Uzbek Journal of Physics
Volume 21 2019 Number 2

СОДЕРЖАНИЕ

А.А. МУМИНОВ, С.Н. НУРИТДИНОВ, Ф.У. БОТИРОВ. Фазовое смешивание на ранних стадиях эволюции самогравитирующих систем. I. Дискообразные системы ……..... 65

Г. ГУЛЯМОВ, У.И. ЭРКАБОЕВ, А.Г. ГУЛЯМОВ. Температурная зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках …….. 70

В.Р. РАСУЛОВ, Р.Я. РАСУЛОВ, Н.З. МАМАДАЛИЕВА, И.М. ЭШБОЛТАЕВ. Электронные свойства полупроводниковой мультислойной структуры …… 77

С. ЗАЙНОБИДИНОВ, Р.Г. ИКРАМОВ, М.А. НУРИДДИНОВА, Р.М. ЖАЛОЛОВ. Инфракрасные спектры поглощения в аморфных полупроводниках …… 88

М.З. ГУЛОМОВА, Ф.К. МИРЗАРАХИМОВА, Б.З. ПОЛВОНОВ, О.З. ПОЛВОНОВ. Фотолюминесценция мелкозернистых косонапыленных пленок CdTe:In с аномальным фотовольтаическим свойством …… 93

С.С. КУРБАНОВ, Ш.З. УРОЛОВ, З.Ш. ШАЙМАРДАНОВ, Р.Р. ЖАЛОЛОВ. Фотокаталитический эффект нанородов оксида цинка, синтезированных гидротермальным методом ……. 98

Н.А. САЙФУЛЛАЕВА, Х.И. ЖАББОРОВ, В.Г. СТЕЛЬМАХ, И.Д. ЯДГАРОВ. Компьютерное моделирование влияния гидрирования атома углерода при его осаждении на графен ……. 107

И. ХИДИРОВ, С.ДЖ. РАХМАНОВ, Ш.А. МАХМУДОВ, В.В. ГЕТМАНСКИЙ. Кристаллическая структура сплава $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ ……. 111

М.З. ШАРИПОВ, Д.Э. ХАЙИТОВ, Н.М. ЭРГАШЕВА. Процесс технического намагничивания редкоземельных ферритов-гранатов вблизи температуры точки магнитной компенсации ……. 115

Л.М. САБИРОВ, Д.И. СЕМЕНОВ, Х.С. ХАЙДАРОВ, Ф.Р. ИСМАИЛОВ, И.А. РАХМАТУЛЛАЕВ. Концентрационная и температурная зависимости тонкой структуры спектра рассеянного света в водных растворах неэлектролита с особой точкой …… 123

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

Н.А. ТАЙЛАНОВ, Н.М. ДЖУРАЕВА, Д.Т. БОБОНОВ, Б.Х. МАМАТКУЛОВ, М.Х. СУЯРОВА, М.Х. САМАДОВ. Диффузионная эволюция электромагнитных возмущений в сверхпроводниках 130

Uzbek Journal of Physics

Volume 21 2019 Number 2

CONTENTS

A.A. MUMINOV, S.N. NURITDINOV, F.U. BOTIROV. Phase mixing at the earlier evolution stages of self-gravitating systems. I. Disk-like systems ……. 65

G. GULYAMOV, U.I. ERKABOEV, A.G. GULYAMOV. The temperature dependence of the oscillations of the longitudinal electrical conductivity in narrow-gap semiconductors …… 70

V.R. RASULOV, R.YA. RASULOV, N.Z. MAMADALIEVA, I.M. ESHBOLTAYEV. Electronic properties of a semiconductor multilayer structure …… 77

S. ZAYNOBIDINOV, R.G. IKRAMOV, M.A. NURIDDINOVA, R.M. JALOLOV. Infra-red absorption spectra of amorphous semiconductors …….. 88

M.Z. GULOMOVA, F.K. MIRZARAKHIMOVA, B.Z. POLVONOV, O.Z. POLVONOV. Photoluminescence of finegrained oblique sputtered CdTe:In films with photovoltaic property ……. 93

S.S. KURBANOV, SH.Z. UROLOV, Z.SH. SHAYMARDANOV, R.R. JALOLOV. Photo-catalytic effect of zinc oxide nanorods synthesized by hydrothermal method ……. 98

N.A. SAYFULLAEVA, KH.I. JABOROV, V.G. STEL'MAKH, I.D. YADGAROV. Computer simulation of the influence of the hydrogenation of carbon atom during its deposition on graphene …….. 107

I. KHIDIROV, S.J. RAKHMANOV, SH.A. MAKHMUDOV, V.V. GETMANSKIY. The crystal structure of alloy $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ ……. 111

M.Z. SHARIPOV, D.E. KHAYITOV, N.M. ERGASHEVA. Process of technical magnetization of ferrimagnet near temperature of the magnetic compensation point …… 115

L.M. SABIROV, D.I. SEMENOV, KH.S. KHAYDAROV, F.R. ISMAILOV, I.A. RAKHMATULLAEV. The concentration and temperature dependences of fine structure of scattered light spectrum in aqueous solutions of nonelectrolyte with singular point ……..…. 123

LETTER TO EDITOR

N.A. TAYLANOV, N.M. DZHURAEVA, D.T. BOBONOV, B.KH. MAMATKULOV, M.KX. SUYAROVA, M.KX. SAMADOV. Diffusion evolution of electromagnetic perturbations in superconductors ……. 130

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.65-69

PHASE MIXING AT THE EARLIER EVOLUTION STAGES OF SELF-GRAVITATING SYSTEMS. I. DISK-LIKE SYSTEMS

A.A. Muminov, S.N. Nuritdinov, F.U. Botirov

National University of RUz, Department of Astronomy and Atmosphere Physics, Tashkent, Uzbekistan; *maa201609@gmail.com*

(Received 12.10.2018)

Мазкур ишда биз дисксимон ўз гравитацияланувчи системалар фазавий фазосида эволюциянинг дастлабки босқичида муҳим ўрин эгалловчи кучли ностационар стохастик жараёнларни ўргандик. Турли мураккаб характерга эга тасодифий таъсирлар ёрдамида белгиланган фазавий ҳажмнинг ўзини тутишини хаотик таъсирлар модели асосида сонли ҳисоб китоблари амалга оширилди.

В работе изучены сильные нестационарные стохастические процессы, которые имеют место в фазовом пространстве дискообразных самогравитирующих систем на начальной нестационарной стадии их эволюции. Численные расчеты проводили на основе модели хаотического воздействия, согласно которой выделенный фазовый объем испытывает случайные воздействия, имеющие различный и сложный характер.

We study strongly non-stationary stochastic processes which take place in the phase space of disk- like self-gravitating systems at the early stage of their evolution. Numerical calculations were carried out based on the model of chaotic effects according to which the selected phase volume is experienced by random pushes that have diverse and complicated character.

Introduction. As is well known, at the initial nonstationary stage of evolution of a collisionless self-gravitating system the phase mixing takes place always, which tends to bring the system closer to a state that is quasi-stationary in a regular field (see, for example, [1, 2] and references therein). The statistical mechanics of the strongest nonstationary case was first studied by Lynden-Bell [3], who called the corresponding physical process “violent relaxation”. He suggested that the latter can effectively erase all traces of the initial conditions and can lead nonlinear non-stationary system to a certain quasi-equilibrium state. Thus, in [3] a finite coarse grained velocity distribution was predicted, which coincided with the Fermi-Dirac law. After this work, there was a large influx of publications [1] in order to verify the results of Lynden-Bell and his predictions by means of numerical experimental methods. As it turned out, that the prediction about the specified final state can take place only under extremely unsteady initial conditions and, moreover, only within the framework of one-dimensional consideration of the mixing phenomenon. Note that the classification of types of phase mixing depending on the non-stationarity degree of the system was first proposed in [2, 4]. Below we consider only compulsive mixing of the authors of [2, 4] which involves the violent relaxation of Lynden-Bell in the form of a particular case.

During the compulsive phase mixing and especially in the case of limiting type in the form of violent relaxation, any small phase volume of the system cannot evolve independently, but almost completely obeys the general gravitational field, and the latter at an arbitrary point in the phase space can be changed stochastic over time. As a result,

there is obviously a continuous change in the shape of the phase volume which is also having a random nature. It can be noted that the phase volume is subjected to a series of random pushes of varying intensity, playing, for example, rotational or deforming role. Therefore, it is necessary to apply a statistical approach to describe and study the phase evolution of an obviously nonstationary collisionless system.

Phase model of chaotic impacts. According to the model of the author [4], some selected phase volume is subjected to chaotic effects. Due to the strong non-stationarity of the self-gravitating system, the gravitational field changes dramatically not only in time, but also in space with a variable gradient, leading to compulsive mixing in phase space. As much as any point and an arbitrary element of the phase space behave randomly and to describe and study the phase evolution of an obviously non-stationary collisionless system, it is convenient to apply the statistical approach.

The mechanism of statistical stretching can be modeled as follows. Let the impact on the phase element at the moment of time t be described by the matrix M_n, where $n = t/\tau$, τ – the average time interval within which two consecutive punches can be considered random. Then the degree of stretching of the phase element at time t is characterized by the eigenvalues of the matrix

$$R_n = M_n M_{n-1} ... M_1, \tag{1}$$

where M_i are random matrices. Indeed, if there is a sphere in the initial state

$$\vec{q}^{\,2} = 1, \tag{2}$$

where

$$\vec{q} = \vec{q}(x, y, v_x, v_y),$$

then after the first impact we have $\vec{q}_1 = M_1 \vec{q}$. Substituting into (2), we get

$$\vec{q}_1 (M_1 M_1^T)^{-1} \vec{q}_1 = 1, \tag{3}$$

where the symbol T means the matrix transposition. As much as this is an equation of an ellipse, its semi-axes are determined by the eigenvalues of the matrix M_1 and then M_2 ... M_n.

Let M_i = A(k_i) with probability p and M_i = $B(\alpha)$ with probability 1–p. Any two matrices must satisfy the following conditions:

$$AB \neq BA, \quad A\vec{q} \neq B\vec{q} \neq \vec{q}, \quad |\det A| = |\det B| = 1. \tag{4}$$

The sense of the first two conditions is clear, and the latter means the conservation of the phase volume according to the Liouville theorem. As an example, we can take following matrices

$$A(k_1, k_2) = \begin{Bmatrix} k_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & k_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k_1^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & k_2^{-1} \end{Bmatrix} \quad B(\alpha) = \begin{Bmatrix} \cos\alpha & 0 & 0 & -\sin\alpha \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sin\alpha & 0 & 0 & \cos\alpha \end{Bmatrix},$$

where $A(k_i)$ is a deformation matrix, $B(\alpha)$ is a rotation matrix (α is the angle with a random distribution in the interval [0, 2π], k_i is the coefficients of stretching and compression on the main axes).

Let us denote the eigenvalues of the matrix M_n by λ_{ni} (i = 1,2…) and $\lambda_{n1}>\lambda_{n2}>\ldots>\lambda_{n\mu}$, where μ is the dimension of the system. Then the expression

$$\eta_{ni} = (1/n)\ln(\lambda_{ni} / \lambda_{ni+1}) \tag{5}$$

determines the rate of stretching of the volume on time. To determine the statistical characteristics of the process, we need to repeat the calculation of η_{ni} many times and average it by the number of realizations m, hence, we can calculate η_{ni} and its dispersion $\sigma_i(\eta, n)$

$$\sigma_i(\eta, n) = \left[\frac{\sum_{i=1}^{m} \eta_{ni}}{m} - \left(\frac{\sum_{i=1}^{m} \eta_{ni}}{m} \right)^2 \right]^{1/2}$$

averaging over m for each n with a value of μ = 4, which corresponds to a disk-shaped system.

Algorithm for calculating the evolution of the phase element. Based on the above method, we wrote a computer program, the algorithm of which is shown below in graphical form (Fig. 1). According to the phase model of the chaotic effects, at the beginning we enter the values $n_{\max}$ (upper limit of the step), $m_{\max}$ (upper limit of realizations number), p (probability of deformation), ep_s (a number close to zero), but later the value of the step varies depending on the values of the dispersion, i.e. with increasing number n, the dispersion $\sigma_i(\eta, n)$ should tend to zero. If the first entered value of the $n_{\max}$ is not sufficient for such approximation, then the step limit will increase and the process will continue until the dispersion is close enough to zero.

One of the main parts of the program is a block where we use the generator of random number that lies in the interval [0,1]. In the beginning we have a circle. Next, the generator of random numbers determines randomly what kind of push will be applied at time t. Thus, the original form begins to change gradually after each push. Using the function that determines the eigenvalues of the matrix, we find λ_{ni}. This operation continues $m_{\max}$ times. At the end of the cycle m, we determine the degree of stretchability of selected phase volume. By averaging each step n over the number of realizations m, the values of dispersion $\sigma_i(\eta, n)$ are determined. But in the process of averaging one requires to accommodate the determination accuracy of λ.

The results of calculating the evolution of a phase element. Based on the phase model of chaotic effects by the method of random matrix and the developed algorithm, we conducted a numerical experiment on random effects on a selected volume.

As noted above, the acting matrices were $A(k_i)$ and $B(\alpha)$, that have deforming and rotational character, respectively. By varying the amount of a particular type of impact, we investigated the behavior of the selected phase volume. As much as we are dealing with a stochastic process, we also tested the central limit theorem of probability theory [5].

Our calculations show that the variance of the products $R = M_1M_2\ldots M_n$ of independent positive random matrices M_i, i = 1, 2, …, n, for large n obey to the law

$$\sigma_i(\eta, n) \sim n^{-1/2}.$$

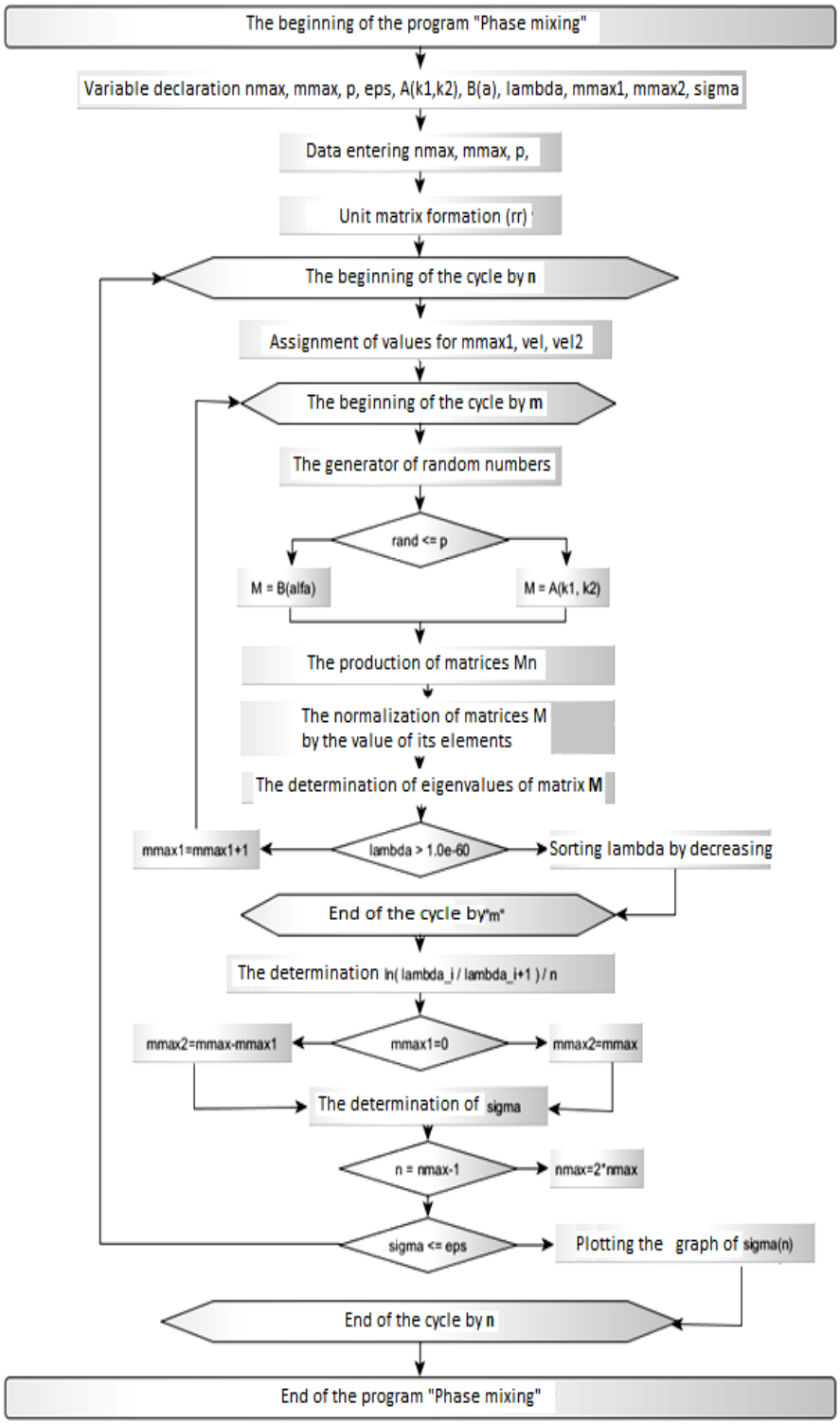


Fig. 1. Algorithm of a computer program for calculating the evolution of a phase element with two types of random matrices.

Fig. 2 shows the results of dispersions and the verification of the above law. From the obtained results it can be seen that the limit of the values of n depending on the value of the probability p varies in the limit $200 \le n \le 1000$, i.e. this limit for this type of random matrix indicates the specific characteristic times of the phase mixing phenomenon which depends on the nature of the effects.

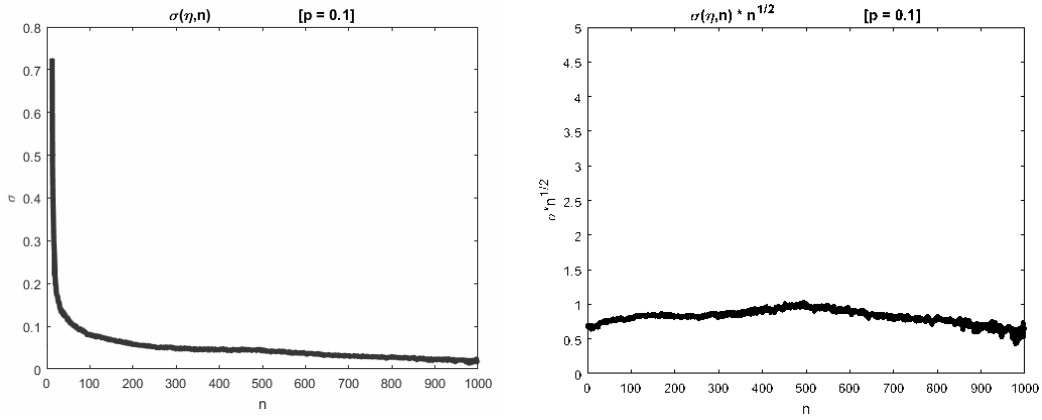


Fig. 2. Dependences of $\sigma_i(\eta, n)$ and $\sigma_i(\eta, n)\sqrt{n^{-1}}$ on step n at p = 0.1 and 0.5

Conclusion. Main results of this work are the following. It is simulated compulsive phase mixing process by using production of random matrices. Our modeling takes place in a four-dimensional phase space with two types of matrices. The possibility of choosing suitable matrices describing the effects of different degrees of intensity is shown. Numerical realizations are performed for strongly non-stationary systems by the method of production of random matrices in a four-dimensional phase space. The limit of the values of n changes at p = 0.1 five times more than in the case when the contribution of both types of matrix is the same. It is checked the central limit theorem of probability theory which states the law $\sigma_i(\eta, n) \sim n^{-1/2}$.

In the following papers, we will investigate the evolution of the selected phase volume for spherical systems.

The work is carried out within the framework of project №. OT F-2-13 of the Ministry of Innovation Development of the Republic of Uzbekistan.

REFERENCES

1. I. Binney, S. Tremaine. Galactic Dynamics. Second Edition. ISBN 978-0-691-13026-2 (HB). (Published by Princeton University Press, USA, 2008).
2. V.A. Antonov, S.N. Nuritdinov, L.P. Osipkov, Astronomical and Astrophysical Transactions **7**, №2-3, 177 (1995)
3. D. Lynden-Bell, MNRAS **36,** 101 (1967).
4. S.N. Nuritdinov. Instability, chaos and predictability in celestial mechanics and stellar dynamics, AU Colloquium **132**, 39 (1992).
5. V.N. Tutubalin. The theory of probability and random processes. ISBN 5-211-02264-5 (Published by MGU, Moscow, 1992).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.70-76

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПРОДОЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. Гулямов[1,2], У.И. Эркабоев[1], А.Г. Гулямов[3]

[1]Наманганский инженерно-технологический институт, 160115 Наманган, Узбекистан
[2]Наманганский инженерно-строительный институт, 160103 Наманган, Узбекистан
[3]Физико-технический институт АН РУз, 100084 Ташкент, Узбекистан
gulyamov1949@mail.ru
(Получена 27.12.2018)

Тор соҳали яримўтказгичларда бўйлама электр ўтказувчанлик квант осцилляцияси кўрилган. Ландау сатҳларининг термик кенгайишларини ҳисобга олган ҳолда тор соҳали яримўтказгичларда бўйлама электр ўтказувчанлик осцилляциясини ҳароратга боғлиқлигининг назарияси яратилди. Тор соҳали яримўтказгичларда бўйлама ўтказувчанлик осцилляцияси учун умумий ифода олинди. Олинган назарий натижалар Bi_2Se_3 учун бажарилган экспериментлар билан солиштирилди.

Рассмотрены квантовые осцилляции продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках. Построена теория температурной зависимости осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках с учетом термического уширения уровней Ландау. Получено общее выражение для осцилляций продольной проводимости узкозонных полупроводников в квантующих магнитных полях. Полученные теоретические результаты сопоставлены с экспериментальными данными для Bi_2Se_3.

Oscillations of longitudinal electrical conductivity in narrow-gap semiconductors are considered. A theory was constructed of the temperature dependence of the oscillations of the longitudinal electrical conductivity in narrow-gap semiconductors taking into account the thermal broadening of Landau levels. A new formula for the oscillation of the longitudinal conductivity in narrow-gap semiconductors has been obtained. The obtained theoretical results are compared with the experimental data for Bi_2Se_3.

I. ВВЕДЕНИЕ

Известно, с помощью осцилляционных явлений можно определить основные физические величины (продольную электропроводность, магнитную восприимчивость, термоэдс и другие процессы переноса) в квантующем магнитном поле. В частности, осцилляции продольной электропроводности и осцилляции магнитной восприимчивости позволяют получить ценную информацию об энергетических спектрах свободных электронов в полупроводниковых структурах. В сильном магнитном поле продольная электропроводность определяется с помощью следующего выражения [1]:

$$\sigma_{zz} = -\frac{e^2}{2\pi^2 m}\hbar\omega_c \sum_N \int_{\hbar\omega_c/2}^{\infty} k_Z^2 \tau_N(E) \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} dk_Z = \\ = -\frac{(2m)^{1/2} e^2}{\pi^2 \hbar^3}\hbar\omega_c \int_{\hbar\omega_c/2}^{\infty} \sum_N \left[E - \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \right]^{1/2} \tau_N(E) \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} dE \quad . \qquad (1)$$

Здесь N – число уровней Ландау, ω_c – циклотронная частота, $\tau_N(E)$ – время релаксации по импульсу, E – энергия свободного электрона в квантующем магнитном поле. Подынтегральный множитель $\partial f_0(E)/\partial E$ – производная по энергии от функции Ферми-Дирака, приобретает характер дельта-функции при низких температурах.

Из формулы (1) видно, что эффективная масса имеет постоянное значение, то есть это выражение применимо только для параболического закона дисперсии. Но если закон дисперсии является непараболическим (кейновским законом дисперсии), тогда эффективная масса сильно зависит от энергии ($m^*(E)$). В известных литературных данных [2-4] такая зависимость наблюдалась для экспериментальных и теоретических значений ($m^*(E)$) в узкозонных полупроводниках.

В последнее время сделано много экспериментов по осцилляции продольной электропроводности и магнитной восприимчивости в узкозонных полупроводниках [5-8]. В этих работах исследованы квантовые осцилляционные явления при постоянных температурах. Однако, до сих пор не разработана конкретная теория этих процессов в узкозонных полупроводниках при разных температурах.

Целью настоящей работы является исследование осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках при разных температурах.

II. ТЕОРИЯ

2.1. Зависимость осцилляций продольной электропроводности от ширины запрещенной зоны в узкозонных полупроводниках

Рассмотрим осцилляции продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках. В квантующем магнитном поле энергия электронов зоны проводимости определяется следующим выражением [1]:

$$E_{N^{\pm}} = -\frac{E_g}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{E_g^2 + 4E_g\left[\left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n} \pm \frac{g_0\mu_B H}{2}\right]}\,, \qquad (2)$$

где E_N – энергии электронов зоны проводимости в квантующем магнитном поле с непараболическим законом дисперсии, E_g – ширина запрещенной зоны узкозонных полупроводников.

Теперь определим k_z из формулы (2) без учета спина. Отсюда найдем k_z^2:

$$k_z^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\left[\frac{E_N^2}{E_g} + E_N - \left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c\right]. \qquad (3)$$

Из (3) определим волновую функцию по оси Z с непараболическим законом дисперсии:

$$k_z = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar}\sqrt{\frac{E_N^2}{E_g} + E_N - \left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c}\,. \qquad (4)$$

Дифференцируя формулу (4), получим следующее выражение:

$$dk_z = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar}\frac{(2E_N/E_g)+1}{2\sqrt{(2E_N^2/E_g)+E_N-\left(N+(1/2)\right)\hbar\omega_c}}\,. \qquad (5)$$

Подставляя (3) и (5) в (1), определим выражение для продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках:

$$\sigma_{zz} = A\hbar\omega_c \int\limits_{\hbar\omega_c/2}^{\infty} \sum_N \left(\frac{2E_N}{E_g}+1\right)\left[\frac{E_N^2}{E_g}+E_N-\left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c\right]^{1/2} \tau_N(E)\frac{\partial f_0(E)}{\partial E}dE, \qquad (6)$$

$$A = -\frac{(2m)^{1/2}e^2}{\pi^2\hbar^3}.$$

Как видно из формулы (6), если $E_g \to \infty$, то $2E_N / E_g \to 0$ и $E_N^2 / E_g \to 0$, тогда формула (6) переходит в (1).

Время релаксации возьмём в следующем виде: $\tau = \tau_0 E^r$. Показатель степени r имеет различные значения для разных механизмов рассеяния. Например, в случае рассеяния на акустических колебаниях и ионах примеси показатель степени равен 1/2 и 3/2 [9].

Проанализируем осцилляции продольной электропроводности для разных узкозонных полупроводников с непараболическим законом дисперсии. Формула (6) позволяет графически проанализировать зависимость $\sigma_{zz}(E,H,T,E_g)$. На рис. 1 приведена зависимость осцилляций продольной электропроводности от сильного магнитного поля в InSb. В этом случае T=1 K, E_g=0.234 eV [10] и число уровней Ландау в зоне проводимости равно N=10. Как видно из рисунка, с ростом индукции магнитного поля амплитуды осцилляции продольной электропроводности увеличиваются. Также из рис. 1 видно, что значение амплитуды осцилляции проводимости равно 10. Каждая осцилляция амплитуды продольной электропроводности соответствует одному дискретному уровню Ландау. С ростом температуры амплитуда осцилляции продольной электропроводности уменьшается.

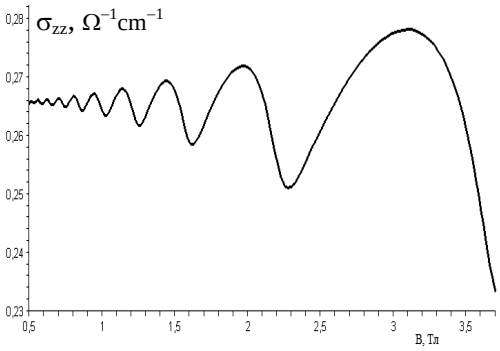


Рис. 1. Осцилляции продольной электропроводности в InSb при T=1 K, вычисленные по формуле (6).

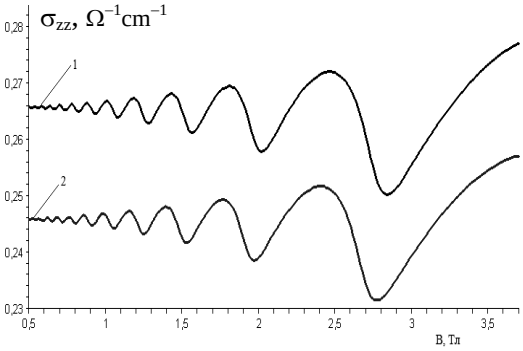


Рис. 2. Осцилляции продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках, вычисленные по формуле (6): *1* – для InSb; *2* – для InAs.

Теперь с помощью формулы (6) сравним осцилляции продольной электропроводности для разных значений запрещенной зоны. На рис. 2 приведены осцилляционные процессы для InSb и InAs при постоянной температуре. Для InSb T=4 K, E_g=0.234 eV [10], для InAs E_g=0.414 eV [10] и число уровней Ландау в зоне проводимости равно N=12. Как видно из рис. 2, с ростом ширины запрещенной

зоны график осцилляций перемещается вниз. Например, для InSb $\sigma_{zz} = 0.266$ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ при E_g=0.234 eV, B=0.5 Тл, T=1 К. Для InAs $\sigma_{zz} = 0.246$ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ при E_g=0.414 eV, B=0.5 Тл, T=1 К. Из рис. 2 видно, что продольная электропроводность сильно зависит от ширины запрещенной зоны узкозонных полупроводников. Отсюда следует, что с помощью ширины запрещенной зоны узкозонных полупроводников при постоянной температуре можно управлять осцилляциями продольной электропроводности. Но, как видно из формулы (1), для спектра с параболическим законом дисперсии осцилляции продольной электропроводности не зависят от ширины запрещенной зоны.

2.2. Температурная зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках

Рассмотрим температурную зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках. Графики на рис. 1 и 2 получены при низких температурах в сильных магнитных полях. В этом случае уровни Ландау проявляются резко и термические уширения очень слабые. Уширение дискретных уровней описывается производной функции распределения Ферми-Дирака $(\partial f(E,\mu,T))/\partial E$ по энергии. Чтобы учесть температурную зависимость осцилляций продольной электропроводности, разложим $\sigma_{zz}(E,H,T,E_g)$ в ряд по производной функции распределения Ферми-Дирака $(\partial f(E,\mu,T))/\partial E$. Тогда осцилляции продольной электропроводности будут зависеть от температуры.

Как известно, ширина запрещенной зоны полупроводников сильно зависит от температуры, $E_g(T)$, [10-15]. Температурную зависимость ширины запрещенной зоны полупроводников можно определить с помощью эмпирического соотношения Варшни [10, 11] или аналитического выражения Фэна [11] и других соотношений. Например, эмпирические соотношения Варшни имеют следующий вид [10, 11]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T}\ . \tag{7}$$

Здесь $E_g(0)$ – ширина запрещенной зоны при T=0 К, α_1 и α_2 – эмпирические параметры.

Производная функции Ферми-Дирака по энергии определяется выражением:

$$\frac{\partial f_0(E,\mu,T)}{\partial E} = -\frac{1}{kT}\frac{\exp[(E-\mu)/kT)]}{\left(\exp[(E-\mu)/kT)+1]\right)^2}\ . \tag{8}$$

Подставляя (7) и (8) в (6), получим температурную зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках в сильном магнитном поле:

$$\sigma_{zz}(E,H,T,E_g(T)) = A\hbar\omega_c \times$$

$$\times \int_{\hbar\omega_c/2}^{\infty} \sum_N \tau_0 E^r \left(\frac{2E_N}{E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T}} + 1 \right) \left[\frac{E_N^2}{E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T}} + E_N - \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \right]^{1/2} \frac{\partial f_0(E,\mu,T)}{\partial E} dE \tag{9}$$

Таким образом, появляется возможность вычисления осцилляций продольной проводимости в узкозонных полупроводниках при разных температурах. Построим графики зависимости $\sigma_{zz}(E,H,T,E_g(T))$ с помощью формулы (9). На рис. 3 показаны осцилляции продольной электропроводности в InSb при температурах T=1 К, 25 К и 77 К. Здесь индукция магнитного поля изменяется в интервале $B = 0.5$ Тл – 3 Тл. При температуре T = 1 К, kT = 0.086 meV и $\hbar\omega_c = 10$ meV, $\hbar\omega_c / kT = 0.12\times10^3$=120. В этом случае термические уширения не проявляются. Таким образом, осцилляции продольной электропроводности наблюдаются при температурах $kT << \hbar\omega_c$. Из рис. 3 видно, что при температуре 77 К амплитуды осцилляций продольной электропроводности практически не заметны и совпадают с $\sigma_{zz}(E,H,T,E_g(T))$ в отсутствие магнитного поля.

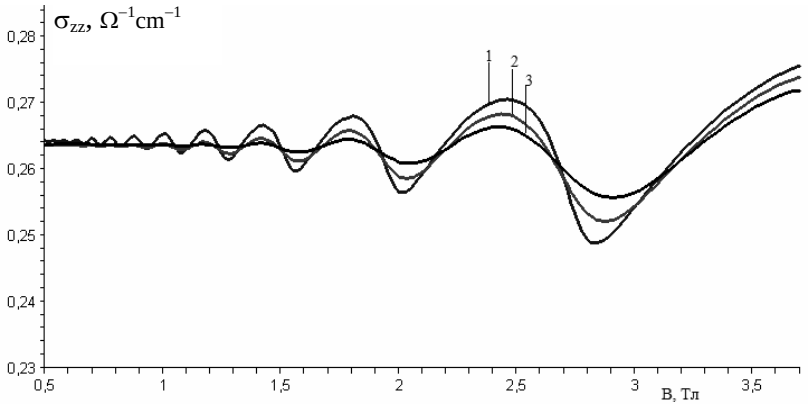


Рис. 3. Температурная зависимость осцилляций продольной электропроводности в InSb, вычисленные по формуле (9): *1* – *T*=1 К; *2* – *T*=25 К; *3* – *T*=77 К.

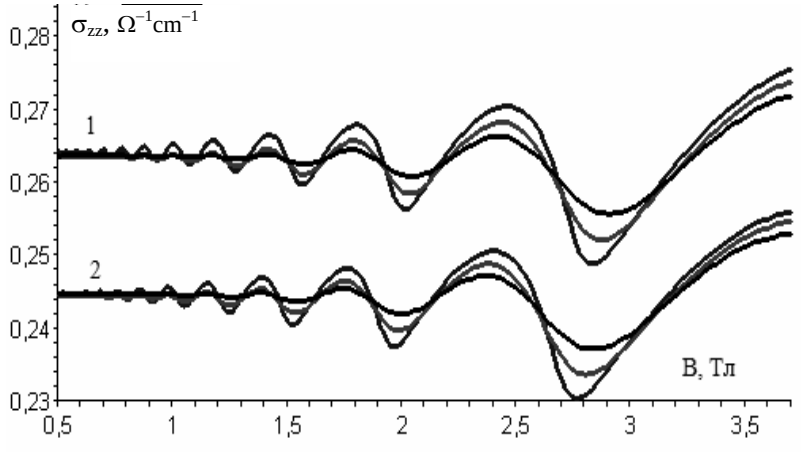


Рис. 4. Температурная зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках, вычиленная по формуле (9): *1* – для InSb; *2* – для InAs. На рисунке на каждом графике верхние кривые получены при *T*=1 К; средние – при *T*=25 К; нижние кривые – при *T*=77 К.

На рис. 4 сравниваются температурные зависимости осцилляций продольной электропроводности разных узкозонных полупроводников. Как видно из графиков (рис. 4), при высоких температурах дискретный спектр энергетических состояний превращается в сплошной спектр зоны проводимости.

Таким образом, получено общее выражение для осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках. Это выражение учитывает ее температурную зависимость. С помощью этой теории можно объяснить несколько экспериментальных данных.

III. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Проанализируем осцилляции продольной проводимости конкретных узкозонных материалов в квантующем магнитном поле. Для единичного объема полупроводников выполняется следующее условие:

$$R_{zz}\left(E,H,T,E_g(T)\right)\approx\rho_{zz}\left(E,H,T,E_g(T)\right)=\frac{1}{\sigma_{zz}(E,H,T,E_g(T))}. \qquad (10)$$

Здесь R_{zz} – продольное магнетосопротивление.

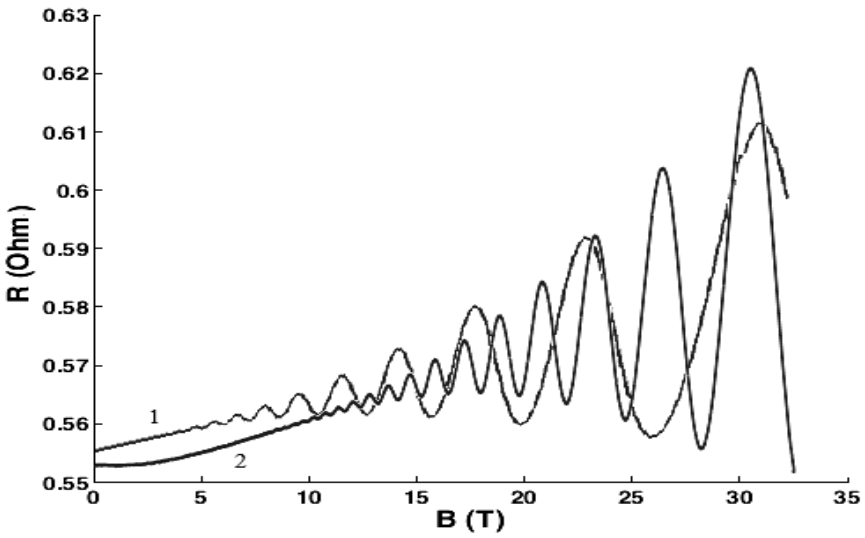


Рис. 5. Осцилляции продольного магнетосопротивления в Bi_2Se_3 при T=4.2 К: *1* – теория, расчет по формуле (10); *2* – эксперимент [8].

На рис. 5 результаты теоретических расчетов сравниваются с экспериментальными данными для Bi_2Se_3 [8] при температуре измерения T=4.2 К, $E_g(T)$=0.15 eV [16] и при интервале индукции магнитного поля B = 0–33 Тл. Теоретическая кривая для $R_{zz}\left(E,H,T,E_g(T)\right)$ получена с помощью формулы (10). Как видно из этого рисунка, не наблюдаются дискретные уровни Ландау в интервале индукции магнитного поля B = 5–10 Тл в экспериментальном графике. Но осцилляции продольного магнетосопротивления на теоретической кривой проявляются именно в этом интервале индукции магнитного поля. Также, используя формулу (10), можно вычислить осцилляции продольного

магнетосопротивления в Bi_2Se_3 при разных температурах. Как видно из рис. 5, теоретическая кривая и экспериментальные данные хорошо согласуются.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного исследования можно сделать следующие заключения. Исследованы осцилляции продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках при разных температурах. Получено интегральное выражение для продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках с учетом термического уширения уровней Ландау. Получена формула зависимости осцилляций продольной электропроводности от ширины запрещенной зоны узкозонных полупроводников. С помощью предложенной формулы исследованы экспериментальные результаты для Bi_2Se_3 и, используя формулу (10), объяснены экспериментальные осцилляции продольной электропроводности в узкозонном полупроводнике Bi_2Se_3.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.М. Цидилковский. Электроны и дырки в полупроводниках (Москва, Наука, 1972).
2. C.Y. Lin, S.T. Chang, C.W. Liu, J. Appl. Phys. **96**, No.9, 5037 (2004).
3. G.P. Chuiko, D.M. Stepanchikov, Physics and Chemistry of Solid State **9**, No.2, 312 (2008).
4. Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, Письма в ЖЭТФ **31**, вып. 3, 169 (1980).
5. M. Ben Shalom, A. Ron, A. Palevski, and Y. Dagan, Phys. Rev. Lett. **105**, 206401 (2010).
6. T. Helm, M.V. Kartsovnik, M. Bartkowiak, N. Bittner, M. Lambacher, A. Erb, J. Wosnitza, and R. Gross, Phys. Rev. Lett. **103**, 157002 (2009).
7. Ning Tang, Bo Shen, Kui Han, Fang-Chao Lu, Zhi-Xin Qin, and Guo-Yi Zhang, Phys. Rev. B **79**, 073304 (2009).
8. M. Petrushevsky, E. Lahoud, A. Ron, E. Maniv, I. Diamant, I. Neder, S. Wiedmann, and Y. Dagan, Phys. Rev. B **86**, 045131 (2012).
9. Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский. Квазичастицы в физике конденсированного состояния (Москва, Физматлит, 2007).
10. R. Pässler, Phys. stat. sol.(b) **216**, 975 (1999).
11. И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов, ФТТ **41**, вып. 6, 994 (1999).
12. G. Gulyamov, U.I. Erkaboev, N.Yu. Sharibaev, Semiconductors **48**, No.10, 1323 (2014).
13. G. Gulyamov, U.I. Erkaboev, N.Yu. Sharibaev, Modern Physics Letters B **30**, No.7, ID 1650077 (2016).
14. G. Gulyamov, U.I. Erkaboev, A.G. Gulyamov, Advances in Condensed Matter Physics **2017**, ID 6747853 (2017).
15. G. Gulyamov, U.I. Erkaboev, P.J. Baymatov, Advances in Condensed Matter Physics **2016**, ID 5434717 (2016).
16. А.Н. Вейс, Л.Н. Лукьянова, В.А. Кутасов, ФТТ **54**, вып.11, 2051 (2012).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.77-87

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ МУЛЬТИСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ

В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов, Н.З. Мамадалиева, И.М. Эшболтаев

Ферганский государственный университет, 713000 Фергана, Узбекистан
(Получена 13.07.2018)

Кетма-кет келувчи потенциал тўсиқ ва потенциал ўралардан ташкил топган ярим ўтказгичли асимметриявий структура потенциал тўсиғининг тиниқлик коэффициенти ҳисобланган. Бу ҳолда потенциал тўсиқ баландликлари ҳамда электронлар эффектив массаларининг фарқига эътибор қаратилган. Ярим ўтказгичли асимметриявий структурада потенциал тўсиқ ўтиш коэффициентининг электрон энергиясига боғлиқ тарзда осцилляцияланиши кузатилиши кўрсатилган.

Рассчитаны коэффициенты прозрачности потенциальных барьеров асимметричной полупроводниковой структуры, состоящих из чередующихся потенциальных барьеров и потенциальных ям. При этом учтена разность эффективных масс электронов и высоты потенцальных барьеров. Показано, что в асимметричной полупроводниковой структуре должна наблюдаться осцилляция коэффициента прохождения через потенциальный барьер в зависимости от энергии электронов.

The transparency of coefficients of the asymmetric potential barriers of a semiconductor structure consisting of alternating potential barriers and potential wells are calculated. In this case, the difference between the effective electron masses and the height of the potenial barriers has taken into account. It is shown that in asymmetric semiconductor structure, the oscillation of the electron energy should exhibit in the dependence of the transmission coefficient through the potential barrier.

I. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Многослойные композиции из химически неоднородных полупроводников приобрели исключительную актуальность в связи с чрезвычайно широким применением этих систем в микро- или наноэлектронике и в физических исследованиях [1]. Такие системы являются основной технологической композицией для элементной базы интегральных схем и составляют основу современной полупроводниковой электроники [2, 3]. Современная технология дает возможность получения полупроводниковых слоев с произвольным профилем изменения состава (структуры с квантовой ямой) для улучшения характеристик приборов, полученных на их основе [1-5]. В этом случае задача об электронных состояниях сводится к задаче о поведении частицы в прямоугольных потенциальных ямах, в которых между двумя соседними имеется яма, описываемых соотношением (рис. 1).

$$U(x)=\begin{cases} U_j & \text{при } x\langle x_j, \\ U_{j+1} & \text{при } x_{j+1}\langle x\langle x_{j+2}, \\ U_{j+2} & \text{при } x_{j+2}\langle x\langle x_{j+3}, \\ U_{j+3} & \text{при } x_{j+3}\langle x\langle x_{j+4}, \\ U_{j+4} & \text{при } x\rangle x_{j+4}. \end{cases} \qquad (1)$$

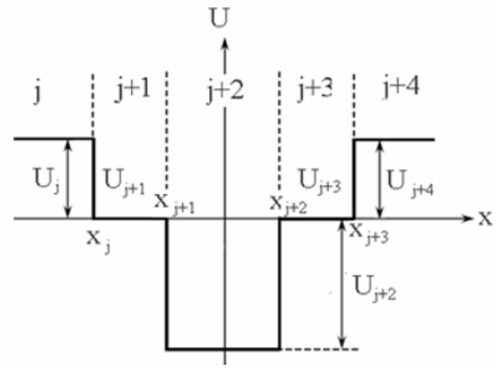


Рис. 1. Структура с асимметричными потенциальными барьерами.

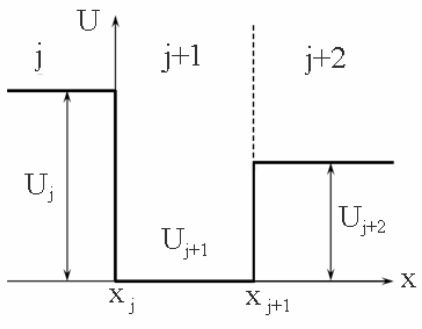


Рис. 2. Асимметричная структура с одной потенциальной ямой.

Далее отметим, что для создания нового поколения резонансно-туннельных диодов, гетеролазеров с разделенными электронным и оптическим ограничением применяются структуры с прямоугольными размерно-квантованными ямами, в центре которых имеется дополнительный энергетический провал. Такая структура описывается потенциалом (1) (см. рис. 1), где $U_j, U_{j+4} \rangle 0,\ U_{j+1}, U_{j+3} = 0,\ U_{j+2} \langle 0$.

Наноструктуры, выращенные на основе узкозонного полупроводника между двумя слоями широкозонного материала, описываются как структуры с асимметричными прямоугольными потенциальными барьерами, т.е. потенциалом (1), где $U_j, U_{j+2} \rangle 0,\ \ U_{j+1}, U_{j+3}, U_{j+4} = 0$ (рис. 2).

Тогда волновую функцию электрона в потенциале (1) можно представить как

$$\psi_j(x) = A_j e^{(ik_j x)} + B_j e^{(-ik_j x)}, \tag{2}$$

где

$$k_j(x) = k_j = \sqrt{\frac{2m_j}{\hbar^2}\left(E - U_j\right)},\ \ j = 1, 2, 3, \ldots\ .$$

Далее считаем, что эффективные массы электронов в соседних слоях различны. Поэтому граничные условия для волновых функций электронов имеют вид [4]

$$\psi_j(x = x_j) = \psi_{j+1}(x = x_j), \quad \frac{1}{m_j}\frac{\partial \psi_j(x)}{\partial x}\bigg|_{x=x_j} = \frac{1}{m_{j+1}}\frac{\partial \psi_{j+1}(x)}{\partial x}\bigg|_{x=x_j}. \tag{3}$$

Подставляя (2) в (3) получим выражения для амплитуд электронных де бройлевских волн

$$\begin{aligned} 2A_j &= \left(1 + \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) A_{j+1} e^{(i(k_{j+1} - k_j)x_j)} + \left(1 - \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) B_{j+1} e^{(-i(k_{j+1} + k_j)x_j)}, \\ 2B_j &= \left(1 - \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) A_{j+1} e^{(i(k_{j+1} + k_j)x_j)} + \left(1 + \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) B_{j+1} e^{(-i(k_{j+1} - k_j)x_j)}. \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\tilde{k}_j = k_j / m_j$. Для упрощения дальнейших вычислений вводим матрицу переноса, удовлетворяющую следующему равенству:

$$\begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} = \hat{T}^{(j,j')} \begin{bmatrix} A_{j'} \\ B_{j'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{11}^{(j,j')} & T_{12}^{(j,j')} \\ T_{21}^{(j,j')} & T_{22}^{(j,j')} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{j'} \\ B_{j'} \end{bmatrix}, \tag{5}$$

где матричные элементы в случае $j' = j+1$

$$T_{11}^{(j,j+1)} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) e^{(i(k_{j+1}-k_j)x_j)}, \qquad T_{12}^{(j,j+1)} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) e^{-i(k_{j+1}+k_j)x_j},$$
$$T_{21}^{(j,j+1)} = T_{12}^{(j,j+1)*}, \qquad T_{22}^{(j,j+1)} = T_{11}^{(j,j+1)*}. \tag{6}$$

Заметим, что для матрицы $\hat{T}^{(j,j+1)}$ имеем

$$T_{11}^{(j,j+1)} = T_{22}^{(j,j+1)*},\ T_{12}^{(j,j+1)} = T_{21}^{(j,j+1)*},\ T_{11}^{(j,j+1)} T_{22}^{(j,j+1)} - T_{21}^{(j,j+1)} T_{12}^{(j,j+1)} = \tilde{k}_{j+1} / \tilde{k}_j. \tag{7}$$

Матрица $\hat{T}^{(j,j+1)}$ становится униполярной матрицей в случае $\tilde{k}_{j+1} = \tilde{k}_j$, т.е. для симметричных структур [6], когда одинаковы высота потенциальных барьеров и эффективные массы электронов.

Отметим здесь, что аналогичная задача была решена в [7] для симметричной структуры без учета условия Бастарда, а в [8] – для структур с δ-потенциальным барьером.

II. ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУРЫ С ОДНИМ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ БАРЬЕРОМ

Теперь рассмотрим конкретные случаи. Пусть трехслойная структура имеет в середине один потенциальный барьер (рис. 3). Тогда коэффициенты отражения $r_{j,j+2}$ от потенциального барьера и прохождения $t_{j,j+2}$ через потенциальный барьер[1], введенные как отношения плотностей потоков вероятности в отраженной и прошедшей де бройлевских волнах, электронов в падающей волне, в формализме матрицы переноса имеют вид:

$$r_{j,j+2} = 1 - t_{j,j+2}, \tag{8}$$

$$t_{j,j+2} = \frac{4\dfrac{k_{j+2}}{k_j}\dfrac{m_j}{m_{j+2}}}{\left(1 + \dfrac{k_{j+2}}{k_j}\dfrac{m_j}{m_{j+2}}\right)^2 - \left[1 - \left(\dfrac{k_{j+1}}{k_j}\dfrac{m_j}{m_{j+1}}\right)^2\right]\left[1 - \left(\dfrac{k_{j+2}}{k_{j+1}}\dfrac{m_{j+1}}{m_{j+2}}\right)^2\right]\sin^2\left[k_{j+1}\left(x_{j+1} - x_j\right)\right]}. \tag{9}$$

Считаем, что перенос электронов происходит по схеме $j \to j+1 \to j+2$. Тогда матричные элементы матрицы переноса $\hat{T}^{(j,j+2)} = \hat{T}^{(j,j+1)}\hat{T}^{(j+1,j+2)}$,

[1] Т.е. переход электронов из области *j* в область *j*+2 через потенциальный барьер *j*+1.

$$T_{11}^{(j,j+2)} = T_{11}^{(j,j+1)}T_{11}^{(j+1,j+2)} + T_{12}^{(j,j+1)}T_{21}^{(j+1,j+2)} = (4\tilde{k}_j\tilde{k}_{j+1})^{-1}e^{(i(k_{j+2}x_{j+1}-k_jx_j))} \times$$
$$\times\left\{(\tilde{k}_j+\tilde{k}_{j+1})(\tilde{k}_{j+1}+\tilde{k}_{j+2})e^{\left[-ik_{j+1}(x_{j+1}-x_j)\right]} + (\tilde{k}_j-\tilde{k}_{j+1})(\tilde{k}_{j+1}-\tilde{k}_{j+2})e^{\left[ik_{j+1}(x_{j+1}-x_j)\right]}\right\},$$
$$T_{12}^{(j,j+2)} = T_{12}^{(j,j+1)}T_{22}^{(j+1,j+2)} + T_{11}^{(j,j+1)}T_{12}^{(j+1,j+2)} = (4\tilde{k}_j\tilde{k}_{j+1})^{-1}e^{(-i(k_{j+2}x_{j+1}-k_jx_j))} \times \quad (10)$$
$$\times\left\{(\tilde{k}_j-\tilde{k}_{j+1})(\tilde{k}_{j+1}+\tilde{k}_{j+2})e^{\left[ik_{j+1}(x_{j+1}-x_j)\right]} + (\tilde{k}_j+\tilde{k}_{j+1})(\tilde{k}_{j+1}-\tilde{k}_{j+2})e^{\left[-ik_{j+1}(x_{j+1}-x_j)\right]}\right\},$$
$$T_{11}^{(j,j+2)} = T_{22}^{(j,j+2)^*},\ T_{21}^{(j,j+2)} = T_{12}^{(j,j+2)^*}.$$

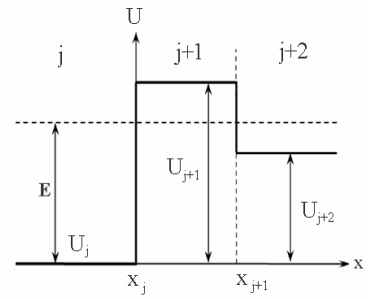


Рис. 3. Структура с одним потенциальным барьером.

Отметим здесь следующее.

1. Коэффициент $t_{j\to j+2}$ инвариантен относительно преобразования $j \leftrightarrow (j+2)$. Это означает, что коэффициент прохождения не зависит от того с какой стороны налетают электроны на потенциальный барьер.

2. Коэффициенты $t_{j\to j+2}$ и $r_{j\to j+2}$ верны как для надбарьерного $(E\rangle U_j)$, так и для подбарьерного $(E\langle U_j)$ прохождения электронов. В последнем случае удобно использовать преобразования типа $\tilde{k}_{m+n} = i\tilde{\kappa}_{m+n}$, $\tilde{k}_m \pm \tilde{k}_{m+n} =$ $= \sqrt{(\tilde{k}_m)^2 \pm (\tilde{\kappa}_{m+n})^2}\, e^{\pm i\varphi_{m,m+n}}$, тогда если $\tilde{k}_m$ величина вещественная, а $\tilde{k}_{m+n}$ мнимая, $\mathrm{arctg}(\varphi_{m,m+n}) = \tilde{\kappa}_{m+n} / \tilde{k}_m$. Тогда, надо отметить, что при переходе из одной области в другую в электронных волнах должно происходить смещение по фазе, связанное с несовпадением фаз волн, распространяющихся в различных, но соседних областях.

3. Для симметричной структуры с $U_j = U_{j+2}$ имеем

$$t_{j\to j+2} = 4\left\{\left(1+\frac{m_j}{m_{j+2}}\right)^2 + \left[1-\left(\frac{k_j m_{j+1}}{k_{j+1}m_j}\right)^2\right]\left[1-\left(\frac{k_{j+1}}{k_j}\frac{m_j}{m_{j+1}}\right)^2\right]\sin^2\left[k_{j+1}\left(x_{j+1}-x_j\right)\right]\right\}^{-1}. \quad (11)$$

4. В асимметричной (и симметричной, но с различными эффективными массами электронов в различных областях (слоях)) структуре должна наблюдаться осцилляция в спектральной зависимости как коэффициента $t_{j\to j+2}$, т.е. в эффекте туннелирования, так и в коэффициенте прозрачности потенциального барьера. Амплитуда этой осцилляции определяется разностью между волновыми векторами электронов, находящихся в потенциальном барьере и в соседних ему потенциальных ямах, т.е. $\tilde{k}_{j+1} - \tilde{k}_j$ и $\tilde{k}_{j+2} - \tilde{k}_{j+1}$. Такое интерференционное явление в структуре не исчезает даже в симметричной структуре из-за разности эффективных масс электронов, находящихся в различных слоях структуры.

Далее определим выражение для коэффициента прохождения через структуры из области *j* в область *j*+2 для произвольного соотношения энергии носителей тока и высоты потенциального барьера. Так что

$$t^{j,j+2} = \frac{16\tilde{k}_{j+2}}{\tilde{k}_j} \frac{1}{\left|[1+(\tilde{k}_{j+1}/\tilde{k}_j)][1+(\tilde{k}_{j+2}/\tilde{k}_{j+1})]+[1-(\tilde{k}_{j+1}/\tilde{k}_j)][1-(\tilde{k}_{j+2}/\tilde{k}_{j+1})]e^{-2i\tilde{k}_{j+1}(x_{j+1}-x_j)}\right|^2}. \quad (12)$$

Следует отметить, что как при надбарьерном, так и при подбарьерном прохождении электронов возникают осцилляции туннелирования, связанные с интерференцией отраженных де бройлевских волн. Амплитуды при этом определяются не только значениями волновых векторов, но и значениями эффективных масс носителей тока. Отметим также, осцилляции не исчезают даже в симметричных структурах, если у них имеется разность эффективных масс носителей тока, находящихся в двух соседних областях. Согласно последней формуле, по мере уменьшения разности $(U_j / m_j) - (U_{j+2} / m_{j+2})$ осцилляции становятся все менее выраженными, и при $(U_j / m_j) = (U_{j+2} / m_{j+2})$ они исчезают, даже если структура асимметрична.

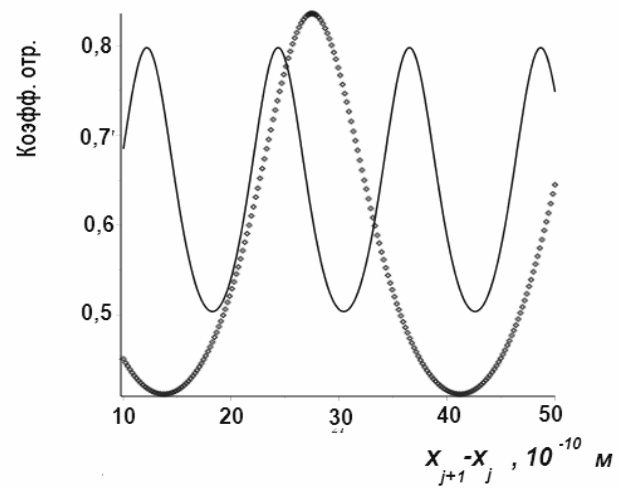


Рис. 4. Коэффициент подбарьерного отражения для структуры AlAs-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-InAs, у которой барьер изготовлен из AlAs. Сплошная линия – для электронов с энергией 150 meV, точки – для электронов с энергией 50 meV. При расчете выбраны следующие параметры: U_j = 55 meV, U_{j+1} = 35 meV, U_{j+2} = 45 meV, m_{j+1}=0.046 m_0, m_{j+2}=0.023 m_0, m_{j+3}=0.124 m_0.

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента отражения для структуры AlAs-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-InAs, откуда видно, что с увеличением энергии электронов увеличивается частота осцилляций. Расчеты показывают, что если увеличим эффективную массу m_{j+2} в 1.6 раз, тогда амплитуда и частота осцилляций увеличиваются примерно в 1.2 раза. Это позволяет контролировать осцилляцию, выбирая образцы различного химического состава.

III. СТАЦИОНАРНЫЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ АСИММЕТРИЧНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ

Для определения энергетического спектра локализованных состояний будем использовать критерий существования таких состояний, определяемый уравнением

$T_{11}^{(3)}=0$. При этом учтем, что локализованному состоянию частицы в асимметричной потенциальной яме соответствует такое распределение волновой функции, при котором решения уравнения Шредингера для данного случая являются нарастающими. Поэтому в решениях (для определенного случая) надо исключить слагаемые вида $a_1e^{-k_1x}$ и $b_3e^{-k_1x}$. Тогда

$$\begin{pmatrix}0\\b_1\end{pmatrix}=\hat{T}^{(3)}\begin{pmatrix}a_3\\0\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}T_{11}^{(3)} & T_{12}^{(3)}\\T_{21}^{(3)} & T_{22}^{(3)}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}a_3\\0\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}T_{11}^{(3)}a_3\\T_{21}^{(3)}b_3\end{pmatrix}, \tag{13}$$

откуда условие существования локализованных состояний имеет вид:

$$e^{i(k_3x_2-k_1x_1)}\left[\left(1+\frac{\tilde{k}_2}{\tilde{k}_1}\right)\left(1+\frac{\tilde{k}_3}{\tilde{k}_2}\right)e^{-ik_2(x_2-x_1)}+\left(1-\frac{\tilde{k}_2}{\tilde{k}_1}\right)\left(1-\frac{\tilde{k}_3}{\tilde{k}_2}\right)e^{ik_2(x_2-x_1)}\right]=0. \tag{14}$$

Далее определим энергию локализации электронов как при надбарьерном, так и подбарьерном транспорте. Ради простоты дальнейшего анализа результатов, считаем, что области “1” и “3” физически неразличимы.

Из последнего нетрудно получить, что локализованный уровень размерно квантован, т.е. $E_{3,1}(k_y=k_z=0;n_{3,1})=\dfrac{\pi^2\hbar^2n_{3,1}^2}{8m_{3,1}\left(x_2-x_{3,1}\right)^2}$, и находится в областях “1” и “3”, где $n_{3,1}=0,1,2,\ldots$. Если не происходит такого размерного квантования, тогда энергия локализации в случае, когда области “1” и “3” физически неразличимы, определяется из следующих трансцендентных уравнений:

при надбарьерном переходе электронов

$$\frac{\left(\tilde{k}_2+\tilde{k}_1\right)^2}{\tilde{k}_2^2-\tilde{k}_1^2}=\cos\left[k_2(x_2-x_1)\right], \tag{15}$$

при подбарьерном переходе электронов

$$e^{\kappa_2(x_2-x_1)}=\frac{\tilde{\kappa}_2^2-\tilde{k}_1^2}{\tilde{\kappa}_2^2+\tilde{k}_1^2}. \tag{16}$$

Из (15) нетрудно получить, что в рассматриваемой структуре имеется лишь один локализованный уровень электронов независимо от того, какова толщина слоев.

Для структуры с одинаковыми эффективными массами электронов при подбарьерном переходе электронов происходит размерное квантование их локальных состояний, определяемое выражением

$$E_n^{(2)}=\frac{\pi^2\hbar^2}{8m_2(x_2-x_1)^2}+U_2. \tag{17}$$

IV. РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕЗ ДВУХБАРЬЕРНУЮ СТРУКТУРУ ПРИ УЧЕТЕ УСЛОВИЯ БАСТАРДА

Рассмотрим подбарьерный переход электронов с энергией $E\left\langle U_{j+1,j+3}\right.$ (т.е. $k_{j+1}=i\kappa_{j+1}$, $k_{j+3}=i\kappa_{j+3}$) через асимметричную структуру. Тогда матричный

элемент $T_{11}^{(5)}$ матрицы переноса (12) в случае j = 1 определяется суммой произведений $A_1 \times A_2$ и $B_1 \times B_2$, где

$$A_1 = e^{i(k_3 x_2 - k_1 x_1)}\xi_1, \quad A_2 = e^{i(k_5 x_4 - k_3 x_3)}\xi_2, \quad B_1 = e^{-i(k_3 x_2 + k_1 x_1)}\xi_1^*, \quad B_2 = e^{-i(k_5 x_4 + k_3 x_3)}\xi_2^*, \qquad (18)$$

где

$$\xi_1 = \frac{i}{4}\left(1+\frac{\tilde{\kappa}_2^2}{\tilde{k}_1^2}\right)^{1/2}\left(1+\frac{\tilde{k}_3^2}{\tilde{\kappa}_2^2}\right)^{1/2}\left[e^{\kappa_2(x_2-x_3)}e^{\,i(\varphi_{21}-\varphi_{32})} - e^{-\kappa_2(x_2-x_1)}\,e^{-i(\varphi_{21}-\varphi_{32})}\right],$$

$$\xi_2 = \frac{i}{4}\left(1+\frac{\tilde{\kappa}_4^2}{\tilde{k}_3^2}\right)^{1/2}\left(1+\frac{\tilde{k}_5^2}{\tilde{\kappa}_4^2}\right)^{1/2}\left[e^{-\kappa_4(x_4-x_3)}e^{\,i(\varphi_{43}-\varphi_{54})} - e^{\kappa_4(x_4-x_3)}\,e^{-i(\varphi_{43}-\varphi_{54})}\right],$$

$$\varphi_{21} = \operatorname{arctg}\left(\tilde{\kappa}_2 / \tilde{k}_1\right), \quad \varphi_{32} = \operatorname{arctg}\left(\tilde{k}_3 / \tilde{\kappa}_2\right), \quad \varphi_{43} = \operatorname{arctg}\left(\tilde{\kappa}_4 / \tilde{k}_3\right), \quad \varphi_{54} = \operatorname{arctg}\left(\tilde{k}_4 / \tilde{\kappa}_3\right).$$

Тогда имеем

$$T_{11}^{(5)} = \frac{-1}{16}e^{i(k_5 x_4 - k_1 x_1)}\left(1+\frac{\tilde{\kappa}_2^2}{\tilde{k}_1^2}\right)^{1/2}\left(1+\frac{\tilde{k}_3^2}{\tilde{\kappa}_2^2}\right)^{1/2}\left(1+\frac{\tilde{\kappa}_4^2}{\tilde{k}_3^2}\right)^{1/2}\left(1+\frac{\tilde{k}_5^2}{\tilde{\kappa}_4^2}\right)^{1/2} e^{x_4(x_4+x_3)}e^{\,x_2(x_2+x_1)}K, \qquad (19)$$

где

$$\begin{aligned} K = 2i\Big\{ & e^{-2\kappa_2(x_2-x_1)}\,e^{-2\kappa_4(x_4-x_3)}e^{-i(\varphi_{21}+\varphi_{54})}\sin\left[-k_3(x_3-x_2)-\varphi_{32}-\varphi_{43}\right]+ \\ & + e^{-2\kappa_4(x_4-x_3)}e^{i(\varphi_{21}-\varphi_{54})}\sin\left[k_3(x_3-x_2)-\varphi_{32}+\varphi_{43}\right]+ \\ & + e^{-2\kappa_2(x_2-x_1)}e^{i(-\varphi_{21}+\varphi_{54})}\sin\left[k_3(x_3-x_2)+\varphi_{32}-\varphi_{43}\right]+ \\ & + e^{i(\varphi_{21}+\varphi_{54})}\sin\left[-k_3(x_3-x_2)+\varphi_{32}+\varphi_{43}\right]\Big\}. \end{aligned} \qquad (20)$$

Таким образом, для прозрачности барьеров имеем выражение

$$t^{(1,5)} = \frac{16^2\,\tilde{k}_1\tilde{\kappa}_2^2\tilde{k}_3^2\tilde{\kappa}_4^2\tilde{k}_5\;e^{-2\kappa_2(x_2-x_1)}\,e^{-2\kappa_4(x_4-x_3)}}{\left(\tilde{k}_1^2+\tilde{\kappa}_2^2\right)\left(\tilde{\kappa}_2^2+\tilde{k}_3^2\right)\left(\tilde{k}_3^2+\tilde{\kappa}_4^2\right)\left(\tilde{\kappa}_4^2+\tilde{k}_5^2\right)|K|^2}. \qquad (21)$$

Ради полноты в дальнейшем рассмотрим потенциальные энергии, превышающие энергию электронов $U_1, U_3, U_5 \rangle E$, и $k_2 = k_4$, $x_2 - x_1 = x_4 - x_3$, тогда энергетический спектр электронов в структуре с потенциальной ямой, разделенной с малой прозрачностью, т.е. при $\exp\left[-\kappa_3\left(x_3-x_2\right)\right] \langle\langle 1$, описывается выражением $E^{(0)} = \left(\hbar^2 k_2^{(0)^2} / 2m_2\right) + U_2$, где $k_2^{(0)}$ определяется из условия $\sin\left[\varphi_{12} + \varphi_{32} - k_2^{(0)}\left(x_2 - x_1\right)\right] = 0$. Далее определим энергетический спектр локализованных состояний электронов в структуре с прямоугольной асимметричной потенциальной ямой, где также считаем, что физико-химические свойства потенциальных ям “1”, “3”,“5” и барьеров “2”,“4” одинаковые. В этом случае матричный элемент матрицы переноса имеет вид

$$T_{11}^{(5)} = A_1 \times A_2 + B_1 \times B_2, \qquad (22)$$

где

$$A_1 = \frac{e^{ik_1 x_{21}}}{4\tilde{k}_1\tilde{k}_2}\left[\left(\tilde{k}_1+\tilde{k}_2\right)^2 e^{-ik_2 x_{21}} - \left(\tilde{k}_1-\tilde{k}_2\right)^2 e^{ik_2 x_{21}}\right], \quad A_2 = A_1\left(x_{21} \to x_{43}\right),$$

$$B_1 = \frac{\left(\tilde{k}_2^2 - \tilde{k}_1^2\right)}{4\tilde{k}_1\tilde{k}_2} e^{-ik_1(x_2+x_1)1/2}\left(e^{-ik_2x_{21}} - e^{ik_2x_{21}}\right),\ \ B_2 = B_1^*\left(x_{21}\to x_{43}\right),\ \ x_{ab} = x_a - x_b.$$

Для надбарьерного транспорта электронов имеем

$$T_{11}^{(5)} = \frac{1}{4\tilde{k}_1^2\tilde{k}_2^2}\left\{\left[e^{ik_1x_{21}}\left(2\tilde{k}_1\tilde{k}_2\cos\left(k_2x_{21}\right) - i\left(\tilde{k}_1^2+\tilde{k}_2^2\right)\sin\left(k_2x_{21}\right)\right)\right]^2 - \right.$$
$$\left. -\left[\left(\tilde{k}_2^2 - \tilde{k}_1^2\right)\sin(k_2x_{21})\right]^2\right\}, \qquad (23)$$

а в случае подбарьерного транспорта электронов

$$T_1^{(5)} = \frac{1}{4\tilde{k}_1^2\tilde{k}_2^2}\left\{\left[\left(\tilde{k}_2^2+\tilde{k}_1^2\right)\sinh(k_2x_{21})\right]^2 - \right.$$
$$\left. -\left[e^{ik_1x_{21}}\left(\left(\tilde{k}_1^2-\tilde{k}_2^2\right)\sinh\left(k_2x_{21}\right) + 2\tilde{k}_1\tilde{k}_2\cosh\left(k_2x_{21}\right)\right)\right]^2\right\}. \qquad (24)$$

Тогда для локализованных состояний электронов, у которых энергия больше высоты потенциальных барьеров, имеем следующее трансцендентное уравнение

$$\frac{2\tilde{k}_1\tilde{k}_2}{\left(\tilde{k}_1^2+\tilde{k}_2^2\right)} = \mathrm{ctg}\left(k_1x_{21}\right)\mathrm{tg}\left(k_2x_{21}\right). \qquad (25)$$

V. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В АСИММЕТРИЧНОЙ СТРУКТУРЕ

Рассмотрим волновую функцию $\psi_j(x) = B_je^{ik_jx} + A_je^{-ik_jx}$ с $j = 1, 2$ для асимметричной структуры, изображенной на рис. 5. Если считаем, что слой $j = 2$ – барьер (т.е. считаем, что A_1=0), тогда из граничного условия Бастарда имеем:

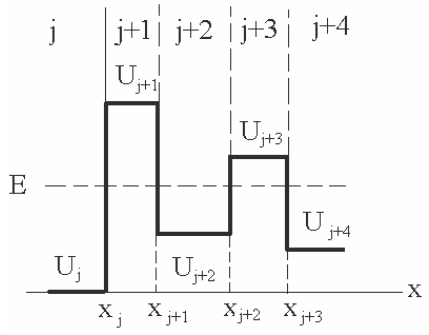


Рис. 5. Асимметричная структура с двумя потенциальными барьерами

$$\begin{cases} 2A_2e^{2ik_2x_1} = \left(1 - \dfrac{\kappa_1}{i\tilde{k}_2}\right)B_1e^{-\kappa_1x_1}e^{ik_2x_1}, \\ 2B_2e^{-2ik_2x_1} = \left(1 + \dfrac{\kappa_1}{i\tilde{k}_2}\right)B_1e^{-\kappa_1x_1}e^{-ik_2x_1}, \end{cases} \qquad (26)$$

где $\kappa_1^2 = 2m_1\left(U_1 - E\right)/\hbar^2$. Тогда

$$\psi_2(x) = \frac{2A_2e^{ik_2x_1}}{1+i\xi}\left[\cos(k_2(x-x_1) - \right. \qquad (27)$$
$$\left. -\xi\sin(k_2(x-x_1))\right],$$

где

$$\xi = \sqrt{\frac{m_2(U_1-E)}{m_1E}}.$$

Из условия нормировки для волновой функции выражение для коэффициента A_2 определяется соотношением

$$\left|A_2\right|^{-2} = \left(x_2-x_1\right) + \frac{\sin\left(k_2(x_2-x_1)\right)}{k_2\left(1+\xi^2\right)}\left[\left(1-\xi^2\right)\cos\left(k_2(x_2-x_1)\right) - 2\xi\sin\left(k_2(x_2-x_1)\right)\right]. \qquad (28)$$

VI. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсуждение полученных результатов начнем с выражения для $T_{11}^{(j,j+4)}$, учитывая, что $j+1$ и $j+3$ области являются потенциальными барьерами (остальные потенциальные ямы). Тогда нетрудно убедиться в том, что даже в наноструктурах, где потенциальные ямы размерно-квантованны, можно наблюдать интерференционные туннельные явления. Отметим, что в этом случае степень наблюдения интерференционной картины описывается, т.е. контролируется, только параметрами барьера. Такое явление исчезает при подбарьерном переходе электронов, когда $k_{j+2}\left(x_{j+2}-x_{j+1}\right)\rangle\rangle 1$ (либо $k_{j+2}\left(x_{j+2}-x_{j+1}\right)\langle\langle 1$). При этом

$$t_{j,j+4}=\frac{k_{j+4}}{k_j}\frac{1}{\left|T_{11}^{j,j+2}\right|^2}, \tag{29}$$

где

$$\left|T_{11}^{(j,j+4)}\right|^2=\left(4\tilde{k}_j\tilde{k}_{j+1}\tilde{\kappa}_{j+2}\tilde{k}_{j+3}\right)^{-2}e^{-2\kappa_{j+2}\left(x_{j+2}-x_{j+1}\right)}\left[\tilde{k}_{j+1}\tilde{k}_{j+3}\left(\tilde{k}_j-\tilde{\kappa}_{j+2}\right)\left(\tilde{\kappa}_{j+2}-\tilde{k}_{j+4}\right)\right]^2, \tag{30}$$

если удовлетворяются условия $k_{j+1}\left(x_{j+1}-x_j\right)=\pi n_{j+1}$, $k_{j+3}\left(x_{j+3}-x_{j+2}\right)=\pi n_{j+3}$, и

$$\left|T_{11}^{(j,j+4)}\right|^2=\left(4\tilde{k}_j\tilde{k}_{j+1}\tilde{\kappa}_{j+2}\tilde{k}_{j+3}\right)^{-2}e^{-2\kappa_{j+2}\left(x_{j+2}-x_{j+1}\right)}\left[\left(\tilde{k}_{j+1}^2-\tilde{k}_j\tilde{\kappa}_{j+2}\right)\left(\tilde{k}_{j+3}^2-\tilde{\kappa}_{j+2}\tilde{k}_{j+4}\right)\right]^2, \tag{31}$$

если удовлетворяются только условия $k_{j+1}\left(x_{j+1}-x_j\right)=\frac{\pi}{2}\left(2n_{j+1}+1\right)$, $k_{j+3}\left(x_{j+3}-x_{j+2}\right)=\frac{\pi}{2}\left(2n_{j+3}+1\right)$.

Таким образом, в симметричных структурах должна наблюдаться осцилляция коэффициента надбарьерного прохождения частицы в зависимости от ее энергии без учета условия Бастарда. Расчеты показывают, что при равных значениях ширины ямы и потенциального барьера, а также скачков потенциала барьера или ямы, амплитуда осцилляций коэффициента надбарьерного прохождения частиц больше, чем коэффициента прохождения над ямой.

Аналогичным образом нетрудно получить выражение для коэффициента отражения при прохождении частиц над потенциальной ямой, коэффициент прохождения которой осциллирует в зависимости от энергии частицы.

В случае асимметричной структуры эти рассуждения остаются в силе, но физическая природа параметров, например, числа осцилляций, коэффициентов отражения и прохождения, сильно зависит как отношения эффективных масс электронов в соседних слоях и от отношения высоты левого и правого потенциального барьера (по отношению к яме).

Далее рассмотрим конкретный случай. Пусть потенциальная энергия электронов описывается соотношением: $U(x)=U_1$ при $x\langle x_1$ и $U(x)=U_2$ при $x\rangle x_1$. Тогда электронная волновая функция ищется в виде:

$$\psi_j(x)=A_je^{(ik_jx)}+B_je^{(-ik_jx)}, \tag{32}$$

где $k_j(x)=k_j=\sqrt{(2m/\hbar^2)(E-U_j)}$ – волновой вектор, m_j – эффективная масса электронов, j = 1,2,3… . Тогда из граничных условий для непрерывности волновых функций [4] и потока электронов, где в отличие от обычных квантово-

механических задач учтем условия Бастарда, нетрудно получить соотношения, связывающие амплитуды де бройлевских волн электронов, находящихся в соседних областях (слоях):

$$\begin{aligned} 2A_1 &= \left(1+a_{21}\right)A_2 e^{i(k_2-k_1)x_1} + \left(1-a_{21}\right)B_2 e^{-i(k_2+k_1)x_1}, \\ 2B_j &= \left(1-a_{21}\right)A_2 e^{i(k_2+k_1)x_1} + \left(1+a_{21}\right)B_2 e^{-i(k_2-k_1)x_1}. \end{aligned} \tag{33}$$

Здесь $a_{jj'} = \tilde{k}_j / \tilde{k}_{j'}$, $\tilde{k}_j = k_j / m_j$. Ур-е (33) удобно переписать с помощью матрицы переноса из области “1” в “2”

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = \hat{T}^{(21)} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11}^{(21)} & T_{12}^{(21)} \\ T_{21}^{(21)} & T_{22}^{(21)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix}, \tag{34}$$

где

$$\begin{aligned} T_{11}^{(21)} = T_{22}^{(21)*} = \frac{1}{2}\left(1+a_{21}\right)e^{i(k_2-k_1)x_1}, \quad T_{12}^{(21)} = T_{21}^{(21)*} = \frac{1}{2}\left(1-a_{21}\right)e^{-i(k_2+k_1)x_1}, \\ \det\left[\hat{T}^{(21)}\right] = \frac{\tilde{k}_2}{\tilde{k}_1} = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}\frac{E-U_2}{E-U_1}}. \end{aligned} \tag{35}$$

Для выбранного нами потенциала имеем

$$r^{(21)} = \left|1-\sqrt{\frac{m_1}{m_2}\frac{E-U_2}{E-U_1}}\right|^2 \Bigg/ \left|1+\sqrt{\frac{m_1}{m_2}\frac{E-U_2}{E-U_1}}\right|^2 .$$

В частности для симметричной структуры $r^{(21)} = \left|1-\sqrt{\frac{m_1}{m_2}}\right|^2 \Bigg/ \left|1+\sqrt{\frac{m_1}{m_2}}\right|^2$ и обращается в ноль, когда эффективные массы электронов одинаковы во всех слоях структуры.

Отметим здесь, что при размерном квантовании спектра электронов спектр описывается формулой $E_-(k_y,k_z,n_-) = E(k_y,k_z) + U_2 + E_0 n_-^2$, тогда при $\tilde{k}_1 = \tilde{k}_2 = \tilde{k}_3$ и $\tilde{k}_2 = \pi n_- \big/ \left[2\left(x_2 - x_1\right)\right]$ структуры с такими слоями будет туннельно прозрачными, т.е. $t_{н.б.}^{(31)} = 0$, где n_- – нечетные числа. Отметим также, что если спектр размерного квантования определяется формулой $E_+(k_y,k_z,n_+) = E(k_y,k_z) + U_2 + E_0 n_+^2$, где n_+ – четные числа, тогда коэффициент $t_{н.б.}^{(31)}$ определяется как в зависимости от высот потенциальных барьеров, так и отношением эффективных масс электронов, находящихся в соседних слоях структуры, т.е. определяется отношением $4\tilde{k}_1\tilde{k}_2^2\tilde{k}_3\left\{\left(\tilde{k}_2^2+\tilde{k}_1\tilde{k}_3\right)^2 - \left(\tilde{k}_1^2-\tilde{k}_2^2\right)\left(\tilde{k}_3^2-\tilde{k}_2^2\right)\right\}^{-1}$, где при $\tilde{k}_1 \rangle \tilde{k}_2 \rangle \tilde{k}_3$ (или $\tilde{k}_1 \langle \tilde{k}_2 \langle \tilde{k}_3$) может оказаться $t_{н.б.}^{(31)} > 1$. Это означает, что в такой структуре может происходить усиление прохождения де бройлевских волн электронов.

Отметим, что в асимметричной (и симметричной, но с различными эффективными массами электронов в различных слоях) полупроводниковой структуре должна наблюдаться осцилляция в зависимости коэффициента прохождения через потенциальный барьер от энергии электронов. Эта осцилляция обусловлена интерференцией волн, идущих к барьеру и отраженных от

потенциального барьера. Такое интерференционное явление не исчезает даже в симметричной структуре из-за разности эффективных масс электронов, находящихся в различных областях структуры.

Работа частично финансирована грантом ОТ-Ф2-66.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Щука. Наноэлектроника (Москва, Физматкнига, 2007).
2. Г.М. Младенов, В.М. Спивак, Е.Г. Колева, А.В. Богдан. Наноэлектроника. Введение в наноэлекронные технологии (Киев-София, Техносфера, 2009).
3. Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль. Физические основы наноэлектроники (Саратов, 2013).
4. G. Bastard. Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructure. Editions de Physique (Les Ulis, France, 1988).
5. В.П. Драгунов. Основы наноэлектроники (Москва, Физматкнига, 2006).
6. E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena, Springer Series in Solid-State Sciences **110**, 657, (1997) (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1995).
7. С.Н. Гриняев, В.Н. Чернышев, ФТП **26**, 2057 (1992).
8. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ **124**, 379 (2003).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.88-92

ИНФРАКРАСНЫЕ СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ В АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С. Зайнобидинов[1], Р.Г. Икрамов[2], М.А. Нуриддинова[2], Р.М. Жалолов[3]

[1]Андижанский государственный университет, 170100 Андижан, Узбекистан
[2]Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан
[3]Наманганский государственный университет, 710019 Наманган, Узбекистан
rgikramov@mail.ru
(Получена 19.10.2018)

Дэвис-Мотт усули билан Кубо-Гринвуд формуласидан фойдаланиб аморф яримўтказгичларнинг инфрақизил ютилиш спектрлари тадқиқ қилинди. Ҳаракатчанлик тирқишида жойлашган нуқсонларда кучли ютилиш соҳаларини ҳосил бўлиши асосан валент ва ўтказувчанлик зоналари чегараларидаги локаллашмаган электрон ҳолатлари билан аниқланиши кўрсатилди. Инфрақизил спектрларида аниқ максимум ҳосил бўлиши учун нуқсонларни энергетик ҳолатига яқин жойлашган тақиқланмаган зонанинг чегарасида электрон ҳолатлари тақсимоти функцияси ҳам аниқ максимумга эга бўлиши шарт эканлиги кўрсатилди.

По формуле Кубо-Гринвуда, используя приближение Дэвиса-Мотта, исследованы спектры инфракрасного поглощения аморфных полупроводников. Показано, что появление полос сильного поглощения в дефектных состояниях, образующихся в щели подвижности, в основном определяется нелокализованными электронными состояниями, находящимися на краях валентной зоны или зоны проводимости. Показано, что в инфракрасных спектрах явные максимумы образуются только тогда, когда функция плотности электронных состояний на краю разрешенной зоны, вблизи которого находятся энергетические состояния дефектов, имеет явный максимум.

By the Kubo-Greenwood formula using the Davis-Mott approximation, the spectra of infra-red absorption in amorphous semiconductors are investigated. In is shown, that occurrence of bands of strong absorption in defect states formed in a band of mobility gap is defined by the non-local electronic states being on edges of a valence band or conduction band. It is shown also that in infra-red spectra maxima are formed only when function of electron state’s density on a allowed band edge, near which the energy states of defects are located, has an maximum.

В литературе много экспериментальных данных, полученных по измерению спектральной характеристики коэффициента оптического поглощения аморфных полупроводников. Они показывают, что эти результаты отличаются только количественно, если энергия поглощенных фотонов близка к энергетической ширине щели подвижности. Но в инфракрасной области поглощения они различаются и по качеству [1, 2]. Несмотря на это, до сих пор остается открытым вопрос, почему приготовленные по схожим технологиям и из одного материала одни образцы показывают максимумы в инфракрасных спектрах коэффициента поглощения, а другие нет [2]. Поэтому в данной работе исследованы спектры инфракрасного поглощения аморфных полупроводников и определены условия появления максимумов в спектрах инфракрасного поглощения.

Эксперименты показывают, что инфракрасные полосы поглощения определяются в основном спектрами дефектного поглощения, т.е. оптическими

переходами электронов, в которых участвуют электронные состояния радиационных дефектов или примесей, образующих глубокие уровни [3]. Как известно, такие переходы могут быть трех видов: между дефектными состояниями, между дефектным состоянием и хвостом разрешенной зоны, между дефектным состоянием и разрешенной зоной. Аналитически спектры коэффициента поглощения, определяемые этими переходами, можно получить по формуле Кубо-Гринвуда в приближении Дэвиса-Мотта [2, 4].

При $kT<<\hbar\omega$ можно записать

$$\alpha(\hbar\omega) = A \int_{\varepsilon_0-\hbar\omega}^{\varepsilon_0} g(\varepsilon) g(\varepsilon+\hbar\omega)) \frac{d\varepsilon}{\hbar\omega}, \quad (1)$$

где A – коэффициент пропорциональности, не зависящий от частоты поглощенного фотона. Видно, что для определения спектров дефектного поглощения надо знать распределение плотности электронных состояний, участвующих в оптических переходах. Основываясь на литературных данных, будем выбирать эти распределения в следующем виде:

для валентной зоны, т.е. когда $\varepsilon<\varepsilon_V$,

$$g(\varepsilon) = g(\varepsilon_V)[(\varepsilon_C - \varepsilon)/E_g]^{n_1}, \quad (2)$$

для зоны проводимости, т.е. когда $\varepsilon>\varepsilon_C$,

$$g(\varepsilon) = g(\varepsilon_C)[(\varepsilon - \varepsilon_V)/E_g]^{n_2}, \quad (3)$$

где E_g – энергетическая ширина щели подвижности, n_1 и n_2 могут иметь значения 0, 1/2 и 1. В работе [5] показано, что хвосты разрешенных зон имеют экспоненциальный вид

$$g(\varepsilon) = g(\varepsilon_V)\exp[-\beta_1(\varepsilon - \varepsilon_V)], \quad \text{когда } \varepsilon_V<\varepsilon; \quad (4)$$

$$g(\varepsilon) = g(\varepsilon_C)\exp[\beta_2(\varepsilon - \varepsilon_C)], \quad \text{когда } \varepsilon<\varepsilon_C, \quad (5)$$

β_1 и β_2 – параметры, определяющие наклоны экспоненциальных хвостов разрешенных зон.

Как известно, плотность электронных состояний, находящихся в дефектах, подчиняется распределению Гаусса [6]

$$g(\varepsilon) = g(\varepsilon_D)\exp[-\alpha(\varepsilon - \varepsilon_D)^2]. \quad (6)$$

Однако, интегрируя эту функцию по формуле Кубо-Гринвуда, невозможно получить аналитическое решение. Поэтому в работе [7] предложена интегрируемая функция распределения, соответствующая гауссовскому в пределах ошибок эксперимента, которая имеет вид:

$$g(\varepsilon) = g(\varepsilon_D)/\mathrm{ch}[b(\varepsilon - \varepsilon_D)]. \quad (7)$$

Используя это распределение, можно определить аналитическое решение спектральных характеристик коэффициента поглощения для каждого типа электронных переходов с участием состояний, находящихся в дефектах, поскольку коэффициент поглощения является аддитивным параметром [3]. Эти переходы будем рассматривать в отдельности следующим образом: из валентной зоны в дефекты; из хвоста валентной зоны в дефекты; между дефектными состояниями; из дефекта в хвост зоны проводимости; из дефекта в зону проводимости.

Численные расчеты, проведенные для этих переходов по формуле (1), показали, что, во-первых, значения коэффициента поглощения в основном определяют электронные переходы между дефектными состояниями и

разрешенными зонами, во-вторых, вид этих спектров почти не различается при варьировании значений степеней n_1 и n_2 между 0 и 1 (рис. 1). Поэтому здесь мы приведем аналитическое решение спектральной характеристики коэффициента дефектного поглощения для «постоянных» разрешенных зон.

Используя выражения (2), (3) и (7) для n_1=0 и n_2=0 по формуле Кубо-Гринвуда, получаем:

$$\alpha = \frac{2A \times g(\varepsilon_D)}{N(\varepsilon_C) b \times \hbar\omega} \operatorname{arctg}\left[\frac{\exp(b(\varepsilon_V - \varepsilon_D + \hbar\omega)) - \exp(b(\varepsilon_V - \varepsilon_D))}{1 + \exp(b(2(\varepsilon_V - \varepsilon_D)) + \hbar\omega)} \right], \quad (8)$$

$$\alpha = \frac{2A \times g(\varepsilon_D)}{N(\varepsilon_C) b \times \hbar\omega} \operatorname{arctg}\left[\frac{\exp(b(\varepsilon_C - \varepsilon_D)) - \exp(b(\varepsilon_C - \varepsilon_D - \hbar\omega))}{1 + \exp(b(2(\varepsilon_C - \varepsilon_D)) - \hbar\omega)} \right]. \quad (9)$$

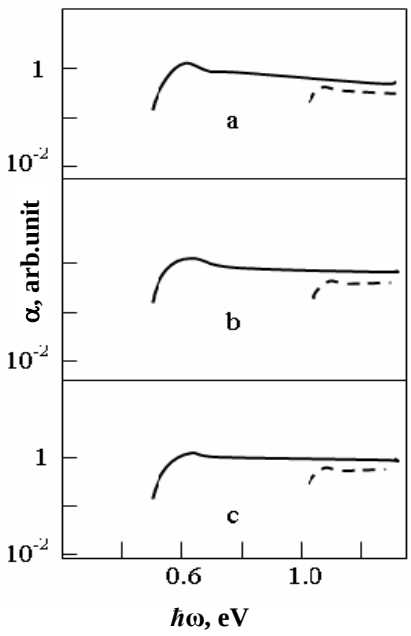


Рис. 1. Спектры коэффициента поглощения электронных переходов из дефектного состояния в зону проводимости (сплошная линия) и из валентной зоны в дефектное состояние (штриховая линия). E_g=1.8 eV, ε_C–ε_D=0.6 eV; *a*) n_1=n_2=0, *b*) n_1=n_2=1/2, *c*) n_1=n_2=1.

На рис. 1*a* показаны данные, полученные из этих выражений. Видно, что в спектрах нет полосы сильного поглощения, получаемой в эксперименте. Дальнейшие исследования показали, что полоса сильного поглощения образуется только в образцах, у которых на краях разрешенных зон имеются явные максимумы. Предполагая, что энергетическое распределение этих максимумов также имеет вид гиперболического секанса (7), выразим их следующим образом:

для края валентной зоны

$$g(\varepsilon) = g(\varepsilon_V) / \operatorname{ch}(b_1(\varepsilon - \varepsilon_V)), \quad (10)$$

а для края зоны проводимости

$$g(\varepsilon) = g(\varepsilon_C) / \operatorname{ch}(b_2(\varepsilon - \varepsilon_C)). \quad (11)$$

Численные расчеты, полученные для $b \neq b_1$ и $b \neq b_2$, показали, что результаты интегрирования почти не отличаются от b_1=b=b_2, когда выполняются условия $b_1 < b < b_2$. Поэтому, чтобы получить аналитическое решение спектров коэффициента поглощения, используя выражения (10) и (11), требуется выполнение условий b=b_1 и b=b_2. Для электронных переходов из дефекта в зону проводимости

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{A}{b\hbar\omega} \frac{1}{\operatorname{sh}(b(\varepsilon_C - \varepsilon_D - \hbar\omega))} \ln \frac{1 + \left(\frac{g(\varepsilon_D)}{g(\varepsilon_C)}\right)^2 + 2\left(\frac{g(\varepsilon_D)}{g(\varepsilon_C)}\right) \operatorname{ch}(b(\varepsilon_C - \varepsilon_D))}{1 + \left(\frac{g(\varepsilon_D)}{g(\varepsilon_C)}\right)^2 + 2\left(\frac{g(\varepsilon_D)}{g(\varepsilon_C)}\right) \operatorname{ch}(b(2\hbar\omega - \varepsilon_C - \varepsilon_D))}. \quad (12)$$

Для оптических переходов из валентной зоны в дефекты

$$\alpha(\hbar\omega)=\frac{A}{b\hbar\omega}\frac{1}{\mathrm{sh}(b(\varepsilon_D-\varepsilon_V-\hbar\omega))}\ln\frac{1+\left(\frac{g(\varepsilon_V)}{g(\varepsilon_D)}\right)^2+2\left(\frac{g(\varepsilon_V)}{g(\varepsilon_D)}\right)\mathrm{ch}(b(\varepsilon_D-\varepsilon_V))}{1+\left(\frac{g(\varepsilon_V)}{g(\varepsilon_D)}\right)^2+2\left(\frac{g(\varepsilon_V)}{g(\varepsilon_D)}\right)\mathrm{ch}(b(2\hbar\omega-\varepsilon_D-\varepsilon_V))}. \quad (13)$$

На рис. 2 представлены расчетные данные, полученные из формулы (13). Для сравнения также показаны спектры инфракрасного поглощения аморфного германия, полученные экспериментальным путем в работе [2]. Видно, что расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются. Это показывает, что полосы сильного инфракрасного поглощения появляются только в тех аморфных полупроводниках, у которых имеются максимумы на краях разрешенных зон.

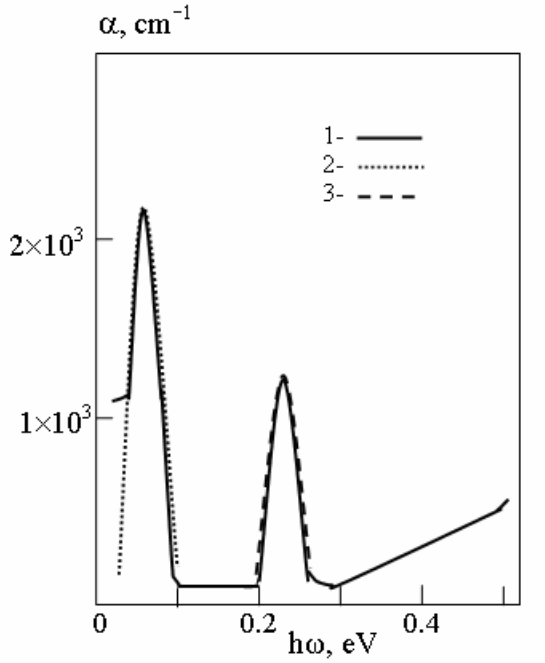


Рис. 2. Инфракрасные спектры аморфного германия: *1* – эксперимент [2]; расчетные данные, полученные по формуле (13): *2* – $\varepsilon_D-\varepsilon_V$=0.07 eV, *3* – $\varepsilon_D-\varepsilon_V$=0.24 eV.

Следует отметить, наши дальнейшие расчеты показали, что если энергетический интервал между разрешенными зонами и радиационными дефектами или примесями, образующими глубокие уровни, меньше, чем 0.03 эВ, тогда, для расчета спектров инфракрасного поглощения надо использовать формулу Кубо-Гинвуда в виде

$$\alpha(\hbar\omega)=A\int_{\varepsilon_0-\hbar\omega}^{\varepsilon_0}g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)(f(\varepsilon)-f(\varepsilon+\hbar\omega))\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega}, \quad (14)$$

где $f(\varepsilon)=\exp\left(-\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}\right)$ – распределение Больцмана.

Таким образом, в настоящей работе определены условия появления полос сильного инфракрасного поглощения. Определены аналитические виды этих спектров. Показано, что в инфракрасных спектрах явные максимумы появляются только тогда, когда функция распределения на краях разрешенной зоны имеет максимум, вблизи которого находятся энергетические состояния радиационных дефектов или примесей, образующих глубокие уровни.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Г. Икрамов, Н. Рахимов, Х.О. Кучкаров, Узбек. физич. журн.№ 5**,** 30 (1994).
2. Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах (Москва, Мир, 1982).
3. В.И. Фистуль. Аморфные примеси в полупроводниках (Москва, Металлургия, 1992).
4. M. Vanecek, A. Abraham, O. Stika, and J. Kocka, Phys. Stat. Sol. (a) **83**, 617 (1984).
5. А.А. Андреев, М.С. Шлимак. В книге: Фотоприемники и фотопреобразователи. Сборник научных трудов ФТИ им А.Ф. Иоффе АН СССР (Ленинград, Наука, 1986).
6. S. Yamasaki, H. Oheda, A. Matsuda, Jap. J. Appl. Phys. **21**, (9), L539 (1982).
7. Р.Г. Икрамов, Естественные и технические науки (Москва) **21**, (9), L539 (2002).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.93-97

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МЕЛКОЗЕРНИСТЫХ КОСОНАПЫЛЕННЫХ ПЛЕНОК CdTe:In С АНОМАЛЬНЫМ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИМ СВОЙСТВОМ

М.З. Гуломова, Ф.К. Мирзарахимова[1], Б.З. Полвонов[1], О.З. Полвонов

Ферганский политехнический институт, 150107 Фергана, Узбекистан, bakhtiyorp@mail.ru
(Получена 25.07.2018)

Мақолада бурчак остида ўстирилган поликристалли CdTe, CdTe:In юпқа пардаларнинг паст температурали (T = 4.2 K) фотолюминесценция спектри ва аномал фотовольтаик хусусияти ўртасидаги боғланиш топилган. Легирланмаган CdTe намуналар спектридаги четки дублет полосаси қаторида хусусий люминесценция спектри қолганларидан устунлиги аниқланган. CdTe:In намуналарида In атомлари дублет полосани сўндиради, кейинги термик ишлов бериш хусусий люминесценция чизиғини фаоллаштиради. Унинг ярим кенглиги ҳосил бўлаётган фотокучланишнинг максимал қиймати ($V_{АФН} \approx 10^3$ В/см) билан боғлиқдир.

Обнаружена корреляция между спектром низкотемпературной (T = 4.2 K) фотолюминесценции и аномальными фотовольтаическими свойствами косонапыленных поликристаллических пленок CdTe, CdTe:In**.** В спектрах чистых образцов, наряду с краевой дублетной полосой, доминирует полоса собственной люминесценции, обусловленная наличием потенциальных барьеров на границах зерен. Легирование примесью In приводит к тушению дублетной полосы, дальнейшая термическая обработка – к резкой активации собственной полосы, полуширина которой связана с максимальным значением генерируемого фотонапряжения $V_{АФН} \approx 10^3$ В/см.

Correlation between spectrum of the low temperature (T = 4.2 K) photoluminescence and anomalous photovoltages properties of oblique sputtered polycrystalline thin films CdTe, CdTe:In is discovered**.** In spectrum of undoped samples, equally with double-acting band the band of own luminescence, conditioned presence potential barrier on border of grains dominated. Alloyage with impurity In extinguishs double-acting bands, the adding thermal treatment leads to intensification of the own band, half-width of which is connected with maximum value of photogenerated voltage $V_{АФН} \approx 10^3$ V/cm.

Одним из наиболее чувствительных оптических методов диагностики полупроводниковых пленочных структур является анализ их спектров низкотемпературной фотолюминесценции (НТФЛ). К сегодняшнему дню достаточно исследованы спектры НТФЛ кристаллов и предложены методы прогнозирования и контролированного изменения электрофизических свойств полупроводниковых структур [1, 2]. Однако до сих пор формирование спектров НТФЛ тонких мелкозернистых $d_{cr} \leq 1$мкм полупроводниковых образцов, у которых межзеренные границы оказывают значительное влияние на их свойства, практически не исследовалось. В данном сообщении приводятся результаты изучения оптических спектров НТФЛ тонких поликристаллических пленок CdTe, CdTe:In с фотовольтаическим свойством с целью усовершенствования технологии получения пленочных структур с необходимыми рабочими параметрами для полупроводниковой оптоэлектроники. Известно [3], что легирование примесью In и последующая термическая обработка (ТО) существенно улучшают фотовольтаические параметры косонапыленных пленок CdTe: фототок короткого

замыкания I_{sc} увеличивается на два порядка, а максимальное значение аномального фотонапряжения (АФН) V_{APV} на порядок по сравнению с нелегированными пленками. Оказалось, что в спектрах НТФЛ поликристаллических пленок CdTe, CdTe:In с АФН свойством, в отличие от монокристаллов и крупноблочных поликристаллов, не проявляются каналы излучения экситонов и донорно-акцепторных пар (ДАП), причиной которых является процесс генерации фото-эдс в приграничных областях кристаллических зерен [4], приводящий к стимулированию собственной (*e*–*h*) люминесценции и возгоранию её продольно-оптических (LO) фононных повторений в нелегированных образцах.

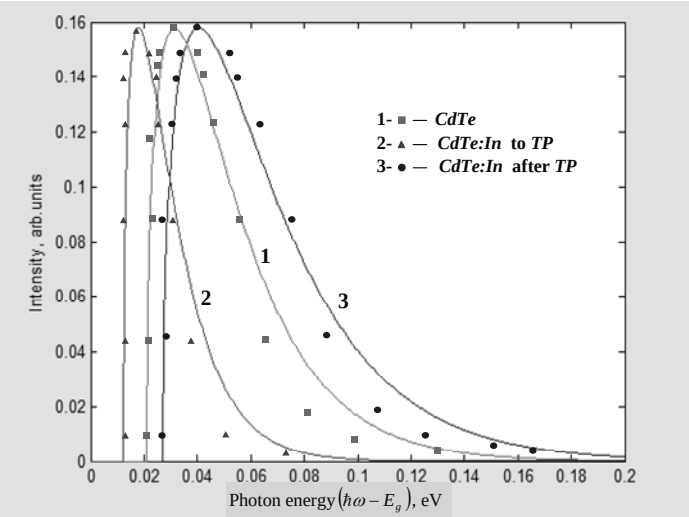


Рисунок. Сравнение теоретических (сплошные кривые, рассчитанные по формуле (1)) и экспериментальных (точки) спектров фундаментальной полосы НТФЛ мелкозернистых АФВ пленок CdTe при T = 4.2 К (пояснения в тексте).

Обнаружено существенное коротковолновое смещение $\Delta E_r \approx 20$ мэВ красной границы *e*–*h* полосы в зависимости от точечных и структурных дефектов кристаллических зерен, полуширина которой коррелирует с максимальным значением генерируемого пленкой АФН $V_{APV} = 10^2$–10^3 В/см.

Спектр НТФЛ нелегированной пленки CdTe с АФВ свойством в окрестности фундаментальной полосы поглощения качественно отличается от аналогичного спектра монокристалла CdTe. Основной вклад в НТФЛ пленки дают излучательная рекомбинация *e*–*h* свободных носителей (*A*-линия с полушириной 14.2±0.1 мэВ, рисунок, кривая *1*) и краевая люминесценция с относительно широкой дублетной структурой (*B*- и *C*-линии излучения с полуширинами 18.5±0.1 мэВ и 32.2± 0.1 мэВ). Резкая длинноволновая граница $\hbar\omega$ = 1.627 эВ собственной полосы излучения говорит о том, что отдельные зерна обладают совершенной кристаллической структурой. Хвосты плотности состояний, обусловленные сильными нарушениями кристаллической решетки, в спектрах НТФЛ не обнаруживаются. Заметим, что красная граница *A*-линии смещена в сторону коротких волн на энергию 0.021 эВ по сравнению с нижней границей зоны проводимости монокристалла CdTe при T = 4.2 К (E_g = 1.606 эВ). Это трудно

объяснить наличием внутренних механических напряжений растяжения в тонкой пленке CdTe из-за различия термических коэффициентов расширения или межатомных расстояний пленки и подложки, что приводило бы к увеличению ширины запрещенной зоны E_g.

Спектр НТФЛ свежеприготовленной пленки CdTe:In с примесью индия объемной концентрации 10^{17}–10^{18} см$^{-3}$ сильно деформирован (рисунок, кривая *2*). Во-первых, существенно сужается полуширина *A*-линии (падает до 6 мэВ), что и коррелирует с падением почти на порядок максимального значения V_{APV} пленки, CdTe:In без ТО по сравнению с нелегированной пленкой CdTe. Во-вторых, полоса краевой люминесценции (*B*- и *C*-линии) исчезает. В-третьих, резкая красная граница собственного излучения сдвигается в длинноволновую сторону на энергии ≈3–5 мэВ и отстает от верхней границы запрещенной зоны монокристалла на энергии 16–18 мэВ. При этом полуширина *A*-линии излучения уменьшается, электропроводность пленки CdTe:In увеличивается, чем и определяется ухудшение её АФВ свойства.

После оптимальной ТО пленки CdTe:In спектр НТФЛ качественно не претерпевает сильного изменения (рисунок, кривая *3*). Однако сразу же заметим, что ТО приводит к уширению *A*-линии почти в 3 раза (полуширина достигает значения ~17 мэВ) в соответствии с ростом значения V_{APV} на порядок, т.е. до 3×10^3 В, и к смещению красной границы *A*-линии на ~11 мэВ в коротковолновую сторону по сравнению с неотожженной пленкой CdTe:In, что также является, на первый взгляд, трудно объяснимой задачей. Следует отметить, что процесс ТО в результате самокомпенсации донорных и акцепторных пар [5] как в объеме, так и на поверхности зерен стимулирует, наряду с АФВ свойством легированной пленки, также и собственную полосу НТФЛ.

Таким образом, мы видим четкую корреляцию между АФВ свойством и формой обнаруженной полосы собственной люминесценции косонапыленных пленок CdTe: при легировании пленки, а также после ТО форма *A*-линии сильно трансформируется в соответствии с изменением АФВ свойства пленки.

Строго говоря, НТФЛ поликристаллической пленки формируется из разных её глубин и микрообластей на основе различных механизмов излучательных рекомбинаций. Точный аналитический расчет спектра НТФЛ представляет значительные трудности. Однако предварительный количественный анализ спектров *A*-линии излучения показывает, что в первом приближении его можно описать следующей формулой:

$$L(\omega) = A\sqrt{\hbar\omega - (E_g + \Delta E_r)}\exp\left(-\frac{\hbar\omega - (E_g + \Delta E_r)}{kT_{eh}}\right), \qquad (1)$$

где $L(\omega)$ – спектральная интенсивность люминесценции, A – постоянная, зависящая от типа пленки и условия ее фотовозбуждения, E_g – ширина запрещенной зоны монокристалла CdTe, k – постоянная Больцмана, T_{eh} – средняя характерная температура фотоносителей, сильно отличающаяся от температуры решетки T, $\Delta E_r = \hbar\omega_r - E_g$ – разность между красной границей *A*-линии и E_g. Естественно, второй и третий множители в правой части (1) обусловлены плотностями состояний в простых зонах и квазиравновесными функциями распределений фотоносителей.

На рисунке представлено сравнение теоретических и экспериментальных спектров фундаментальной полосы НТФЛ мелкозернистых АФВ пленок CdTe, CdTe:In. Значения параметров $\Delta E_r \approx kT_{eh}$ выбраны по коротковолновым смещениям красной границы *A*-линии из экспериментальных спектров: ΔE_r =21 мэВ (кривая *1* для нелегированной пленки CdTe), 17 мэВ (кривая *2*, CdTe:In без ТО), 29 мэВ (кривая *3*, CdTe:In после ТО). Видно, что грубо рассчитанные спектральные линии *1-3* неплохо согласуются с результатами эксперимента. Однако на коротковолновых краях спектров имеются существенные расхождения. Эксперимент показывает более сильную термализацию горячих фотоносителей с характерной температурой $T_{eh} < \Delta E_r / k$, что говорит о дополнительных каналах рассеяния высокоэнергичных неравновесных свободных носителей.

Физический смысл величины ΔE_r можно объяснить следующим образом. Поскольку лазерное возбуждение полупроводника осуществляется на достаточно большой частоте $\hbar\omega = 2.60$ эВ по сравнению с E_g = 1.606 эВ при T = 4.2 K, то высокоэнергичные фотоэлектроны и фотодырки, релаксируя по энергии, приближаются к соответствующим границам зон с некоторой остаточной температурой T_e и T_h, полностью не охладившись до температуры кристаллической решетки. Этому также способствуют внутренние электростатические поля ООЗ («встроенные» поля $\vec{E}_i$), пространственно разделяющие генерируемые электронно-дырочные пары и ускоряющие фотоносители. В последнем случае электроны дополнительно нагреваются на энергии, равные по порядку величины высоте приповерхностного потенциального барьера φ_{0i}. Тогда, считая, что энергия горячих электронов относительно дна зоны проводимости равна $\Delta E_e \approx \varphi_{0i} + kT_e$, а дырок $\Delta E_h \approx \varphi_{0i} + kT_h$, получим

$$\Delta E_r = \Delta E_e + \Delta E_h \approx 2\varphi_{0i} + kT_{eh} \ , \qquad (2)$$

где

$$T_{eh} = T_e + T_h \ .$$

Значит, величина ΔE_r, согласно (2), определяется кинетической энергией горячих фотоносителей и высотой приповерхностного потенциального барьера φ_{0i}. Здесь мы имеем дело с эффектом смещения края собственной полосы НТФЛ при интенсивном лазерном возбуждении горячих носителей в мелкозернистых поликристаллах прямозонных полупроводников в зависимости от структурных дефектов, определяющих параметры приграничных потенциальных барьеров монокристаллических зерен.

Из формулы (1) формально можно грубо определить спектральную полуширину *A*-линии

$$\Delta_A = kT_{eh}(x_2 - x_1) \approx 0.67\ kT_{eh} \, . \qquad (3)$$

Отсюда заключаем, что спектральная полуширина *A*-линии Δ_A прямо пропорциональна температуре фотоносителей, обуславливающей коротковолновое смещение красной границы ΔE_r. Это качественно соответствует изменениям спектральных характеристик *A*-линии на рис. 1. Поскольку легирование пленки CdTe примесью In приводит к уменьшению φ_{0i} и kT_{eh}, мы видим сокращение ΔE_r на 3–5 мэВ, а Δ_A – почти в три раза (до 6 мэВ). Последующая оптимальная ТО в результате процессов самокомпенсации [5] переводит пленку в высокоомное

состояние за счет увеличения φ_{0i} и расширения ООЗ (I_{sh} уменьшается, а V_{APV} растет почти на порядок). Из кривой 3 на рис. 1 соответственно получим, что Δ_A увеличивается до 17 мэВ, а ΔE_r до 29 мэВ, т.е. формула оценки (3) выполняется с относительной ошибкой 8%, если считать справедливым условие $\Delta E_r \approx kT_{eh}$.

Таким образом, можно сделать вывод, что коротковолновое смещение красной границы ΔE_r и спектральная полуширина Δ_A A-линии НТФЛ косонапыленных пленок CdTe, CdTe:In зависят от значения приповерхностных потенциальных барьеров φ_{0i} и тем самым коррелируют с АФВ параметром V_{APV}.

В заключение отметим, что предложенный здесь оптический метод анализа спектров НТФЛ совместно с фотоэлектрическими свойствами мелкозернистых поликристаллических пленок CdTe может быть использован для изучения микроскопических свойств и других полупроводниковых пленочных структур с целью модернизации технологии разработки эффективных пленочных фотопреобразователей.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Квит, Ю.В. Клевков, С.А. Медведев, В.С. Багаев, А. Пересторонин, А.Ф. Плотников, ФТП **34**(1), 19 (2000).
2. В.С. Багаев, Ю.В. Клевков, С.А. Колосов, В.С. Кривобок, А.А. Шепель, ФТТ **52**(1), 37 (2010).
3. М.А. Каримов, Н.Х. Юлдашев, Физич. инж. поверх. **3**(3-4), 228 (2005).
4. Б.Ж. Ахмадалиев, М.А. Каримов, Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев, Физич. инж. поверх. **8**(4), 358 (2010).
5. О.А. Матвеев, А.И. Терентьев, ФТП **32**(2), 159 (1998).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.98-106

ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ НАНОРОДОВ ОКСИДА ЦИНКА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГИДРОТЕРМАЛЬНЫМ МЕТОДОМ

С.С. Курбанов, Ш.З. Уролов, З.Ш. Шаймарданов, Р.Р. Жалолов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, ул. Дурмон йули, 33, Ташкент, Узбекистан, saidislam_kurbanov@yahoo.com

(Получена 26.12.2018)

Мақолада зангламайдиган пўлат тўр сиртида ZnO нанородлари ҳосил қилингани баён қилинади. Нанородлар кесим юзаси тўғри гексагонал шаклга эга. Нанородлар узунлиги 2–15 мкм ва диаметри 0.07–1 мкм. ZnO нанородлари иштирокида родамин 6G органик бўёғининг сувдаги эритмаси ультрабинафша нур билан ёритилганда бўёқ деградацияси натижасида рангсизланади. Кузатилган ҳодиса ZnO нанородларининг фотокатализ таъсири билан тушунтирилади.

В работе сообщается о формировании нанородов ZnO на поверхности сетки из нержавеющей стали. Нанороды в поперечном сечении имеют правильную гексагональную форму. Длина нанородов 2–15 мкм и диаметр 0.07–1 мкм. В присутствии нанородов и при освещении УФ излучением водный раствор органического красителя родамин 6G обесцвечивается вследствие деградации красителя. Наблюдаемый эффект объясняется фотокаталитическим действием нанородов ZnO.

The paper reports the formation of ZnO nanorods on the surface of a stainless steel mesh. The nanorods in cross section have a regular hexagonal shape. The length of nanorods is 2–15 microns, while a diameter varies between 0.07–1 microns. In the presence of nanorods and under UV light illumination, the aqueous solution of the organic dye rhodamine 6G manifests a bleaching effect due to the degradation of the dye. The observed phenomenon is explained by the photocatalytic effect of ZnO nanorods.

I. ВВЕДЕНИЕ

Загрязнение воды является проблемой глобального масштаба. Органические соединения природного и искусственного происхождения, например, углеводороды, полихлорированные дифенилы, удобрения и пестициды, постоянно попадают в окружающую среду в виде отходов промышленности и сельского хозяйства. Около миллиона тонн синтетических органических красителей производится ежегодно для применения в текстильной, лакокрасочной, косметической и пищевой промышленности [1]. Значительное количество этих органических красителей в составе сточных вод сбрасывается в реки и моря. Их удаление из этих стоков имеет решающее значение для экологической устойчивости. Промышленные очистные сооружения позволяют удалить большую часть загрязняющих веществ с помощью различных технологий очистки – осаждения, фильтрации, биотехнологических методов и др., считающихся относительно эффективными и безопасными при очистке сточных вод. Однако данные технологии малоэффективны в отношении биологически токсичных и не разлагаемых органических соединений, процессы нейтрализации которых требуют применения усовершенствованных методов, таких как использование активированного угля, и окислительных процессов, имеющих высокую

себестоимость и часто экономически нецелесообразных. Фотокаталитическое окисление – один из новых и эффективных методов, используемых для удаления органических загрязнителей из воды и ее обеззараживания. Поэтому применение полупроводниковых фотокатализаторов с целью генерирования свободных радикалов для активации процессов окисления органических соединений является одним из наиболее перспективных технологий для реализации недорогостоящей и энергоэффективной методики очистки воды [2-5]. Однако использование полупроводниковых фотокатализаторов в виде порошка может вызвать вторичное загрязнение, так как они могут легко вымываться водой. Это также приводит к тому, что со временем эффективность разложения органических загрязнителей ухудшается и возникает необходимость отделения фотокатализаторов от реакционной среды. Эта процедура является не только трудоемкой, но и дорогостоящей. Такой недостаток порошкообразных полупроводниковых фотокатализаторов может быть устранен путем применения наноструктурных фотокатализаторов, выращенных на жесткой подложке, например, на мелкой сетке из нержавеющей стали. Такая конструкция предотвращает вымывание фотокатализатора проточной водой в процессе очистки.

Оксид цинка (ZnO) представляет собой полупроводниковый материал с широкой энергией запрещенной зоны (3.37 эВ) и большой энергией связи экситонов (60 мэВ) при комнатной температуре. Благодаря этим уникальным свойствам наноструктуры ZnO, такие как нанороды (наностержни), нановолокна и наноленты, в последнее время находятся в центре внимания исследователей [6, 7]. Эти наноструктуры ZnO могут быть использованы в создании светоизлучающих диодов [8], солнечных элементов [9], наногенераторов [10], фотоприемников [11] и УФ-лазеров [12]. В настоящее время разработаны различные методы выращивания наноструктур ZnO. Гидротермальным синтезом принято называть метод получения различных неорганических соединений за счет химических реакций в закрытых системах, протекающих в водных растворах при температурах выше 100°C и давлениях выше 1 атм. [13]. Необходимо заметить, что основными преимуществами этого метода являются высокая производительность, низкая цена и простота исполнения. Сюда можно добавить и относительно низкую температуру процесса. Низкая температура синтеза позволяет использовать в качестве подложек различные нетермостойкие материалы, например, пластиковые нити.

В этой работе нанороды ZnO выращивали на сетке из нержавеющей стали низкотемпературным гидротермальным методом. Синтезированные нанороды проявляют сильную экситонную люминесценцию, свидетельствующую о хорошей кристалической структуре. Обнаружено, что под воздействием ультрафиолетового (УФ) излучения синтезированные наноструктуры способствуют обесцвечиванию водного раствора органического красителя, выступая в качестве фотокатализатора.

II. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для создания фотокатализатора нанороды ZnO были синтезированы низкотемпературным гидротермальным методом [14] на сетке, образованной перекрестным переплетением проволок из нержавеющей стали. Предварительно подложки (куски сетки размером 20×20 мм и расстоянием между ячейками примерно 0.1×0.1 мм) последовательно очищали в ультразвуковой ванне в течение 15 минут в ацетоне и этиловом спирте. Затем на подложках создавали зародыши

ZnO методом вытягивания из раствора (Dip coating). При этом вертикально опущенная в раствор ацетата цинка дигидрата ($Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$) в этиловом спирте подложка очень медленно поднимается вверх (вытягивается из раствора) и по мере улетучивания растворителя на поверхности подложки образуются зародыши нанокристаллов ZnO. Концентрация раствора 0.01 М, скорость вытягивания 0.1–0.5 мм/мин. В раствор не была добавлена вода, и необходимая вода для образования нанокристаллов ZnO поступала из воздуха. Такой безводный раствор позволил получить на поверхности подложек очень маленькие зародыши ZnO. После завершения реакции создания зародышей подложки отжигали на воздухе при температуре 250°C в течение 30 мин. Температура отжига немного выше температуры разложения ацетата цинка дигидрата и формирования нанокристаллов ZnO на подложке.

Синтез нанородов ZnO производили в стальном автоклаве с внутренним тефлоновым покрытием. Водные растворы нитрата цинка гексогидрата ($Zn(NO_3)_2 6H_2O$) и гексаметилтетрамина ($C_6H_{12}N_4$) приготавливали отдельно и затем смешивали. Концентрация обоих растворов равна 0.1 М. Смесь перемешивали с помощью магнитной мешалки в течение 30 минут, пока не образуется прозрачный и однородный раствор. Затем раствор перемещали в стальной автоклав, куда предварительно помещали подложки (стальные сетки) с зародышами ZnO. В автоклаве некоторые подложки (образец №1) располагали в вертикальном положении, а другие – в горизонтальном (образец №2). В заключение автоклав плотно закрывали и помещали в термостабилизированную ванну с водой. Гидротермальная реакция протекала при температуре 90°C в течение 5 часов.

После окончания реакции синтеза автоклав вынимали из ванны с водой, и он остывал до комнатной температуры в естественных условиях. После охлаждения образцы извлекали из автоклава, несколько раз промывали в деионизированной воде и высушивали на воздухе.

Экспериментальная установка по исследованию фотолюминесценции нанородов включала в себя светосильный монохроматор МДР-23, высокочувствительный фотоприемник ФЭУ-79 (300−800 нм) и бокскаринтегратор BCI-280. В качестве источника возбуждения фотолюминесценции использовали N_2-лазер (λ = 337 нм, $\tau \sim 6$ нс, $P \sim$ 15 кВт, частота повторения − 100 Гц).

Фотокаталитическое действие нанородов ZnO, синтезированных на поверхности сетки из нержавеющей стали, исследовали по изменению оптической плотности водного раствора органического красителя родамин 6G (Rh6G) вследствие разрушения (разложения) под воздействием УФ-излучения. Водный раствор Rh6G с концентрацией 5 мг/л облучали с помощью ртутной лампы высокого давления ДРШ-120 в кварцевой кювете при постоянном перемешивании. Для исследования спектров пропускания использована экспериментальная установка, где спектры пропускания измеряли методом синхронного детектирования (lock-in amplifier). Установка состоит из светосильного монохроматора МДР-23, высокочувствительного фотоприемника ФЭУ-100 и синхронного детектора. В качестве источника излучения применяли галогеновую лампу.

Морфологию образцов исследовали с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) EVO M10 (Zeiss) (Центр передовых технологий Министерства инноваций РУз).

III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования показали, что гидротермальный метод позволяет синтезировать на поверхности проволоки из нержавеющей стали наноструктуры ZnO. При этом на поверхности наноструктуры образуются два слоя: нижний слой – преимущественно вертикально ориентированные относительно поверхности нанороды, выросшие на зародышах ZnO, сверху хаотично расположены преимущественно горизонтальные нанороды. Для увеличения размеров наноструктур и их плотности на сетке реакцию синтеза проводили два раза. Для этого сетка-подложка с выросшими нанородами повторно помещалась в автоклав с новым раствором на 5 часов при температуре 90°C. Как и ожидалось, после вторичного синтеза размеры наноструктур и их плотность увеличились. На рис. 1 представлены микрофотографии сетки с нанородами ZnO после повторного синтеза, полученные сканирующим электронным микроскопом при различных увеличениях. Как видно, в образце №2 сетка полностью покрыта вертикально выросшими нанородами, а сверху “навалены” горизонтально расположенные нанороды (рис. 1*a*). Нанороды с нижнего слоя имеют относительно малую длину и диаметр (соответственно 2–2.5 мкм и 70–200 нм) (рис. 1*b*). Горизонтально расположенные нанороды (рис. 1*c*) имеют форму веретенообразных стержней с уменьшением диаметров к обоим концам. Нанороды в поперечном сечении имеют правильную гексагональную форму. Длина нанородов 12–15 мкм, а диаметр 0.5–1 мкм. Некоторые нанороды образуют сросшиеся структуры в виде крестов и ежиков.

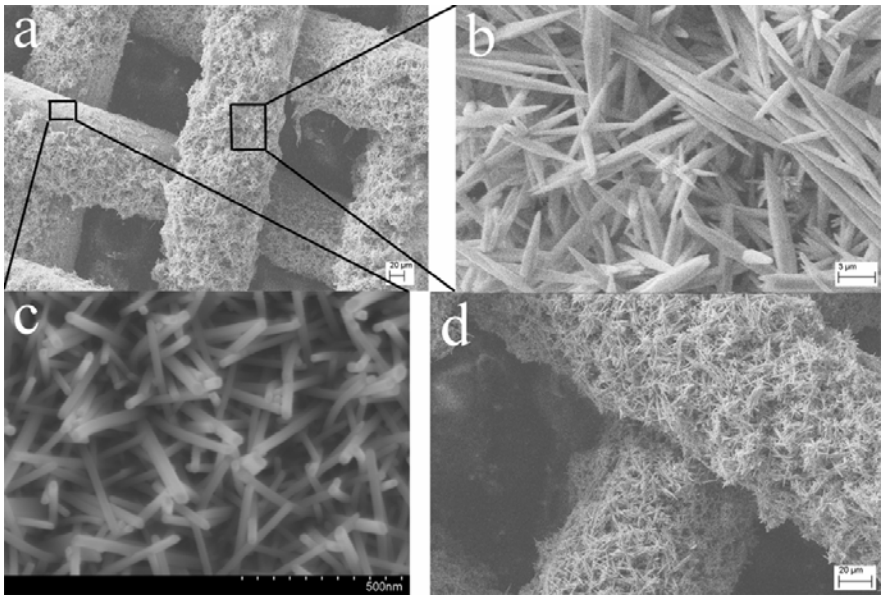


Рис. 1. Микрофотографии нанородов ZnO, полученные сканирующим электронным микроскопом: *a* – образец №2, *b* – нанороды с нижнего слоя в образце №2, *c* – нанороды с верхнего слоя в образце №2, *d* – образец №1.

Существование второго слоя из горизонтально расположенных нанородов свидетельствует о том, что, помимо роста нанородов на заранее созданных на поверхности проволок сетки зародышей, синтез нанородов происходил также

гомогенно, т.е. по всему объему раствора, и эти наноструктуры оседали на вертикально растущих нанородах.

Синтез наноструктур по всему объему раствора одновременно с ростом нанородов на зародышах приводит к равномерному распределению этих наноструктур на поверхности проволок образца № 1 помещенного в реактор вертикально (рис. 1*d*). В отличие от образца № 2, второй слой нанородов с относительно большими размерами полностью закрывают вертикально выросшие нанороды.

Под воздействием излучения азотного лазера (337 нм) синтезированные нанороды проявляют сильную люминесценцию. Спектр люминесценции состоит из двух полос: сильной и узкой при ~390 нм с незначительными отклонениями и широкой с максимумом в районе 570 нм. УФ пик в образце №1 расположен при 387 нм (рис. 2*a*, кривая 1), а в образце №2 при 390 нм (рис. 2*b*, кривая 1).

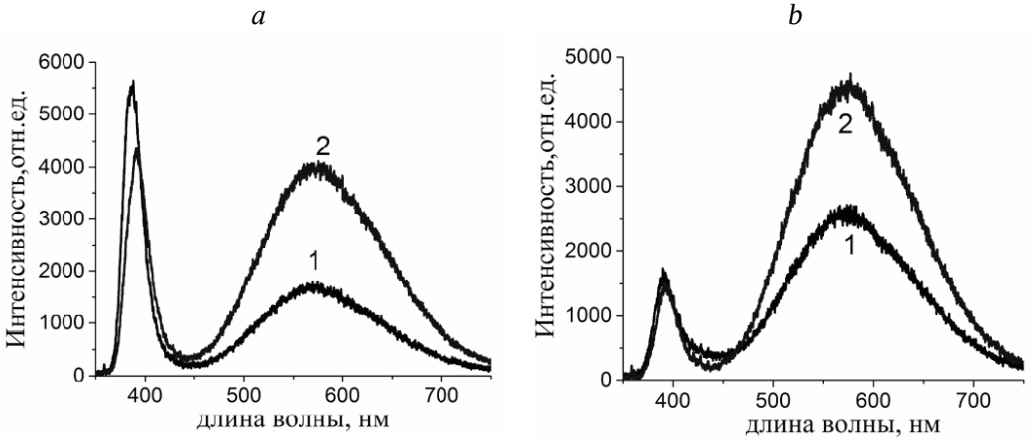


Рис. 2. Спектры люминесценции нанородов ZnO: *a* – образец №1, *b* – образец №2. Кривые 1 и 2 – спектры люминесценции, полученные соответственно после первого и вторичного синтеза нанородов.

Согласно литературе УФ пик отнесен к краевой люминесценции оксида цинка, а именно, свечению свободного экситона. Как было показано ранее [15, 16], положения УФ пика в вертикально выросших и горизонтально расположенных нанородах отличаются и объясняются некоторым размерным эффектом из-за относительно крупных размеров последних. Поэтому различие в положениях максимумов в образцах может быть связано с более сильным вкладом в люминесценцию в образце №2 нанородов из верхнего слоя.

Учитывая, что нанороды были синтезированы без посторонних добавлений, желто-оранжевую полосу люминесценции в районе 570 нм можно приписать собственным дефектам и их комплексам ZnO. Желто-оранжевая полоса часто наблюдается в наноматериалах оксида цинка, выращенных из водных растворов, при относительно низких температурах. Обычно она приписывается междоузельному кислороду или комплексам, образованным с участием кислорода [17, 18].

Высокая интенсивность краевой и низкая интенсивность дефектной люминесценции является показателем качества нанородов ZnO. По этому показателю образцы сильно отличаются. При этом необходимо учитывать, что

из-за вклада в люминесценцию как вертикально выросших, так и горизонтально расположенных нанородов в нашем случае этот показатель качества является усредненным.

Как показали исследования, отношение интенсивностей ультрафиолетовой и дефектной полос меняется после повторного синтеза. Отношение интенсивностей ультрафиолетовой и дефектной полос люминесценции $(I_{UV}^{11} / I_{vis}^{11})$ в образце №1 после первого синтеза равняется ~3.3, а после вторичного синтеза уменьшается $(I_{UV}^{12} / I_{vis}^{12})$, ~1.1. Такая же тенденция наблюдается и в образце №2. После первого синтеза $(I_{UV}^{21} / I_{vis}^{21})$~0.64, а после вторичного синтеза $(I_{UV}^{22} / I_{vis}^{22})$~0.32 (рис. 2*a* и 2*b*, кривые 2). Сильное отличие отношений интенсивностей ультрафиолетовой и дефектной полос в образцах указывает на то, что в образце №2 вклад в люминесценцию наноструктур ZnO, образованных вследствие гомогенного синтеза, больше, чем нанородов, выросших на подготовленных зародышах. При этом наноструктуры ZnO, образованные вследствие гомогенного синтеза, имеют относительно низкое качество кристаллической структуры [15, 16]. Отношение интенсивностей ультрафиолетовой и дефектной полос люминесценции в обоих образцах ухудшается после вторичного синтеза и, возможно, связано с увеличением экранирования вторичного слоя нанородов вследствие роста их толщины после вторичного синтеза.

Эффективность нанородов ZnO, выращенных на сетке из нержавеющей стали, была изучена в качестве фотокатализатора для разрушения молекул красителя Rh6G под воздействием УФ-излучения. Обнаружено, что в присутствии нанородов ZnO раствор RhB постепенно обесцвечивается. На рис. 3 приведены спектры оптической плотности красителя, регистрированные при различных временах облучения. Спектр является типичным для красителя Rh6G и не содержит полос, обусловленных димерами и другими агрегациями. Как видно, с увеличением времени облучения оптическая плотность уменьшается – после 90 минут облучения

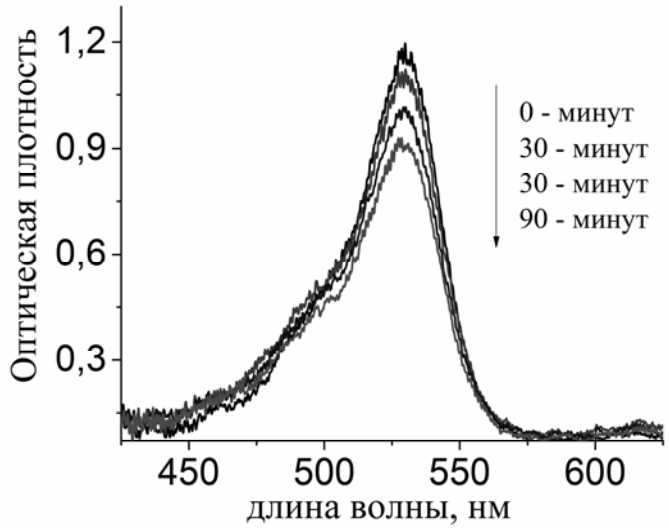


Рис. 3. Спектры оптической плотности красителя, регистрированные после УФ облучения с различными временами.

оптическая плотность на длине волны 530 нм уменьшается на 30%. При этом УФ облучение не влияет на форму спектра. Контрольные измерения показали, за такое же время воздействия УФ лучей без нанородов ZnO краситель обесцвечивается примерно на 5%, что в пределах ошибки эксперимента.

Обычно обесцвечивание растворов органических красителей обусловлено деградацией (разрушением) красителя и уменьшением его концентрации. Согласно закону Бугера-Ламберта-Бера:

$$I(d) = I_0 \exp(-k_\lambda d),$$

где $I(d)$ – интенсивность света, прошедшего слой вещества толщиной d, I_0 – интенсивность света на входе в вещество, k_λ – показатель поглощения, λ – длина волны света. Для растворов

$$k_\lambda = f_\lambda C,$$

где f_λ – коэффициент, характеризующий взаимодействие молекулы поглощающего растворённого вещества со светом длиной волны λ, C – концентрация растворенного вещества. Оптическая плотность вещества толщиной d определяется как

$$D = \ln I_0 / I(d).$$

Изменение концентрации поглощающего вещества в непоглощающем свет растворителе K (в процентах) можно выразить через оптическую плотность раствора:

$$K = \frac{C_0 - C_t}{C_0} 100\% = \frac{D_0 - D_t}{D_0} 100\%.$$

Здесь C_0 – начальная концентрация красителя, C_t – концентрация красителя после облучения, D_0 – начальная оптическая плотность раствора, D_t – оптическая плотность раствора после облучения.

Таким образом, согласно изменению оптической плотности водного раствора органического красителя родамин 6G на длине волны 530 нм после 90 минут освещения излучением ртутной лампы, концентрация красителя уменьшается на 30%.

Предполагается, что супероксидные радикалы ($O_2^{\bullet -}$) и гидроксильные радикалы ($OH^{\bullet}$) в основном ответственны за деградацию органических соединений [4, 19]. Эти радикалы могут образоваться из растворенного в растворе молекул кислорода и воды под воздействием различных факторов. Присутствие полупроводниковых фотокатализаторов может стимулировать генерацию свободных радикалов и активировать процесс окисления органических соединений и, как следствие, их разложения на более безопасные компоненты. Известно, что в ZnO под воздействием ультрафиолетового излучения с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны (3.37 эВ), генерируются электроны (e^-) и дырки (h^+). Эти носители заряда перемещаются к поверхности ZnO. В наноструктурах ZnO, в частности, в нанородах, из-за малых размеров этот процесс происходит очень быстро. Фотогенерированные электроны на поверхности при контакте с растворенным в воде красителем могут его восстановить или реагировать с акцепторами электронов, такими как молекулярный кислород (O_2), адсорбированными на поверхности нанородов или растворенными в воде, восстанавливая их в радикальные супероксидные анионы. В свою очередь,

фотогенерированные дырки могут окислять прилипшую к поверхности нанородов ZnO органическую молекулу и образовать положительно заряженный радикал (R^+) или реагировать с OH-группой или молекулой воды (H_2O), окисляя их в высокореактивные гидроксильные радикалы ($OH^\bullet$). Эти свободные радикалы способны разлагать молекулы Rh6G на менее вредные побочные продукты, приводя к частичной или полной ее минерализации. Перечисленные выше реакции можно отобразить в виде следующих уравнений:

$$\mathrm{ZnO} + h\nu \rightarrow \mathrm{ZnO}(e^- + h^+)$$

$$e^- + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{O_2^{\bullet -}}$$

$$h^+ + \mathrm{Rh6}G \rightarrow \mathrm{Rh6}G(R^{\bullet +}) \rightarrow \text{окисление Rh6}G$$

$$h^+ + \mathrm{H_2O} \rightarrow \mathrm{OH^\bullet} + \mathrm{H^+}$$

$$h^+ + \mathrm{OH^-} \rightarrow \mathrm{OH^\bullet}$$

$$\mathrm{OH^\bullet} + \mathrm{Rh6}G \rightarrow \text{деградация Rh6}G.$$

Поскольку все реакции протекают на поверхности, структура и площадь поверхности имеют важное значение для эффективной передачи зарядов для образования свободных радикалов. Здесь важно, чтобы образованные в объеме электронно-дырочные пары достигли поверхности без рекомбинации. Таким образом, эффективность фотокатализатора определяется его большой поверхностью и малыми размерами для быстрого достижения поверхности генерируемых зарядов. Примененные в качестве фотокатализатора нанороды ZnO удовлетворяют этим требованиям, благодаря малым размерам они имеют большую, развитую площадь. Как известно, с уменьшением габаритных размеров материалов меняется соотношение площади поверхности и их объема. Н-р, два типа нанородов ZnO с массами по 1 грамм и размерами: ℓ_1=2.5 мкм, d_1=0.1 мкм и ℓ_2=11 мкм, d_2=0.7 мкм имеют площадь поверхности соответственно 0.79 м^2 и 0.26 м^2. В то же время 1 грамм ZnO кубической формы имеет поверхность площадью 1.9×10^{-4} м^2. Таким образом, 1 грамм массивного образца ZnO по сравнению с нанородами такой же массы имеет почти в тысячу раз меньшую поверхность, и этим объясняется эффективность наноструктурных фотокатализаторов. Можно ожидать, что увеличение плотности нанородов ZnO на поверхности сетки путем заполнения пространства между проволоками приведет к еще большему росту взаимодействия между нанородами и красителем и увеличению скорости деградации последнего.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На сетке из нержавеющей стали низкотемпературным гидротермальным методом синтезированы наноструктуры ZnO. Наноструктуры полностью покрывают поверхность проволоки и образуют структуру, состоящую из двух слоев: снизу расположены вертикально выросшие нанороды, сверху “навалены” горизонтально расположенные нанороды. Нанороды проявляют сильную экситонную люминесценцию, свидетельствующую об их хорошем качестве. В присутствии нанородов и при освещении УФ излучением водный раствор органического красителя родамин 6G обесцвечивается вследствие деградации красителя. После 90 минутного облучения оптическая плотность в районе 530 нм

уменьшается на 30%. Наблюдаемый эффект объясняется фотокаталитическим эффектом нанородов ZnO.

Авторы выражают свою признательность Ибрагимовой Э.М. за содействие в проведении исследований на сканирующем электронном микроскопе. Настоящая работа выполнена при поддержке гранта ОТ-Ф2-52 Программы фундаментальных исследований Республики Узбекистан.

ЛИТЕРАТУРА

1. F.M.D. Chequer, G.A.R. de Olivera, E.R.A. Ferraz, J.C. Cardoso, M.V.B. Zanoni, and D.P. de Olivera. Eco-Friendly Textile Dyeing and Finishing. (Chapter 6, 2013).
2. K. Rajeshwar, M.E. Osugi, W. Chanmanee, C.R. Chenthamarakshana, J. Photoch. Photobio C: Photochem Rev. **9**, 171 (2008).
3. H. Tong, S. Ouyang, Y. Bi, N. Umezawa, M. Oshikiri, Adv. Mater. **24**, 229 (2012).
4. A. Houas, H. Lachheb, M. Ksibi, E. Elaloui, C. Guillard, J.-M. Herrmann, Applied Catalysis B: Environmental **31**, 145 (2001).
5. I.K. Konstantinou, T.A. Albanis, Applied Catalysis B: Environmental **49**, 1 (2004).
6. Ü. Özgür, Ya.I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M.A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S.-J. Cho, H. Morkoç, J. Appl. Phys. **98**, 041301 (2005).
7. X.Y. Zhang, J.Y. Dai, H.C. Ong, N. Wang, H.L.W. Chan, and C.L. Choy, Chemical Physics Letters **393**, No.1–3, 17 (2004).
8. J.H. Na, M. Kitamura, M. Arita, and Y. Arakawa, Appl. Phys. Letters **95**, 253303 (2009).
9. Y.R. Ray, W.J. Kim, H.W. White, J. Cryst. Growth **219**, 419 (2000).
10. Z.L. Wang, R. Yang, J. Zhou et al., Materials Science and Engineering R **70**, No.3–6, 320 (2010).
11. C.-Y. Lu, S.-J. Chang, S.-P. Chang et al., Appl. Phys. Letters **89**, No.15, 153101 (2006).
12. S. Chu, G. Wang, W. Zhou, Y. Lin, L. Chernyak, J. Zhao, J. Kong, L. Li, J. Ren, Nature Nanotechnology **6**, No.8, 506 (2011).
13. K. Byrappa, M. Yoshimura. Handbook of Hydrothermal Technology. A Technology for Crystal Growth and Materials Processing (William Andrew Publishing, 2001).
14. S.S. Kurbanov, Sh.Z. Urolov, Z.Sh. Shaymardanov, H.D. Cho, and T.W. Kang, Semiconductors **52**, No.7, 897 (2018).
15. С.С. Курбанов, Ш.З. Уролов, З.Ш. Шаймарданов, Р.Р. Жалолов, Uzbek Journal of Physics **20**, №1, 26 (2018).
16. S.S. Kurbanov, Sh.Z. Urolov, Z.Sh. Shaymardanov, R.R. Jalolov, Uzbek Journal of Physics **20**, №4, (2018).
17. J.W.P. Hsu, D.R. Tallant, R.L. Simpson, N.A. Missert, R.G. Copeland, Appl. Phys. Lett. **88**, 252103 (2006).
18. A.B. Djurišić, Y.H. Leung, K.H. Tam, L. Ding, W.K. Ge, H.Y. Chen, S. Gwo, Appl. Phys. Lett. **88**, 103107 (2006).
19. C.S. Turchi, D.F. Ollis, J. of Catalysis **122**, 178 (1990).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.107-110

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГИДРИРОВАНИЯ АТОМА УГЛЕРОДА ПРИ ЕГО ОСАЖДЕНИИ НА ГРАФЕН

Н.А. Сайфуллаева[1], Х.И. Жабборов[1], В.Г. Стельмах[2], И.Д. Ядгаров[2]

[1]Ташкентский университет информационных технологий, Ташкент, Узбекистан
[2]Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, Ташкент, Узбекистан
vasiliycat17@rambler.ru
(Получена 27.03.2019)

Компьютер модели билан молекуляр динамика усули доирасида нуқсонсиз графенга водородланган ва водородланмаган углерод атомларининг чўкиши жараёни углерод атомларининг водородлашиш даражасига боғлиқлиги аниқланди.

Компьютерным моделированием в рамках молекулярной динамики было установлено, что процессы осаждения на бездефектный графен негидрированного и гидрированного атома углерода зависят от степени гидрирования атома углерода

By computer simulation in the framework of molecular dynamics, it was found that the processes of deposition of non-hydrogenated and hydrogenated carbon atoms onto defect-free graphene depend on the hydrogenation degree of the carbon atom.

Бездефектный графен с двумерной гексагональной углеродной кристаллической решёткой является одним из уникальных объектов [1]. Присоединение к бездефектному графену дополнительных атомов или молекул изменяет и расширяет свойства свободного графена. Причем графен с такими дополнительными объектами называется функционализированным. Графен можно функционализировать присоединением углеродных атомов [2-4], димеров [2, 4] и тримеров [4], молекул CH_4 и CO_2 [5] и др. В настоящей работе посредством компьютерного моделирования рассматривается возможность функционализации графена путем осаждения на него атомов углерода с разной степенью гидрирования и влияния гидрирования на вероятность осаждения.

Вначале методом минимизации энергии с использованием потенциала Бреннера второго поколения (REBO), который хорошо описывает углеродные и водород-углеродные структуры [6], были построены компьютерные модели свободного атома углерода с разной степенью его гидрирования: метин CH, метилен CH_2, метил CH_3 и метан CH_4.

Согласно компьютерному моделированию, расстояние между атомами в метине 1.09 Å, энергия когезии атома водорода 2.263 эВ, в метилене атомы водорода находятся на противоположных сторонах от атома углерода по одной линии на расстоянии 1.105 Å от атома углерода и энергия когезии атома водорода 2.117 эВ. Метил представляет собой плоский правильный треугольник, в середине которого находится атом углерода, а в углах находятся атомы водорода, расстояние между атомами углерода и водорода равно 1.093 Å, энергия когезии атома водорода равна 2.229 эВ. Метан имеет правильную объёмную фигуру (тетраэдр)

[7], в середине которого находится атом углерода, а в углах находятся атомы водорода, расстояние между атомами углерода и водорода равно 1.089 Å, энергия когезии атома водорода равна 2.273 эВ.

Компьютерная модель бездефектного графена прямоугольной формы, состоящая из 112 атомов углерода (подробности и обоснования такой модели рассмотрены в [7]), строилась также методом минимизации энергии с использованием потенциала Бреннера с дополнительным наложением периодических условий на граничные атомы графена вдоль плоскости этой структуры. Затем модель графена прошла процесс демпфирования (введение сил взаимодействия при T=0 K) и процесс термализации демпфированной структуры, в результате которой модель графена «разогрели» до 300 K. В итоге была получена двумерная гексагональная кристаллическая решётка с расстоянием между ближайшими атомами 1.42 Å и энергией когезии каждого атома углерода 7.395 эВ.

С помощью компьютерных моделей свободных гидрированных атомов углерода CH, CH_2, CH_3, CH_4 и бездефектного графена, разогретого до 300 K, исследовали процессы осаждения гидрированного и негидрированного атомов углерода с кинетическими энергиями 1.0, 1.2, 1.5, 2.3 и 3.1 эВ на графен. Для формирования набора данных при каждой энергии осаждения 100 раз случайным образом задавали место вертикального падения осаждаемой частицы на графен, а для частиц CH, CH_2, CH_3, CH_4 дополнительно случайным образом задавали их ориентацию относительно графена.

Согласно результатам компьютерного моделирования, энергия связывания одиночного атома углерода, метина, метилена и метила больше 1 эВ, что соответствует хемосорбции, т.е. образуются химические связи неспаренными валентными электронами падающих частиц и бездефектного графена. Метан не имеет неспаренных валентных электронов, и в пределах изучаемых энергий осаждения его хемосорбция на графене не наблюдалась.

Возможность физической сорбции метана с энергией связывания меньше (или намного меньше) 1 эВ подробно рассмотрена, например, в работе [5], методами теории функционала плотности. Вероятности связывания осаждаемых частиц C, CH, CH_2, CH_3 представлены на рис. 1. Видно, что вероятности возрастают при энергиях осаждения до 2.3 эВ. Кроме того, чем больше степень гидрирования атома углерода, тем меньше вероятность связывания.

Путем статистического анализа зависимости вероятности осаждения P негидрированного и частично гидрированного атома углерода от количества N его неспаренных валентных электронов установлено, что эта зависимость при фиксированной энергии осаждения имеет линейный вид типа

$$P(N)=(AN)+C,$$

где A и C – константы, зависящие от энергии осаждения, они приведены в табл. 1.

Нами также установлено, что если осаждаемые частицы C, CH, CH_2 и CH_3 образуют связанное состояние с графеном, то эти частицы находятся вблизи характерных точек A, B, C и D (рис. 2), причём вероятность нахождения связанной частицы над графеном в этих точках (см. табл. 2) имеет различные значения. Точка A – это один из атомов графена, точка B – точная середина между двумя ближайшими атомами графена, точка C – геометрическая середина гексагоналя, точка D находится посередине между точками A и C (см. рис. 2).

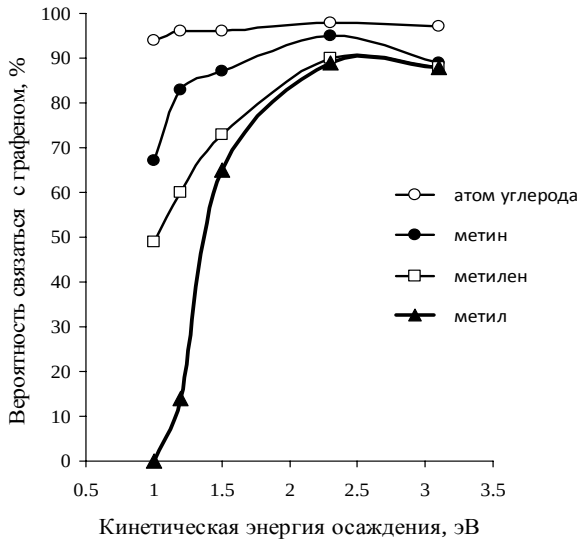


Рис. 1. Вероятности связывания с графеном осаждаемых атома углерода, метина, метилена и метила в зависимости от их энергии осаждения.

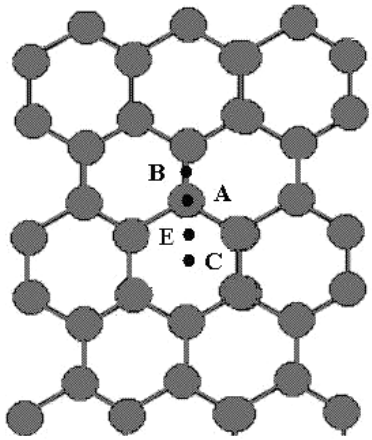


Рис. 2. A, B, C и D – характерные точки, вблизи которых находятся химически связанные частицы C, CH, CH_2 и CH_3, осажденные на графене.

Таблица 1. Параметры линейной аппроксимации зависимости вероятности осаждения негидрированного и частично гидрированного атома углерода от количества его неспаренных валентных электронов.

Энергия осаждения, эВ	*A*, эВ	*C*, эВ	Максимальная относительная ошибка апроксимации, %
1.0	23.3	0	4.9*)
1.2	18.0	25.7	4.0*)
1.5	10.7	53.5	2.5
2.3	3.2	85.0	1.5
3.1	2.8	83.5	3.5

*) Вероятность осаждения метила в данной апроксимации не учитывается.

Таблица 2. Количество частиц C, CH, CH_2 и CH_3, химически связавшихся над характерными точками графена, при осаждении 100 частиц каждого сорта на графен.

Энергия осаждаемой частицы, эВ	Над точкой A				Над точкой B				Над точкой C				Над точкой E			
	C	CH	CH_2	CH_3	C	CH	CH_2	CH_3	C	CH	CH_2	CH_3	C	CH	CH_2	CH_3
1.0	76	61	42	0	7	6	7	0	7	0	0	0	4	0	0	0
1.2	92	78	49	14	3	5	11	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.5	93	66	57	65	1	21	16	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2.3	93	57	71	89	3	36	19	0	0	2	0	0	0	0	0	0
3.1	84	49	64	88	8	35	24	0	3	5	0	0	1	1	0	0

Таким образом, компьютерным моделированием в рамках молекулярной динамики установлено, что процессы осаждения на бездефектный графен негидрированного и гидрированного атомов углерода зависят от степени гидрирования атома углерода: чем сильнее гидрирован атом углерода, тем меньше его вероятность хемосорбироваться на графене. Метан, полностью гидрированный атом углерода, не хемосорбирует на графене при энергиях осаждения от 1 до 3.1 эВ. Также установлено, что максимальная вероятность хемосорбции C, CH, CH_2 и CH_3 на графен должна наблюдаться при энергии их осаждения около 2.3 эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.K. Geim, K.S. Novoselov, Nature Mater. **6**, 183 (2007).
2. O. Lehtinen, N. Vats, G. Algara-Siller, P. Knyrim, U. Kaiser, Nano Lett. **15**, №1, 235 (2015).
3. А.А. Джурахалов, В.Г. Стельмах, Н.Ю. Тураев, И.Д. Ядгаров, Узбек. физич. журн. **17**, №6, 400 (2015).
4. А.А. Джурахалов, Н.Ю. Тураев, В.Г. Стельмах, И.Д. Ядгаров, Докл. АН РУз №2, 13 (2016).
5. B.C. Wood, Sh.Y. Bhide, D. Dutta, V.S. Kandaga, A.D. Pathak, J. Chem. Phys. **137**, 054702 (2012).
6. D.W. Brenner, O.A. Shenderova, J.A. Harrison, S.J. Stuart, B. Ni, S.B. Sinnot, J. Phys: Condens. Matter. **14**, 783 (2002).
7. A.A. Dzhurakhalov, F.M. Peeters, Carbon **49**, 3258 (2011).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.111-114

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$

И. Хидиров, С.Дж. Рахманов, Ш.А. Махмудов, В.В. Гетманский

Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, 100214, Узбекистан
khidirovi@yandex.ru
(Получена 04.12.2018)

Мақолада куб структурали TiC ва MoC карбидларининг кукунларини мос нисбатда олиб аралаштиргандан кейин юқори ҳароратда (2500 К) қиздирилиб волфрамли қотишмалар ўрнини босувчи куб структурали $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ таркибли қотишма олиш мумкинлиги кўрсатилган. Қотишма рентгенография ва нейтронография усуллари билан тадқиқ қилинди. Унинг кристалл панжарасининг параметри a=4.338±0.002 Å. Қотишманинг кристалл структураси $Fm\bar{3}m$ фазовий гуруҳга мансуб бўлиб, Ti ва Mo атомлари 4b позицияларда ўзаро статистик аралашиб жойлашган, углерод атомлари эса 4a октаэдрик позицияларни статистик ишғол қилади.

В работе показана возможность получения вольфрам-замещающего кубического сплава $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ путем высокотемпературного спекания (при 2500 К) перемешанных порошков кубических карбидов TiC и MoC в соответствующих пропорциях. Проведено рентгенографическое и нейтронографическое исследование полученных сплавов. Параметр решетки a=4.338±0.002 Å. Кристаллическая структура описывается в рамках пространственной группы $Fm\bar{3}m$, в которой атомы Ti и Mo взаимозамещены и статистически занимают позиции 4b, атомы C статистически занимают октаэдрические междоузлия 4a.

The possibility of obtaining a tungsten-substituting $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ cubic alloy by high-temperature sintering (at 2500 K) of powders of TiC and MoC cubic carbides mixed in appropriate proportions has been considered. An X-ray and neutron diffraction methods were used to unvestigate the alloys. The lattice parameter is a=4.338±0.002 Å. The crystal structure is described within the space group $Fm\bar{3}m$, in which Ti and Mo atoms are intersubstituted and statistically occupy positions 4b, and C atoms statistically occupy octahedral interstitials 4a.

I. ВВЕДЕНИЕ

В связи с дефицитом вольфрама остро стоит вопрос о нахождении вольфрам-замещающих сплавов, не уступающих вольфрам-содержащим сплавам по своим механическим и коррозионно стойким свойствам. Одним из таких сплавов может быть двойной карбид по металлу $Ti_{1-x}Mo_xC_y$ [1, 2]. В этих работах показано, что система (Ti, Mo)C до концентрации 15 мас.% Mo ($Ti_{0.90}Mo_{0.10}C$) однофазна, кристаллическая структура изоморфна с кубической структурой карбида титана TiC типа NaCl. Карбиды титана TiC и молибдена MoC изоструктурны, имеют близкие значения параметров решетки (4.3278 Å для TiC [3] и 4. 3210 Å для MoC [4]). Атомные радиусы Ti и Mo близки (1.47 и 1.40 для Ti и Mo). Это позволяет предположить, что можно получить однофазный твердый раствор системы (Ti, Mo)C большего состава по Mo, чем в $Ti_{0.90}Mo_{0.10}C$, что представляет практический интерес. Цель настоящей работы – получить двойной карбид состава $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ и изучить его кристаллическую структуру методом нейтронной дифракции.

II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образец $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ получали методом спекания перемешанных порошков кубических карбидов TiC и MoC в соответствующих пропорциях. Средний размер частиц порошков $\bar{r} = 40$ мк. Порошки тщательно перемешивали на агатовой ступке и готовили цилиндрический брикет под давлением 3×10^6 Н/м^2. Приготовленный брикет отжигали в высокотемпературной вакуумной печи типа СШВ-1.2.5/25 И1 при температуре 2200°C в графитовом стаканчике в течение 6 ч, затем охлаждали вместе с печью.

Химический состав синтезированных образцов определяли методом химического анализа, а также минимизацией факторов расходимости экспериментальных и расчетных интенсивностей дифракционных отражений на нейтронограмме образца. Точность химического анализа составляет 0.3%. Нейтронограммму образца снимали при комнатной температуре на нейтронном дифрактометре DN-500, установленном на тепловой колонне ядерного реактора ВВР-СМ ИЯФ АН РУ (λ=0.1085 нм). Порошковый образец засыпали в тонкий ванадиевый цилиндр размером 6×80 мм^2 и снимали его нейтронограмму с шагом 6'. Отношение интенсивностей самого сильного дифракционного максимума от плоскости с индексами Миллера (111) и фона эталонного образца Ni (пространственная группа $Fm\bar{3}m$) при полной кассете равно 22. Обработку нейтронограмм проводили методом полнопрофильного анализа Ритвельда по программе DBW-3.2 [5]. Фазовый состав и однородность по составу контролировали рентгенографическим методом на установке ДРОН-3М (CuK_α-излучение).

III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно рентгенофазовому анализу, полученный образец однофазный и однородный со структурой типа NaCl (пространственная группа $Fm\bar{3}m$).

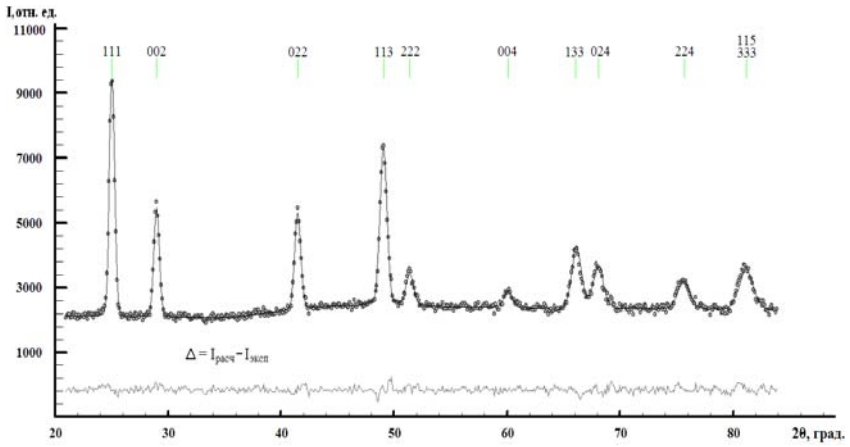


Рис. 1. Нейтронограммы сплава $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$: точки – эксперимент, сплошная линия – расчет в рамках пр. гр. $Fm\bar{3}m$, Δ – разность экспериментальных и расчетных значений интенсивностей дифрактограммы. Над дифракционными максимумами проставлены индексы Миллера отражающих плоскостей в рамках пр. гр. $Fm\bar{3}m$.

Нейтронограмма образца индицируется в рамках пр. гр. $Fm\bar{3}m$ [6, 7], что подтверждает данные рентгенофазового анализа. На рис. 1 представлены экспериментально наблюдаемая и рассчитанная по предложенной нами структурной модели нейтронограммы полученного сплава. Дифракционная картина хорошо объясняется в рамках пр. гр. $Fm\bar{3}m$. В данной модели 2.8 атома Ti и 1.2 атома Mo взаимозамещены и статистически расположены в позициях 4*b*, а 4 атома углерода статистически расположены в октаэдрических междоузлиях (позициях) 4*a*. В рамках этой модели получен фактор недостоверности определения структуры по брэгговским максимумам $R_{Бр}$=5.9%, что считается удовлетворительным.

Структурные характеристики сплава $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ приведены в таблице.

Таблица. Структурные характеристики сплава $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ в рамках пр. гр. $Fm\bar{3}m$.

Атом	Позиция	Координаты *x*, *y*, *z*	Количества атомов в позициях, *n*	Δ*n*
Ti	4*b*	1/2,1/2,1/2; 1/2, 0,0; 0,1/2,0; 0,0,1/2.	3.20	0.04
Mo	4*b*		1.80	
C	4*a*	0,0,0; 0,1/2,1/2; 1/2,0, 1/2; 1/2,1/2,0.	4.00	
	a = 4.338 ± 0.002 Å B = 0.32±0.03 Å^2, $\overline{u^2}$ = 0.012±0.001 Å			
	R_p = 2.60, R_{wp} = 3.29, R_{Br} = 5.9%.			

Примечание. R_p, R_{wp}, R_{Br} – факторы недостоверности определения кристаллической структуры соответственно по полному профилю, по весам каждой точки, по интенсивностям брэгговских максимумов [5], *B* – тепловой фактор, $\overline{u^2}$ – среднеквадратичное смещение атомного комплекса.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность получения сплава $Ti_{0.70}Mo_{0.30}C$ методом высокотемпературного спекания. Кристаллическая структура сплава описывается в рамках пр. гр. $Fm\bar{3}m$, в которой атомы титана и молибдена взаимозамещены и статистически занимают позиции 4*b*, а атомы углерода статистически занимают октаэдрические позиции 4*a*. Замена большей части атомов титана молибденом в карбиде титана TiC не приводит к изменению его кристаллической структуры. Это обстоятельство позволяет получить новый сплав на основе карбида титана с новыми свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Агентства по науке и технологии Республики Узбекистан № ОТ-Ф2-22.

Авторы блогодарят м. н. с. Парпиева А. С. за техническую помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.В. Бурков. Структурообразование, фазовый состав и свойства композиционных материалов на основе карбида титана (Томск, изд. ТПУ, 2011).
2. П.В. Бурков, С.Н. Кульков, Ползуновский вестник №2 (ч. 2), 55 (2005).
3. А.В. Зуева, А.И. Гусев, ФТТ **41**, вып. 7, 1134 (1999).
4. Т.В. Самсонов, И.М. Виницний. Тугоплавкие соединения (Москва, Металлургия, 1976).

5. М.Г. Кржижановская, В.А. Фирсова, Р.С. Бубнова. Применение метода Ритвельда для решения задач порошковой дифрактометрии. Учебное пособие (Санкт-Петербургский университет, 2016).
6. International Tables for Crystallography: Space Group Symmetry. Vol. A. 5th edition, Ed. Hahn Th. (New York, Springer-Verlag, USA, 2005).
7. International Tables for Crystallography. Volume C: Mathematical, Physical and Chemical Tables. E. Prince (ed.). (Dordrecht-Boston-London, 2004).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.115-122

ПРОЦЕСС ТЕХНИЧЕСКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТОВ–ГРАНАТОВ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОЧКИ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

М.З. Шарипов, Д.Э. Хайитов, Н.М. Эргашева

Бухарский инженерно-технологический институт, 200100, Бухара, Узбекистан
m.z.sharipov@rambler.ru
(Получена 30.10.2018)

Магнит компенсация ҳарорати T_c = 249 K яқинида $Tb_3Fe_5O_{12}$ феррит-гранатнинг техник магнитланиш жараёни ҳамроҳлигида магнитооптик қабул қилувчанлик ва Фарадей эффектининг гистерезис магнит илмоғи экспериментал тадқиқотлари ўтказилган. Техник магнитланиш жараёнида ҳароратни T_c яқинлаштирилганда домен чегараларининг ҳаракатланиш тезлиги ўсади, магнитооптик қабул қилувчанлик эса T_c дан ўн ва ва чап томонда локал максимумга эришиши аниқланган. $Tb_3Fe_5O_{12}$ нинг аниқланган ушбу ҳодисаси ишораси ўзгарувчи магнит майдон частотали кристалл домен чегарасининг тебраниш хусусий частотаси резонанси билан боғланганлиги аниқланди. Домен чегаралар магнит резонансининг назарий модели T_c яқинида аниқланган $Tb_3Fe_5O_{12}$ Фарадей эффекти ўзгариш қонуниятини зид бўлмаган (сифат даражасида) тавсифлаш имкониятини бериши кўрсатилган.

Проведены экспериментальные исследования магнитооптической восприимчивости и петель магнитного гистерезиса эффекта Фарадея, сопровождающих процесс технического намагничивания феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$, в температурной области вблизи точки магнитной компенсации этого ферримагнетика T_c = 249 K. Обнаружено, что в процессе технического намагничивания при приближении температуры к T_c скорость движения доменных границ растет, а магнитооптическая восприимчивость имеет локальные максимумы справа и слева от T_c. Выявленные явления магнитооптических свойств $Tb_3Fe_5O_{12}$ связываются с резонансом собственной частоты колебаний доменных границ кристалла с частотой знакопеременного магнитного поля. Показано, что используемая теоретическая модель магнитного резонанса доменных границ позволяет непротиворечиво описать (на качественном уровне) выявленные закономерности изменения эффекта Фарадея в $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи T_c.

The domain structure of thin single-crystal plate of the iron garnet $Tb_3Fe_5O_{12}$ has been investigated using the magneto-optical method in the temperature range near the magnetic compensation point of this ferrimagnet T_c = 248.6 K. It has been shown that when the temperature of the sample approaches the magnetic compensation point, the domain width significantly increases, but remains finite at T_c. The magnetic *H-T* phase diagram, which determines the boundary between the multidomain and domain-free transformation of the domain structure with variation in the temperature and extemal magnetic field. The results obtained have been interpreted in terms of thermodynamic theory of stability of different magnetic phases of a two-sublattice cubic ferrimagnet near T_c.

I. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что вблизи температуры магнитной компенсации T_c многие физические свойства (теплоемкость, модуль Юнга, частота ферромагнитного резонанса и др.) редкоземельных ферритов-гранатов (РЗФГ) резко меняются [1]. В подавляющем большинстве работ, посвященных этому вопросу, исследования свойств РЗФГ в окрестности T_c были выполнены в условиях магнитного насыщения кристалла (в монодоменном состоянии образца) [1]. Отчасти это вызвано тем, что,

согласно некоторым теоретическим представлениям, доменная структура (ДС) в кристаллах РЗФГ при $T \to T_c$ исчезает (см., например, [2, 3]) и, следовательно, в окрестности T_c не влияет на их физические свойства. Однако в [4] на примере тонкой монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ показано, что при $T \approx T_c$ устойчивая ДС сохраняется во внешнем магнитном поле напряженностью до $H \approx 3$–5 Э.

Очевидно, что в слабом магнитном поле, когда в кристалле существует ДС, изменение физических свойств РЗФГ при $T \to T_c$ может существенно усложниться. Поскольку именно область слабых магнитных полей наиболее актуальна в плане практического использования этих ферримагнетиков, были проведены экспериментальные исследования влияния ДС на магнитооптические свойства феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в температурной окрестности точки магнитной компенсации (T_c = 249 K [5]), результаты которых приведены ниже.

II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

Для экспериментов использовали тот же образец монокристалла $Tb_3Fe_5O_{12}$, на котором были выполнены исследования в [4]. Образец имел форму плоскопараллельной пластинки с поперечными размерами ≈2×3 мм^2 толщиной ≈100 мкм, вырезанной так, чтобы ее развитые поверхности составляли угол ≈ 10° с кристаллографической плоскостью (111). Такая ориентация кристалла позволила получить образец с наиболее простой с точки зрения интерпретации экспериментальных результатов полосовой 180° ДС «коттоновского» типа: векторы спонтанного магнитного момента $\mathbf{M}_s$ в соседних доменах антипараллельны друг другу, а доменные границы (ДГ) ориентированы вдоль проекции одной из кристаллографических осей <111> на плоскость образца. При изменении температуры ширина доменов изменяется путем перескоков ДГ из одного метастабильного положения в другое, при этом в процессе нагрева-охлаждения образца наблюдается температурный гистерезис периода его ДС (подробнее см. [4]).

Для изучения влияния ДС на магнитооптические свойства $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи T_c были исследованы две магнитооптические характеристики кристалла, непосредственно связанные с реализующейся доменной конфигурацией, а именно, температурная зависимость начальной магнитооптической восприимчивости и петли магнитного гистерезиса эффекта Фарадея (ЭФ).

В рамках двухподрешеточной модели РЗФГ при нормальном падении света на плоскость образца спонтанный ЭФ в $Tb_3Fe_5O_{12}$ может быть представлен в виде [6]

$$\Phi = \pm(aM_{\mathrm{Fe}}\cos\theta_1 + bM_{\mathrm{R}}\cos\theta_2)/l. \qquad (1)$$

Здесь a и b – зависящие от частоты света магнитооптические коэффициенты, M_{Fe} и M_R – соответственно спонтанные магнитные моменты железной и РЗ подрешеток (в коллинеарной магнитной фазе кристалла векторы $\mathbf{M}_{\mathrm{Fe}}$ и $\mathbf{M}_R$ антипараллельны друг другу), θ_1, θ_2 – углы, образованные векторами $\mathbf{M}_{\mathrm{Fe}}$ и $\mathbf{M}_R$ с нормалью к плоскости образца (в нашем случае в отдельном домене образца углы θ_1, $\theta_2 \approx \pm 80°$), l – толщина образца; знак плюс перед скобкой относится к области температур выше, а знак минус – к области температур ниже T_c. Очевидно, что при наличии в образце 180° ДС при засветке его площади, значительно превышающей площадь отдельного домена, ЭФ будет определяться так:

$$\Phi = \varphi(S_+ - S_-)\alpha\varphi x, \qquad (2)$$

где S – засвеченная площадь образца, S_+ и S_- – площади доменов с противоположной ориентацией вектора $\mathbf{M}_s$, x – среднее смещение ДГ под действием H относительно положения равновесия.

Зависимость магнитооптической восприимчивости $\chi = \partial\Phi/\partial H$ от T и зависимость угла Ф от H были исследованы по стандартной методике в переменном магнитном поле, изменяющемся по гармоническому закону с частотой ν = 25 Гц. В экспериментах измерялась величина отношения $\Delta I/I$, где ΔI и I – соответственно переменная и постоянная составляющие интенсивности света, прошедшего систему поляризатор-образец-анализатор при ориентации осей пропускания поляризатора и анализатора под углом 45° друг к другу. В этом случае (с учетом незначительной величины измеряемых углов Ф) $2\Phi = \Delta I/I$ [7], следовательно, $\Delta I(H)/I = 2\Phi(H)$, а $\Delta I/(IH_0) \approx \chi$ (на начальном участке кривой технического намагничивания), где H_0 – амплитуда переменного магнитного поля. Для намагничивания образца использовали магнитное поле напряженностью $H \leq 60$ Э, создаваемое парой катушек Гельмгольца; в качестве источника света применяли галогеновую лампу накаливания.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показан ряд осциллограмм петель магнитного гистерезиса ЭФ, полученных в процессе нагрева образца от минимально достижимой в эксперименте T = 85 K, при ориентации вектора **H** в плоскости образца вдоль среднего направления ДГ при различной температуре.

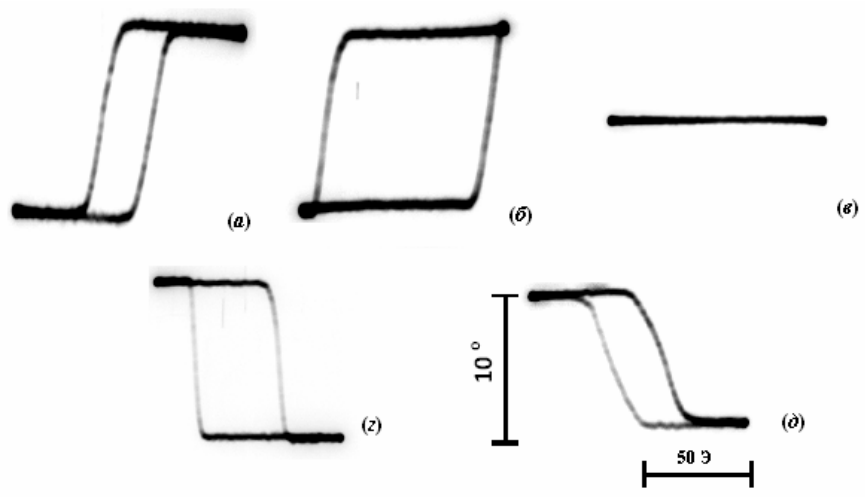


Рис. 1. Осциллограммы петель магнитного гистерезиса эффекта Фарадея в исследованном образце, полученные при разной температуре: 200 (*а*), 241 (*б*), 249 (*в*), 260 (*г*) и 280 K (*д*).

Из рис. 1 видно, что при $T \rightarrow T_c$ ширина петли гистерезиса растет, однако в непосредственной близости к T_c петля схлопывается, превращаясь в горизонтальную прямую. «Схлопнутая» петля гистерезиса ЭФ наблюдается в интервале $248 \leq T \leq 250$ K. Таким образом, за исключением этого температурного интервала

используемое в эксперименте переменное магнитное поле амплитудой H_0 = 60 Э создает условия для полного перемагничивания образца во всей исследованной области $200 \leq T \leq 295$ K.[1]

На рис. 2 представлена температурная зависимость магнитооптической восприимчивости исследованного образца, полученная в магнитном поле амплитудой 0.2 Э (вектор **H** лежит в плоскости образца и направлен вдоль среднего направления ДГ). Там же (на вставке) приводится температурная зависимость спонтанного ЭФ, определенная на основе исследований петель магнитного гистерезиса. Как видно из рис. 2, при $T \rightarrow T_c$ величина χ сначала растет, достигая некоторого максимального значения, после чего резко падает практически до нуля; причем значение $\chi \approx 0$ наблюдается в достаточно широком интервале температур, уменьшающемся (как показал эксперимент) с увеличением амплитуды переменного поля. Поскольку в интересующей нас температурной области спонтанный ЭФ линейно зависит от T (см. вставку на рис. 2), можно считать, что характер зависимости $\chi(T)$ определяется немонотонным изменением средней величины смещения ДГ из положения равновесия под действием H при изменении температуры.

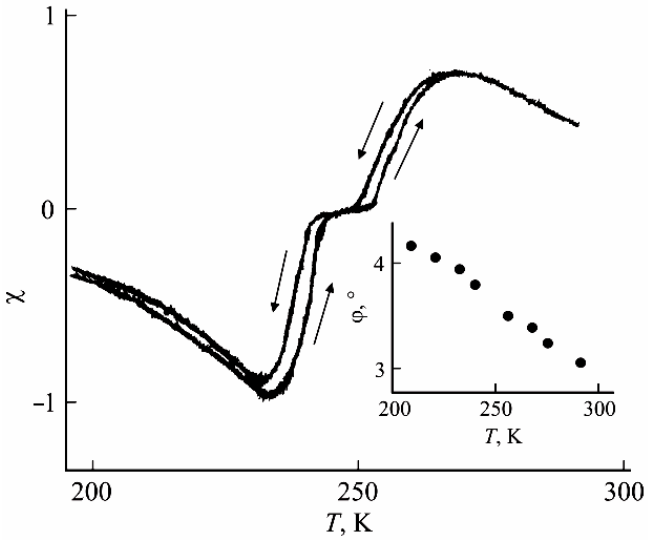


Рис. 2. Температурная зависимость начальной магнитооптической восприимчивости исследованного образца (скорость нагрева/охлаждения образца ≈0.2 K/c). Стрелками указано направление изменения температуры. На вставке: температурная зависимость спонтанного эффекта Фарадея в исследованном образце.

IV. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Известно, что намагничивание магнетика во внешнем поле H определяется двумя основными механизмами – смещением ДГ и вращением вектора $\mathbf{M}_s$. Обычно

[1] При охлаждении образца от комнатной температуры общее поведение петель гистерезиса ЭФ аналогично представленному на рис. 1 с той лишь разницей, что интервал температур, в котором наблюдается «схлопнутая» петля, сдвинут вниз примерно на 3 K. Очевидно, что этот температурный гистерезис связан с отмечавшейся выше необратимостью смещения ДГ образца в процессе его нагрева/охлаждения.

считается, что при $T \approx T_c$ ДС не играет существенной роли в процессе технического намагничивания РЗФГ: намагничивание или перемагничивание кристалла осуществляется за счет однородного вращения $\mathbf{M}_s$ (см., н-р, [8]). В этом случае коэрцитивная сила соответствует полю, при котором состояние с вектором $\mathbf{M}_s$, направленным против вектора **H**, становится неустойчивым, и при **H**||<111> определяется как [8]

$$H_c = 4K / 3M_s , \qquad (3)$$

где K – константа магнитной анизотропии.

Зависимости $K(T)$ и $M_s(T)$ для $Tb_3Fe_5O_{12}$ в интересующей нас температурной области хорошо известны, что позволяет сравнить вытекающую из (3) зависимость $H_c(T)$ с результатами, полученными при исследованиях петель магнитного гистерезиса ЭФ. Так, например, при T = 260 К $M_s \approx 47$ Гц [5, 9], $K \approx 8500$ Эрг/см^3 [9, 10]. Подставляя эти значения в (3), получим $H_c \approx 240$ Э, что примерно в 8 раз превышает величину коэрцитивной силы образца, наблюдаемую при T = 260 К экспериментально (см. рис. 1*d*), причем при $T \rightarrow T_c$ это различие между результатами эксперимента и расчета по (3) (с использованием данных по температурной зависимости K [9, 10] и M_s [5, 9]) еще больше увеличивается. Очевидно, что существенное превышение рассчитанных значений H_c над данными измерений означает, что модель однородного вращения $\mathbf{M}_s$ не соответствует экспериментальной ситуации. Следовательно, в нашем случае поле зародышеобразования доменов новой магнитной фазы оказывается значительно меньше поля анизотропии, и процесс технического намагничивания исследованного образца в низкочастотном магнитном поле в окрестности точки магнитной компенсации в основном определяется смещением ДГ.

Если определить среднюю скорость движения ДГ в поле H как $V = d/\tau$, где d – средняя ширина доменов, τ – время перемагничивания (τ пропорционально котангенсу угла наклона ниспадающего (возрастающего) участка петли к оси абсцисс, рис. 1), то на основании рис. 1 (с учетом относительно слабой температурной зависимости d, см. рис. 1 из [4]) можно заключить, что наблюдаемое постепенное изменение формы петли гистерезиса ЭФ от «классической» к прямоугольной обусловлено ростом скорости движения ДГ при $T \rightarrow T_c$.

Отметим, что увеличение скорости движения ДГ при приближении температуры к точке компенсации, а также наличие локальных максимумов магнитооптической восприимчивости справа и слева от T_c (рис. 2) несколько неожиданно, поскольку давление $P = 2M_sH$, оказываемое магнитным полем на ДГ, при $T \rightarrow T_c$ монотонно уменьшается.

Для интерпретации полученных результатов обратимся к феноменологической теории движения ДГ во внешнем поле H. Следуя [11], для описания смещения ДГ в поле, изменяющемся со временем по гармоническому закону, воспользуемся уравнением

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{dx}{dt}\alpha + kx = 2M_sH_0\cos\omega t , \qquad (4)$$

где m – масса единицы поверхности ДГ, α – параметр вязкого трения (коэффициент затухания), k – постоянная возвращающей силы (коэффициент упругости), ω – циклическая частота, t – время; вектор **H** параллелен направлению границ.

В установившемся режиме вынужденных колебаний решение уравнения (4) хорошо известно – это гармоническое колебание ДГ с частотой ω и амплитудой

$$x = X_0[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2]^{-1/2}\cos(\omega t - \delta), \qquad (5)$$

где $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ – собственная частота колебаний ДГ, $2\beta = \alpha/m$, $X_0 = 2M_sH_0/m$; откуда следует, что при $\omega = (\omega^2 - 2\beta^2)^{1/2}$ (условие резонанса колебаний) амплитуда смещения ДГ под действием H достигает максимума $X_{max} = X_0/2\omega_0\beta$ (при $\beta << 1$).

Отсутствие скачков Баркгаузена на полученной кривой $\chi(T)$ (рис. 2) означает, что смещение ДГ под действием переменного магнитного поля амплитудой H_0=0.2 Э происходит обратимо, т.е. ДГ совершают гармонические колебания около своего положения равновесия. Следовательно, решение уравнения (4) в форме (5) может быть использовано для анализа экспериментальных результатов, полученных при исследованиях температурной зависимости магнитооптической восприимчивости $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи T_c.[2]

В случае 180° ДГ блоховского типа ее масса (масса Деринга) $m = 1/2\pi\Delta\gamma^2$, где Δ – ширина ДГ, γ – гиромагнитное отношение [11]. Для РЗФГ величина гиромагнитного отношения определяется формулой Киттеля [12]

$$\gamma = \gamma_{Fe} M_s / M_{Fe}, \qquad (6)$$

где γ_{Fe} – гиромагнитное отношение для ионов Fe^{3+}. С учетом (6) массу ДГ можно представить как

$$m = M_{Fe}^2 / 2\pi\Delta(\gamma_{Fe}M_S)^2, \qquad (7)$$

что позволяет, используя (5) и (2), получить уравнение

$$F(T) = \frac{\chi(T)/\varphi(T)}{(\chi/\varphi)} = \frac{\partial X/\partial H(T)}{\partial X_{max}/\partial H} = \frac{M_S}{M_{Fe}}(A + BM_{Fe}^2/M_S^2 + CM_{Fe}^4/M_S^4)^{1/2}, \qquad (8)$$

где $\frac{\chi}{\chi/\varphi_{max}}$ – максимальное значение функции $\frac{\chi(T)}{\varphi(T)}$, $A = (k^2 + \alpha^2\omega^2)/2\pi\alpha^2 k\Delta\gamma_{Fe}^2$,

$$B = 2(\omega/2\pi\Delta\gamma_{Fe}^2)^2, \; C = \omega^4/8\pi^3\alpha^2 k\Delta^3\gamma_{Fe}^6.$$

На рис. 3 рассчитанная по (8) зависимость $\frac{\partial X/\partial H(T)}{\partial X_{max}}\Big/\partial H$ сравнивается с экспериментальной зависимостью $F(T)$, полученной на основе температурных зависимостей угла φ и магнитооптической восприимчивости $Tb_3Fe_5O_{12}$, представленных на рис. 2 (при построении экспериментальной кривой $F(T)$ в качестве T_c принята точка, соответствующая середине интервала температур, где $\chi \approx 0$, и использована зависимость $\chi(T)$, полученная при охлаждении образца). Расчеты по (8) были выполнены с использованием компьютерной программы нахождения функции правдоподобия и зависимостей $M_{Fe}(T)$, $M_S(T)$ из [5].

[2] В реальном кристалле ДГ закреплены на центрах пининга, а обратимые смещения ДГ в слабом переменном магнитном поле представляют собой колебания удаленных от центров пининга, относительно свободных участков границы. Под действием внешнего поля эти участки смещаются в направлении, перпендикулярном вектору **H**, выгибая плоскость ДГ. Поэтому при рассмотрении колебательного движения ДГ около положения равновесия под X в (5) следует понимать среднюю величину прогиба ее плоскости.

Из приведенных на рис. 3 графиков видно, что рассчитанная зависимость $\{\partial X / \partial H(T)\} / \{\partial X_{\max} / \partial H\}$ достаточно хорошо коррелирует с зависимостью $\{\chi(T) / \varphi(T)\} / \{(\chi / \varphi)_{\max}\}$, полученной экспериментально. Это позволяет заключить, что при $T \to T_c$ возникают условия резонанса частоты колебаний ДГ в использующемся в эксперименте переменном магнитном поле с частотой $\omega = 2\pi\nu = 50\pi s^{-1}$, чем и определяется немонотонное изменение величины χ в зависимости от T. По имеющимся данным, собственные частоты колебаний ДГ в РЗФГ при комнатной температуре ~10^5 Гц [13], однако из (7) видно, что вблизи T_c (при $M_S \to 0$) $m \to \infty$ и, следовательно, собственная частота колебаний ДГ $\omega_0 = (k / m)^{1/2} \to 0$ (результаты более детального исследования низкочастотного резонанса ДГ в $Tb_3Fe_5O_{12}$ при $T \approx T_c$ опубликованы в [14]).

Что же касается отличия хода кривой от экспериментальных точек (в области $T > T_c$), то следует учесть следующее. Во-первых, на рис. 3 сравниваются между собой графики, полученные на основе четырех независимых экспериментов (температурных зависимостей величин M_{Fe}, M_S, φ, и χ), каждая из которых определена с некоторой экспериментальной ошибкой. Во-вторых, параметры k, α и Δ меняются с температурой, что не учитывалось при расчетах.[3]

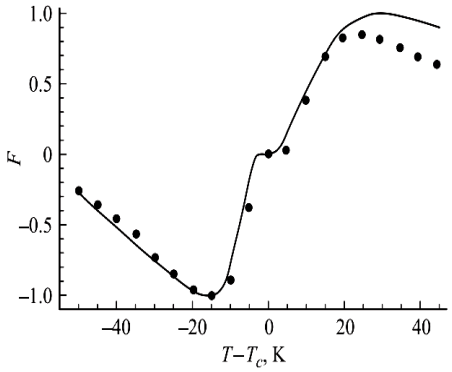


Рис. 3. Температурная зависимость величины F. Точки – эксперимент, сплошная линия – результат подгонки функции (8) к экспериментальным точкам.

Возвращаясь к обсуждению температурной эволюции петель магнитного гистерезиса ЭФ в исследованном кристалле (рис. 1), учтем, что в реальном образце достаточно больших размеров основным параметром, определяющим положение ДГ, является пространственное распределение центров пининга (дислокации, немагнитные примесные включения и т.п.) в кристаллической решетке. С энергетической точки зрения выгодно, чтобы плоскость ДГ содержала центры пининга [15]. Следовательно, для начала свободного движения ДГ как целого внешнее магнитное поле должно превышать некоторое пороговое значение, определяющееся величиной поля пининга H_p. С учетом этого из (5) следует, что скорость ДГ

$$V = \partial x / \partial t = 2\omega M_S (H_0 - H_p) m^{-1} \left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2 \right]^{1/2} \sin(\omega t + \delta), \qquad (9)$$

где δ – начальная фаза колебаний.[4]

[3] Определить явный вид зависимостей $k(T)$ и $\alpha(T)$ не представляется возможным, так как пока не существует законченной микроскопической теории подвижности ДГ в РЗФГ [11].

[4] Из рис. 1 видно, что вблизи T_c зависимость $\Phi(t)$ имеет вид, близкий к меандру, с периодом $\approx 2\pi\omega$, т.е. может быть представлена рядом Фурье: $\Phi(t) = (1 + 2c/\pi)(\cos\omega t -$

К сожалению, недостаточная точность метода осциллографирования не позволяет определить зависимость $V(T)$ непосредственно из анализа формы петель магнитного гистерезиса ЭФ. Однако, если считать, что центрами пининга ДГ являются микроскопические скопления немагнитных примесей, содержащихся в кристалле, то $H_P \infty M_S$ [15], и следовательно, при $T \to T_c$ поле $H_P \to 0$. В этом случае из (9) следует, что при приближении температуры к точке магнитной компенсации скорость движения ДГ должна расти, а в непосредственной близости к T_c (принимая во внимание вид температурной зависимости функции $2M_S(H_0 - H_P)m^{-1}\left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2\right]^{-1/2}$ (рис. 3)) должен существовать конечный интервал температур, где V=0 (т.е. в этом температурном интервале ДС образца не реагирует на внешнее поле H и, следовательно, угол Ф=0). Именно такое изменение скорости смещения ДГ при $T \to T_c$ вытекает из наблюдаемых экспериментально петель гистерезиса ЭФ (см. рис. 1).

Таким образом, предложенная модель смещения ДГ под действием низкочастотного магнитного поля позволяет (по крайней мере, на качественном уровне) непротиворечиво описать выявленные закономерности влияния ДС исследованного образца феррита граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ на его магнитооптические свойства при переходе температуры через точку магнитной компенсации.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках (Москва, Наука, 1979).
2. В.Г. Барьяхтар, Д.А. Яблонский, ФТТ **16**, №8, 3511 (1974).
3. А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, ФТТ **22**, №3, 680 (1980).
4. Б.Ю. Соколов, М.Д. Талабов, М.З. Шарипов, ФТТ **55**, №2, 278 (2013).
5. M. Guilot, H.Le Gall, J. de Phys. **38**, 871 (1977).
6. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, С.Л. Гнатченко, Л.И. Белый, Э.М. Кабанов, ЖЭТФ **68**, №3, 1073 (1975).
7. М.М. Червинский, С.Ф. Глаголев, В.Б. Архангельский. Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок (Ленинград, Энергоатомиздат, 1990).
8. Б.П. Горанский, А.К. Звездин. ЖЭТФ **57**, 547 (1969).
9. Физические величины: Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (Москва, Энергоатомиздат, 1991).
10. К.П. Белов, А.К. Гапеев, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, Ю.Ф. Попов, ЖЭТФ **68**, №1, 241 (1975).
11. В.В. Волков, В.А. Боков, ФТТ **50**, №2, 193 (2008).
12. В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика (Москва, Энергоатомиздат, 1990).
13. В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, В.Т. Сыногач, ЖЭТФ **90**, 2090 (1986).
14. Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов, ЖЭТФ **143**, 895 (2013).
15. С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма (Москва, Мир, 1987).

$-(1/3)\cos 3\omega t + (1/5)\cos 5\omega t + ...)$, где $c \infty \varphi X$. Поэтому зависящий от t сомножитель в (9) следует рассматривать как первое приближение к реальной временной зависимости скорости движения ДГ.

Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№2) 2019 PP.123-129

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРА РАССЕЯННОГО СВЕТА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ НЕЭЛЕКТРОЛИТА С ОСОБОЙ ТОЧКОЙ

Л.М. Сабиров[1], Д.И. Семенов[1], Х.С. Хайдаров[1], Ф.Р. Исмаилов[1], И.А. Рахматуллаев[2]

[1]Самаркандский государственный университет, Самарканд, Узбекистан
[2]Национальный университет РУз, Ташкент, Узбекистан
(Получена 21.12.2018)

4-метилпиридиннинг сувдаги эритмасининг турли концентрацияларининг кенг температуралар оралиғида Мандельштам–Бриллюэн компонентасининг силжиш частотасини ёруғликнинг Релейча сочилиш чизиғининг нозик структураси спектри экспериментал текширилди. Мандельштам–Бриллюэн компонентасининг концентрацияга боғлиқлиги ўрганилганда силжишнинг концентрация максимуми эритманинг махсус нуқтасига мос келади. Кузатилган силжиш максимуми зичликнинг адиабатик флуктуациясидаги концентрация флуктуацияси билан ўзаро таъсирида номоён бўлиши орқали тушунтирилди

По спектрам тонкой структуры линии рэлеевского рассеяния света экспериментально изучено частотное смещение компонентов Мандельштама-Бриллюэна в водных растворах 4-метилпиридина при различных концентрациях и температурах. В концентрационной зависимости смещения компонентов Манделштама-Бриллюэна обнаружен максимум смещения при концентрации, соответствующей особой точке раствора. Наблюдаемый максимум смещения обусловлен проявлением взаимодействия флуктуаций концентрации с адиабатическими флуктуациями плотности.

A frequency shift of Mandelshtam-Brillouin components in spectra of fine structure of Rayleigh light scattering was studied in aqueous solutions of 4-methylpyridine at various concentration and temperature. In the concentration dependence of the shift of Mandelshtam-Brillouin components we observed a maximum at a concentration corresponding to the singular point of the solution. The observed maximum of the shift is conditioned by manifestation of interaction between concentration fluctuations and adiabatic density fluctuations.

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследования фазовых переходов и критических явлений в жидкостях и растворах представляют собой в настоящее время обширную область интересных и актуальных физических задач. Одним из наиболее общих физических явлений, сопровождающих фазовый переход, является сильное увеличение интенсивности рассеянного света, обусловленное ростом флуктуаций параметра порядка. Физический смысл этой величины для разных фазовых переходов различен [1]. Так, например, для критической точки расслаивания растворов параметром порядка является отличие концентрации от критической.

Флуктуации параметра порядка создают в среде оптические неоднородности, обуславливающие светорассеяние. Среднеквадратичная величина флуктуаций, их размеры и кинетика определяют интенсивность светорассеяния, ее угловую зависимость, а также спектральный состав рассеянного света. По этой причине

спектроскопия светорассеяния представляет собой мощный инструмент для изучения фазовых переходов и критических явлений [2, 3].

В настоящее время изучены несколько растворов, обладающих замкнутой областью расслаивания в координатах «температура-концентрация» [4-7]. К растворам, обладающим замкнутой областью расслаивания, относятся водные растворы метилпиридинов с добавками солей или тяжелой воды [8-15], водные растворы высших спиртов с добавкой солей [16], раствор глицерин-гваякол с малой добавкой воды [17-20]. Подробно фазовая диаграмма раствора глицерин-гваякол была исследована в [17]. Как показано в работе [20], полученные экспериментальные результаты и наблюдаемые особенности для этого раствора трудно объяснить имеющимися теориями для систем с замкнутой областью расслаивания [4, 5].

Растворы с замкнутой областью расслаивания обладают рядом свойств, еще требующих объяснений [20]. Отдельный интерес в этом плане представляют растворы неэлектролитов в воде. В водных растворах пиридина и его метилпроизводных (пиколинов) изменение концентрации неэлектролита и температуры раствора (при нормальном давлении и при отсутствии добавок соли или тяжелой воды) не приводит к расслаиванию. Несмотря на отсутствие точки расслаивания в этих растворах наблюдаются аномалии в рассеянии света в области малых концентраций неэлектролита. Выраженный максимум концентрационной зависимости коэффициента рассеяния света обнаружен при концентрации 0.1 м.д. для системы вода-пиридин и в области 0.06–0.09 м.д. для систем вода-метилпиридины [21-24].

Наличие в этих растворах максимума коэффициента рассеяния в области малых концентраций, особенности его температурного поведения и заметная асимметрия индикатрисы рассеяния объясняются в [24] значительным ростом флуктуаций концентрации. Согласно [24], при этих концентрациях и температурах водные растворы пиридина и метилпиридинов наиболее близки к критической точке расслаивания. Это предположение согласуется, в частности, с тем, что замена части молекул H_2O на молекулы D_2O, изменение давления или добавление небольшого количества обычной соли приводят к появлению в растворе замкнутой области расслаивания. В работах [25, 26] была развита концепция существования в таких растворах недостижимой критической точки расслаивания, позволившая авторам объяснить максимум концентрационной зависимости коэффициента рассеяния света и его зависимость от температуры, а также максимум асимметрии индикатрисы светорассеяния. Следует также отметить концепцию микрогетерогенного строения водных растворов неэлектролитов, развитую авторами работы [27] по результатам исследований методом дифракции рентгеновских лучей. Наконец, в работе [7] обосновывается возможность процесса структурного фазового перехода в спирто-водных растворах.

Если поведение интенсивности рассеяния света в водных растворах неэлектролитов изучено достаточно подробно [21-24], то информация о поведении спектральных характеристик рассеянного света в них в широком интервале концентраций практически отсутствует. Вместе с тем, изучение поведения таких параметров, как, например, частотное смещение компонентов тонкой структуры линии Релея и их спектральная ширина, позволяет получить гораздо больше информации о физических процессах, происходящих в водных растворах при изменении температуры и концентрации молекул неэлектролита.

С целью получения информации о характере температурно-концентрационного поведения спектральных характеристик рассеянного света в водном растворе неэлектролита в работах [28-30] были проведены исследования частотного смещения Δν компонентов тонкой структуры линии Релея (компонентов Мандельштама-Бриллюэна) в водном растворе 4-метилпиридина. Спектры рассеяния изучались в зависимости от температуры *t* раствора (от 10 до 80°С) и концентрации *x* 4-метилпиридина в воде (1–0.1 м.д.).

Анализ результатов исследований, проведенный в [28-30], позволил авторам предположить существование в водных растворах 4-метилпиридина фазового перехода типа структурного в области малых концентраций неэлектролита. На основании сделанных в [28-30] предположений представляется интересным изучение температурного поведения Δν в растворах 4-метилпиридин-вода при малых концентрациях неэлектролита в растворе.

Целью настоящей работы явилось экспериментальное изучение закономерностей изменения величины частотного смещения компонентов Мандельштама-Бриллюэна (КМБ) в спектре света, рассеянного в водных растворах 4-метилпиридина малых концентраций в зависимости от температуры раствора и концентрации неэлектролита в растворе.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Спектры рассеяния Мандельштама-Бриллюэна регистрировали при помощи экспериментальной установки с двупроходным интерферометром Фабри-Перо, схематично представленной на рис. 1. Подробное описание установки приведено в [31].

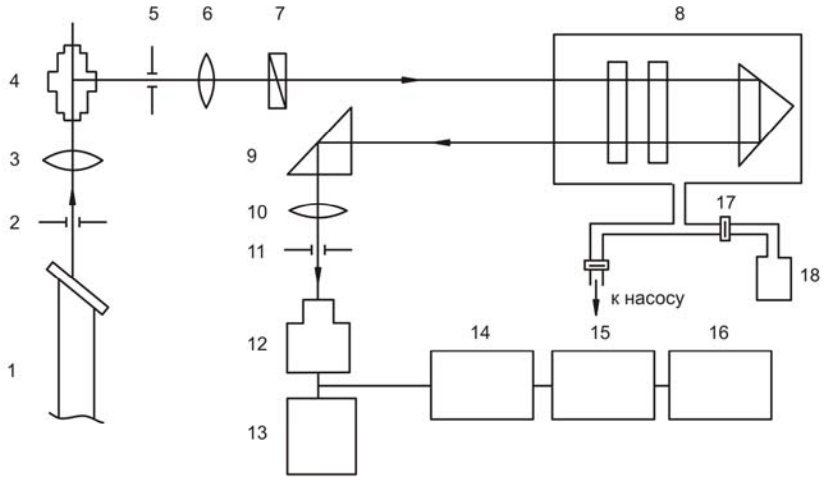


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для регистрации спектров тонкой структуры линии Рэлея: 1 – He-Ne лазер; 2 – диафрагма; 3 – объектив (120 мм); 4 – сосуд с исследуемой жидкостью; 5 – диафрагма; 6 – коллиматорный объектив (210 мм); 7 – поляризатор (призма Франка-Риттера); 8 – барокамера с двупроходным интерферометром Фабри-Перо; 9 – поворотная призма; 10 – камерный объектив (270 мм); 11 – диафрагма (0.25 мм); 12 – ФЭУ-79; 13 – блок питания ФЭУ; 14 – эмиттерный повторитель; 15 – линейный интенсиметр; 16 – самописец КСП-4; 17 – сверхзвуковой игольчатый натекатель; 18 – баллон с азотом.

Угол рассеяния света составлял 90°. Ошибка при выставлении угла рассеяния не превышала 0.2°. Область дисперсии интерферометра при данной геометрии эксперимента составляла 0.625 см$^{-1}$, контраст интерференционной картины – 5×10^4, острота полос – 35.

В качестве источника излучения использовали He-Ne лазер (длина волны излучения 632.8 нм) мощностью порядка 15 мВт. Ошибка в измерении величины частотного смещения КМБ $\Delta\nu$ не превышала 0.5%.

Для приготовления растворов (объемным методом) использовали образец 4-метилпиридина марки «хч» и бидистиллированную воду. Неопределенность в величине концентрации раствора не превосходила 10^{-4} м.д. 4-метилпиридина. Очистку компонентов раствора осуществляли путем трехкратной перегонки. После очистки образцы растворов запаивали в стеклянные цилиндрические кюветы при давлении ниже атмосферного.

В настоящей работе изучены растворы с концентрациями неэлектролита 0.2, 0.1, 0.08, 0.06, 0.05, 0.03, 0.015 и 0.005 мольной доли.

Кювету с образцом помещали в термостат, электронная схема которого позволяла стабилизировать температуру с точностью не хуже ±0.05°C. Спектры рассеяния изучались при температурах 20 и 70°C для каждого раствора.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

Результаты измерения величины частотного смещения КМБ $\Delta\nu$ в растворах 4-метилпиридин-вода в зависимости от концентрации приведены на рис. 2 и 3 для температур 20 и 70°C соответственно.

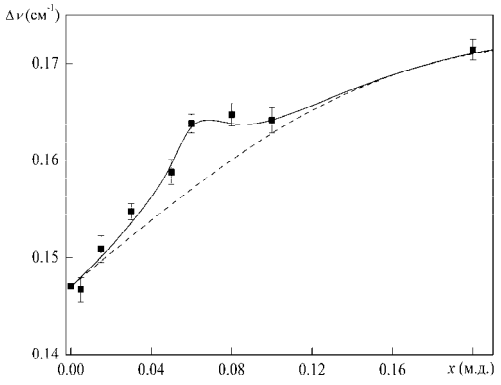


Рис. 2. Концентрационная зависимость смещения КМБ в водных растворах 4-метилпиридина при температуре 20°C. Сплошная линия – сглаживание данных. Пунктирная линия – «фоновая» часть зависимости.

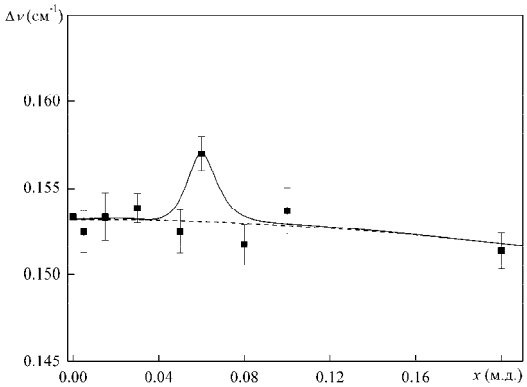


Рис. 3. Концентрационная зависимость смещения КМБ в водных растворах 4-метилпиридина при температуре 70°C. Сплошная линия – сглаживание данных. Пунктирная линия – «фоновая» часть зависимости

Как видно из рис. 2 и 3, изменение величины $\Delta\nu$ в зависимости от концентрации раствора происходит немонотонно. На изотермах зависимости $\Delta\nu(x)$ наблюдается максимум, положение которого по шкале концентрации не зависит от

температуры растворов и соответствует концентрации x=0.06 м.д. При температуре 20°C максимум достаточно широкий. При повышении температуры до 70°C максимум заметно сужается.

Как уже упоминалось выше, в водных растворах 4-метилпиридина изменение концентрации неэлектролита и температуры раствора (при нормальном давлении и при отсутствии добавок соли или тяжелой воды) не приводит к расслаиванию. Однако раствор с концентрацией 0.06 м.д. пиколина при температуре около 70°C наиболее близок к критической точке расслаивания и характеризуется значительным уровнем флуктуаций концентрации (т.н. «особая» точка на диаграмме состояния в координатах «температура-концентрация»).

Совпадение концентрации, при которой имеет место максимум в зависимости $\Delta\nu(x)$ с концентрацией, соответствующей особой точке раствора (0.06 м.д.), а также поведение этого максимума с ростом температуры раствора, может служить указанием на то, что этот максимум обусловлен критическими флуктуациями концентрации, уровень которых растет по мере приближения температуры раствора к температуре особой точки.

Предположение о связи максимума на зависимости $\Delta\nu(x)$ с критическими флуктуациями концентрации согласуется с результатами, полученными при изучении раствора с особой точкой гваякол-глицерин [32]. Для этого раствора авторами работы [32] был экспериментально обнаружен максимум на концентрационной зависимости скорости гиперзвука при концентрации раствора, соответствующей критической.

Известно, что существование тонкой структуры линии Рэлея обусловлено присутствием в жидкости адиабатических флуктуаций давления, распространяющихся в среде в виде тепловых упругих (дебаевских) волн. Эффект модуляции рассеянного света этими волнами (предсказанный, независимо друг от друга, Мандельштамом и Бриллюэном) приводит к изменению частоты рассеянного света на величину $\Delta\nu$, которая может быть записана в виде:

$$\Delta\nu = 2n\nu_0(V/c)\sin(\theta/2),$$

где ν_0 – частота возбуждающего света, n – показатель преломления, V – скорость звука, c – скорость света в вакууме, θ – угол рассеяния.

Наблюдаемый в наших экспериментах максимум зависимости $\Delta\nu(x)$ может быть обусловлен соответствующим максимумом концентрационной зависимости скорости распространения гиперзвука $V(x)$ в этих растворах при концентрации x=0.06 м.д.

Это предположение, и следовательно, связь максимума концентрационной зависимости смещения КМБ $\Delta\nu(x)$ с критическими флуктуациями концентрации, согласуется с экспериментальными результатами и выводами работы [32].

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании описанных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы.

Во-первых, в водных растворах 4-метилпиридина в концентрационных зависимостях величины частотного смещения компонентов Мандельштама-Бриллюэна $\Delta\nu(x)$ наблюдается максимум при концентрации 0.06 м.д. Согласно литературным данным, эта концентрация является критической для данного

раствора. При этой концентрации и температуре около 70°С раствор наиболее близок к состоянию расслоения и характеризуется сильными флуктуациями концентрации. При температуре 20°С максимум достаточно широкий. При повышении температуры до 70°С ширина максимума уменьшается.

Во-вторых, совпадение концентрации, при которой имеет место максимум в зависимости $\Delta\nu(x)$ с концентрацией, соответствующей особой точке раствора (0.06 м.д.), указывает на то, что этот максимум может быть обусловлен критическими флуктуациями концентрации. Предположение о связи максимума зависимости $\Delta\nu(x)$ с критическими флуктуациями концентрации согласуется с результатами, полученными при изучении раствора с особой точкой гваякол-глицерин [32], для которого был также экспериментально обнаружен максимум концентрационной зависимости скорости гиперзвука при концентрации раствора, соответствующей критической.

Описание этого максимума с помощью имеющихся теорий лежит за рамками настоящей работы и будет предпринято в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, И.М. Лифшиц. Статистическая физика, ч.1 (Москва, Наука, 1976).
2. И.Л. Фабелинский. Избранные труды в 2 т. Под ред. В.Л. Гинзбурга (Москва, Физматлит, 2005); И.Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света (Москва, Наука, 1965).
3. И.Л. Фабелинский, УФН **164**, №9, 897 (1994).
4. J.S. Walker, C.A. Vause, Phys. Lett. A **79**, 421 (1980).
5. J.S. Walker, C.A. Vause, J. Chem. Phys. **79**, 2660 (1983).
6. М.А. Анисимов, А.В. Воронель, Е.Е. Городецкий, ЖЭТФ **60**, 1117 (1971).
7. М.А. Анисимов. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах (Москва, Наука, 1987).
8. R.J.L. Andon, J.D. Cox, J. Chem. Soc. (London), 4601 (1952).
9. J.D. Cox, J. Chem. Soc. (London), 4606 (1952).
10. Г.П. Рощина, М.Г. Антонова, Э.Д. Ищенко, Укр. физ. журн. **12**, №2, 315 (1967).
11. G.M. Schneider, Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie **76**, 325 (1972).
12. C.W. Garland, K. Nishigaki, J. Chem. Phys. **65**, 5298 (1976).
13. G.A. Larsen, C.M. Sorensen, Phys. Rev. Lett. **54**, 343 (1985).
14. C.M. Sorensen, G.A. Larsen, J. Chem. Phys. **83**, 1835 (1985).
15. J. Jacob, A. Kumar, S. Asokan, D. Sen, R. Chitra, S. Mazumder, Chem. Phys. Lett. **304**, 180 (1999).
16. С.А. Давидович, И.И. Шиндер, ЖЭТФ **95**, 1289 (1989).
17. С.В. Кривохижа, О.А. Луговая, И.Л. Фабелинский, Л.Л. Чайков, ЖЭТФ **89**, №1, 85 (1985).
18. С.В. Кривохижа, И.Л. Фабелинский, Л.Л. Чайков, Известия ВУЗов, Сер. радиофизика **30**, №2, 308 (1987).
19. С.В. Кривохижа, О.А. Луговая, И.Л. Фабелинский, Л.Л. Чайков, А. Цитровский, Л. Яни, ЖЭТФ **103**, №1, 115 (1993).
20. С.В. Кривохижа, И.Л. Фабелинский, Л.Л. Чайков, Письма ЖЭТФ **60**, №5, 333 (1994).
21. М.Ф. Вукс, Л.И. Лиснянский. В кн.: Критические явления и флуктуации в растворах (Москва, 1960).
22. Л.И. Лиснянский, М.Ф. Вукс, Вестник Ленингр. ун-та №4, 67 (1962).
23. В.Е. Эскин, А.Е. Нестеров, Укр. физ. журн. **9**, №5, 540 (1964).
24. М.Ф. Вукс. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах (Ленинград, Изд-во Ленингр. ун-та, 1977).

25. М.Н. Родникова, Л.В. Ланшина, И.А. Чабан, Доклады АН России **315**, №1, 148 (1990).
26. Л.В. Ланшина, М.Н. Родникова, И.А. Чабан, Журн. физ. химии **66**, №1, 204 (1992).
27. В.И. Корсунский, Ю.И. Наберухин, Журн. структ. химии **18**, №3, 587 (1977).
28. Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, Оптика и спектроскопия **102**, №6, 955 (2007).
29. Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, Оптика и спектроскопия **105**, №3, 405 (2008).
30. Н.Ф. Бункин, В.С. Горелик, Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, Квантовая электроника **40**, №9, 817 (2010).
31. Л.М. Сабиров, Я.Т. Туракулов, Т.М. Утарова, ЖЭТФ **79**, №6, 2263 (1980).
32. К.В. Коваленко, С.В. Кривохижа, И.Л. Фабелинский, Л.Л. Чайков, Краткие сообщения по физике ФИАН №11, 19 (2002).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.130-132

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

ДИФФУЗИОННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Н.А. Тайланов, Н.М. Джураева, Д.Т. Бобонов, Б.Х. Маматкулов, М.Х. Суярова, М.Х. Самадов

Джизакский политехнический институт, Джизак, Узбекистан
(Получена 08.05.2018)

II-турли ўтаўтказгичларда электромагнит кичик қўзғолишларнинг эволюцияси ўрганилган. Магнит майдонининг намунага кириш тезлиги ва чуқурлиги учун аналитик формулалар олинган. Электромагнитни кичик қўзғолишларнинг вақт буйича эволюция жараенинини ифодаловчи аниқ ечим олинган.

В данной работе исследована диффузионная эволюция малых электромагнитных возмущений в сверхпроводнике второго рода, который находится в режиме вязкого течения потока. Получены аналитические формулы для глубины и скорости проникновения магнитного поля в сверхпроводник в зависимости от значений параметра задачи.

In this work, the diffusion evolution of small electromagnet perturbations in II-type superconductors, placed in a viscous flux flow state is investigated. Analytical formulas for depth and speed of penetration of a magnetic field in a superconductor are received.

Изучение динамики эволюции магнитного потока в глубь сверхпроводника с нелинейной вольтамперной характеристикой в режиме крипа потока является важной задачей технической сверхпроводимости. Математически задача исследования может быть сформулирована на основе системы нелинейных эволюционных уравнений для электромагнитного поля с учетом нелинейного соотношения между полем и током в сверхпроводнике [1-4]. Для моделирования процесса эволюции возмущений электромагнитного поля в пространстве и времени используется система уравнений макроскопической электродинамики [1]. Взаимосвязь между магнитной индукцией $\vec{B}$, электрическим полем $\vec{E}$ и плотностью транспортного тока $\vec{j}$ устанавливается уравнениями Максвелла

$$\text{rot}\,\vec{B}=4\pi\vec{j}/c\,, \tag{1}$$

$$\text{rot}\vec{E}=-(1/c)(d\vec{B}/dt)\,. \tag{2}$$

Движение вихревых нитей со скоростью v приводит к возникновению электрического поля

$$\vec{E}=v\vec{B}/c\,. \tag{3}$$

Согласно теории Андерсона [1], термоактивационное движение вихрей может быть описано соотношением

$$v=v_0\exp(-U/k_BT)\,, \tag{4}$$

где v_0 – скорость вихрей при $T = 0$; U – энергия активации при тепловом движении вихрей, которая зависит от механизмов пиннинга; T – температура и k_B – постоянная Больцмана. Энергия активации $U = U(\vec{j}, \vec{B}, T)$ зависит от температуры T, индукции магнитного поля $\vec{B}$ и плотности тока $\vec{j}$. Для решения задачи (1)-(4) будем использовать инварианты вида

$$b(x,t) = t^{\alpha} f(x/t^{\beta}). \tag{5}$$

Здесь параметры α и β удовлетворяют соотношению

$$\alpha + 1 = \beta + \alpha(\gamma n + 1) + \alpha n + \beta n.$$

Используя соотношение для закона сохранения потока типа (5), получим точное выражение для параметра $\alpha = \beta = 1/(2n + \gamma n + 1)$, которое предполагает существование решения типа

$$b(x,t) = t^{1/(2n+\gamma n+1)} f(z), \tag{6}$$

где

$$z = xt^{1/(2n+\gamma n+1)}.$$

Подставляя решение (6) в уравнение (5), получим следующее дифференциальное уравнение для новой функции $f(z)$

$$\frac{d}{dz}\left[f^{\gamma n+1}\left|\frac{df}{dz}\right|^{n}\right] + \frac{1}{2n+\gamma n+1}\frac{d}{dz}\left[z\frac{df}{dz}\right] = 0. \tag{7}$$

Решение уравнения (7) должно удовлетворять следующим граничным условиям задачи

$$f(0, t)=1, \quad f(z_0, t)=0. \tag{8}$$

Таким образом, полученное решение описывает профиль распространения индукции магнитного поля в сверхпроводнике. Дальнейшее интегрирование уравнения (7) с учетом граничных условий (8) приводит к следующему решению задачи

$$f(z) = f(z_0)\left[1-(z/z_0)^{(n+1)/n}\right]^{1/(\gamma+1)}, \tag{9}$$

где

$$f(z_0) = \left[n\frac{\gamma+1}{n+1}\left(\frac{z_0^{n+1}}{2n+\gamma n+1}\right)^{1/n}\right]^{1/(\gamma+1)}.$$

Положение фронта индукции магнитного потока z_0 может быть найдено, подставив решение (9) в равенство (8)

$$z_0^{(2n+\gamma n+1)/(\gamma+1)} = \left[\frac{\frac{n}{n+1}F\left(\frac{\gamma+2}{\gamma+1}+\frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+2}{\gamma+1}\right)\Gamma\left(\frac{n}{n+1}\right)}\right]\left[n\frac{\gamma+1}{n+1}\left(\frac{1}{2n+\gamma n+1}\right)^{1/n}\right]^{1/(\gamma+1)}.$$

Последнее уравнение в старых переменных имеет вид

$$b(x,t) = b_0\left[1-\left(\frac{x}{x_p}\right)^{(n+1)/n}\right]^{1/(\gamma+1)}, \tag{10}$$

где

$$b_0(0,t) = b(x,t) = t^{-1/(2n+\gamma n+1)} \left[n\frac{\gamma+1}{n+1}\left(\frac{z_0^{n+1}}{2n+\gamma n+1} \right)^{1/n} \right]^{1/(\gamma+1)}.$$

Положение фронта магнитного потока может быть представлено в виде $x_p = x_0 t^{-1/(2n+\gamma n+1)}$. Тогда нетрудно определить скорость фронта магнитного поля:

$$v_p \approx v_0 t^{-n(2+\gamma)/(2n+\gamma n+1)}.$$

Скорость фронта магнитного потока уменьшается линейно с течением времени. Таким образом, полученное решение (10) описывает диффузионный режим электромагнитных возмущений в сверхпроводнике в режиме крипа потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Fluid Mechanics (Pergamon, Oxford, 1987).
2. V.A. Samarskii, S.P. Galaktionov, G.V. Kurdjumov, and A.S. Stepanenko. Peaking Regimes for Quasilinear Parabolic Equations (Moskow, Nauka, 1987).
3. D.G. Aranson, J.L. Vazquez, Phys. Rev. Lett. **72**, 823 (1994).
4. J. Gilchrist, C.J. Van der Beek, Physica C **27**, 231 (1994).

ISSN 1025-8817

O‘ZBEKISTON FIZIKA JURNALI

1957 yilda tashkil topgan
Yilda 6 marta chiqadi

UZBEK JOURNAL OF PHYSICS

УЗБЕКСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Founded in 1957
Published 6 times a year

Основан в 1957 г.
Выходит 6 раз в год

Volume 21 **Number 2** **March-April 2019**

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Э.А. ЗАХИДОВ (главный редактор),
Д.Т. АЛИМОВ, М.Х. АШУРОВ, Х. Б. АШУРОВ (зам. гл. редактора),
С.А. БАХРАМОВ, Э.М. ИБРАГИМОВА, С.Л. ЛУТПУЛЛАЕВ,
Р.А. МУМИНОВ (зам. гл. редактора), Г.И. МУХАМЕДОВ, У.Х. РАСУЛЕВ,
У.С. САЛИХБАЕВ, Ф.Т. УМАРОВА (ответственный секретарь),
У.Н. ТАШКЕНБАЕВ, Ш.А. ЭГАМБЕРДЫЕВ

Адрес редколлегии:
100125 Ташкент, Мирзо Улугбекский р-н, ул. Дўрмон йўли, 33
Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз
Тел.: 998-71-262-31-69, 998-90-325-15-31; Fax: 998-71-262-32-54

O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi
Академия наук Республики Узбекистан

© Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2019

Редактор Ф.Т. Умарова

Журнал зарегистрирован Агентством по печати и информации
Республики Узбекистан 22.12.2006.
Регистрационный номер 0045. Сдано в набор 25.04.2019. Подписано в печать 24.06.2019.
Формат 70×100 1/16 . Усл. печ. л. 6.5. Уч. изд. л. 6.2. Тираж 85. Заказ № 50.

Отпечатано: ООО «Star Print Servis»
Ташкент, ул. Уста Ширин, 116. Тел.178-01-08.