiGe/Si квантовых ямах по спектрам фотолюминесценции в ИК и видимой области....480
Байдакова Н.А., Яблонский А.Н., Новиков А.В., Лобанов Д.В., Шалеев М.В. Исследование пространственно прямых излучательных переходов в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками....482
Байдусь Н.В., Звонков Б.Н., Кукушкин В.А., Абрамкин Д.С. Влияние поляризации излучения квантовых точек InAs/GaAs на свойства поверхностных плазмон-поляритонов....484
Байдусь Н.В., Некоркин С.М., Колпаков Д.А., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Ершов А.В., Рыков А.В., Самарцев И.В. Импульсный InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазер с увеличенной активной областью и узкой диаграммой направленности....486
Балагула Р.М., Винниченко М.Я., Махов И.С., Фирсов Д.А., Воробьев Л.Е. Модуляция межподзонного поглощения света и межзонной фотолюминесценции в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в сильных продольных электрических полях....488
Бекин Н.А., Антонов А.В., Жукавин Р.Х., Юрасов Д.В., Козлов Д.В., Шастин В.Н. Влияние проводимости по примесной зоне на эффект Холла в гетероструктурах p-Ge/GeSi с легированными квантовыми ямами....490
Белѐвский П.А., Винославский М.Н., Порошин В.Н., Байдусь Н.В., Звонков Б.Н. Неустойчивости тока в селективно легированных n-InGaAs/GaAs-гетероструктурах с квантовыми ямами при латеральном электрическом транспорте....492
Белов А.И., Михайлов А.Н., Королев Д.С., Антонов И.А., Окулич Е.В., Грязнов Е.Г., Горшков О.Н., Тетельбаум Д.И. Резистивное переключение в мемристивных наноструктурах Au/SiO_x/TiN/Ti в зависимости от их геометрических параметров, состава оксида и режимов ионного облучения....494
Белослудцев А.В., Савинский С.С. Трансформация точек Дирака при упругой плоской деформации графена....496
Большаков А.С., Чалдышев В.В., Заварин Е.Е., Сахаров А.В., Лундин В.В., Цацульников А.Ф. Оптическая спектроскопия резонансных брэгговских структур с квантовыми ямами InGaN/GaN....498
Брунев Д.В., Васильев В.В., Варавин В.С, Вишняков А.В., Дворецкий С.А., Кузьмин В.Д., Марчишин И.В., Михайлов Н.Н., Сабинина И.В., Сидоров Г.Ю., Сидоров Ю.Г., Якушев М.В., Латышев А.В. Фотоприемные устройства на основе гетероэпитаксиальных наноструктур теллурида кадмия и ртути....500
Будкин Г.В., Тарасенко С.А. Эффект электронного храповика в двумерных системах в условиях циклотронного резонанса....502
Буравлев А.Д., Илькив И.В., Резник Р.Р., Штром И.В., Сошников И.П., Хребтов А.И., Самсоненко Ю.Б., Цырлин Г.Э. Формирование одномерных GaAs нитевидных нанокристаллов....504
Бухенский К.В., Дюбуа А.Б., Кучерявый С.И., Машнина С.Н., Сафошкин А.С. Межподзонные электрон-электронные взаимодействия в двумерном электронном газе....506
Бушуйкин П.А., Лобанов Д.Н., Яблонский А.Н., Давыдов В.Ю., Андреев Б.А. Особенности фотопроводимости нитрида индия....508
Варавин В.С., Васильев В.В., Гузев А.А., Дворецкий С.А., Ковчавцев А.П., Марин Д.В., Сабинина И.В., Сидоров Ю.Г., Сидоров Г.Ю., Царенко А.В., Якушев М.В. Гетероструктуры КРТ для нового поколения ИК-фотоприемников, работающих при повышенных температурах....510
Вдовичев С.Н., Красильник З.Ф., Морозова Е.Е., Новиков А.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Шмагин В.Б. Электролюминесценция кремниевых МОП-структур с массивами Ge(Si)-наноостровков....512
Вербус В.А., Степихова М.В., Сергеев С.М., Новиков А.В., Красильник З.Ф. Дисковые микрорезонаторы с нарушением симметрии: численный расчет....514
Волков В.А., Еналдиев В.В. Аналитическое описание поверхностных состояний в дираковских материалах....516

Волков П.В., Горюнов А.В., Лобанов Д.Н., Лукьянов А.Ю., Новиков А.В., Тертышник А.Д., Юрасов Д.В. Исследование особенностей нагрева подложек SOI в процессе МПЭ с помощью низкокогерентной тандемной интерферометрии 519
Волкова Н.С., Горшков А.П., Догадин В.О., Истомин Л.А., Левичев С.Б. Температурные зависимости эффективности эмиссии носителей заряда из квантовых точек InAs/GaAs 521
Ворошнин В.Ю., Климовских И.И., Филянина М.В., Шикин А.М. Особенности формирования, электронная и спиновая структуры графена на поверхности Re(0001) с интеркаляцией Au 523
Востоков Н.В., Королѐв С.А., Шашкин В.И. Детектирующие свойства полевого транзистора с пониженной высотой барьера затвор – канал....525
Востоков Н.В., Шашкин В.И. СВЧ-диагностика низкобарьерных структур металл – полупроводник 527
Галеева А.В., Егорова С.Г., Черничкин В.И., Румянцев В.В., Морозов С.В., Тамм М.Е., Яшина Л.В., Plank H., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Электронные поверхностные состояния в топологических изоляторах $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ и $Pb_{1-y}Sn_ySe$ под действием терагерцового лазерного излучения 529
Германенко А.В., Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. Спин-орбитальное расщепление спектра валентной зоны и зоны проводимости вблизи дираковской точки в квантовых ямах HgTe 531
Герт А.В., Яссиевич И.Н. Углеродные наноточки 533
Глазов М.М. Тонкая структура спектра, спиновая и долинная динамика экситонов в двумерных полупроводниках 535
Глушков В.В., Богач А.В., Божко А.Д., Гаврилкин С.Ю., Демишев С.В., Духненко А.В., Кузнецов А.В., Левченко А.В., Санников И.И., Семено А.В., Случанко Н.Е., Филипов В.Б., Шицевалова Н.Ю. Объемный и поверхностный электронный транспорт в узкозонном полупроводнике YbB_6 537
Голяшов В.А, Кох К.А., Терещенко О.Е. Транспортные свойства топологических изоляторов Bi_2Te_3 и $Bi_xSb_{2-x}Te_3$ с p-n переходом 539
Голяшов В.А., Родионов А.А., Чистохин И.Б., Ярошевич А.С., Шамирзаев Т.С., Деребезов И.А., Гайслер В.А., Бакаров А.К., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Мараховка И.И., Копотилов А.В., Кислых Н.В., Аксенов В.В., Терещенко О.Е. Полупроводниковый спин-детектор с пространственным разрешением 541
Горшков О.Н., Антонов И.Н., Шенина М.Е., Касаткин А.П., Бобров А.И., Коряжкина М.Н., Нежданов А.В., Кудряшов М.А. Формирование методами магнетронного осаждения металлических наночастиц в матрицах $ZrO_2(Y)$, $HfO_2(Y)$ и GeO_x для мемристорных структур 543
Грачев Д.А., Белолипецкий А.В., Гарахин А.С., Нежданов А.В., Карабанова И.А., Сресели О.М., Ершов А.В. Влияние температурного воздействия на формирование нанокристаллов Ge в пленках GeO_x 545
Грачев Д.А., Ершов А.В., Нежданов А.В., Яблонский А.Н., Андреев Б.А. Фазовые модификации диэлектрических композитов с массивами нанокристаллов германия 547
Гринвальд И.И., Петухов А.Н., Калагаев И.Ю., Воротынцев И.В., Воротынцев А.В., Спирин И.А., Грушевская А.И., Салкина С.В. Влияние водной фазы на механизм ионного переноса в кристаллической матрице....549
Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Савельев А.П., Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н. Квантовый эффект Холла и прыжковая проводимость в наногетероструктурах n- InGaAs/InAlAs 551
Данильцев В.М., Демидов Е.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Суровегина Е.А., Шашкин В.И., Юнин П.А. Сильнолегированные слои GaAs:Te, полученные в процессе МОГФЭ с использованием диизопропилтеллурида в качестве источника 553
Дегтярев В.Е., Хазанова С.В., Конаков А.А., Данилов Ю.А. Расчет спинового расщепления в гетероструктурах на основе полупроводников A_3B_5....556
Демидов Е.С., Абросимов А.С., Карзанов В.В., Демидова Н.Е. Люминесцентные, парамагнитные и электротранспортные свойства пористого кремния в зависимости от частоты и характера изменения плотности тока при его анодном формировании 558

Деточенко А.П., Денисов С.А., Дроздов М.Н., Машин А.И., Гавва В.А., Буланов Д., Нежданов А.В., Ежевский А.А., Степихова М.В., Чалков В.Ю., Трушин В.Н., Шенгуров Д.В., Шенгуров В.Г., Abrosimov N.V., Riemann H. Эпитаксиальные моноизотопные слои Si, Ge и $Si_{1-x}Ge_x$ 561

Дорохин М.В., Бобров А.И., Ведь М.В., Павлов Д.А., Лесников В.П., Ерофеева И.В., Дѐмина П.Б., Малышева Е.И., Кудрин А.В., Здоровейщев А.В. Эпитаксиальный слой MnGa – перспективный материал для практического применения в полупроводниковых приборах 564

Дроздов К.А., Дронов М.А., Котова М.С., Дубинина Т.В., Васильев Р.Б. Композитные структуры на основе полимерных материалов и коллоидных нанопластинок CdSe для устройств энергонезависимой памяти 566

Дроздов Ю.Н., Юнин П.А., Чернов В.В., Исаев В.А., Богданов С.А., Мучников А.Б. Получение сингулярных (001) террас на поверхности монокристаллического алмаза 568

Дубинов А.А. Диодные "спазеры" на основе $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ и n^{++} - Ge 570

Дюжев Н.А., Махиборода М.А., Гусев Е.Э., Преображенский Р.Ю., Дедкова А.А. Разработка, изготовление и исследование интегрального автоэмиссионнного узла с наноразмерным кремниевым катодом 572

Ерофеева И.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Здоровейщев А.В., Кудрин А.В., Павлов Д.А., Усов Ю.В. Исследование термоэлектрических свойств тонких пленок $Si_{1-x}Mn_x$ полученных методом импульсного лазерного осаждения 574

Ершов А.В., Грачев Д.А., Легков А.М., Яблонский А.Н., Андреев Б.А. Люминесцентные свойства многослойных структур «нанокристаллический кремний/диэлектрик», подвергнутых термообработке в водороде 577

Есин М.Ю., Никифоров А.И., Тимофеев В.А., Машанов В.И., Туктамышев А.Р., Пчеляков О.П. Влияние фонового содержания Sn на формирование Ge островков на поверхности Si(100) 579

Жолудев М.С. Гамильтониан гетероструктуры с произвольной кристаллографической ориентацией в рамках приближения огибающих функций 581

Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Орлов М.Л., Цыпленков В.В., Pavlov S.G., Hübers H.-W., Dessmann N., Шастин В.Н. Акцепторы в кремнии как активная среда в терагерцевом диапазоне частот 583

Журавлев А.Г., Коновалов К.В., Романов А.С., Савченко М.Л., Казанцев Д.М., Альперович В.Л. Фотоэмиссия из *p*-GaAs(Cs,O) с положительным и отрицательным электронным сродством 585

Иванов К.А., Калитеевский М.А., Gallant A.J. Ангармонические блоховские осцилляции электронов в электрически смещѐнных сверхрешѐтках 587

Иванова Е.В., Караваев М.Б., Попова Т.Б., Седова И.В., Заморянская М.В. Геометрические параметры и транспортные свойства наногетероструктур на основе полупроводниковых соединений A^2B^6 589

Иконников А.В., Криштопенко С.С., Бовкун Л.Е., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И., Преображенский В.В., Семягин Б.Р. Циклотронный резонанс в симметричных трехслойных гетероструктурах InAs/GaSb 591

Иконников А.В., Криштопенко С.С., Платонов В.В., Кудасов Ю.Б., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И., Drachenko O., Макаров И.В., Маслов Д.А., Сурдин О.М., Бовкун Л.С., Orlita M., Piot B., Potemski M., Кадыков А., Teppe F., Knap W., Ruffenach S., Marcinkiewicz M., Consejo C., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Магнитооптические исследования одиночных и двойных квантовых ям HgTe 593

Ищенко Д.В., Климов А.Э., Пащин Н.С., Шерстякова В.Н., Шумский В.Н. Фотопроводимость пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In с $x \geq 0{,}3$ вблизи области собственного поглощения 596

Казанцев Д.М., Ахундов И.О., Шварц Н.Л., Альперович В.Л., Латышев А.В. Разупорядочение ступенчато-террасированной поверхности GaAs: эксперимент и Монте-Карло моделирование 598

Калентьева И.Л., Звонков Б.Н., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дроздов М.Н. Влияние термического отжига на фотолюминесценцию гетеронаноструктур InGaAs/GaAs с дельта-легированным Mn слоем GaAs 600

Калитеевский М.А., Мазлин В.А., Иванов К.А., Губайдуллин А.Р. Квантование электромагнитного поля в неоднородной среде на основе формализма матрицы рассеяния (S-квантование)....603
Клименко О.А., Митягин Ю.А., Казаков И.П., Базалевский М.А., Зайцев А.А., Егоркин В.И., Дьяконова Н.В., Кнап В. Детектирование терагерцового излучения двумерной электроннной плазмой в канале InAlAs/InGaAs/InP и GaAs/GaAlAs полевых транзисторных структур в сопоставлении с детектирующими элементами на основе диодов Шоттки....606
Климов А.Э., Шумский В.Н. Твердый раствор PbSnTe<In>: уровни захвата, гальваномагнитные свойства и ТГц фоточувствительность....608
Клоков А.Ю., Кривобок В.С., Шарков А.И., Клевков Ю.В., Вершков В.А., Мартовицкий В.П., Цветков В.А., Аминев Д.Ф. Исследование распространения ПАВ на низкосимметричных срезах кристаллов CdZnTe и CdTe: разработка методики зондирования протяженных дефектов....610
Клоков А.Ю., Шарков А.И., Аминев Д.Ф., Цветков В.А., Хмельницкий Р.А. Исследование упругих свойств заглубленных в алмаз графитизированных слоев методом пикосекундной акустики....612
Ковалевский К.А., Жукавин Р.Х., Цыпленков В.В., Шастин В.Н. Влияние одноосной деформации на поглощение отрицательно заряженных доноров в кремнии....614
Козлов В.А., Вербус В.А. Пролетные эффекты на терагерцовых частотах в коротких гетероструктурах GaAs/AlAs....616
Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В., Кадыков А.М., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Терре Ф. Исследование спектров одно – и двух- валентных акцепторов в узкозонных $Hg_{1-x}Cd_xTe$ пленках методом планарной фотопроводимости....618
Козулин А.С., Малышев А.И. Квантовые состояния квазиодномерного однородного волновода со спин-орбитальным взаимодействием Рашба и Дрессельхауза....620
Кононов А., Егоров С.В., Квон З.Д., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Семягин Б.Р., Преображенский В.В., Путято М.А., Емельянов Е.А., Девятов Э.В. Особенности Андреевского отражения на интерфейсе между сверхпроводником и краем двумерного полуметалла, реализованного в широкой квантовой яме HgTe либо в двуслойной системе InAs/GaSb....621
Коптева Н.Е., Трифонов А.В., Чербунин Р.В., Герловин И.Я. Влияние эффекта оптического параметрического резонанса на осцилляции Раби в микрорезонаторе....623
Корнев Р.А., Сенников П.Г., Андрющенко И.А., Лесников В.П., Данилов Ю.А., Неждан ов А.В. Получение и исследование изотопно-обогащенного высокочистого ^{72}Ge в виде объемных образцов и тонких пленок....625
Коряжкина М.Н., Тихов С.В., Горшков О.Н., Касаткин А.П., Антонов И.Н. Электрические и фотоэлектрические свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник на основе Si с наночастицами Au на границе раздела диэлектрик/полупроводник....626
Косарев А.Н., Чалдышев В.В., Неведомский В.Н., Берт Н.А., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р. Влияние нановключений As на фотолюминесценцию квантовых точек InAs в GaAs....628
Кочаровская Е.Р., Сергеев А.С., Гинзбург Н.С. Сверхизлучающие полупроводниковые лазеры с распределенной обратной связью волн. Анализ зависимости динамики от соотношения времен релаксации поля и поляризации активной среды....630
Кочаровский Вл.В., Кочаровский В.В. Достижения и перспективы сверхизлучающих лазеров....632
Кочерешко В.П., Savvidis P., Tsintzos S.I., Hatzopoulos Z., Kavokin A.V., Besombes L., Mariette H. Бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах индуцированная магнитным полем....634
Кочерешко В.П., Кац В.Н., Платонов А.В., Цырлин Г.Э., Буравлев А.Д. Спектроскопия одиночных квантовых точек в одиночных квантовых нитях....636
Кривобок В.С., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А., Клевков Ю.В., Багаев В.С., Ченцов С.И. Изолированные (квантовые) излучатели, связанные с протяженными дефектами в полупроводниках A_2B_6....638

Кудрявцев К.Е., Морозова Е.Е., Скороходов Е.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф. Формирование и диагностика оптических свойств волноводных микроструктур на основе кремния 640
Кукушкин В.А., Богданов С.А. Моделирование быстродействующих фотодетекторов ближнего инфракрасного диапазона на наноструктурах из искусственного алмаза 642
Кунцевич А.Ю., Тупиков Е.В., Резников М., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Термодинамическое измерение очень больших и очень малых масс носителей в квантовых ямах HgTe 644
Латухина Н.В., Лизункова Д.А., Рогожина Г.А., Кирсанов Н.Ю., Степихова М.В. Многослойные фоточувствительные структуры на основе пористого кремния и соединений редкоземельных элементов 646
Лисицын С.А., Коломийцев А.С. Исследование скорости локального газофазного осаждения C и Pt методом фокусированных ионных пучков 648
Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Юнин П.А., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Дроздов М.Н., Бузанов О.А., Аленков В.В., Фоломин П.И., Гриценко А.Б. Эпитаксиальные слои GaN на подложках лангасита, полученные методом МПЭ ПА 650
Луговых А.М., Чарикова Т.Б., Окулов В.И., Моисеев К.Д., Неведомский В.Н., Кудрявцев Ю.А., Галлардо С., Лопес-Лопес М. Транспортные и магнитные свойства гетероструктур на основе GaAs с низким содержанием марганца 652
Малин Т.В., Мансуров В.Г., Журавлев К.С., Земляков В.Е., Егоркин В.И., Парнес Я.М., Тарасова Е.А., Оболенская Е.С., Хананова А.В., Оболенский С.В., Медведев Г.В. Теоретические и экспериментальные исследования вольт-амперных, вольт-фарадных и импульсных характеристик HEMT структур и полевых транзисторов 655
Манцевич В.Н., Маслова Н.С., Арсеев П.И. Влияние эффектов пространственной симметрии на пленение заряда в системах связанных квантовых точек 657
Маремьянин К.В., Румянцев В.В., Иконников А.В., Антонов А.В., Бовкун Л.С., Чижевский Е.Г., Засавицкий И.И., Гавриленко В.И. Инжекционные лазеры терагерцевого диапазона на основе твердого раствора PbSnSe с длиной волны излучения до 46 мкм 659
Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Яроцкая И.В., Ладугин М.А., Падалица А.А. Гетероструктуры полупроводников III-AsP для приборов безопасного для глаз спектрального диапазона 1,5-1,6 мкм 661
Мартовицкий В.П., Садофьев Ю.Г., Клековкин А.В., Сарайкин В.В., Васильевский И.С. Исследование устойчивости метастабильных эпитаксиальных слоев GeSn к термическим воздействиям 663
Миньков Г.М., Шерстобитов А.А., Рут О.Е., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.Ф. Зеемановское расщепление зоны проводимости в квантовых ямах HgTe с прямым и инвертированным спектром 665
Мишин А.В., Козулин А.С., Конаков А.А. Одномерные квантовые системы с магнитными барьерами на поверхности трехмерных топологических изоляторов 667
Мишина Е.Д., Шерстюк Н.Э., Шестакова А.П., Лавров С.Д., Сигов А.С., Кулюк Л. Дефекты в наноразмерных слоях дихалькогенидов переходных металлов 669
Морозов М.Ю., Моисеенко И.М., Попов В.В. Влияние экранирования на усиление терагерцевых плазменных волн в активном графене 671
Морозов С.В., Румянцев В.В., Кадыков А.М., Фадеев М.А., Антонов А.В., Кудрявцев К.Е., Дубинов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И. Длинноволновая фотолюминесценция и стимулированное излучение в структурах на основе твердых растворов HgCdTe 673
Мухин И.С., Можаров А.М., Большаков А.Д., Кудряшов Д.А., Цырлин Г.Э. Солнечные элементы на Si с массивом нитевидных нанокристаллов 676
Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Дикарева Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А. Перестройка волноводных мод в многоямном гетеролазере 678
Новиков А.В., Шалеев М.В., Юрасов Д.В. Влияние микрошероховатости поверхности на смену режима роста с двумерного на трехмерный в SiGe/Si(001) напряженных структурах 680

Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Козлов В.А., Китаев М.А. Исследование генерации СВЧ-сигналов в планарном диоде Ганна с учетом радиационного облучения....682
Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Кошуринов Ю.И., Оболенская Е.С., Оболенский С.В., Устинов В.М. Моделирование транспорта электронов в малопериодных квантовых GaAs/AlAs сверхрешетках для терагерцового диапазона частот....684
Планкина С.М., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Коннова Н.Ю., Нежданов А.В., Пашенькин И.Ю. Исследования поперечного скола структур методом комбинационного рассеяния света....686
Платонов В.В., Кудасов Ю.Б., Криштопенко С.С., Иконников А.В., Макаров И.В., Маслов Д.А., Сурдин О.М., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Исследование полупроводниковых гетероструктур на основе HgCdTe в сильном магнитном поле....688
Позина Г., Калитеевский М.А., Никитина Е.В., Денисов Д.В., Поляков Н.К., Пирогов Е.В., Горай Л.И., Губайдуллин А.Р., Иванов К.А., Калитеевская Н.А., Егоров А.Ю., Clark S.J. Сверхизлучение в системе брэгговских квантовых ям на основе монослоев InAs....691
Полищук О.В., Мельникова В.С., Попов В.В. Широкоапертурное суперпоглощение терагерцовой волны в наноперiодических плазмонных структурах....693
Попов В.Г., Makarovskiy O.N., Eaves L., Henini M., Portal J.-C. Поляронные состояния в GaAs квантовых ямах в гетероструктурах типа GaAs/AlGaAs с сильным и слабым электрон-фононным взаимодействием....695
Потехин А.А., Оболенская Е.С., Забавичев И.Ю., Тарасова Е.А., Линев А.В., Оболенский С.В., Пузанов А.С. Итерационное моделирование для восстановления структуры полупроводниковых приборов и анализа их радиационной стойкости....698
Протасов Д.Ю., Гуляев Д.В., Бакаров А.К., Торопов А.И., Журавлев К.С. Подавление переноса электронов в реальном пространстве в сильном электрическом поле в гетероструктурах pHEMT с донорно-акцепторным легированием....700
Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. Влияние случайных неоднородностей в пространственном распределении кластеров радиационных дефектов на перенос носителей заряда через тонкую базу биполярного транзистора....702
Романова Ю.Ю. Влияние температуры решетки и поперечного разогрева электронного газа на проводимость полупроводниковых сверхрешеток....704
Романова Ю.Ю., Юрасов Д.В., Антонов А.В. Токовые исследования резонансных гетероструктур на основе n-Ge/GeSi....706
Румянцев В.В., Фадеев М.А., Морозов С.В., Кадыков А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Тузов И.В., Кудрявцев К.Е., Гавриленко В.И. Исследование времен жизни носителей в волноводных структурах с КЯ на основе HgCdTe....708
Румянцев В.В., Морозов С.В., Кудрявцев К.Е., Тузов И.В., Фадеев М.И., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Winnerl S., Helm M. Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при различных уровнях возбуждения....710
Рябоштан Ю.Л., Мармалюк А.А., Яроцкая И.В., Ладугин М.А., Горлачук П.В., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Чернов Р.В. Множественные квантовые ямы AlGaInAs/InP для лазерных диодов с улучшенными частотными характеристиками....712
Сабликов В.А. Двухчастичные состояния в двумерных электронных системах с инвертированными зонами....714
Савинов С.А., Капаев В.В., Мурзин В.Н., Казаков И.П., Егоркин В.И. Особенности детектирования терагерцевого излучения асимметричными двухъямными резонансно-туннельными наноструктурами....716
Самарцев И.В., Звонков Б.Н., Некоркин С.М., Вихрова О.В., Колпаков Д.А. Исследование возможности создания излучающих структур на диапазон длин волн 1.3 мкм с метаморфными буферными слоями InGaAs, GaAsSb и квантовой ямой InGaAs....718
Семина М.А., Глазов М.М., Thewes J., Heckotter J., Kazimierczuk T., Aßmann M., Frohlich D., Bayer M. Возбужденные состояния экситонов в кристаллах закиси меди: теория и эксперимент....720

Сергеев С.М., Степихова М.В., Новиков А.В., Вербус В.А., Красильник З.Ф. Фотолюминесценция дисковых резонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур n(Ge QDs-Si)/SOI 722
Сибирев Н.В., Корякин А.А., Дубровский В.Г. Теоретическое описание процессов формирования осевых гетероструктур в A3B5 нитевидных нанокристаллах 724
Сизиков П.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Протасов Д.Ю. Легирование теллурида кадмия мышьяком в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии 726
Скупов А.В. Модель гашения фотолюминесценции нанооостровков Ge(Si) кластерами радиационных дефектов 728
Соловьев В.А., Чернов М.Ю., Мельцер Б.Я., Семенов А.Н., Терентьев Я.В., Копьев П.С., Иванов С.В. Метаморфные наногетероструктуры InSb/InAs/InGa(Al)As/GaAs, излучающие в среднем инфракрасном диапазоне 730
Сошников И.П., Кукушкин С.А., Осипов А. Структура и некоторые свойства пленок SiC/Si, синтезированных методом замещения атомов 732
Спирин К.Е., Байбаков М.В., Жолудев М.С., Криштопенко С.С. Фазовые переходы в квантовых ямах HgTe при изменении температуры 735
Староватых Ю.С., Жукова Е.С., Фѐдоров Г.Е., Насибулин А.Г., Цапенко А.П., Горшунов Б.П. Электродинамические свойства «свободновисящих» (free-standing) углеродных нанотрубок в терагерцевой – субтерагерцевой области частот 737
Суровегина Е.А., Демидов Е.В., Дроздов М.Н., Мурель А.В., Шашкин В.И., Хрыкин О.И., Мучников А.Б., Лобаев М.А., Богданов С.А., Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Батлер Д.Е. Атомный состав и электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев алмаза, легированных бором 739
Суродин С.И., Николичев Д.Е., Крюков Р.Н., Белов А.И., Королев Д.С., Михайлов А.Н., Тетельбаум Д.И. Распределение химического состава по глубине в кремнии, имплантированном ионами галлия и азота 741
Тарасенко С.А. Двумерные и трехмерные топологические изоляторы на основе HgTe: электронная структура и фотогальванические эффекты 743
Теленков М.П., Митягин Ю.А., Агафонов В.В., Нагараджа К.К. Межподзонная инверсия населенностей и вынужденные излучательные переходы терагерцевого диапазона в системе уровней Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям 744
Тетельбаум Д.И., Михайлов А.Н., Белов А.И., Королев Д.С., Конаков А.А., Сидоренко К.В., Сергеев В.А., Васильев В.К., Николичев Д.Е., Суродин С.И. Оптические свойства ионно-синтезированных нановключений нитрида галлия в кремнии и диэлектрических матрицах 746
Тимофеев В.А., Никифоров А.И., Туктамышев А.Р., Машанов В.И., Гутаковский А.К., Байдакова Н.А. Напряженные многослойные структуры с псевдоморфными слоями GeSiSn 748
Тихов С.В., Горшков О.Н., Коряжкина М.Н., Касаткин А.П., Антонов И.Н., Вихрова О.В., Морозов А.И. Электрофизические свойства структур металл – диэлектрик – полупроводник на основе n-GaAs с квантовыми точками InAs, выращенными на поверхности слоя n-GaAs 750
Торопов А.А., Шевченко Е.А., Шубина Т.В., Жмерик В.Н., Нечаев Д.В., Pozina G., Иванов С.В. AlGaN-наноструктуры с экстремально высоким внутренним квантовым выходом при 300 K 752
Трифонов А.В., Черотченко Е.Д., Картси Дж.Л., Игнатьев И.В., Тзимис А., Тсинтос С., Хатзопулос З., Саввидис П., Кавокин А.В. Исследование динамики релаксации поляритонов в гетероструктурах с микрорезонаторами методом накачка – накачка 754
Трухин В.Н., Буравлев А.Д., Мустафин И.А., Цырлин Г.Э., Курицын Д.И., Румянцев В.В., Морозов С.В., Kakko J.P., Huhtio T., Lipsanen H. Эффективная генерация терагерцевого излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе GaAs 756
Ушанов В.И., Чалдышев В.В., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р. Брэгговский резонанс в системе плазмонных нановключений AsSb в AlGaAs 758
Фатеев Д.В., Попов В.В. Распределенное плазмонное усиление терагерцового излучения в периодическом массиве щелевых диодов с двумерными электронными каналами 760

Фролова Е.В., Кравец Н.А. Эволюция электронных волновых пакетов в топологических диэлектриках, помещенных в магнитное поле 762
Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Демарина Н.В., Еремеев А.В. Численный расчет электронного спектра в нанотрубках на основе InAs 764
Хомицкий Д.В., Чубанов А.А., Конаков А.А. Квантовая точка с магнитными барьерами на краю топологического изолятора как модель кубита 766
Цыпленков В.В., Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Шастин В.Н., Pavlov S.G., Hübers H.-W., Deßmann N. Когерентные состояний доноров Mg в кремнии 768
Цырлин Г.Э., Akopian N. Источники одиночных фотонов на основе GaAs квантовых точек в AlGaAs нитевидных нанокристаллах 770
Черненко А.В., Рахими-Иман А., Фишер Ю., Амтор М., Шнайдер К., Райзенштайн С., Форхель А., Хѐфлинг С. Когерентность конденсата поляритонов в планарных микрорезонаторах в магнитном поле 772
Черничкин В.И., Долженко Д.Е., Галеева А.В., Никорич А.В., Слынько Е.И., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Кинетика спектра задержанной фотопроводимости $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ 774
Шалыгин В.А., Мелентьев Г.А., Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Паневин В.Ю., Коротеев В.В., Лящук Ю.М., Кочелап В.А., Порошин В.Н. Взаимодействие терагерцевого излучения с поверхностными плазмон-поляритонами в структурах на основе нитрида галлия 776
Шамирзаев В.Т., Гайслер В.А., Шамирзаев Т.С. Излучение дефектов в мощных ультрафиолетовых светоизлучающих диодах 778
Шамирзаев Т.С., Debus J., Глазов М.М., Ивченко Е.Л., Яковлев Д.Р., Bayer M. Динамика рекомбинации экситонов в гетероструктурах с монослойными квантовыми ямами InAs/AlAs 780
Шастин В.Н., Ковалевский К.А., Жукавин Р.Х., Цыпленков В.В., Abrosimov N.V., Pavlov S.G., Hubers H.-W. Поляризация ТГц стимулированного излучения доноров в кремнии 782
Швецов А.В., Кудрин А.В. Эффективная диэлектрическая проницаемость сред, содержащих кластеры металлических наночастиц 784
Штром И.В., Самсоненко Ю.Б., Хребтов И.В., Резник Р.Р., Илькив И.В., Буравлев А.Д., Цырлин Г.Э. Контроль уровня и типа легирования, а также поверхностных состояний в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах групп A_3B_5 786
Шубина Т.В., Беляев К.Г., Семина М.А., Родина А.В., Головатенко А.А., Рахлин М.В., Торопов А.А., Сорокин С.В., Седова И.В., Давыдов В.Ю., Смирнов А.Н., Копьев П.С., Иванов С.В. Резонансный перенос энергии в плотном массиве II–VI квантовых точек 788
Юнин П.А., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Хрыкин О.И., Шашкин В.И. Количественное профилирование методом ВИМС концентрации Al в транзисторных структурах AlGaN с ультратонкими слоями 791
Юрасов Д.В., Антонов А.В., Дроздов М.Н., Спирин К.Е., Шмагин В.Б., Новиков А.В. Сегрегация донорных примесей в Ge-слоях и формирование селективно легированных n-Ge-слоев на Si- и Ge-подложках 793
Яблонский А.Н., Жукавин Р.Х., Бекин Н.А., Новиков А.В., Шалеев М.В., Юрасов Д.В. Излучательная рекомбинация и процессы туннелирования в гетероструктурах SiGe/Si с двойными квантовыми ямами 795
Яблонский А.Н., Морозов С.В., Гапонова Д.М., Крыжков Д.И., Алешкин В.Я., Звонков Б.Н., Вихрова О.В., Красильник З.Ф. Спонтанное и стимулированное излучение в гетероструктурах с двойными квантовыми ямами InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенных на подложках GaAs и Ge/Si(001) 797
Якунин М.В., Суслов А.В., Попов М.Р., Новик Е.Г., Криштопенко С.С., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. Особенности поведения квантового эффекта Холла в системе пересекающихся электронных и дырочных магнитных уровней 799

Список участников

Il'ichev Evgeni – Leibniz Institute of Photonic Technology, P.O. Box 100239, D-07702 Jena, +49 (111) 1111111, evgeni.ilichev@leibniz-ipht.de

Khasanov Rustem Inkhfovich – Paul Scherrer Institute, Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland, +41 (56) 3105438, rustem.khasanov@psi.ch

Kuzmenko Alexey – University of Geneva, Quai Ernest-Ansermet 24, Genève-4, CH-1211, Switzerland, +41 (22) 3793105, Alexey.Kuzmenko@unige.ch

Makhotkin Igor – University of Twente, +31 (31) 534891172, i.makhotkin@utwente.nl, Drienerlolaan 5, 7522 NB Enschede, the Netherlands

Meltchakov Evgueni – Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, +33 (164) 533162, evgueni.meltchakov@institutoptique.fr, 2 av Fresnel, 91127 Palaiseau France

Pekola Jukka P – Университет Аалто, +358 (40) 7009290, jukka.pekola@aalto.fi, Университет Аалто, Эспоо, Финляндия

Satou Akira – Tohoku University, +81 (22) 2176104, a-satou@riec.tohoku.ac.jp, Katahira, Aoba-ku, 2-1-1, Sendai, Miyagi, 980-8577, Japan

Schaefers Franz – Helmholtz Zentrum Berlin, +49 (30) 806212946, schaefers@bessy.de, Albert-Einstein str.15, Berlin, 12489, Germany

Sokolov Andrey – Helmholtz Zentrum Berlin, +49 (30) 806212986, andrey.sokolov@mail.com, Albert-Einstein str.15, Berlin, 12489, Germany

Абрамкин Демид Суад – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3304475, dalamber.07@mail.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Аверин Станислав Владимирович – Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (496) 5649395, sva278@ire216.msk.su, пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

Азарова Екатерина Сергеевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского», +7 (902) 7892561, azarova.ekaterin@yandex.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Акзянов Рамиль Шарифуллович – Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, +7 (926) 1416431, apexgreen57@gmail.com, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия

Аладышкин Алексей Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385185, aladyshkin@yandex.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Алешкин Владимир Яковлевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, aleshkin@ ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Андреев Борис Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (910) 7942216, boris@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Андрианов Тимофей Андреевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет

имени М.В. Ломоносова», +7 (495) 9393847, timofey.andrianov@gmail.com, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Анисимов Андрей Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (952) 2190100, Dronlipetsk1@yandex.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Артанов Антон Аркадьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (985) 3803910, artanov@hitech.cplire.ru, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Артемьев Евгений Михайлович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Сибирский федеральный университет», +7 (391) 2498657, aem49@yandex.ru, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

Атанасова Павлина Христова – Пловдивский университет «Паисий Хилендарски», +0359 (887) 934430, poli@jinr.ru, ул. Цар Асен 24, Пловдив, 4000, Болгария

Ахсахалян Арам Давидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385313, akh@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Багдинов Антон Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (916) 5210590, bagdinov@lebedev.ru, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Байдакова Наталия Алексеевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385555, banatale@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Байдусь Николай Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, +7 (831) 4623190, bnv@nifti.unn.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бакурский Сергей Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», +7 (495) 9392588, r3zz@mail.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Балагула Роман Михайлович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет», +7 (812) 5529671, rmbal@spbstu.ru, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

Баско Денис Михайлович – CNRS and University of Grenoble-Alps, +33 (111) 1111111, denis.basko@lpmmc.cnrs.fr, Grenoble, France

Бекин Николай Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179479, nbekin@ ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Беллюстина Валентина Григорьевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179494+207, bell@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Белотелов Владимир Игоревич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», +7 (926) 7337189, belotelov@physics.msu.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Бельков Василий Валентинович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927989, bel@epi.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Беляков Владимир Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук, +7 (499) 1373244, bel@landau.ac.ru, пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Беспалов Антон Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4397759, bespalovaa@gmail.com, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бобков Александр Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, +7 (49652) 28203, bobkov@issp.ac.ru, ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Бобкова Ирина Вячеславовна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, +7 (49652) 28203, bobkova@issp.ac.ru, ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Большаков Андрей Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927393, bolsh_as@mail.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Будкин Григорий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (921) 3341202, gbudkin@gmail.com, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Булгакова Светлана Александровна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского», +7 (831) 2493110, sbulg@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Буравлев Алексей Дмитриевич – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, +7 (812) 9582522, bour@mail.ioffe.ru, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Бурмистров Игорь Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук, +7 (909) 9884331, burmi@itp.ac.ru, пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Бухараев Анастас Ахметович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук, +7 (843) 2319107, a_bukharaev@kfti.knc.ru, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Бушуев Владимир Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», +7 (495) 3967380, vabushuev@yandex.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Бушуйкин Павел Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179481, bushuikinp@mail.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Быков Виктор Александрович – Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ», +7 (985) 2113544, vbykov@ntmdt.ru, Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Вадимов Василий Львович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (908) 2359945, vvadimov93@gmail.com, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вальков Валерий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (391) 2494506, vvv@iph.krasn.ru, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Вдовичев Сергей Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179489, vdovichev@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вишняков Евгений Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (903) 2886415, juk301@mail.ru, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Водолазов Денис Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (8314) 179485, vodolazov@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Волков Никита Валентинович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (391) 2907525, volk@iph.krasn.ru, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Волков Владимир Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (495) 6293394, volkov.v.a@gmail.com, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Волков Петр Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179491, volkov@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Волкова Наталья Сергеевна – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, +7 (831) 4658709, volkovans88@mail.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Володин Александр Петрович – KU Leuven, +32 (16) 327681, Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be, Oude Markt 13, Leuven, Bus 5005 3000, Belgium

Ворошнин Владимир Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», 007 (8981) 8610631, Vl.Voroshnin@yandex.ru, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Востоков Николай Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179492, vostokov@ ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гавриленко Владимир Изяславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179462, gavr@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Галеева Александра Викторовна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», +7 (495) 9391151, galeeva@physics.msu.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Галин Михаил Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179484, galin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гапонов Сергей Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179465, svg@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гапонова Дария Михайловна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, dmg@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гарифуллин Ильгиз Абдулсаматович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук, +7 (843) 2319123(доб.2), ilgiz0garifullin@gmail.com, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Гвоздков Илья Алексеевич – Открытое акционерное общество «Композит», +7 (495) 5132050, beryllium@kompozit-mv.ru, ул. Пионерская, 4, Королев, 141070, Россия

Германенко Александр Викторович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», +7 (343) 2617436, alexander.germanenko@urfu.ru, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

Глазов Михаил Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927155, glazov@coherent.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Глушков Владимир Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, +7 (499) 5038253, glushkov@lt.gpi.ru, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Голосовский Игорь Викторович – Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» Федеральное государственное бюджетное учреждение Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, +7 (81371) 46415, golosov@pnpi.spb.ru, Орлова Роща, ПИЯФ, Гатчина Ленинградской обл., 188300, Россия.

Голубев Дмитрий Сергеевич – Университет Аалто, +459 (50) 4320185, dmitry.golubev@aalto.fi, Университет Аалто, Эспоо, Финляндия

Гольцман Григорий Наумович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет», +7 (499) 2461202, goltsman10@mail.ru, ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Голяшов Владимир Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3304475, vladimirgolyashov@gmail.com, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Горай Леонид Иванович – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, +7 (812) 9097133, lig@pcgrate.com, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гордеева Анна Валерьевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева», +7 (910) 3836060, anna.gord@list.ru, ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия

Горев Роман Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179488, roma_valerievich@mail.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Грачев Денис Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского», +7 (910) 7973896, grachov@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гребень Кирилл Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179473, kgreben@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Греченков Юрий – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, +7 (911) 1249186, jurij.grecenkov@spbau.com, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гринберг Яков Семенович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Новосибирский государственный технический университет», +7 (913) 9357613, greenbergy@online.nsk.su, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

Гринвальд Иосиф – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева», +7 (951) 9098767, grinwald@mts-nn.ru, ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия

Губайдуллин Азат Рамилевич – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, +7 (911) 1160924, gubaydullin.azat@gmail.com, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гудина Светлана Викторовна – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, +7 (343) 3783788, svpopova@imp.uran.ru, ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Гусев Сергей Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179465, gusev@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гутаковский Антон Константинович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3331080, gut@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Данилов Юрий Александрович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, +7 (831) 4623120, danilov@nifti.unn.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Данильцев Вячеслав Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179450, danil@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дворецкий Сергей Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3304967, dvor@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Девятов Эдуард Валентинович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, +7 (916) 0419538, dev@issp.ac.ru, ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Девятов Игорь Альфатович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», +7 (495) 9392588, igor-devyatov@yandex.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Дементьев Петр Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927317, demenp@yandex.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Дементьева Мария Михайловна – Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», +7 (499) 1969466, mdementewa@gmail.com, пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Демидов Евгений Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623308, demidov@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демиховская Наталья Николаевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 2152801, demi-luba@yandex.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демиховский Валерий Яковлевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 2152801, demi@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демишев Сергей Васильевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, +7 (499) 1358129, demis@lt.gpi.ru, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Денисенко Марина Валерьевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (910) 8926041, mar.denisenko@gmail.com, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Деточенко Александра Петровна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623302, DetochenkoSasha@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Джунь Ирина Олеговна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (916) 1254131, irinkin123@mail.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Дикарева Наталья Васильевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623190, dnat@ro.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дорохин Михаил Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (831) 4623120, dorokhin@nifti.unn.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дровосеков Алексей Борисович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук, +7 (499) 1376820, drovosekov@kapitza.ras.ru, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Дроздов Константин Андреевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», +7 (495) 9391151, kadrozdov@gmail.com, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Дубинов Александр Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, sanya@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дьяконов Владимир Владимирович – Julius-Maximilians University of Würzburg, +49 (931) 3183111, dyakonov@physik.uni-wuerzburg.de, Am Hubland, D - 97074 Würzburg, Germany

Екомасов Евгений Григорьевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Башкирский государственный университет», +7 (347) 2501260, EkomasovEG@gmail.com, ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия

Ельцов Константин Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, +7 (499) 5038769, eltsov@kapella.gpi.ru, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Ерин Юрий Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (930) 8166323, yerin@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ермолаева Ольга Леонидовна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385555, Ermolaeva@ ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ерофеева Ирина Викторовна – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, +7 (905) 1937343, irfeya@mail.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ершов Алексей Валентинович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623306, ershov@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Есин Михаил Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3333286, yesinmisha@gmail.com, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Жакетов Владимир Дмитриевич – Объединѐнный институт ядерных исследований, +7 (49621) 62875, zhaketov@nf.jinr.ru, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Московская область, 141980, Россия

Жолудев Максим Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (904) 0530147, zholudev@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жукавин Роман Хусейнович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179479, zhur@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Журавлев Константин Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3304475, zhur@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Зайцев-Зотов Сергей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (495) 6293447, serzz@cplire.ru, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Звездин Анатолий Константинович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, +7 (499) 1350247, zvezdin@gmail.com, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Здоровейщев Антон Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (910) 8986824, zdorovei@gmail.com, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зенкевич Андрей Владимирович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», +7 (903) 6874945, zenkevich.av@mipt.ru, ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Зорина Мария Владимировна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179476, mzor@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зотов Андрей Вадимович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук, +7 (4232) 310412, zotov@iacp.dvo.ru, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Зотова Анна Николаевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179485, zotova@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Иванов Константин Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», +7 (921) 4026171, kivanov1992@gmail.com, пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

Иванова Екатерина Владимировна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927382, ivanova@mail.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Иконников Антон Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, antikon@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Иржак Дмитрий Вадимович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, +7 (49652) 44217, irzhak@iptm.ru, ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Исупова Галина Геннадьевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623304, isupova@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ищенко Татьяна Васильевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, +7 (499) 1358129, t.ischenko@mail.ru, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Казанцев Дмитрий Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (913) 3759444, kazantsev-83@yandex.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Калашников Константин Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (495) 6293418, kalashnikov@hitech.cplire.ru, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Калашникова Александра Михайловна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (921) 3221286, kalashnikova@mail.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Калентьева Ирина Леонидовна – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (831) 4656365, Istery@rambler.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Калитеевский Михаил Алексеевич – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, +7 (921) 9472324, m.kaliteevski@mail.ru, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Камелин Дмитрий Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179494, kent@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Караштин Евгений Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179488, eugenk@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Карбань Оксана Владиславовна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт Уральского отделения Российской Академии наук, +7 (3412) 725239, ocsa123@yahoo.com, ул. Кирова, 132, Ижевск, 426000, Россия

Кардакова Анна Игоревна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет», +7 (499) 2468899, kardakova@rplab.ru, ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Кирсанкин Андрей Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, +7 (495) 9397259, kirsankin@mail.ru, ул. Косыгина, д.4, к.1

Клековкин Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1326686, aklekovkinbox@gmail.com, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кленов Николай Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», +7 (495) 9392588, nvklenov@gmail.com, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Клименко Олег Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1326744, oleg.klimenko@mail.ru, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Климов Александр Эдуардович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3307883, klimov@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Клоков Андрей Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1358005, klokov@sci.lebedev.ru, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Клушин Александр Моисеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179483, a_klushin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ковалевский Константин – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179479, atan4@yandex.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Козлов Дмитрий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4384045, dvkoz@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Козлов Владимир Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, kozlov@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Козулин Александр Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 9159375269, SashaKozulin@yandex.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Колмычек Ирина Алексеевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», +7 (495) 9393669, irisha@shg.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Колпаков Дмитрий Андреевич – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (831) 4656365, kolpdm@gmail.com, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Конаков Антон Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (910) 3910467, konakov_anton@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Копасов Александр Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (987) 7410867, alkopasov@gmail.com, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Коптева Наталия Евгеньевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (911) 8125491, natalkop@yandex.ru, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Корнев Роман Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых Российской академии наук, +7 (831) 4627162, kornev@ihps.nnov.ru, ул. Тропинина, 49, ГСП-75, Нижний Новгород, 603950, Россия

Королев Сергей Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, 8 (831) 4179492, PESH@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Королева Александра Владимировна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (930) 0511410, dalika@inbox.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Коряжкина Мария Николаевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623718, mahavenok@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Косарев Александр Николаевич – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет», +7 (965) 0930455, sash778@gmail.com, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

Костюрина Екатерина Андреевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (495) 6293418, kostyurina@hitech.cplire.ru, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Кочаровская Екатерина Рудольфовна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук, +7 (831) 4160669, catrings@gmail.com, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кочаровский Владимир Владиленович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук, +7 (831) 4164894, kochar@appl.sci-nnov.ru, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кочерешко Владимир Петрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927174, Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Красильник Захарий Фишелевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179473, zfk@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Краснов Владимир Михайлович – Физический Департамент, +46 (8) 55378606, vladimir.krasnov@fysik.su.se, Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden

Кривобок Владимир Святославович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1357941, kolob7040@gmail.com, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кудрин Алексей Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (831) 9307153154, alex2983@yandex.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудрявцев Константин Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385037, konstantin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кузнецов Владимир Иванович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, +7 (49652) 44022, kvi@iptm.ru, ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Кузьмин Леонид Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева», +7 (905) 5411291, kuzmin@chalmers.se, ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кукушкин Владимир Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук, +7 (831) 4164894, vakuk@appl.sci-nnov.ru, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Куликов Кирилл Вячеславович – Объединѐнный институт ядерных исследований, +7 (926) 7320332, kulikov@theor.jinr.ru, ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

Кулипанов Геннадий Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3294498, G.N.Kulipanov@inp.nsk.su, пр. ак. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

Кунцевич Александр Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1326992, kuntsevich.alexander@gmail.com, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Курин Владислав Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179452, kurin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кутровская Стелла Владимировна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых», +7 (4922) 479621, 11stella@mail.ru, ул. Горького 87, Владимир, 600000, Россия

Кушнир Василий Николаевич – Учреждение образования «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», +375 (29) 7739800, vnkushnir@gmail.com, ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

Лизункова Дарья Александровна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Самарский государственный университет», +7 (927) 9083596, daria.lizunkova@yandex.ru, ул. ак. Павлова, 1, Самара, 443011, Россия

Лобанов Дмитрий Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179465, dima@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Логунов Михаил Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарѐва», +7 (8342) 233830, logunovmv@bk.ru, Большевистская, 68, Саранск, Республика Мордовия, 430005, Россия

Лопатин Алексей Яковлевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385313, lopatin@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лукьянов Андрей Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179496, luk@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ляпилин Игорь Иванович – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, +7 (343) 9122404056, Lyapilin@imp.uran.ru, ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Мазуркин Никита Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский университет

«МИЭТ», +7 (962) 9460603, mazurkin-n@yandex.ru, проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия

Малофеев Роман Станиславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4606018, malofeev@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малышев Илья Вячеславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179476+127, ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малышев Александр Игоревич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623304, malyshev@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малышева Евгения Игоревна – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (831) 4623120, malysheva@phys.unn.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Манцевич Владимир – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (495) 9395072, vmantsev@gmail.com, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Маремьянин Кирилл Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, kirillm@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мармалюк Александр Анатольевич – Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», +7 (495) 3330545, almarm@mail.ru, РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3

Марычев Павел Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (915) 9460942, observermp@yandex.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мельников Александр Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (910) 3929860, melnikov@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Миньков Григорий Максович – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, +7 (343) 2617436, grigori.minkov@imp.uran.ru, ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Миронов Сергей Викторович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», +7 (951) 9142322, sermironov@rambler.ru, ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Миронов Виктор Леонидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (903) 0601267, mironov@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Миронов Алексей Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3306733, lexw@rambler.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Митрофанов Александр Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1358081, mitrofa@sci.lebedev.ru, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Михайленко Михаил Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (920) 0330986, mishamars202@gmail.com, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Михайлов Геннадий Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, +7 (49652) 44181, mikhailo@iptm.ru, ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Михайлов Николай Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3304967, mikhailov@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Михайловский Ростислав Викторович – Университет Радбауда, Radboud University, +0 (6) 31069498, R.Mikhaylovskiy@science.ru.nl, Heyendaalseweg 135, 6525 AJ

Михеенков Андрей Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук, +7 (906) 0335332, mikheen@bk.ru, Калужское шоссе, стр. 14, Москва, Троицк, 142190, Россия

Мишина Елена Дмитриевна – Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, +7 (499) 2156565, mishina_elena57@mail.ru, Проспект Вернадского, д.78 Москва Россия

Морозов Александр Игоревич – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», +7 (916) 6456826, mor-alexandr@yandex.ru, ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Морозов Сергей Вячеславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +790566256 (905) 6625685, more@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Морозов Михаил Юрьевич – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (8452) 511179, mikkym@mail.ru, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Мотова Елена Сергеевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179465, es@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Музыченко Дмитрий Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (495) 9392502, mda@spmlab.phys.msu.su, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Мурзина Татьяна Владимировна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (495) 9393669, murzina@mail.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Мухин Иван Сергеевич – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, +7 (951) 6610258, imukhin@yandex.ru, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Нечай Андрей Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179480, nechay@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Никитенко Юрий Васильевич – Объединѐнный институт ядерных исследований, +7 (49621) 65155, nikiten@nf.jinr.ru, ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

Николаев Сергей Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (985) 4271552, nikolaev-s@yandex.ru, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Новиков Алексей Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179480, anov@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Оболенский Сергей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 9524721946, obolensk7@gmail.com, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Образцова Елена Дмитриевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, +7 (499) 5038206, elobr@mail.ru, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Овсянников Геннадий Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (495) 6297431, gena@hitech.cplire.ru, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Овчинников Сергей Геннадьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (3912) 432906, sgo@iph.krasn.ru, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Панкратов Андрей Леонидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (905) 1913223, alp@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Парафин Алексей Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385535, parafin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Парьев Дмитрий Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (910) 1420450, pariev@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Патрин Геннадий Семенович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Сибирский федеральный университет», +7 (391) 2912967, patrin@iph.krasn.ru, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

Пентин Иван Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет», +7 (499) 2452968, PentinIvan@mail.ru, ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Перов Николай Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (495) 9391847, perov@magn.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Перов Анатолий Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (920) 2992054, 19perov73@gmail.com, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пестов Евгений Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179485, pestov@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пестов Алексей Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179476, aepestov@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Петров Юрий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (812) 4284477, y.petrov@spbu.ru, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Петров Александр Борисович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Башкирский государственный университет», +7 (347) 2299647, abpetrov@ufacom.ru, ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия

Петров Станислав Игоревич – Закрытое акционерное общество «Научное и технологическое оборудование», +7 (812) 6010605, petrov@semiteq.ru, пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156, Россия

Петухов Анатолий Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (921) 9894293, anatolyptkhv@gmail.com, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Планкина Светлана Михайловна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623310, plankina@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Платонов Вадим Васильевич – Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, +7 (83130) 27239, platonovv@yahoo.com, пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия

Платонов Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927174, alexei.platonov@mail.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Полищук Ольга Витальевна – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (8452) 511179, polischuk.sfire@mail.ru, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Полковников Владимир Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (903) 0601487, polkovnikov@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Поляков Вячеслав Викторович – Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ», +7 (925) 8216423, polyakov@ntmdt.ru, Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Попов Владимир Геннадьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, +7 (49652) 44016, popov@iptm.ru, ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Приходько Кирилл Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», +7 (499) 1969215, prihodko_ke@nrcki.ru, пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Пудиков Дмитрий Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (812) 4284367, gelbry@mail.ru, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Пунегов Василий Ильич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН, +7 (8212) 246242, punegv@rambler.ru, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия

Пятаков Александр Павлович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (495) 9394138, pyatakov@physics.msu.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Рагозин Евгений Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1326329, enragozin@gmail.com, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Рахмонов Илхом Рауфович – Объединѐнный институт ядерных исследований, +7 (49621) 64534, rahmonov@theor.jinr.ru, ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

Ревин Леонид Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (920) 2577978, rls@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Резник Александр Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, 7 (831) 4179497, reznik@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Родин Кирилл Максимович – Международный университет природы, общества и человека «Дубна», +7 (915) 3536201, rayquaza@list.ru, ул. Университетская, 19, Дубна, 141980, Россия

Рожанский Игорь Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (921) 3063629, rozhansky@gmail.com, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Романова Юлия Юрьевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, jul@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ромашкин Александр Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179473, romashkin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рудаков Кирилл Игоревич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (495) 6293418, kirill.i.rudakov@gmail.com, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Румянцев Владимир Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, rumyantsev@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Руцкая Виктория Владимировна – Centre for Innovation Competence SiLi-nano, +49 (157) 36910442, rutskaj@mail.ru, Halle, Germany

Рыбкина Анна Алексеевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (960) 2366935, rybkina-anna@bk.ru, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Рыков Артём Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (950) 3694410, rikov@nifti.unn.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рябоштан Юрий Леонидович – Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», +7 (495) 3344810, Yu.Ryaboshtan@siplus.ru, РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3

Рязанов Валерий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, +7 (496) 5222574, ryazanov@issp.ac.ru, ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Сабликов Владимир Алексеевич – Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (903) 5448221, sablikov@gmail.com, пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

Савинов Денис Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385185+257, savinovda@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Савинов Сергей Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1326744, s.a.savinov@mail.ru, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Савинский Сергей Степанович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Удмуртский государственный университет», +7 (3412) 685937, savinsky@uni.udm.ru, ул. Университетская, 1, Ижевск, 426034, Россия

Сайед Сайед – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 9063571125, s.saeed34@yahoo.com, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Салащенко Николай Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179458, salashch@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Самарцев Илья Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (905) 1924187, woterbox@mail.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Самохвалов Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385037, samokh@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сапожников Дмитрий Александрович – Общество с ограниченной ответственностью «Криотрейд», +7 (495) 3746952, dmitry.sapozhnikov@cryotrade.ru, пл.Академика Курчатова, д.1, Москва, 123182, Россия

Сапожников Максим Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179485, msap@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Саранин Александр Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук, +7 (423) 23104260, saranin@iacp.dvo.ru, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Сатанин Аркадий Михайлович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (841) 9092940886, sarkady@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сафошкин Алексей Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Рязанский государственный радиотехнический университет», +7 (4912) 460351, safoshkin.a.s@rsreu.ru, ул. Гагарина, 59/1, Рязань, 390005, Россия

Свечников Михаил Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (920) 0466691, svch1991@gmail.com, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Селезнев Виталий Александрович – Закрытое акционерное общество «Сверхпроводниковые нанотехнологии», +7 (499) 2468039, seleznev@rplab.ru, ул. Россолимо, 5/22, стр.1, Москва, 119021, Россия

Селиверстов Сергей Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет», +7 (964) 5629419, seliverstovsv@mail.ru, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119991, Россия

Семина Марина Александровна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927367, msemina@gmail.com, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Сергеев Сергей Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, sj@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сергеев Александр Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук, +7 (831) 4321477, ams@ufp.appl.sci-nnov.ru, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сибельдин Николай Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, +7 (499) 1326331, sibeldin@sci.lebedev.ru, Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Сибирѐв Николай Владимирович – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, +7 (812) 4486980+5642, NickSibirev@yandex.ru, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Сивков Виктор Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН, +7 (8212) 246242, sivkovvn@mail.ru, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия

Сидоров Дмитрий Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4627096, dmitrisidoroff@rambler.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Силаев Михаил Андреевич – Королевский технологический университет, +46 (910) 8761366, msilaev@mail.ipm.sci-nnov.ru, Roslagstullsbacken 21, AlbaNova University Center, Royal Institute of Technology, Department of theoretical physics, 106 91 Stockholm

Скирдков Петр Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, +7 (915) 3017796, petr.skirdkov@phystech.edu, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Скороходов Евгений Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385555, evgeny@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Скупов Антон Владимирович – Федеральное государственное унитарное предприятие «Федеральный научно-производственный центр Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова», +7 (831) 4695255, skav10@mail.ru, Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия,

Соловьев Игорь Игоревич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (495) 9392588, igor.soloviev@gmail.com, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Соловьев Виктор Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927124, vasol@beam.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Состина Дарья Михайловна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (981) 8236917, daria.sostina@gmail.com, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Сошников Илья Петрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 5345805, ipsosh@beam.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Спирин Кирилл Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, spirink@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Стеблий Максим Евгениевич – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Дальневосточный федеральный университет», +7 (902) 4882557, stebliyme@gmail.com, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Степихова Маргарита Владимировна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, mst@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Суровегина Екатерина Александровна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 9159319284, suroveginaka@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Суродин Сергей Иванович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (952) 4486857, surodin.bsn@mail.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Суханова Татьяна Евгеньевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт высокомолекулярных соединений Российской академии наук, +7 (812) 3288503, tat_sukhanova@mail.ru, Большой пр. В.О., 31, Санкт-Петербург, 199004, Россия

Таланов Юрий Иванович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук, +7 (843) 2319123, talanov@kfti.knc.ru, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Тарасенко Сергей Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927155, tarasenko@coherent.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тарасова Елена Александровна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (8312) +79101202550, thelen@yandex.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тархов Михаил Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», +7 (906) 7196578, tmafuz@mail.ru, пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Татарский Дмитрий Аркадьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179488, tatarsky@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тейтельбаум Григорий Бенционович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук, +7 (843) 2721154, grteit@kfti.knc.ru, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Теленков Максим Павлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт Российской академии наук, +7 (903) 1134449, maxim_telenkov@mail.ru, Нахимовский пр., 34, Москва, 117218, Россия

Темирязев Алексей Григорьевич – Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, +7 (916) 3069408, temiryazev@gmail.com, пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

Темирязева Марина Павловна – Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, +7 (916) 5289530, mtemiryazeva@gmail.com, пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

Терещенко Олег Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3304475, teresh@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Тетельбаум Давид Исаакович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 7 (831) 4623188, tetelbaum@phys.unn.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тимофеев Вячеслав Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3307934, Vyacheslav.t@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Тимофеев Владислав Борисович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, +7 (496) 5222914, timofeev@issp.ac.ru, ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Тихов Станислав Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (951) 9044363, tikhov@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тиходеев Сергей Григорьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, +7 (916) 3852262, tikh@gpi.ru, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Токман Михаил Давидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук, +7 (831) 4365810, tokman@appl.sci-nnov.ru, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Толстихина Алла Леонидовна – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, +7 (499) 1351100, alla@ns.crys.ras.ru, Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

Торопов Михаил Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179476, write75@rambler.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Торопов Алексей Акимович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927124, toropov@beam.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Трифонов Артур Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (981) 7452935, arthur.trifonov@gmail.com, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Трухин Валерий Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927936, valera.truchin@mail.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Трушин Владимир Николаевич – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, +7 (831) 9036030749, trushin@phys.unn.ru, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Туркевич Роман Владиславович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (841) 2275043, roman-turkevich@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Уставщиков Сергей Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 417–94–80, sergey@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ушанов Виталий Игоревич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 8 (812) 89111906761, Decorus2009@mail.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Фадеев Михаил Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4333741, wonicema@rambler.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Фатеев Денис Васильевич – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (8452) 511179, FateevDV@yandex.ru, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Федоров Георгий Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет», +7 (916) 3144740, gefedorov@mail.ru, ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Филимонов Юрий Александрович – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, +7 (8452) 272401, yuri.a.filimonov@gmail.com, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Фоминов Яков Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук, +7 (910) 4661489, fominov@landau.ac.ru, пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фраерман Андрей Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4324043, andr@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Франк Александр Ильич – Объединѐнный институт ядерных исследований, +7 (496) 2163902, frank@nf.jinr.ru, ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

Фролова Елена Владимировна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4656255, frolova_el@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хазанова Софья Владиславовна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623308, khazanova@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хвальковский Алексей Васильевич – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», +7 (498) 7446546, alexey.khvalkovskiy@phystech.edu, ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Хомицкий Денис Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный универ-

ситет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4623304, khomitsky@phys.unn.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хохлов Дмитрий Ремович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (495) 9391151, khokhlov@mig.phys.msu.ru, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Цыбин Николай Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385555, tsybin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цыпленков Вениамин Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179479, Tsyplenkov1@yandex.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цырлин Георгий Эрнстович – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, +7 (812) 9056907, cirlin@beam.ioffe.ru, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Чайка Александр Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, +7 (496) 5228369, chaika@issp.ac.ru, ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Чаплик Александр Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3333264, chaplik@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Чарикова Татьяна Борисовна – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, +7 (343) 3783733, charikova@imp.uran.ru, ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Черненко Александр Васильевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, +7 (49652) 28288, chernen@yandex.ru, ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Чигинев Александр Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179486+155, chig@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Чумаков Александр Игоревич – European Synchrotron Radiation Facility, +33 (4) 76882352, chumakov@esrf.fr, rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France

Чхало Николай Иванович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4385603, chkhalo@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шалыгин Вадим Александрович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет», +7 (812) 5529671, shalygin@rphf.spbstu.ru, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

Шамирзаев Тимур Сезгирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (383) 3304475, tim@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Шампоров Василий Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) 4633257, bacek94@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шапошников Роман Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный универ-

ситет им. Н.И. Лобачевского», +7 (903) 6042699, shaposhnikov-roma@mail.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шастин Валерий Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179479, shastin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шевелев Виктор Олегович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (812) 3289701, victorshevelev@yandex.ru, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Шелаев Артѐм Викторович – Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ», +7 (926) 6189727, shelaev@ntmdt.ru, Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Шелухин Леонид Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2972245, utroma@yandex.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Шенина Мария Евгеньевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», +7 (831) +79506163118, cyrix@bk.ru, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шикин Александр Михайлович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», +7 (950) 0267453, ashikin@inbox.ru, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Шмагин Вячеслав Борисович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179481, shm@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Штром Игорь Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», 007 (911) 2123425, igorstrohm@mail.ru, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Шубин Андрей Борисович – Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ», +7 (916) 6786200, shubin@ntmdt.ru, Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Шубина Татьяна Васильевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927124, shubina@beam.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Шукринов Юрий Маджнунович – Объединѐнный институт ядерных исследований, +7 (496) 2163844, shukrinv@theor.jinr.ru, ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

Шур Владимир Яковлевич – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», +7 (343) 2617436, vladimir.shur@urfu.ru, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

Щеголев Андрей Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», +7 (495) 3141286, tanuior@gmail.com, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Щелкачев Николай Михайлович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», +7 (495) 7029317, nms@itp.ac.ru, ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Щербаков Александр Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (908) 2359713, a41862@pochta.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Юнин Павел Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, 8 (831) 4179491, yunin@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Юрасов Дмитрий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Яблонский Артем Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, +7 (831) 4179482, yablonsk@ipmras.ru, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Якунин Михаил Викторович – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, +7 (343) 3783644, yakunin@imp.uran.ru, ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Якушев Максим Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, +7 (905) 9455851, yakushev@isp.nsc.ru, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Яссиевич Ирина Николаевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, +7 (812) 2927974, irina.yassievich@mail.ioffe.ru, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Авторский указатель

A
Abrosimov N.V. 561, 782
Adachi T. 130
Adeyeye A. 216
Akimov A.V. 212
Akopian N. 770
Anwand W. 147
Aßmann M. 720

B
Baturina T.I. 13
Bayer M. 720, 780
Belyakov V.A. 347
Bershtein V.A. 273
Besombes L. 634
Bobkov A.M. 7
Bobkova I.V. 7
Bondyopadhaya N. 139
Bridou F. 349
Büchner B. 77
Burcklen C. 349

C
Cavill S.A. 212
Cerdá J.I. 338
Ching-Ray Chang 336
Chou J.P. 295
Clark S.J. 691
Consejo C. 593
Cywiński G. 452

D
Dawood R. 103
de Jong Leo 111
de Rossi S. 349
Debus J. 780
Dehlinger M. 349
Delmotte F. 349
Dessmann N. 583
Deβmann N. 768
Dietl T. 452
Drachenko O. 593
Dvoretsky S.A. 452

E
Eaves L. 695
Erko A. 403

F
Fateev D. 448
Filatov E.V. 450
Fohrmann B. 446
Frohlich D. 720

G
Gallant A.J. 587
Gan'shina E.A. 147
Gavrilenko V.I. 452
Geßler J. 450
Gippius N.A. 450
Golubev D.S. 9
Gonta A. 273
Grabecki G. 452
Granovsky A.B. 147

H
Han-Chun Wu 336
Hasegawa S. 303
Hatzopoulos Z. 634
Heckotter J. 720
Helm M. 710
Henini M. 695
Hesper R. 111
Heyroth F. 446
Hobara R. 303
Höfling S. 450
Holly V. 212
Hong-Zhou Zhang 336
Houzet M. 25,
Hsing C.R. 295
Huajun Liu 336
Hubers H.-W. 583, 768, 782
Huhtio T. 756

I
Ichinokura S. 303
Il'ichev E. 17

J
Jark W. 370
Jérome A. 349
Jing-Jing Wang 336

K
Kakko J.P. 756
Kalashnikova A.M. 212
Kamp M. 450
Kavokin A.V. 634
Kazimierczuk T. 720
Khaymovich I.M. 15
Kiyko A.S. 17
Knap W. 452, 593
Koike Y. 130
Konakov A.A. 444
Kopasov A.A. 11
Kozulin A.S. 444
Krishtopenko S.S. 452
Kulakovskii V.D. 450
Kutin A.A. 273
Kuzmenko A.B. 443

L
Li Yang 336
Linnik T.L. 212
Lipsanen H. 756
Lobanov S.V. 450
Locatelli A. 336
Lübben O. 338
Lupascu T. 273

M
Majewicz M. 452
Makarovskiy O.N. 695
Maksimov A.A. 450
Malyshev A.I. 444
Mandal P. 336
Marcinkiewicz M. 593
Mariette H. 634
Marlowe H. 370
Maziewski A. 216
Mel'nikov A.S. 11, 15
Meltchakov E. 349
Mercier R. 349
Meschke M. 15
Meyer J.S. 25
Mikhailov N.N. 452
Mironov A.Yu. 13
Mohamed Abid 336
Mourad Abid 336
Murphy B.E. 336

N
Nashaat M. 103
Nazarov Y.V. 25
Noji T. 130
Novikov A. 446

O
Omelyanchouk A.N. 17
Onur Mentes T. 336
Orlita M. 593
Orlov A. 147
Ortega L. 403
Otsuji T. 448

P
Pavlov S.G. 583, 768, 782
Pekola J.P. 9, 15
Perov N. 147
Petrova V.A. 273
Piot B. 593
Plank H. 529
Popov V.V. 448
Portal J-C. 695
Postolova S.V. 13
Potemski M. 593

Potzger K. 147
Pozina G. 752

R
Riemann H. 218, 561
Roulliay M. 349
Ruffenach S. 593
Rushforth A.W. 212
Rutckaia V. 446
Ryzhii V. 448

S
Saeid S. 149
Sala A. 336
Sánchez-Barriga J. 336
Satou A. 448
Savinov D.A. 11
Savvidis P. 634
Scherbakov A.V. 212
Schilling J. 446
Schlenker S. 446
Schneider C. 450
Schouteden K. 306
Schumann J. 77
Semisalova A.S. 147
Skierbiszewski C. 452
Skorik Yu.A. 273
Smekhova A. 147
Spirin K.E. 452
Suemitsu T. 448
Sukhanova T.E. 273
Syrlybekov A. 336

T
Tahir N. 216
Takayama A. 303
Talalaev V. 446
Tartakovskii I.I. 450
Taupin M. 15
Teppe F. 452, 593, 618
Thewes J. 720
Tikhodeev S.G. 450
Tonkih A. 446
Tsintzos S.I. 634
Tsung-Wei Huang 336

V
Vadilonga S. 403
Van Haesendonck C. 306
Varniere F. 349
Vinokur V.M. 13, 84
Vylegzhanina M.E. 273

W
Wadley P. 212
Wang H.B. 107, 132
Wang M. 212
Watanabe T. 448
Wei C.M. 295
Weiss T. 450
Winnerl S. 710
Wróbel J. 452

Y
Yahniuk I. 452
Yahya T. Janabi 336
Yakushev P.N. 273
Yerin Y.S. 17
Yuran Niu 336

Z
Zizak I. 403

А
Абрамкин Д.С. 454, 484
Абросимов А.С. 558
Абросимов Н.В. 218
Аверин С.В. 456
Аверкиев Н.С. 249
Агафонов В.В. 744
Азарова Е.С. 458
Акзянов Р.Ш. 19,
Акимов А.Н. 460
Аксенов В.В. 541
Аксенов В.Л. 202
Аксенов С.В. 29
Аладышкин А.Ю. 318, 332
Алексеев А.Н. 462
Аленков В.В. 650
Алешкин В.Я. 464, 466, 468, 486, 678, 797
Алкеев Н.В. 456
Альперович В.Л. 585, 598
Аминев Д.Ф. 470, 610, 612
Амтор М. 772
Андреев Б.А. 472, 508, 547, 577
Андрианов Е.С. 474
Андрианов Т.А. 151
Андрюшечкин Б.В. 293
Андрющенко И.А. 625
Анисимов А.Н. 476
Антонов А.В. 490, 659, 673, 706, 793
Антонов И.А. 494
Антонов И.Н. 543, 626, 750
Арапов Ю.Г. 551
Аристов В.Ю. 336
Арсеев П.И. 657
Артанов А.А. 21, 52
Артемьев Е.М. 153
Астахов Г.В. 476
Атанасова П.Х. 105
Ахсахалян А.А. 350
Ахсахалян А.Д. 350, 352
Ахундов И.О. 598

Б
Бабайцев Г.В. 187
Бабенков С. 336
Бабунц Р.А. 476
Багаев В.С. 478, 480, 638
Багдинов А.В. 155
Базалевский М.А. 606
Байдакова Н.А. 482, 735, 748
Байдусь Н.В. 484, 486, 492
Бакаров А.К. 454, 541, 700
Бакурский С.В. 23, 57, 124
Балагула Р.М. 488
Балиж К.С. 275
Барабанов А.Ф. 157
Баранов П.Г. 476
Барышев А.М. 111
Батлер Д.Е. 739
Батов И.Е. 114
Батурина Т.И. 84
Бахтизин Р.З. 310
Башашин М.В. 105
Бебенин Н.Г. 227
Бекин Н.А. 490, 795
Белѐвский П.А. 492
Белов А.И. 494, 741, 746
Белолипецкий А.В. 545
Белослудцев А.В. 496
Белотелов В.И. 247
Белугина Н.В. 330
Беляев В.К. 221
Беляев К.Г. 788
Белянин А. 132
Берзин А.А. 159
Берт Н.А. 628
Беспалов А.А. 25
Бжезинская М. 405
Бизяев Д.А. 161, 277
Бобков А.М. 114
Бобкова И.В. 114
Бобров А.И. 543, 564
Бовкун Л.Е. 591
Бовкун Л.С. 593, 659
Богач А.В. 537
Богданов С.А. 568, 642, 739
Божко А.Д. 537
Божко С.И. 326, 340
Большаков А.Д. 676
Большаков А.С. 498
Бондаренко Л.В. 295, 303
Борисов М.М. 202
Брунев Д.В. 500
Бударин Л.И. 181
Будкин Г.В. 502
Бузанов О.А. 650
Буздин А. 139
Буздин А.И. 86
Буланов Д. 561
Булгакова С.А. 354
Буравлев А.Д. 504, 636, 756, 786
Бурдов В.А. 218
Бурмистрова А.В. 40
Бускет Дж. 54
Бустаррет Э. 54
Бухараев А.А. 161, 277
Бухенский К.В. 506
Бушуев В.А. 356, 419

Бушуйкин П.А. 508
Быков В.А. 308

В
Вадимов В.Л. 27
Вайнер Ю.А. 359, 361, 363, 395, 397, 409
Вакс В.Л. 107
Валидов А.А. 77, 130
Валиулин В.Э. 157
Вальков В.В. 29
Варавин В.С. 500, 510, 618
Варнаков С.Н. 168, 236
Варыхалов А. 336
Васильев А.П. 684
Васильев В.В. 500, 510
Васильев В.К. 746
Васильев Д.Д. 121
Васильев Р.Б. 566
Васильевский И.С. 551, 663
Вахтомин Ю.Б. 92, 121
Вдовин В.Ф. 279
Вдовин А.И. 415
Вдовичев С.Н. 95, 164, 166, 176, 253, 257, 279, 512
Ведь М.В. 229, 564
Ведяев А.В. 151
Великанов Д.А. 236
Вербус В.А. 514, 616, 722
Вершков В.А. 610
Вилков О.Ю. 320
Виниченко А.Н. 551
Винклер Д. 88
Винниченко М.Я. 488
Винокуров Н.А. 223
Винославский М.Н. 492
Вихарев А.Л. 739
Вихрова О.В. 179, 206, 600, 686, 718, 750, 797
Вишняков А.В. 500
Вишняков Е.А. 366, 368, 395
Владимиров Г.Г. 267
Водолазов Д.Ю. 46, 80
Волков А.А. 275
Волков В.А. 516
Волков Н.В. 168
Волков П.В. 350, 519
Волкова Н.С. 521
Володин А.П. 281
Волочаев М.Н. 168
Воробьев Л.Е. 488, 776
Воротынцев А.В. 549
Воротынцев И.В. 549
Ворошнин В.Ю. 320, 523
Востоков Н.В. 525, 527
Вострецов А.Г. 48
Вывенко О.Ф. 312
Высоцкий С.Л. 170

Г
Гавва В.А. 561
Гавриленко В.И. 591, 593, 618, 659, 673, 688, 708, 710
Гавриленко Л.В. 464, 468
Гаврилкин С.Ю. 537
Гайкович П.К. 395
Гайнутдинов Р.В. 330
Гайслер В.А. 541, 778
Галеева А.В. 529, 774
Галин М.А. 31
Галин М.И. 61
Галлардо С. 652
Гапонова Д.М. 468, 797
Гарахин А.С. 545
Гарифуллин И.А. 77
Гарифьянов Н.Н. 77
Гатин А.К. 285, 287
Гвоздков И.А. 415
Гергель В.П. 33
Герловин И.Я. 623
Германенко А.В. 531
Герт А.В. 533
Гетманов Я.В. 223
Гимазов И.И. 130
Гинзбург Н.С. 630
Гитарский Л.С. 415
Глазов М.М. 535, 720, 780
Глушков В.В. 172, 183, 185, 537
Голикова Т.Е. 114
Головатенко А.А. 788
Голубов А.А. 23
Гольцман Г.Н. 54, 92
Голяшов В.А. 539, 541
Горай Л.И. 370, 691
Горбацевич А.А. 155
Горбачев А.М. 739
Гордеева А.В. 35
Горев Р.В. 161, 174, 253, 257
Горлачук П.В. 661, 712
Горшков А.П. 521
Горшков О.Н. 494, 543, 626, 750
Горшунов Б.П. 737
Горьков Л.П. 37
Горюнов А.В. 350, 519
Гоц С.С. 310
Грачев Д.А. 472, 545, 547, 577
Гребень К.А. 38, 95
Грибко В.В. 417
Грибков Б.А. 164
Григорьев С.В. 172, 185
Гринберг Я.С. 48, 128
Гринвальд И.И. 549
Гриценко А.Б. 650
Гришин М.В. 285, 287, 322
Грузнев Д.В. 295, 303
Грушевская А.И. 549
Грязнов Е.Г. 494
Губайдуллин А.Р. 603, 691
Гудина С.В. 551
Гузев А.А. 510
Гуляев Д.В. 700
Гуляшко А.С. 478
Гунбина А.А. 35
Гурович Б.А. 97
Гусев Е.Э. 572
Гусев Н.С. 164, 176, 198, 253
Гусев С.А. 164, 166, 176, 253
Гусейнов Д.В. 218
Густайцев А.О. 168
Гутаковский А.К. 289, 454, 748

Д
Давуд Р. 71
Давыденко А.В. 214
Давыдов В.Ю. 508, 788
Данилов С.Н. 529
Данилов Ю.А. 179, 328, 556, 600, 625, 686
Данильцев В.М. 553
Дворецкий С.А. 500, 510, 531, 593, 618, 621, 644, 673, 688, 708, 710, 726, 799
Дворецкий С.Ф. 665
де Ланге Г. 21
Девятов И.А. 40
Девятов Э.В. 621
Дегтярев В.Е. 556, 764
Дедкова А.А. 572
Дейнека А. 155
Демарина Н.В. 764
Дементьев П.А. 291
Дементьева М.М. 97, 99
Демидов В.В. 88
Демидов Е.В. 553, 739
Демидов Е.С. 166, 181, 257, 558
Демидова Н.Е. 558
Дёмина П.Б. 189, 206, 221, 251, 564
Демихов Е.И. 155
Демиховский В.Я. 42, 134
Демишев С.В. 172, 183, 185, 537
Денисенко М.В. 33, 44
Денисов Д.В. 691
Денисов С.А. 561
Деребезов И.А. 541
Деточенко А.П. 218, 561
Джунь И.О. 187
Дивочий А.В. 121
Дикарева Н.В. 678
Дмитриев Д.В. 541
Дмитриев Н.П. 111
Догадин В.О. 521
Долженко Д.Е. 774
Дорохин М.В. 189, 206, 221, 229, 251, 564, 574
Дровосеков А.Б. 191
Дроздов М.Н. 176, 397, 553, 791 793
Дроздов К.А. 566
Дроздов М.Н. 561, 600, 650, 739
Дроздов Ю.Н. 553, 568, 791
Дронов М.А. 566

Дубинина Т.В. 566
Дубинов А.А. 466, 486, 570, 673, 678
Дубровский В.Г. 724
Дудко Г.М. 170
Духненко А.В. 537
Дьяконов В.В. 476
Дьяконова Н.В. 606
Дюбуа А.Б. 506
Дюжев Н.А. 194, 572

Е
Егоркин В.И. 606, 655, 716
Егоров А.Ю. 691
Егоров С.В. 114, 621
Егорова С.Г. 529
Ежевский А.А. 218, 561
Екомасов А.Е. 196
Екомасов Е.Г. 196
Елькина А.И. 31, 38
Ельцов К.Н. 293
Емелин Е.В. 403, 405
Емельянов Е.А. 621
Еналдиев В.В. 516
Еремеев А.В. 764
Еремеев С.В. 295
Ермолаева О.Е. 164
Ермолаева О.Л. 176, 198, 253, 259
Ерофеева И.В. 564, 574
Ершов А.В. 472, 486, 545, 547, 577
Есин М.Ю. 579

Ж
Жакетов В.Д. 200, 202
Жандун В.С. 236
Жарков С.М. 236
Жижин Е.В. 316
Житов В.А. 456
Жмерик В.Н. 752
Жолудев М.С. 581, 735
Жукавин Р.Х. 490, 583, 614, 768, 782, 795
Жукова Е.С. 737
Журавлев А.Г. 585, 655
Журавлев К.С. 468, 700
Забавичев И.Ю. 698

З
Заварин Е.Е. 498
Зайцев А.А. 606
Зайцев-Зотов С.В. 334
Замкова Н.Г. 236
Заморянская М.В. 589
Засавицкий И.И. 659
Захаров А. 336
Захаров Л.Ю. 456
Зброжек В.О. 35
Звездин А.К. 204, 247, 342
Звездин К.А. 196, 204, 255, 342
Звонков Б.Н. 484, 492, 600, 678, 686, 718, 797
Здоровейщев А.В. 179, 189, 206, 229, 251, 328, 564, 574
Земляков В.Е. 655
Земляная Е.В. 105
Зенкевич А.В. 279
Злотников А.О. 29
Золина Е.С. 243
Зорина М.В. 359, 361, 373, 375, 411, 413
Зотов А.В. 295, 303
Зотова А.Н. 46
Зуев С.Ю. 363, 373, 375, 377, 395, 397

И
Иванов А.В. 712
Иванов Б.И. 48
Иванов В.Ю. 172, 185
Иванов К.А. 587, 603, 691
Иванов С.В. 291, 730, 752, 788
Иванова Е.В. 589
Ивченко Е.Л. 780
Игнатьев И.В. 754
Иконников А.В. 591, 593, 659, 688
Ильичев Е.В. 48, 50, 126
Илькив И.В. 504, 786
Ионов А.М. 340
Иржак А.В. 405
Иржак Д.В. 401, 403, 405
Исаев В.А. 568
Истомин Л.А. 521
Ищенко Д.В. 596
Ищенко Т.В. 185

К
Каверин Б.С. 392
Кавокин А.В. 754
Кадыков А. 593
Кадыков А.И. 708
Кадыков А.М. 618, 673
Казаков Д.С. 415
Казаков И.П. 606, 716
Казанцев Д.В. 297
Казанцев Д.М. 585, 598
Казанцева Е.А. 297
Калабухов А. 88
Калагаев И.Ю. 549
Калашников К.В. 21, 52, 64
Калашникова А.М. 269
Калентьева И.Л. 600
Калитеевская Н.А. 691
Калитеевский М.А. 587, 603, 691
Камашев А.А. 77
Капаев В.В. 716
Карабанова И.А. 545
Караваев М.Б. 589
Караштин Е.А. 208, 210
Карбань О.В. 275
Кардакова А.И. 54
Карзанов В.В. 181, 558
Карпов А.В. 379
Карпов Д.С. 128
Картси Дж.Л. 754
Касаткин А.П. 543, 626, 750
Катаев В. 77
Каурова Н.С. 92
Кац В.Н. 212, 636
Квон З.Д. 621
Кириченко А.С. 366
Кирсанкин А.А. 285, 287, 322
Кирсанов Н.Ю. 646
Кисленко С.А. 238
Кислых Н.В. 541
Китаев М.А. 682
Клапвик Т.М. 54
Клевков Ю.В. 610, 638
Клейн Т. 54
Клековкин А.В. 663
Кленов Н.В. 23, 57, 59, 124, 126, 141
Клименко О.А. 606
Климов А.Э. 460, 596, 608
Климов А.Ю. 279
Климовских И.И. 267, 320, 324, 342, 523
Клоков А.Ю. 470, 610, 612
Клушин А.М. 31, 38, 61, 95
Клюенков Е.Б. 382
Кнап В. 606
Князев Б.А. 223
Кобяков А.В. 238
Ковалева Н.Н. 155
Ковалевский К.А. 583, 614, 768, 782
Коваленко С.Л. 293
Ковчавцев А.П. 510
Кодеску М.М. 200
Козлов А.Г. 214
Козлов В.А. 616, 682, 684, 700
Козлов Д.В. 464, 490, 618
Козулин А.С. 620, 667
Колесников А.Г. 261
Колесников А.О. 368
Колмычек И.А. 216, 265
Колобанов Е.И. 223
Коломийцев А.С. 648
Колпаков Д.А. 486, 718
Колченко Н.Н. 285, 287
Комаров Д.А. 97
Конаков А.А. 189, 218, 556, 667, 746, 766
Кондрашкин Ю.Е. 161
Коннова Н.Ю. 686
Коновалов К.В. 585
Кононенко О.В. 405
Кононов А. 621

Константинян К.И. 88
Копотилов А.В. 541
Коптева Н.Е. 623
Копьев П.С. 730, 788
Корнев Р.А. 472, 625
Королев Д.С. 494, 741, 746
Королѐв С.А. 299, 525
Королева А.В. 218
Коротеев В.В. 776
Коряжкина М.Н. 543, 626, 750
Корякин А.А. 724
Косарев А.Н. 628
Костюрина Е.А. 64
Косырев Н.Н. 238
Косых Т.Б. 247
Котов В.М. 456
Котова М.С. 566
Кох К.А. 267, 342, 539
Кочаровская Е.Р. 630
Кочаровский В.В. 632
Кочаровский Вл.В. 632
Кочелап В.А. 776
Кочерешко В.П. 634, 636
Кошелец В.П. 21, 52, 64, 107, 111
Кошуринов Ю.И. 684
Кравец Н.А. 762
Кравцов Е.А. 191
Крайнов И.В. 249
Красильник З.Ф. 468, 512, 514, 640, 722, 797
Красильникова Л.В. 472
Красовицкий Д.М. 462
Крейнес Н.М. 191
Кремлев К.В. 392
Кривецкий А.В. 48
Кривобок В.С. 470, 478, 480, 610, 638
Криштопенко С.С. 591, 593, 688, 735, 799
Крутянский В.Л. 216, 265
Крыжков Д.И. 468, 797
Крюков Р.Н. 741
Кубарев В.В. 223
Кудасов Ю.Б. 593, 688
Кудрин А.В. 179, 206, 218, 221, 328, 564, 574, 784
Кудрявцев К.Е. 640, 673, 708, 710
Кудрявцев Ю.А. 652
Кудряшов Д.А. 676
Кудряшов М.А. 543
Кузин С.В. 366
Кузнецов А.В. 57, 537
Кузнецов В.И. 68
Кузнецов Е.В. 297
Кузнецов П.И. 456
Кузьмин В.Д. 500
Кузьмин Л.С. 35, 69, 126
Кукушкин В.А. 484, 642
Кукушкин С.А. 732
Куликов К.В. 71
Кулин В.Г. 419
Кулипанов Г.Н. 223
Кулюк Л. 669
Кунцевич А.Ю. 644
Куприянов М.Ю. 23, 57, 124
Курин В.В. 31, 73
Курицын Д.И. 756
Курносов В.Д. 712
Курносов К.В. 712
Кутровская С.В. 308
Кутузов Л.В. 97
Кучерик А.О. 308
Кучерявый С.И. 506
Кушнир В.Н. 75

Л

Лавров С.Д. 669
Ладугин М.А. 661, 712
Латухина Н.В. 646
Латышев А.В. 84, 500, 598
Лебедев М.В. 291
Левичев М.Ю. 61
Левичев С.Б. 521
Левченко А.В. 537
Легков А.М. 577
Леесмент С.И. 301, 308
Лексин П.В. 77
Лесников В.П. 179, 181, 564, 574, 625
Лизункова Д.А. 646
Линев А.В. 33, 698
Лисицын С.А. 648
Лобаев М.А. 739
Лобанов Д.В. 482
Лобанов Д.Н. 508, 519, 650
Лобанова И.И. 172, 183, 185
Ломов А.А. 388
Лопатин А.Я. 377, 382
Лопес-Лопес М. 652
Луговых А.М. 652
Лукьяненко А.В. 168
Лукьянов А.Ю. 350, 519
Лундин В.В. 498
Лучин В.И. 377, 382
Львова Т.В. 291
Ляпилин И.И. 227
Лященко С.А. 236
Лящук Ю.М. 776

М

Магонов С.Н. 301
Мазлин В.А. 603
Мазуркин Н.С. 194
Макаров И.В. 593, 688
Максимова Г.М. 458
Малеванная Е.И. 121
Малин Т.В. 655
Маловичко И.М. 301
Малышев А.И. 620
Малышев И.В. 352, 373, 384
Малышева Е.И. 221, 229, 251, 564
Мамаев В.В. 462
Мансуров В.Г. 655
Манта Е. 200
Манцевич В.Н. 657
Мараховка И.И. 541
Маремьянин К.В. 591, 593, 659
Марин Д.В. 510
Маркелов А.С. 417
Мармалюк А.А. 661, 712
Мартовицкий В.П. 610, 663
Марченко Д. 336
Марчишин И.В. 500
Марычев П.М. 80
Масленников С.Н. 92
Маслов Д.А. 593, 688
Маслова Н.С. 657
Мастеров Д.В. 82
Матецкий А.В. 295, 303
Матрозова Е.А. 69
Махиборода М.А. 578
Махов И.С. 488
Машанов В.И. 579, 748
Машин А.И. 561
Машнина С.Н. 506
Медведев Г.В. 655
Медведева С.Ю. 71
Мелентьев Г.А. 776
Мельников А.С. 27, 109, 118
Мельникова В.С. 693
Мельцер Б.Я. 730
Мильков А.В. 359, 415
Миляев М.А. 191
Мингалева А.Е. 388, 392
Мингалиева Л.В. 161
Миньков Г.М. 531, 665
Миронов А.Ю. 84
Миронов В.Л. 161, 174, 198, 257, 259
Миронов С.В. 86
Митрофанов А.В. 386
Митягин Ю.А. 606, 744
Михайленко М.С. 359, 361, 375, 413
Михайлов А.Н. 494, 741, 746
Михайлов Г.М. 232
Михайлов Н.Н. 500, 531, 593, 618, 621, 644, 665, 673, 688, 708, 710, 726, 799
Михайловский В.Ю. 312
Михайловский Р.В. 234
Михалюк А.Н. 295
Михеенков А.В. 157
Мишин А.В. 667
Мишина Е.Д. 669
Можаров А.М. 676
Моисеев К.Д. 121, 652
Моисеенко И.М. 671
Молодцова О. 336

Молотков С.Н. 336
Морозов А.И. 159, 750
Морозов М.Ю. 671
Морозов П.В. 121
Морозов С.В. 529, 618, 673, 708, 710, 756, 797
Морозова Е.А. 243, 512
Морозова Е.Е. 640
Москвичев А.А. 354
Мохов Е.Н. 476
Музыченко Д.А. 306, 318
Муняев В.О. 44
Мурель А.В. 739
Мурзин В.Н. 716
Мурзина Т.В. 216, 265
Мустафа Л. 88
Мустафин И.А. 756
Мухамеджанов Э.Х. 202
Мухин А.С. 279
Мухин И.С. 676
Мучников А.Б. 568, 739
Мягков А.Н. 340
Мясников А.С. 90

Н
Нагараджа К.К. 744
Найденов П.Н. 265
Насибулин А.Г. 737
Неведомский В.Н. 628, 652
Неверов В.Н. 551
Нежданов А.В. 179, 543, 545, 547, 561, 625, 686
Неизвестный И.Г. 460
Некипелов С.В. 388, 392
Некоркин С.М. 486, 678, 718
Нечаев Д.В. 752
Нечай А.Н. 390
Никитенко Ю.В. 200, 202
Никитина Е.В. 691
Никитов С.А. 170
Никифоров А.И. 579, 748
Николаев А.В. 247, 478, 480
Николаев С.Н. 470, 638
Николаева Е.П. 247
Николичев Д.Е. 741, 746
Никорич А.В. 774
Новик Е.Г. 799
Новиков А.В. 470, 482, 512, 514, 519, 640, 650, 680, 722, 793, 795
Новиков И.Л. 48
Новицкий Н.Н. 170
Новосад В.А. 261
Ногтев Д.С. 308
Ноздрин Ю.Н. 95, 166
Нургазизов Н.И. 161, 277

О
Оболенская Е.С. 655, 682, 684, 698
Оболенский С.В. 655, 682, 684, 698, 700
Объедков А.М. 392
Овсянников Г.А. 88
Овчинников С.Г. 236
Овчинникова Г.И. 330
Огнев А.В. 214, 261
Окороков М.С. 227
Окулич Е.В. 494
Окулов В.И. 652
Оладышкин И. 132
Онищенко Е.Е. 478, 480, 638
Орлов М.Л. 583
Осипов А. 732
Отроков М.М. 320

П
Павельев Д.Г. 684
Павлов В.В. 269
Павлов Д.А. 564, 574
Павлов С.А. 82, 179
Павлова Т.В. 293
Падалица А.А. 661
Паневин В.Ю. 776
Панкратов А.Л. 35, 90, 126, 137
Панкратова Е.В. 90
Парафин А.Е. 82, 179
Парнес Я.М. 655
Парьев Д.Е. 363, 397, 413
Патрин Г.С. 238, 240
Патрин К.Г. 238, 240
Патрой Д. 200
Патрой Е.А. 200
Пашенькин И.Ю. 686
Пашковский А.И. 61
Пащин Н.С. 596
Пентин В.И. 92
Перов А.А. 243, 245
Пестов А.Е. 61, 359, 361, 373 375
Пестов Е.Е. 38, 95, 166, 332
Петренко А.В. 202
Петров А.Б. 310
Петров С.И. 462
Петров Ю.В. 164, 176, 253, 312
Петрова О.В. 388, 392
Петухов А.Е. 314, 316, 320, 324
Петухов А.Н. 549
Пирогов Е.В. 691
Писарев Р.В. 269
Питиримова Е.А. 179
Планкина С.М. 179, 686
Пластинин Ю.А. 366
Платонов А.В. 636
Платонов В.В. 593, 688
Плеханов В.Г. 240
Плотицына О.А. 403, 405
Подольский В.В. 181
Позина Г. 691
Полищук О.В. 693
Полковников В.Н. 363, 373, 395, 397, 409
Поляков В.В. 301
Поляков Н.К. 691
Попик В.М. 223
Попков С.А. 218
Попов В.В. 671, 693, 760
Попов В.Г. 695
Попов М.Р. 799
Попова Т.Б. 589
Порошин В.Н. 492, 776
Постолова С.В. 84
Потехин А.А. 698
Преображенский В.В. 591, 621, 628, 758
Преображенский Р.Ю. 194, 572
Приходько К.Е. 97, 99
Протасов Д.Ю. 700, 726
Пручкина А.А. 638
Пудиков Д.А. 316, 320
Пудонин Ф.А. 155
Пузанов А.С. 698, 700
Пунегов В.И. 379, 399
Путилов А.В. 318, 332
Путято М.А. 621, 628, 758
Пухов А.А. 474
Пушко С.В. 275
Пчеляков О.П. 579
Пятаков А.П. 247
Пятакова З.А. 247

Р
Рагозин Е.Н. 368
Раду Ф. 202
Райзенштайн С. 772
Рауцкий М.В. 168
Рахими-Иман А. 772
Рахлин М.В. 788
Рахманов А.Л. 19
Рахмонов И.Р. 101, 103, 105, 139
Рева А.А. 366
Ревин Л.С. 35, 107
Резник А.Н. 299
Резник Р.Р. 504, 786
Резников М. 644
Ризванов А.А. 366
Рогов В.В. 164
Рогожина Г.А. 646
Рогожкина Н.И. 61
Родин К.М. 101
Родина А.В. 788
Родионов А.А. 541
Родионова В.В. 221
Рожанский И.В. 249
Рожков А.В. 19,
Романов А.С. 585
Романова Ю.Ю. 704, 706
Ромашкин А.В. 109, 318, 332
Рощупкин Д.В. 401, 403, 405
Рудаков К.И. 111

Рульков А.С. 245
Румянцев В.В. 529, 618, 659, 673, 708, 710, 756
Рут О.Е. 665
Рут О.Э. 531
Рыбкин А.Г. 314, 316, 320, 324
Рыбкина А.А. 320, 342
Рыков А.В. 251, 486
Рябинин Н.А. 153
Рябова Л.И. 529, 774
Рябоштан Ю.Л. 661, 712
Рябухина М.В. 191
Рябчун С.А. 54
Рязанов В.В. 95, 114

С
Сабинина И.В. 500, 510
Сабликов В.А. 714
Саввидис П. 754
Савельев А.П. 551
Савинов С.А. 716
Савинский С.С. 496
Савицкий А.О. 191
Савченко М.Л. 585
Садофьев Ю.Г. 663
Саласюк А.С. 212
Салащенко Н.Н. 361, 363, 373, 375, 377, 382, 395, 397, 407, 409, 411
Саликова Т.В. 223
Салкина С.В. 549
Самардак А.С. 214, 261
Самарин А.Н. 185
Самарцев И.В. 486, 718
Самохвалов А.В. 116, 118, 166
Самсоненко Ю.Б. 504, 786
Сандалов И.С. 236
Санников И.И. 537
Сапожников М.В. 109, 164, 176, 253
Сарайкин В.В. 663
Саранин А.А. 295, 303
Сарвадий С.Ю. 285, 287
Сасепе Б. 54
Сатанин А.М. 33, 44
Сафошкин А.С. 506
Сахаров А.В. 498
Сахаров В.К. 170
Свечников М.В. 363, 395, 397, 409, 411
Седова Д.А. 354
Седова И.В. 291, 589, 788
Селезнев В.А. 121
Семенов А.В. 54, 537
Семенов А.Н. 730
Семенов В.Н. 340
Семина М.А. 720, 788
Семягин Б.Р. 591, 621, 628, 758
Сенников П.Г. 472, 625
Сергеев А.С. 247, 630
Сергеев В.А. 746
Сергеев С.М. 514, 722
Середняков С.С. 223
Сибирев Н.В. 724
Сивков В.Н. 388, 392
Сигов А.С. 669
Сидоренко К.В. 746
Сидоров Г.Ю. 500, 510
Сидоров Д.С. 373, 413
Сидоров Ю.Г. 500, 510
Сизенев В.С. 415
Сизиков П.В. 726
Скворцов М.А. 136
Скирдков П.Н. 204, 255, 342
Скороходов Е.В. 164, 166, 174, 198, 257, 640, 650
Скороходов С.В. 259
Скринский А.Н. 223
Скупов А.В. 728
Слуцкий В.Г. 322
Случанко Н.Е. 183, 185, 537
Слынько Е.И. 774
Смирнов А.Н. 788
Смирнов К.В. 92, 121
Смоляков Д.А. 168
Соболев А.С. 69
Соловьев В.А. 291, 730
Соловьев И.И. 23, 57, 59, 124, 126, 141
Солтамов В.А. 476
Сорокин С.В. 788
Состина Д.М. 324
Сошников И.П. 504, 732
Спирин И.А. 549
Спирин К.Е. 735, 793
Спирина И.В. 354
Сресели О.М. 545
Староватых Ю.С. 737
Стеблий М.Е. 214
Степанов С.В. 196
Степихова М.В. 514, 561, 646, 722
Стогний А.И. 170, 265
Столяров В.С. 95
Стреблий М.Е. 261
Струля И.Л. 359, 361, 397
Ступаков О. 155
Суковатицина Е.В. 261
Султанов А.Н. 48, 128
Сурдин О.М. 593, 688
Суровегина Е.А. 553, 739
Суродин С.И. 741, 746
Суслов А.В. 799
Сухоруков А.В. 218

Т
Таланов Ю.И. 130
Тамм М.Е. 529
Тарарышкин С.В. 223
Тарасенко С.А. 502, 743
Тарасов А.С. 168
Тарасов И.А. 236
Тарасова Е.А. 655, 682, 698
Татарский Д.А. 176, 263
Тейтельбаум Г.Б. 37
Теленков М.П. 744
Темирязев А.Г. 206, 326, 328
Темирязева М.П. 206, 326, 328
Терентьев Я.В. 730
Терешонок М.В. 59
Терещенко О.Е. 267, 324, 342, 539, 541
Тертышник А.Д. 350, 519
Тетельбаум Д.И. 494, 741, 746
Тзимис А. 754
Тимофеев В.А. 579, 748
Тимофеев С.В. 297
Тихов С.В. 626, 750
Тихомирова К.А. 255
Тихонова О.В. 57
Токман М. 132
Толмачев Д.О. 476
Толстихина А.Л. 330
Торопов А.А. 411, 413, 541, 752, 788
Торопов А.И. 700
Торопов М.Н. 350, 352, 373, 384
Трибендис А.Г. 223
Трифонов А.В. 623, 754
Тронов А.А. 181
Трухин В.Н. 756
Трушин В.Н. 417, 561
Тсинтос С. 754
Тузов И.В. 708, 710
Туктамышев А.Р. 579, 748
Тупиков Е.В. 644
Тупчая А.Ю. 295, 303
Туркевич Р.В. 42, 134
Турпанов И.А. 238

У
Удалов О.Г. 279
Усачѐв Д.Ю. 314
Усачѐв П.А. 269
Усов Ю.В. 574
Уставщиков С.С. 318, 332
Устинов В.В. 191
Устинов В.М. 684
Ушанов В.И. 758

Ф
Фадеев М.А. 673, 708
Фадеев М.И. 710
Фатеев Д.В. 760
Фѐдоров Г.Е. 737
Федосеев А.Д. 29
Федотов Н.И. 334
Филимонов Ю.А. 170, 257
Филипов В.Б. 537
Филиппенко Л.В. 21, 52, 64
Филянина М.В. 267, 320, 342, 523

Фирсов А. 401, 776
Фирсов Д.А. 401, 488
Фишер Ю. 772
Фоломин П.И. 650
Фомин Л.А. 232
Фоминов Я.В. 77, 136
Форхель А. 772
Фраерман А.А. 164, 166, 210, 253, 263
Франк А.И. 356, 419
Фролова Е.В. 762

Х
Хазанова С.В. 556, 764
Хайдуков Ю.Н. 88, 202
Хананова А.В. 655
Ханипов Т.Ф. 161, 277
Харитонов В.А. 322
Хатзопулос З. 754
Хѐфлинг С. 772
Хивинцев Ю.В. 170, 257
Хмельницкий Р.А. 612
Хомицкий Д.В. 766
Хоршев С.К. 61
Хохлов Д.Р. 529, 774
Хребтов А.И. 504
Хребтов И.В. 786
Хрыкин О.И. 739, 791
Худченко А.В. 111

Ц
Цапенко А.П. 737
Царенко А.В. 510
Цацульников А.Ф. 498
Цветков В.А. 610, 612
Цикалов В.С. 153
Цыбин Н.Н. 377, 382
Цыпленков В.В. 583, 614, 768, 782
Цырлин Г.Э. 504, 636, 676, 756, 770, 786

Ч
Чайка А.Н. 336, 338, 340
Чалдышев В.В. 498, 628, 758
Чалков В.Ю. 561
Чалый В.П. 462
Чарикова Т.Б. 652
Чеботкевич Л.А. 214, 261
Ченцов С.И. 638
Чербунин Р.В. 623
Черненко А.В. 772
Черничкин В.И. 529, 774
Чернов В.В. 350, 568
Чернов М.Ю. 730
Чернов Р.В. 712
Черных А.В. 232
Черотченко Е.Д. 754
Чехов А.Л. 265
Чеченин Н.Г. 187
Чигинев А.В. 69
Чижевский Е.Г. 659
Чик А. 202
Чиненков М.Ю. 194
Чистохин И.Б. 541
Чубанов А.А. 766
Чубова Н.М. 172
Чукланов А.П. 277
Чулков Е.В. 320
Чумаков А.И. 421, 424
Чупрунов Е.В. 417
Чурин А.Ю. 682
Чурин С.А. 361
Чхало Н.И. 352, 359, 361, 363, 373, 375, 384, 395, 397, 407, 409, 411

Ш
Шагурина А.Ю. 308
Шалеев М.В. 482, 512, 650, 680, 795
Шалыгин В.А. 776
Шамирзаев В.Т. 778
Шамирзаев Т.С. 454, 541, 778, 780
Шампоров В.А. 35, 90, 137
Шапошников Р.А. 395, 397
Шапошникова Т.С. 130
Шарков А.И. 470, 610, 612
Шастин В.Н. 490, 583, 614, 768, 782
Шатохин А.Н. 368
Шашкин В.И. 525, 527, 553, 739, 791
Шварц Н.Л. 598
Шварцберг А.В. 157
Швец И.В. 336, 338
Швецов А.В. 784
Шевелев В.О. 267, 324
Шевченко Е.А. 752
Шевченко О.А. 223
Шевченко С.Н. 128
Шелаев А.В. 297
Шелухин Л.А. 269
Шелушинина Н.Г. 551
Шенгуров В.Г. 561
Шенгуров Д.В. 512, 561
Шенина М.Е. 543
Шерстнев И.А. 155
Шерстобитов А.А. 531, 665
Шерстюк Н.Э. 669
Шерстякова В.Н. 596
Шестакова А.П. 669
Шикин А.М. 267, 314, 316, 320, 324, 342, 523
Шитов С.В. 137
Шицевалова Н.Ю. 537
Шишкин. Г.А. 54
Шмагин В.Б. 512, 793
Шмаенок Л.А. 382
Шнайдер К. 772
Шомысов Н.Н. 388, 392
Штром И.В. 504, 786
Шуб Б.Р. 285, 287, 322
Шубина Т.В. 752, 788
Шукринов Ю.М. 71, 101, 103, 105, 139
Шумский В.Н. 460, 596, 608
Шустин М.С. 29

Щ
Щеглов М.А. 223
Щеголев А.Е. 59, 124, 141
Щелкачев Н.М. 474

Э
Эон Д. 54
Эпов В.С. 460

Ю
Юнин П.А. 38, 166, 553, 568, 650, 791
Юрасов Д.В. 490, 519, 680, 706, 793, 795
Юркин Г.Ю. 238
Юров А.С. 194
Юшков В.И. 238

Я
Яблонский А.Н. 472, 482, 508, 547, 577, 795, 797
Якимов Л.Е. 153
Яковлев Д.Р. 780
Яковлев И.А. 236
Яковчук В.Ю. 240
Якубов Р.Р. 179
Якунин М.В. 551, 799
Якупов Р.В. 257
Якушев М.В. 500, 510
Яриков С.А. 240
Яроцкая И.В. 661, 712
Ярошевич А.С. 541
Яссиевич И.Н. 533
Яшина Л.В. 529

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XX Международного симпозиума

Нижний Новгород, 14–18 марта 2016 г.

Том 2: секция 3

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 417-94-80 +101, (831) 417-94-76 +520, факс: (831) 417-94-74
e-mail: symp@nanosymp.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».
Уч.-изд. л. 49,2. Усл. п. л. 51,2. Заказ № 76. Тираж 350.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати *М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина*

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433-83-25