Uzbek Journal of Physics

Volume 21 2019 Number 1

СОДЕРЖАНИЕ

Р.Я. РАСУЛОВ, В.Р. РАСУЛОВ, И.М. ЭШБОЛТАЕВ, Н.З. МАМАДАЛИЕВА. Поверхностная фотопроводимость многодолинного полубесконечного полупроводника ……..... 1

М.К. РУЗИБАЕВА, З.А. ИСАХАНОВ, Б.Е. УМИРЗАКОВ, З.Э. МУХТАРОВ. Теоретические и экспериментальные исследования дисперсии плазменных колебаний в кристаллах Si и Ge ……. 9

С.З. ЗАЙНАБИДИНОВ, А.Ю. ЛЕЙДЕРМАН, А.Й. БОБОЕВ. Исследование механизма переноса тока в *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ гетероструктурах ……. 14

Т.С. КАМИЛОВ, А.С. РЫСБАЕВ, В.В. КЛЕЧКОВСКАЯ, А.С. ОРЕХОВ, И.Х. ТУРАПОВ. Влияние структурных дефектов в кремнии на формирование фоточувствительных гетероструктур Mn_4Si_7–Si<Mn>–Mn_4Si_7 и Mn_4Si_7-Si<Mn>–M …….. 22

Б.З. ПОЛВАНОВ. Спектры краевой фотолюминесценции косонапыленных пленок CdTe, CdTe:In ……..... 29

М.Е. МАЛЫШЕВА, У.В. ВАЛИЕВ. Магнитооптика неупорядоченных парамагнитных редкоземельных соединений $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5%Pr^{3+}... 34

У.Б. ШАРОПОВ, Б.Г. АТАБАЕВ, Р. ДЖАББАРГАНОВ, А. РАХМАТОВ, В.Г. СТЕЛЬМАХ, И. МИРЗАХМЕДОВ, Х.И. ЖАББОРОВ. Влияние массы первичных ионов на образование дефектов и кластеров на поверхности кристаллов Si ……. 40

С.А. БАЙТЕЛЕСОВ, С.Н. КУДИРАТОВ, Ф.Р. КУНГУРОВ. Определение активности изотопов в продуктах деления ядерного топлива ……. 44

А.Э. АБДИКАРИМОВ, А. ЮСУПОВ, А.Э. АТАМУРАТОВ. Влияние бокового расширения затвора на короткоканальные эффекты в нанометровом КНИ FinFET-транзисторе ……. 50

Б.Л. ОКСЕНГЕНДЛЕР, С.Е. МАКСИМОВ, С.У. НОРБАЕВ, Л.Ю. АКОПЯН, М.В. КОНОПЛЁВА, И.Н. НУРГАЛИЕВ, О.Б. ИСМАИЛОВА, Е.А. ДАНИЛОВА, Н.Н. ТУРАЕВА. Гипотеза о синергизме радиации и водного фильтра в формировании биообъектов …… 53

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Ш.П. ГОФУРОВ, О.Б. ИСМАИЛОВА, А.М. КОХХАРОВ, У.К. МАХМАНОВ. Оптические характеристики растворов демитилформамид-ацетонитрил …….. 59

М.Х. САМАДОВ, З. КАНОКОВ. Сверхпроводящие фуллерены и их применение в биофизике …… 62

Uzbek Journal of Physics

Volume 21 2019 Number 1

CONTENTS

R.YA. RASULOV, V.R. RASULOV, I.M. ESHBOLTAEV, N.Z. MAMADALIEVA. Surface photoconductivity of a multivalent semi-infinite semiconductor …… 1

M.K. RUZIBAEVA, Z.A. ISAKHANOV, B.E. UMIRZAKOV, Z.E. MUKHTAROV. Theoretical and experimental investigations of the dispersion of plasma vibrations in Si and Ge crystals …….. 9

S.Z. ZAINABIDINOV, A.YU. LEIDERMAN, A.YU. BOBOEV. Investigation of the current transfer mechanism in *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ heterostructures ……. 14

T.S. KAMILOV, A.S. RYSBAEV, V.V. KLECHKOVSKAYA, A.S. OREKHOV, I.KH. TURAPOV. Effect of structural defects in silicon on formation of the photosensitive Mn_4Si_7–Si<Mn>–Mn_4Si_7 and Mn_4Si_7-Si<Mn>–M heterostructures …… 22

B.Z. POLVANOV. Spectrum of edge photoluminescence of oblique sputtered polycrystaline films CdTe, CdTe:In …… 29

M.E. MALYSHEVA, U.V. VALIEV. Magnitooptics of the disodered paramagnetic rare-earth compounds $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5%Pr^{3+} ……. 34

U.B. SHAROPOV, B.G. ATABAEV, R. DZABBARGANOV, A. RAKHMATOV, V.G. STEL'MAKH, I. MIRZAKHMEDOV, KH.I. JABBOROV. The effect of the mass of primary ions on the formation of defects and clusters on the surface of silicon crystals …….. 40

S.A. BAYTELESOV, S.N. KUDIRATOV, F.R. KUNGUROV. Determination of the activity of isotopes in fission products of nuclear fuel ……. 44

A.E. ABDIKARIMOV, A. YUSUPOV, A.E. ATAMURATOV. Influence of a lateral gate extension on short-channel effects in nanometer SOI FinFET transistor ……. 50

B.L. OKSENGENDLER, S.E. MAKSIMOV, S.U. NORBAEV, L.YU. AKOPYAN, M.V. KONOPLYOVA, I.N. NURGALIEV, O.B. ISMAILOVA, E.A. DANILOVA, N.N. TURAEVA. A hypothesis about the synergism of radiation and water filters in the formation of bioobjects ……. 53

LETTERS TO EDITOR

SH. GOFUROV, O. ISMAILOVA, A. KOKHKHAROV, U. MAKHMANOV. The opticalal characteristics of dimethylformamide-acetonitrile binary solutions ……. 59

M.KH. SAMADOV, Z. KANOKOV. Superconducting fullerenes and their application in biophysics ..……. 62

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№1) 2019 PP.1-8

ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ МНОГОДОЛИННОГО ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

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

Ферганский государственный университет, Фергана, Узбекистан; r_rasulov51@mail.ru
(Получена 13.07.2018)

Кўп воҳали яримчексиз яримўтказгичнинг ёруғлик электр майдон кучланганлиги векторига нисбатан квадратик сирт фотоўтказувчанлиги ҳисобланган. Бунда ток ташувчиларнинг сиртдан кўзгули сочилиши эътиборга олинган. Фотоўтказувчанлик электронлар номувозанатдаги тақсимот функциясига нисбатан кетма кет яқинлашиш методидан фойдаланилган ҳолда аниқланган.

Рассчитана квадратичная по электрическому полю световой волны фотопроводимость многодолинного полубесконечного полупроводника, обусловленная рассеянием носителей тока от поверхности. Методом последовательных приближений определены линейная и квадратичная по полю неравновесные функции распределения электронов.

The quadratic photoconductivity due to the electric field of a light wave is calculated for a multivalley semi-infinite semiconductor, which is caused by the scattering of current carriers on the surface. By the method of successive approximations the nonequilibrium electron distribution functions are determined that are linear and quadratic in the field.

I. ВВЕДЕНИЕ

Проблемы поверхности вызывают сегодня, пожалуй, наибольший интерес у физиков, поскольку носители тока в ней являются двумерной системой. Поэтому не только ее структура, но и многие явления выглядят на ней совсем не так, как в объеме. В связи с этим физика поверхности стала новой областью науки о строении вещества в конденсированном состоянии. При исследовании кинетических явлений в ограниченных полупроводниковых образцах особую роль играет природа рассеяния электронов поверхностями [1]. В случае “гладких” поверхностей природа рассеяния может быть определена граничными условиями для неравновесных функций распределения. При этом диффузность означает полностью изотропное рассеяние, а зеркальность – рассеяние с сохранением касательных по отношению к нормали поверхности компонентов импульса, где процесс со стенкой считается упругим. Граничное условие заключается в требовании отсутствия нормального к поверхности потока электронов. В силу уравнения непрерывности это требование должно выполняться в произвольной точке образца. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением случая многодолинного полупроводника и проанализируем вопрос сначала в однозонном приближении с учетом разности продольной и поперечной эффективных масс электронов.

В дальнейшем используем метод расчета, предложенный в [2], и граничные условия, определяющие связь между функцией распределения отраженных от поверхности полубесконечного кристалла электронов с функцией распределения электронов, падающих на поверхность как при зеркальном, так и при диффузном рассеянии, где учтено, что функция распределения диффузно рассеянных от

поверхности электронов зависит только от их энергии и определяется из условия обращения в ноль полного потока электронов на поверхности (z=0). В [2-10] исследован поверхностный ФГЭ (ПФГЭ) в полупроводниках кубической симметрии. Однако вопрос о поверхностной проводимости полубесконечного полупроводника, обусловленной рассеянием электронов на поверхности и поглощением света на свободных носителях, остался открытым, чему посвящена настоящая работа.

II. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Энергетический спектр электронов. Для удобства дальнейших расчетов выберем следующую геометрию задачи. Направив ось x по плоскости zz' (z' направлена по главной оси эллипсоидальной изоэнергетической поверхности, ось z направлена по нормали к этой поверхности), энергетический спектр запишем в виде

$$E=\sum_{\alpha,\beta} A_{\alpha\beta}v_\alpha v_\beta \tag{1}$$

или

$$E=\sum_{\alpha,\beta} B_{\alpha,\beta}p_\alpha p_\beta\ , \tag{2}$$

где p_i и $v_i=\partial E/p_i$ – i-компоненты импульса и скорости соответственно. Если (2) перепишем в виде

$$E(\vec{V})=\frac{1}{2}\sum_{i,j=x,y,z} m_{ij}V_iV_j=AV_z^2+BV_x^2+CV_y^2+2DV_xV_z\,, \tag{3}$$

$$E(\vec{p})=\frac{1}{2}\sum_{i,j=x,y,z}\frac{1}{m_{ij}}\,p_ip_j=\bar{A}p_z^2+\bar{B}p_x^2+\bar{C}p_y^2+2\bar{D}p_xp_z\,, \tag{4}$$

тогда тензор эффективной массы электрона выражается продольной и поперечной составляющими как

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{2}m_{yy}=C=\frac{1}{2}m_\perp,\quad \frac{1}{2}m_{xx}=B=\frac{1}{2}\left(m_{\text{II}}\sin^2\theta+m_\perp\cos^2\theta\right),\\
&\frac{1}{2}m_{zz}=A=\frac{1}{2}\left(m_\perp\sin^2\theta+m_{\text{II}}\cos^2\theta\right),\quad \frac{1}{2}m_{xz}=D=\frac{1}{4}m_{\text{II}}-m_\perp)\sin 2\theta,\\
&\bar{A}=\frac{B}{m_\perp m_{\text{II}}},\quad \bar{B}=\frac{A}{m_\perp m_{\text{II}}},\quad \bar{D}=-\frac{D}{m_\perp m_{\text{II}}},\quad \bar{C}=\frac{C}{(m_\perp)^2}=\frac{3}{2}m_{yy},
\end{aligned} \tag{5}$$

где θ – угол между осями z и z'[1], где ось z' направлена вдоль главной оси экстремума зоны проводимости полупроводника и выбрана геометрия $x,y,z\perp\vec{n}$, $\vec{n}$ – нормаль к поверхности. Для упрощения дальнейших расчетов удобно (как и в [2]) ввести следующие преобразования

$$V_x=\frac{b\sqrt{E}\sin\theta\sin\varphi}{\left(1+\delta\sin 2\varphi\right)^{1/2}},\quad V_y=c\sqrt{E}\cos\theta,\quad V_z=\frac{a\sqrt{E}\sin\theta\cos\varphi}{\left(1+\delta\sin 2\varphi\right)^{1/2}}, \tag{6}$$

где

[1] Остальные компоненты $A_{\alpha,\beta}$ и $B_{\alpha,\beta}$ равны нулю.

$$a = \frac{1}{\sqrt{A}} = \sqrt{\frac{2}{m_{zz}}}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{B}} = \sqrt{\frac{2}{m_{xx}}}, \quad c = \frac{1}{\sqrt{C}} = \sqrt{\frac{2}{m_{\perp}}}, \quad \delta = \eta\sqrt{\frac{m_{xx}}{m_{zz}}}, \tag{7}$$

$\eta = D / B = m_{xz} / m_{xx}$ – параметр эллипсиодальности энергетического спектра. Тогда элементарный объем в пространстве скоростей имеет вид

$$dV_x dV_y dV_z = \frac{abc}{2}\frac{\sqrt{E}\ dE\, d\varphi}{1+\delta\sin 2\varphi}\sin\theta\, d\theta. \tag{8}$$

Неравновесная функция распределения электронов. Теперь обсудим вопрос о функции распределения электронов, с помощью которой можно определить фотопроводимость. Пусть на полубесконечный многодолинный полупроводник перпендикулярно к поверхности z=0 падает световая волна частоты ω, и на носители тока действует электрическое поле напряженностью

$$\vec{\tilde{\varepsilon}} = 2\times \mathrm{Re}\,\vec{\varepsilon}\exp(-i\omega t)\ , \tag{9}$$

где ось z направим по внутренней нормали к поверхности с z=0, по которой распространяется электромагнитная волна.

Неравновесная функция распределения электронов f удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\vec{\nabla}_{\vec{r}} f - e\vec{\tilde{\varepsilon}}\vec{\nabla}_{\vec{p}} f = St(f - f_0), \tag{10}$$

которое решается в τ-приближении (τ – время релаксации импульса) методом итерации, где нельзя раскладывать $f(\vec{r}, t)$ по шаровым функциям по параметру $l / \left|\vec{\nabla} f\ / t\right|$, так как в приповерхностной области f меняется на длине l (или l/ωτ), где l – длина свободного пробега электрона, ω – частота возбуждающего света [2, 6]. По этой причине интеграл столкновения $St(f - f_0)$ напишем как $-(f - f_0)/\tau$, где f_0 – равновесная функция распределения электронов.

В дальнейшем рассмотрим два механизма рассеяния носителей тока на поверхности: зеркальное отражение (ЗО) и диффузное рассеяние (ДР), этим определяются граничные условия для неравновесной функции распределения. Отметим, что если энергетический спектр носителей тока сферический, тогда при зеркальном отражении тангенциальные компоненты импульса электронов сохраняются, а нормальные меняют знак. Как указано в [6], если изоэнергетическая поверхность эллипсоидальная, тогда при зеркальном отражении нормальные проекции скоростей падающих и отраженных электронов равны по модулю и противоположны по направлению. Поэтому в случае эллипсоидальной изоэнергетической поверхности взаимная компенсация потоков электронов, движущихся к поверхности и от нее как при зеркальном отражении, так и при диффузном рассеянии, зависит от пространственного изменения функции распределения и создания нормального электрического поля. В зеркальном отражении электроны, падающие на поверхность, могут иметь как положительные, так и отрицательные значения нормального компонента импульса, определяемые законом сохранения энергии. В дальнейшем будем учитывать пространственную зависимость электрического поля световой волны, а также учтем, что в полупроводниках кубической симметрии ε_z = 0. Тогда решение (10) ищем в виде

$$f\left(\vec{r};\vec{V};t\right)= f_0\left(E\right)+ f_1+ f_2,, \tag{11}$$

где f_1 и f_2 – линейная и квадратичная по $\vec{\varepsilon}$ добавки к равновесной функции распределения носителей тока $f_0(E)$.

Связь между функциями распределения падающих на поверхность (z=0) $f_-^{(+)}\left(z;\vec{V}\right)$ и зеркально отраженных от нее $f_+^{(+)}\left(z;\vec{V}\right)$ электронов описывается соотношением

$$f_+^+\left(z;V_x,V_y,V_z\right)= f_-^+\left(z;V_x+2\eta V_z,V_y,-V_z\right), \tag{12}$$

где $V_{z2}\rangle 0$, $V_{z1}\langle 0$, функция распределения $f_-\left(V_x,V_y,V_z\langle 0\right)$ соответствует носителям тока, летящим к поверхности, а $f_+\left(V_x,V_y,V_z\rangle 0\right)$ соответствует носителям тока, летящим от поверхности. Здесь учтено, что компоненты скорости отраженного от поверхности с z=0 электрона с $V_{1z}\rangle 0$ связаны с компонентами скорости падающего на нее электрона с $V_{1z}\rangle 0$.

Из сохранения потока электронов при фиксированном E, т.е.

$$\int\limits_{V_z\rangle 0} f_{1^+}(E)\delta(E-E')V_z d^3V = -\int\limits_{V_z\langle 0} f_{1^-}(\vec{V})\delta(E-E')V_z d^3V, \tag{13}$$

имеем

$$f_{1^+}\left(E'\right)=-\frac{1-\delta^2}{\pi}\int\limits_{\cos\varphi\langle 0} f_{1^-}\left(\vec{V}'\right)\delta\left(E-E'\right)\frac{\sin^2\theta\cos\varphi}{\left(1+\delta\sin\left(2\varphi\right)\right)^{3/2}}\,d\theta\,d\varphi\,dE'.$$

III. ЛИНЕЙНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ПО НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Для расчета фотопроводимости полубесконечного многодолинного полупроводника, линейной ($\gamma_{\alpha,\beta}$) и нелинейной ($\chi_{\alpha,\beta}$) по напряженности электрического поля электромагнитной волны, будем использовать энергетический спектр (3) или (4) и метод расчета, предложенный в [2, 6], где α, β, δ = x, y, z (см. ф-лу (38)). Будем считать, что электромагнитное поле поперечное, т.е. отличны от нуля компоненты ε_x, ε_y.

Линейное по полю приближение. Решение кинетического уравнения (10), линейного по $\vec{\varepsilon}$ представим как

$$f_1 = f_1\left(z;t\right)= f_1\left(z\right)\times\exp\left(i\omega t\right). \tag{14}$$

Тогда

$$-i\omega f_1 + V_z\frac{\partial f_1}{\partial z} - e\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E} = -\frac{f_1}{\tau}, \tag{15}$$

общее решение которого ищем в виде

$$f_1\left(z\right)=\exp(-\gamma z/V_z)\left[C_1-\frac{e}{V_z}\int_z^\infty\exp(-\gamma z'/V_z)\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}dz'\right] \tag{16}$$

или

$$f_1(z) = C_1 \exp(-\gamma z / V_z) + \frac{e}{\gamma}\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E} = C_1 \exp(-\gamma z / V_z) + \frac{ie}{\omega}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}. \quad (17)$$

Поскольку при $V_z \langle 0$ функция распределения $f_{1^-}(V_x, V_y, V_z; z \to \infty) = 0$, тогда $C_{1^-} = 0$ и

$$f_{1^-}(z) = \frac{ie}{\omega}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) \Rightarrow \frac{e}{\gamma}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}. \quad (18)$$

Тогда для диффузного рассеяния электронов от поверхности имеем (при z=0)

$$f_{1^-} = \frac{ie}{\omega}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) = \frac{ie}{\omega}\left[\frac{\varepsilon_x b \sin\theta \sin\varphi}{\left(1 + \delta\sin(2\varphi)\right)^{1/2}} + \varepsilon_y c \cos\theta\right]\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\sqrt{E}, \quad (19)$$

$$f_{1^+}(E) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left[\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\left(1 - \exp(-\gamma z / V_z\right) + \frac{2}{3}\frac{\delta}{\left(1-\delta^2\right)^{1/2}} b\varepsilon_x\sqrt{E}\exp(-\gamma z / V\right]. \quad (20)$$

Тензоры $\chi_{\alpha,\beta,\delta}$ и $\gamma_{\alpha,\beta}$ определяются решением кинетического уравнения (10). В частности, для полубесконечного многодолинного полупроводника в первом приближении по напряженности электрического поля электромагнитной волны решение уравнения Больцмана (10) для f_1 имеет вид:
для зеркального отражения

$$f_{1+}(z) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left[\left(2\eta\varepsilon_x V_z \exp(-\gamma z / V) + \vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\right], \quad (21)$$

для диффузного отражения электронов от поверхности

$$f_{1+}(z) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left[\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\left(1 - \exp(-\gamma z / V_z)\right)\right) + \frac{2}{3}\frac{\delta}{\left(1-\delta^2\right)^{1/2}}\varepsilon_x b\sqrt{E}\exp(-\gamma z / V_z)\right]. \quad (22)$$

Квадратичное по полю приближение. Уравнение Больцмана для следующей итерации функции распределения нетрудно получить в виде

$$V_z\frac{\partial f_2}{\partial z} + F(z) = -\frac{f_2}{\tau}, \quad (23)$$

общее решение которого ищем в виде

$$f_2(z) = \exp(-z / l_z)\left[C_2 + \frac{1}{V_z}\int_z^\infty \exp(-z' / l_z)F(z')dz'\right], \quad (24)$$

где

$$F(z) = -2\,\mathrm{Re}\left[\vec{\varepsilon}^*\vec{\nabla}_{\vec{p}} f_1\right]. \quad (25)$$

Из условия $f(z \to \infty) = 0$ при $V_z \langle 0$ имеем, что $C_{2^-} = 0$. Тогда

$$f_{2^-}(z) = \frac{1}{V_z}\exp(-z / l_z)\int_z^\infty \exp(-z' / l_z)F(z')dz' = -\tau F_-, \quad (26)$$

где $l_z = \tau V_z$.

Далее учитывая, что $F_\pm(z) = -2\,\mathrm{Re}\left[\vec{\varepsilon}^*\vec{\nabla}_{\vec{p}} f_{1^\pm}\right]$, т.е.

$$F_{-}(z)=-\frac{2e^2}{\omega^2\tau}\mathrm{Re}\left[\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\left(\vec{\varepsilon}^{*}\vec{V}\right)\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial \ln\tau}{\partial \ln E}\right)+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{\alpha\beta}}\varepsilon_\alpha\varepsilon_\beta^{*}\right], \tag{27}$$

получим

$$f_{2^-}(z)=\frac{2e^2}{\omega^2}\varepsilon_\alpha\varepsilon_\beta^{*}\left[V_\alpha V_\beta\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial \ln\tau}{\partial \ln E}\right)+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{\alpha\beta}}\right]. \tag{28}$$

Если ввести параметр $\tilde{C}_1$ как $C_1=\tilde{C}_1\frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1-\frac{i}{\omega\tau}\right)$, тогда

$$f_{1^+}(z)=f_{1^-}(z)+\frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\exp(-\gamma z/V_z). \tag{29}$$

Далее учитывая, что при зеркальном рассеянии электронов от поверхности $\tilde{C}_1=2\varepsilon_x\eta V_z$, а при диффузном рассеянии $\tilde{C}_1=\frac{2}{3}\frac{\delta}{(1-\delta^2)^{1/2}}\varepsilon_x b\sqrt{E}-(\vec{\varepsilon}\vec{V})$, получим

$$f_{2^+}=f_{2^-}+\exp(-\frac{z}{\tau V_z})\left\{\tilde{C}_{2^+}+2\frac{e^2}{\omega^2}\left\{\left[\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}\left(\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\right)\cos\frac{\omega z}{V_z}+\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}\left(\tilde{C}_1\frac{1}{\omega\tau}\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\sin\frac{\omega z}{V_z}\right]+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\tilde{C}_1\frac{1}{V_z^2}\frac{\partial f_0}{\partial E}\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}(V_z)\left[\left(V_z-\frac{z}{\tau}\right)\cos\frac{\omega z}{V_z}+\left(\omega z+\frac{2V_z}{\omega\tau}\right)\sin\frac{\omega z}{V_z}\right]\right\}\right\}. \tag{30}$$

При $\omega\tau\langle\langle 1$ имеем

$$f_{2^+}=f_{2^-}+\exp\left(-\frac{z}{\tau V_z}\right)\times$$
$$\times\left\{\tilde{C}_{2^+}+2\frac{e^2}{\omega^2}V_z\left[\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}\left(\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1V_z\right)\cos\frac{\omega z}{V_z}+\tilde{C}_1\frac{\omega z}{2V_z}\frac{\partial f_0}{\partial E}\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}(V_z)\sin\frac{\omega z}{V_z}\right]\right\}. \tag{31}$$

Проведя дальнейшие расчеты, как в [2], нетрудно получить выражение для $f_{2^+}-f_{2^-}$:

$$f_{2^+}-f_{2^-}=2\frac{e^2}{\omega^2}\exp\left(-\frac{z}{\tau V_z}\right)\times$$
$$\times\left\{C_{2^+}+\varepsilon_\alpha^{*}\left[\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}V_\alpha\tilde{C}_1+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\tilde{C}_1}{\partial p_\alpha}+\frac{1}{V_z}\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\frac{1}{m_{z\alpha}}\right)\cos\frac{\omega z}{V_z}+\frac{\omega z}{V_z^2}\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\frac{1}{m_{z\alpha}}\sin\frac{\omega z}{V_z}\right]\right\}. \tag{32}$$

Откуда

$$f_{2^+}(0)=f_{2^-}(0)+C_{2^+}+2\frac{e^2}{\omega^2}\left[\varepsilon_\alpha^{*}\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}V_\alpha\tilde{C}_1+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\tilde{C}_1}{\partial p_\alpha}+\frac{1}{V_z}\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\frac{1}{m_{z\alpha}}\right)\right]. \tag{33}$$

Тогда из условия (12) имеем следующие соотношения, с помощью которых можно определить кинетические параметры, в частности, фотопроводимость образца

$$f_{2^+}(0)-f_{2^-}(0)=C_2+4\frac{e^2}{\omega^2}\eta\varepsilon_x\varepsilon_\alpha^{*}\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}V_zV_\alpha+2\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{z\alpha}}\right), \tag{34}$$

$$f_{2^-}(0)=2\frac{e^2}{\omega^2}\varepsilon_\beta\varepsilon_\alpha^*\left[V_\alpha V_\beta\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{\alpha\varphi}}\right], \tag{35}$$

где α, $\beta = x, y$;

$$C_2=8\frac{e^2}{\omega^2}\eta|\varepsilon_x|^2V_z^2\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)+4\frac{e^2}{\omega^2}\eta\varepsilon_x\varepsilon_\alpha^*\left[\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)V_\alpha V_z-2\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{\alpha\varphi}}\right]. \tag{36}$$

Откуда

$$f_{2^+}(0)-f_{2^-}(0)=8\frac{e^2}{\omega^2}\eta\left\{\varepsilon_x\varepsilon_\alpha^*\left[V_\alpha V_z\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)+\eta|\varepsilon_x|^2V_z^2\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)\right]\right\}, \tag{37}$$

где учли, что $m_{zy}^{-1}=0$.

Поверхностная фотопроводимость. Отметим здесь, что для расчета компонентов тензоров $\chi_{\alpha,\beta,\delta}$ и $\gamma_{\alpha,\beta}$ для полубесконечного многодолинного полупроводника надо получить следующий интеграл

$$\Im_\alpha=-e\int_0^\infty dz\int d^3Vf(V)V_\alpha=-eN\frac{\int_0^\infty dz\int d^3Vf(V)V_\alpha}{\int d^3Vf_0(V)}=\gamma_{\alpha\beta}\varepsilon_\beta+\chi_{\alpha\beta\nu}\varepsilon_\beta\varepsilon_\nu, \tag{38}$$

где по повторяющимся индексам подразумевается суммирование (α, β, $\delta = x, y, z$). Тогда в рассматриваемом нами случае

$$\Im=-eN\int_{V_z\rangle 0}^\infty C_2\tau V_zV_\alpha d^3V\left[\int d^3Vf_0(V)\right]^{-1}=-\frac{3}{4\pi}\frac{\left(m_{\text{II}}m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}eN\int_{V_z\rangle 0}^\infty C_2\tau V_zV_\alpha d^3V, \tag{39}$$

где учтено, что $\int f_0(V)d^3V=\frac{1}{2}abc\frac{2}{3}\left(E_F\right)^{3/2}2\frac{2\pi}{(1-\delta^2)^{1/2}}$.

Таким образом имеем следующие соотношения для компонента квадратичного по $\vec{\varepsilon}$ тензора $\chi_{\alpha,\beta,\delta}$

$$\begin{aligned}\chi_{\alpha xx}=&-\frac{3}{\pi}\frac{\left(m_{\text{II}}m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}e\frac{e^2}{\omega^2}N\eta\frac{1}{2}abc\int_{\cos\varphi\rangle 0}^\infty\frac{\sqrt{E}dE}{1+\delta\sin 2\varphi}\sin\theta\,d\theta\,d\varphi\times\\&\times V_\alpha V_z\tau\left\{\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)E\left[\frac{V_xV_z+\eta V_z^2}{E}+\eta V_z^2\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-2\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{zx}}\right]\right\},\end{aligned} \tag{40}$$

$$\begin{aligned}\chi_{\alpha yz}=&-\frac{3}{\pi}\frac{\left(m_{\text{II}}m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}e\frac{e^2}{\omega^2}N\eta\frac{1}{2}abc\int_{\cos\varphi\rangle 0}^\infty\frac{\sqrt{E}dE}{1+\delta\sin 2\varphi}\sin\theta\,d\theta\,d\varphi\times\\&\times V_\alpha V_z\tau\left\{\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)V_yV\right\}.\end{aligned} \tag{41}$$

Выше мы ограничились качественным анализом из-за отсутствия экспериментальных результатов по исследованию нелинейной по электрическому полю электромагнитной волны поверхностной фотопроводимости полубесконечного

полупроводника в случае поглощения света на свободных носителях, опуская дальнейшие количественные расчеты для конкретных экспериментальных случаев.

В заключение отметим, что в работе развита теория механизма фотопроводимости многодолинных полубесконечных полупроводников, обусловленного рассеянием носителей тока на поверхности кристалла и зависящего от степени поляризации возбуждающего света.

В случае эллипсоидальной поверхности взаимная компенсация потоков электронов, движущихся к поверхности и от нее, как в зеркальном отражении, так и при диффузном рассеянии зависит от пространственного изменения функции распределения. При этом возникают внутренние электрические поля, направленные как по поверхности, так и поперек её, физическая природа которых определяется тензорами $\chi_{\alpha,x,x}$ и $\chi_{\alpha,y,z}$ соответственно.

Данная статья финансирована грантом ОТ-Ф2-66 фонда фундаментальных исследований РУз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Ф. Грин. Перенос и рассеяние у поверхности кристалла. В кн.: Новое в исследовании поверхностного твердого тела (Москва, Мир, 1977).
2. Э. Нормантас, Г.Е. Пикус, ФТТ **27**, №10, 3017 (1985); ФТТ **28**, №6, 1665 (1986); ФТТ **30**, №6, 16652 (1988).
3. В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов, ЖЭТФ **80**, №6, 2298 (1986).
4. В.И. Белиничер, ФТТ **24**, №3, 798 (1982).
5. Л.И. Магарилл, М.В. Энтин, ФТТ **21**, №5, 1280 (1979).
6. В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов, ФТП **50**, №2, 162 (2016).
7. U. Yuki, Ch. Hiroki, H. Hiromitsu, Jap. J. Appl. Phys. (Pt 1) **46**, No.7B, 13267 (2008).
8. Sh. Tokudomi, J. Azuma, K. Takahashi, M. Kamada, J. Phys. Soc. Jap. **7**, No.10 (2007).
9. Yu. Wey, W. Chun-Sheng, Lu Wang-Bin, Chin. Phys. **16**, No.8 (2007).
10. Sh. Hirifumi, R. Shen, M. Ikeda, Jap. J. Appl. Phys. (Pt 1) **45**, No.3A (2007).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№1) 2019 PP.9-13

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСПЕРСИИ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В КРИСТАЛЛАХ Si И Ge

М.К. Рузибаева, З.А. Исаханов, Б.Е. Умирзаков, З.Э. Мухтаров

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз им.У.А.Арифова, Дурмон йули 33, Ташкент,Узбекистан; za.isakhanov@gmail.com

(Получена 11.09.2018)

Si(111) ва Ge(111) монокристалл намуналарида плазма тебранишларнинг дисперсияси назарий ва амалий ўрганилди. Ўрганилган материалларда дисперсиянинг кристаллографик йўналишларига боғлиқ эканлиги кўрсатилди.

В работе теоретически и экспериментально изучена дисперсия плазменных колебаний в монокристаллических образцах Si(111) и Ge(111). Показано, что дисперсия зависит от кристаллографической ориентации исследуемых материалов.

In this paper, a dispersion of plasma fluctuations has been theoretically and experimentally studied in monocrystal samples Si(111) and Ge(111). It is shown that the dispersion depends on crystallographic orientations of investigated materials.

Введение. Известно, что структура спектров характеристических потерь энергии электронов (ХПЭЭ) дает богатую информацию не только об электронной структуре кристаллов различных классов, но и об изменении этой структуры в результате воздействия внешних факторов. Современная интерпретация экспериментальных данных по спектроскопии ХПЭЭ основана на теоретических представлениях о свойствах микроскопической диэлектрической проницаемости (ДП) исследуемого вещества. В большинстве экспериментальных работ исследование дисперсии электронных возбуждений проводили для первичных электронов, прошедших через достаточно тонкие (400–1000 Å) пленки [1-3]. Вместе с тем, в литературе отсутствуют данные о наблюдении дисперсии электронных возбуждений (связанных с объемом вещества) при отражении первичных электронов от твердых тел.

В данной работе исследованы дисперсионные эффекты в спектрах ХПЭЭ, проявляющиеся в массивных образцах Si и Ge.

Методы исследования. Потери энергии электронами методом СХПЭЭ при отражении их от Si(111) и Ge(111) изучены при различных углах падения пучка электронов на поверхность. Измерения проводили при давлении остаточных газов не хуже 10^{-8} Торр. Поверхность образцов кремния и германия очищали длительным нагревом (4–5 ч) соответственно до температур 900–1100°С и 800–850°С при вакууме $(2–3)\times10^{-8}$ Торр и кратковременным нагревом (5–10 мин) непосредственно перед снятием спектров ближе к температуре плавления. Контроль за состоянием поверхности в процессе очистки осуществляли методом ЭОС. Энергетические спектры снимали до и после термической обработки. Энергию первичных электронов варьировали в пределах E_p=500–1600 эВ. Ширина

энергетического распределения на полувысоте для первичных электронов в зависимости от энергии составляла $E_{0.5}$=2–3 эВ. Угловая расходимость первичного пучка электронов ~2°. Ток на мишени ~10^{-7} А. Угол падения пучка электронов на поверхность образца (относительно нормали к поверхности) изменяли от φ_2=35° до φ_1=45°, а угол отражения от θ_2=55° до θ_1=45° соответственно. Энергетические спектры рассеянных электронов снимали анализатором типа Юза-Рожанского с разрешающей способностью $\Delta E/E$ = 0.2% и угловой апертурой 0.5° в автоматическом режиме записи.

Нами [1, 2] была усовершенствована программа вычисления абсолютной дисперсии плазмонов в германии и кремнии, так как структурный фактор и атомный формфактор существенно отличаются от благородных металлов. Кроме того, электронная структура этих полупроводников имеет свои особенности. Поэтому при вычислении дисперсии валентных электронов мы использовали следующее дисперсионное уравнение:

$$1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}+\frac{\omega_p^2}{m\omega^4}\sum_g S(g)\frac{(\vec{k}\vec{g})^2}{\left|\vec{k}\right|^2\left|\vec{g}\right|^2}\vec{g}^2\left|V(\vec{g})\right|^2\times\varepsilon_L(q,\omega)\left[1-\frac{\varepsilon(g,\omega)}{\varepsilon_L(g,0)}\right]=0. \qquad (1)$$

Здесь ω_p – плазменная частота. Для Si E_p=17.6 эВ, для Ge E_p=16.6 эВ соответственно, $\varepsilon(\hat{g}, 0)$ – статистическая диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon(\check{g}, \omega)$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость [3, 4], g – вектор обратной решетки, $V(g)$ – псевдопотенциал для решетки типа алмаза. При расчете принято приближение $V(g) \leq E_F$ [5], k – волновой вектор, численные значения которого лежат в интервале от 0 до K_F, $S(g)$ – структурный фактор, который для кремния и германия имеет следующий вид:

$$S(\vec{g})=1+\exp[\pi i(k+l)]+\exp[\pi i(k+h)]+\exp[\pi i(h+l)]+\exp[\frac{\pi i}{2}(k+h+l)]$$
$$+\exp[\frac{\pi i}{2}(k+3h+3l)]+\exp[\frac{\pi i}{2}(3k+h+3l)]+\exp[\frac{\pi i}{2}(3k+3h+l)], \qquad (2)$$

здесь h, k, l – индексы Миллера.

Статическую диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(\hat{g}, 0)$ вычисляли по формуле, приведенной в [6]:

$$\varepsilon(G,0)=1+\frac{0.9273}{k_F}(\varepsilon_{\mathrm{Al}}(q,0)-1). \qquad (3)$$

При вычислении корней дисперсионного уравнения (1) абсолютная ошибка составляла 0.01 эВ.

Результаты и их обсуждение. Как следует из анализа спектров ХПЭ электронов, модель свободных электронов Бома-Пайнса [7] и учет внутри- и межзонных переходов еще не в состоянии объяснить все особенности структуры спектров ХПЭЭ, в частности, анизотропию потерь энергии на плазменное колебание валентных электронов (ПКВЭ). По-видимому, это связано с пренебрежением реально имеющего место взаимодействия электронов с потенциальным полем кристалла, структурный фактор которого влияет на плотность электронов соответствующих кристаллографических направлений и плоскостей. Исходя из этого, следует, что учет данных факторов даст возможность объяснить наличие ориентационной зависимости потерь энергии на возбуждение ПКВЭ кристалла.

С этой целью для получения выражения ДП вещества выбран квантовомеханический метод. С точки зрения квантовой механики при наличии периодического потенциала в кристалле состояния электронов уже не имеют вид плоских волн, а описываются блоховскими функциями, вследствие чего вместо одной зависимости ДП $\varepsilon(q,\omega)$ появляется тензор ДП $\varepsilon_{qq'}(q,\omega)$. В результате решения уравнения ДП с учетом фактора, связанного с кристаллической структурой монокристалла кремния, с помощью теории возмущения было получено явное выражение для ДП, учитывающее ориентационную зависимость максимумов спектров ХПЭЭ. При этом предполагалось, что значение псевдопотенциала кристаллического поля мало по сравнению с энергией, передаваемой первичным электроном электронной подсистеме кристалла. Это допущение дало возможность получить следующее выражение для определения ДП:

$$\varepsilon(\vec{q},\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{e^2 N}{m^2\omega^2}\frac{1}{\varepsilon(q,\omega)}\sum_{q'q}\left(\frac{\vec{q},\vec{k}}{kq}\right)^2[(\vec{q})V_n(\vec{q})], \qquad (4)$$

здесь $\varepsilon(\vec{q},\omega)$ – ДП свободных электронов с $\vec{q}$, $V_n(\vec{q})$ – Фурье-компонента кристаллического поля, $V_n(\vec{q}) = S(\vec{q})V(q)$, где $S(\vec{q})$ – структурный фактор.

Результаты вычислений, проведенных для нескольких значений волнового вектора (100), (110) и (111) кристаллических плоскостей Si и Ge, даны в таблице. Сопоставление значений потерь энергии первичных электронов на возбуждение ПКВЭ кристалла для двух граней (100) и (111), найденных в [2] экспериментально, удовлетворительно совпадают с расчетными данными таблицы.

Таблица. Потери энергии на возбуждение $\hbar\omega_v$ в Si и Ge.

(h k l)	Si (ΔE, эВ)		Ge (ΔE, эВ)	
	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
(100)	14.89	16.20	13.63	14.20
(110)	15.20		14.20	
(111)	18.23	17.30	17.30	17.50

На рис. 1 и 2 показаны потери энергии первичными электронами на возбуждение плазмонов в кремнии и германии. На этих рисунках значки обозначают экспериментальные значения [7-9], сплошные линии – расчетные значения потерь энергии. Из рис. 1 и 2 видно, что абсолютные дисперсии плазмонов для кремния и германия, вычисленные по различным кристаллографическим направлениям [100], [110], [111], отличаются друг от друга. При расчете потерь энергии по различным направлениям для индексов Миллера взяты только положительные значения.

Абсолютная дисперсия для Si и Ge, вычисленная для различных направлений в кристалле, равна:

Si[100] 19.8–17.6=2.2 эВ;
Si[110] 20.2–17.6=2.6 эВ;
Si[111] 20.6–17.6=3.0 эВ;
Ge[100] 18.7–16.6=2.1 эВ;
Ge[110] 19,6–16.6=3.0 эВ;
Ge[111] 20.3–16.6=3.7 эВ.

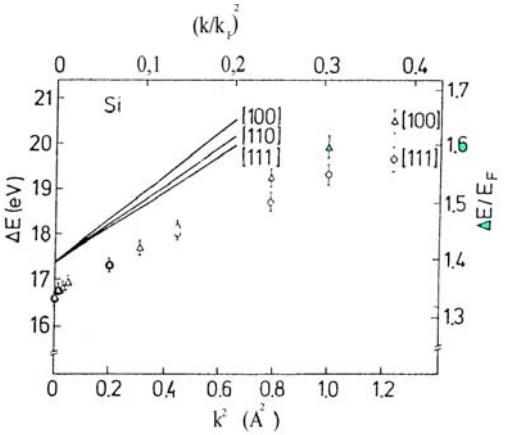


Рис. 1. Дисперсия потерь энергии электронов в кремнии (значки – экспериментальные значения; сплошные линии – расчетные).

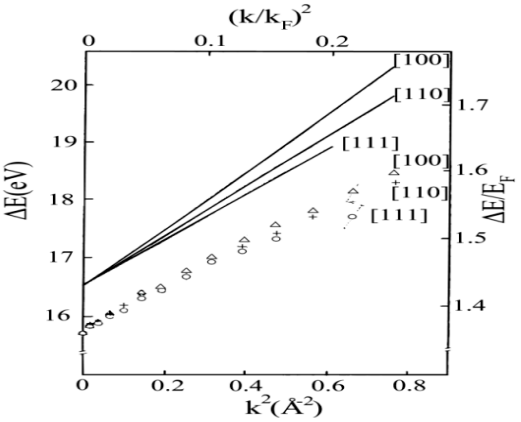


Рис. 2. Дисперсия потери энергии электронов в германии (значки – экспериментальные значения; сплошные линии – расчетные).

Абсолютная дисперсия составляет в среднем для кремния величину 2.6 эВ, для германия – 2.73 эВ, экспериментально полученные данные для кремния – 2.3 эВ, для германия – 2.64 эВ [10-13]. Проведенный анализ геометрической формы поверхности дисперсионной кривой кремния и германия на плоскости (ΔE, g) показывает, что она имеет вид эллипсоида вращения [14] с большой полуосью 3.3 эВ и малой осью 2.2 эВ для кремния; а для германия 3.7 и 2.1 эВ соответственно.

В спектроскопии ХПЭ электронов получаются спектры полных потерь энергии электронов в интервале энергии от ~3 до ~100 эВ. Для анализа и идентификации положения пиков в спектрах ХПЭ электронов получено аналитическое выражение для потерь энергии электронов, затрачиваемых на возбуждение плазменных колебаний, с применением флуктационно-корреляционной теоремы.

Выражение для полной потери энергии первичных электронов на возбуждение плазменных колебаний имеет следующий вид:

$$\frac{dE}{dl}=\frac{2e^2}{\pi v_0^2}\int \omega d\omega \ln\frac{k_c v_0}{\omega}\left[1+\frac{4\pi}{\hbar k^2}\sum\left|\rho(k,\omega\right|_{n,0}\left(\frac{1}{\omega-\omega_{n0}-i\delta}-\frac{1}{\omega+\omega_{n0}-i\delta}\right)\right], \qquad (5)$$

зависящий от электронной плотности вдоль разных кристаллографических направлений ρ(ω, ğ) исследуемого кристалла. Здесь v_0 – скорость первичных электронов, $\hbar k_c$ – максимальный импульс, передаваемый валентным электронам, E_{n0} – энергия перехода электрона из n-зоны в зону проводимости. Расчет полной потери энергии электронов по формуле (5) показывает, что вид спектра ХПЭЭ первичных электронов зависит от характера и величины плотности электронов в данном направлении и находится в удовлетворительном соответствии с экспериментально обнаруженным. Одним из особенностей проявления фактора дисперсии валентных электронов в кремнии и германии является увеличение ее значения в случаях, когда значение волнового вектора электрона приближается к волновому вектору k_F Ферми. Из рис. 1 и 2 следует, что константа дисперсии в

направлении <100> и для кремния, и для германия при значениях $k/k_F \leq 1$ быстро увеличивается.

Таким образом, теоретические и экспериментальные результаты показывают, что в случае монокристаллического Si и Ge с ростом k значения объемного плазменного колебания увеличивается на 2–3 эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. З.А. Исаханов, Т. Кадыров, А.С. Халматов, А.А. Абдуваитов. В материалах XXXXIII Межд. конф. по ФВЗЧК (МГУ, Москва, 28 мая 2013, с. 140).
2. А.А. Алиев, М.К. Рузибаева, З.А. Исаханов, Узбек. физич. журн. **7**, №3, 213 (2005).
3. А.А. Алиев, З.А. Исаханов, С. Худайбердиев, М.К. Рузибаева. В материалах XXIX Межд. конф. по ФВЗЧК (НИИЯФ, МГУ, Москва, 31 мая - 2 июня 2005, с. 47).
4. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, ФТТ **2**, 141 (1979); 184 (1979).
5. В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин, Изд. Уральское отд. РАН РИСО, 38-47 (2004).
6. Р. Джаббарганов. Дисс. на соискание канд. физ. – мат. наук (Ташкент, Ин–т элекроники АН РУз, 1992), с. 144 – 150.
7. Н.П. Степанов, В.М. Грабов, ФТТ **45**, вып. 9, 1537 (2003).
8. T. Oguri, H. Ishioka, H. Fukuda, and M. Irako, Journal of the Physical Society of Japan **55**, №1, 416 (1986).
9. М.В. Жарников, В.Д. Горобченко, И.Л. Серпученко, ЖЭТФ **92**, вып.1, 228 (1987).
10. А.А. Алиев, М.К. Рузибаева, З.А. Исаханов, Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования №4, 79 (2000).
11. А.С. Паршин, Г.А. Александрова, А.В. Зюганова, Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования № 6, 32 (2007).
12. K. Sturm, Advance in Physics **31**, № 1, 27 (1982)..
13. A.A. Aliev, M.K. Ruzibaeva, A.E. Kim, Vacuum **57**, 243 (2000).
14. В.Я. Алешкин. Современная физика полупроводников, с. 75 – 81 (Нижний Новгород, 2013).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№1) 2019 PP.14-21

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ПЕРЕНОСА ТОКА В *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

С.З. Зайнабидинов[1], А.Ю. Лейдерман[2], А.Й. Бобоев[3]

[1]Андижанской государственной университет, 170100 Андижан, Узбекистан
prof_sirojiddin@mail.ru
[2]Физико-технический институт АН РУз, 100084 Ташкент, Узбекистан
[3]Институт ядерной физики АН РУз, 100214 Улугбек, Ташкент, Узбекистан
aboboevscp@gmail.com
(Получена 30.08.2018)

n-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ гетеротузилмаси волт-ампер тавсифининг тўғри йўналишида ток билан кучланиш боғланиши $V= V_0\exp(Jad)$ кўринишидаги субчизиқли соҳага эга эканлиги аниқланди. Волт-ампер тавсифиниг субчизиқли соҳаси пайдо бўлишига сабабчи бўлган чуқур сатҳли киришмаларнинг коцентрацияси аниқланди. Амалий натижалар инжексиявий камбағалланиш эффекти назарияси асосида тушинтирилди. Ҳарорат ортиши билан асосий заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини камайиши, ноасосий заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги эса ортиши кузатилди.

Обнаружено, что прямая ветвь вольтамперной характеристики (ВАХ) гетероструктур *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ имеет участок сублинейного роста тока с напряжением типа $V=V_0\exp(Jad)$. Оценены концентрации глубоких примесей, ответственных за появление сублинейного участка вольтамперной характеристики. Экспериментальные результаты объясняются на основе теории эффекта инжекционного обеднения. Показано, что подвижность основных носителей уменьшается, а неосновных носителей увеличивается с ростом температуры.

It is found that the direct branch of *I–V* characteristic of the *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ heterostructures has the site of sublinear current growth with the voltage of the type $V=V_0\exp(Jad)$. The concentrations of deep impurities responsible for the appearance of the sublinear site of *I–V* characteristic are evaluated. The experimental results are explained on the basis of the effect of injection depletion theory. It is shown that the mobility of the main carriers decreases and that the mobility of the non-main carriers increases with increasing temperature.

I. ВВЕДЕНИЕ

Широкозонные полупроводниковые соединения A^3B^5 являются перспективными материалами для создания на их основе оптоэлектронных приборов, работающих в средней и дальней инфракрасной (ИК) области спектра излучения. Проводятся интенсивные поисковые работы по созданию и исследованию различных приборных структур на основе InSb, InAs, GaSb, GaAs и их твердых растворов [1-2]. Среди этих материалов соединения GaAs и их сложные по составу твердые растворы, в частности, $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, представляют особый интерес, поскольку значения подвижностей электронов и дырок в них высокие [3-4]. Поэтому на их основе могут быть разработаны быстродействующие оптоэлектронные приборы. Кроме того, твердые растворы замещения типа $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, благодаря широкой вариации значений x и y, дают возможность расширить спектральный диапазон действия структур на их основе от

1.1 эВ до 2.65 эВ [5]. Однако широкое использование приборных структур, изготовленных на основе соединений GaAs и их твердых растворов, ограничивается недостаточной изученностью особенностей электрофизических свойств таких материалов и структур на их основе.

Целью данной работы является исследование электрофизических свойств гетероструктур *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, в которых наблюдается эффект инжекционного обеднения. Это явление имеет место в *p*-*i*-*n*- или *p*-*n*-n^+-структурах (или в других структурах, аналогичных *p*-*i*-*n*-структурам по зонной диаграмме, в частности, в структурах типа металл-полупроводник-металл с соответствующими металлическими контактами) при прямом направлении тока, когда происходит инжекция из *p*-*n*-перехода и аккумуляция вблизи *n*-n^+-перехода, т.е. в случае так называемой двойной инжекции.

II. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для наших исследований твердые растворы $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ выращивали на технологической установке с вертикально расположенным кварцевым реактором. В графитовой кассете реактора укрепляли горизонтально расположенные подложки, разделенные графитовыми подпорками. В пространство между двумя верхними и нижними подложками заливали жидкий оловянный раствор-расплав через боковые прорези кассеты. Расстояние между верхним и нижним подложками варьировали в пределах 0.25–2.5 мм подбором подпорок разной толщины. Тем самым мы могли регулировать объем жидкого раствора-расплава. В качестве подложек использовали монокристаллические пластинки GaAs *n*-типа диаметром 20 мм марки АГЧ с концентрацией носителей заряда ~$(3–5)\times10^{17}$ $см^{-3}$, с ориентацией (100). Состав раствора-расплава, состоящего из компонентов Sn, GaAs, Ge и ZnSe, определяли на основе результатов экспериментальных исследований жидкофазной системы Sn-GaAs-Ge-ZnSe и литературных данных [6]. Рост слоев осуществляли из оловянного раствора-расплава принудительным охлаждением в атмосфере очищенного палладием водорода. Скорость принудительного охлаждения в оптимальном режиме составляла 1–1.5 град/мин. Кристаллизацию слоев твердых растворов $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ осуществляли в интервале температур 730–590°C со скоростью роста ϑ=0.15 мкм/мин. Выращенные эпитаксиальные пленки имели толщины 20 мкм и *p*-тип проводимости с удельными сопротивлением 0.3 Ом·см и концентрацией носителей 5.8×10^{17} $см^{-3}$.

Токосъемные контакты изготавливали напылением в вакууме (~10^{-5} Торр) серебра, сплошные с тыльной стороны, четырехугольные площадью 9 $мм^2$ со стороны эпитаксиального слоя. Базовым материалом для гетероструктур служили эпитаксиальные пленки $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$. Следует отметить, что в процессе выращивания эпитаксиальных слоёв твердого раствора $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ на арсенид галлиевой подложке *p*-типа проводимости у нас формируется диодная структура типа $R_{Ом}$-*n*-*p*-$R_{Ом}$ с базой *p*-типа, где $R_{Ом}$ – металлический контакт.

III. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ЭФФЕКТА ИНЖЕКЦИОННОГО ОБЕДНЕНИЯ

Как известно, в биполярных полупроводниках обычно не рассматриваются отдельные уравнения для переноса электронов и дырок, а путем математических

преобразований получают уравнение, описывающее так называемый амбиполярный перенос свободных носителей в базе p-n-n^+-структуры [7, 8]:

$$D_a \frac{d^2 p}{dx^2} - v_a \frac{dp}{dx} - U = 0 \tag{1}$$

Здесь D_a – амбиполярный коэффициент диффузии, который равен

$$D_a = D_p \frac{2b(\gamma+1)}{b(\gamma+b+1)}, \tag{2}$$

$\gamma = N_t / p_{1t}$ – фактор прилипания, $b = \mu_n/\mu_p$ – отношение подвижностей электронов и дырок соответственно, υ_a – это амбиполярная скорость дрейфа, которая в общем случае определяется выражением:

$$\upsilon_a = \frac{\mu_a}{(b\gamma+b+1)p}\left\{N_t - \left[\frac{dE}{dx} - p\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)\right] + N_t^+\left(1 - p\frac{\partial}{\partial p}\right)\right\}E_J, \tag{3}$$

где $\mu_a = \dfrac{\mu_n\mu_p(n-p)}{\mu_n n - \mu_p p}$ – амбиполярная подвижность, $E_J = \dfrac{J}{q\mu_p(b\gamma+b+1)p}$ – электрическое поле в базе, N_t – концентрация центров прилипания, N_t^+ – количество центров прилипания, захвативших дырку, $U = p/\tau$ – скорость рекомбинации неравновесных носителей, если она подчиняется статистике Шокли-Рида, τ – время жизни неосновных носителей (в нашем случае, дырок).

Отметим, что первое слагаемое в (3), пропорциональное N_t, описывает омическую релаксацию остаточного объемного заряда, второе слагаемое (пропорциональное dE/dx) – диэлектрическую релаксацию объемного заряда и, наконец, третье слагаемое связано с токовой модуляцией заряда глубоких центров прилипания (в данном конкретном случае центров прилипания для дырок). Если мы ограничимся случаем, когда этот член является определяющим, и в качестве такой примеси выступают центры прилипания для дырок, то выражение для амбиполярной скорости дрейфа примет вид:

$$\upsilon_a = \frac{I}{q}\frac{\mu_n\mu_p N_t}{\left(\mu_n+\mu_p\right)^2\left(p_{1t}^*\right)^2}. \tag{4}$$

Здесь $p_{1t}^* = p_{1t} + \dfrac{\mu_n}{\mu_n+\mu_p}N_t$, где $p_{1t} = N_v \exp\left(-\Delta E_t / kT\right)$ – статистический фактор Шокли-Рида для уровней центров прилипания, $\Delta E_t = E_v - E_t$ – энергия активации уровней центров прилипания E_t. В условиях превалирующего влияния модуляции глубоких центров прилипания, фактор прилипания которых $\gamma = N_t / p_{1t} >> 1$, и при $p < p_{1t}^*$ выражения для амбиполярной скорости дрейфа и амбиполярного коэффициента диффузии упрощаются: $\upsilon_a \approx aJD_a$ и $D_a \approx D_p$. В этом случае уравнение (1) принимает достаточно простой вид:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - aJ\frac{dp}{dx} - \frac{p}{L_p^2} = 0, \tag{5}$$

где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – диффузионная длина неосновных носителей (дырок), J – плотность тока,

$$a = \frac{1}{2qkT\mu_n N_t} \tag{6}$$

есть параметр, зависящий только от подвижности основных носителей (электронов) μ_n и концентрации глубоких примесей N_t. При этом следует иметь в виду, что обычно в p-n-n^+-структуре концентрация свободных носителей вблизи p-n-перехода больше, чем иблизи n-n^+-перехода, поэтому градиент концентрации $dp/dx<0$, т.е. концентрация впрыснутых носителей убывает от p-n- к n-n^+-переходу, и амбиполярные диффузия и дрейф направлены в одну сторону.

Однако можно себе представить, что в силу тех или иных причин концентрация свободных носителей у n-n^+-перехода будет больше, чем у p-n-перехода. Тогда $dp/dx>0$, т.е. градиент концентрации свободных носителей будет расти от p-n к n-n^+-переходу, и амбиполярные диффузия и дрейф будут направлены навстречу друг другу. В этом случае при приложении к структуре напряжения, создающего инжекционный ток, концентрации носителей на границах базы будут расти с ростом тока, в то время как в средней части концентрация будет убывать (рис. 1). При достаточно больших токах, когда $Jad>2$, приближенное решение уравнения (5) имеет вид [6]

$$p \sim \exp(-aJd), \tag{7}$$

т.е. с ростом тока концентрация убывает. Соответствующие ВАХ диодных структур будут иметь вид:

$$V \approx V_0 \exp(aJd), \tag{8}$$

$$V_0 = \frac{kT}{q} 2b \left[\frac{qV_p^* (1+\gamma) N_t^2}{(b\gamma + b + 1) n_n J} \right]^{1/2},$$

V_p^* – эффективная скорость утечки дырок через i-n-переход. Этот результат, полученный впервые приближенно аналитически в [9], затем был подтвержден численными расчетами [10]. Вслед за первой теоретической работой последовал целый ряд экспериментальных работ, подтвердивших теоретические прогнозы. Кроме того, как видно из (8), можно было ожидать, что структуры с эффектом инжекционного обеднения будут сильно чувствительны к внешним воздействиям – температуре, фотовозбуждению (собственному и примесному), магнитному полю и давлению [11, 12]. Детальное исследование позволило найти зависимость протяжённости субли-

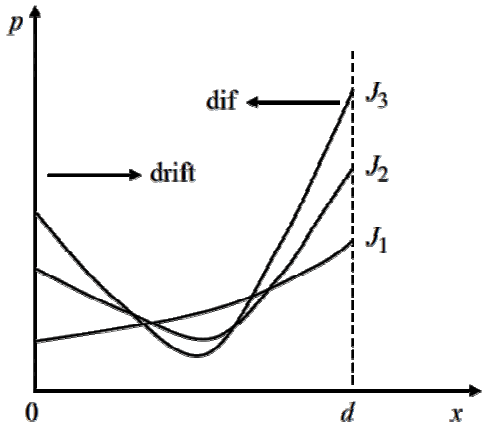


Рис. 1. Распределение концентрации неравновесных носителей заряда вдоль базовой i-области p-i-n-структуры при различных значениях плотности тока: $J_1 < J_2 < J_3$. Диффузия и дрейф носителей направлены навстречу друг другу,.

нейного участка ВАХ от интенсивности процессов инжекции и аккумуляции в *p*-*n*-n^+-структурах [12]. В условиях, когда аккумуляция в *p*-*n*-n^+-структурах, определяющая $p(d)$, интенсивнее инжекции, определяющей $p(0)$, и при выполнении соотношения $p(d)>p(0)\exp(2d/L)$, протяжённость градиента по плотности тока ΔJ сублинейного участка ВАХ определяется следующем соотношением:

$$\Delta J = \frac{1}{ad}\ln\left(\frac{p(d)}{p(0)}\right)\left\{2\sqrt{1-\frac{4d^2}{L^2\ln^2(p(d)/p(0))}}\right\}, \qquad (9)$$

а логарифм протяжённости градиента напряжения ΔV сублинейного участка ВАХ

$$\ln(\Delta V) = \left\{1+\sqrt{1-\frac{4d^2}{L^2\ln^2(p(d)/p(0))}}\right\}\ln\left(\frac{p(d)}{p(0)}\right). \qquad (10)$$

В случае, если выполняется условие $p(d)<p(0)\exp(2d/L)$, то получаются другие виды ВАХ, в частности, могут наблюдаться зависимости типа $J\sim V^h$ с $0<h\leq 1$ и даже экспоненциальная зависимость.

Остановимся подробнее на возможности создания условий для реализации эффекта инжекционного обеднения. Главное из этих условий – изменение знака градиента концентрации свободных носителей. Для этого нужно, чтобы *i*-*n*-контакт был "идеальным", т.е. поставлял много электронов, а *p*-*i*-переход "неидеальным", т.е. впрыскивал мало дырок. Эта ситуация может реализоваться изначально технологически, но может сложиться и в процессе эксплуатации прибора. Как известно, при идеальных контактах $p(0)\sim J$ и $p(d)\sim J$ (см. [13]), а при неидеальных эти зависимости ослабевают: $p(0)\sim\sqrt{J}$, $p(d)\sim\sqrt{J}$. Если *p*-*i*-переход станет неидеальным ($p(0)\sim\sqrt{J}$), а *i*-*n*-переход останется идеальным ($p(d)\sim J$), то концентрация носителей у *i*-*n*-перехода может стать больше, чем у *p*-*i*-перехода; соответственно знак градиента dp/dx изменится на положительный, т.е. реализуются условия для эффекта инжекционного обеднения.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для определения механизма переноса тока в данных структурах были исследованы ВАХ при различных температурах (рис. 2). Как видно из рис. 2, ВАХ в прямом направлении при температурах 25–150°C состоит из двух характерных участков. На рис. 2*a* приведена ВАХ гетероструктуры *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ в прямом направлении в полулогарифмическом масштабе при различных температурах 25–150°C. Первый участок ВАХ до 0.8 В хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью [12]:

$$I = I_0\exp(qV/ckT), \qquad (11)$$

где q – элементарный заряд, V – приложенное к структуре электрическое напряжение, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Для данного случая значения показателя «*c*» в экспоненте, вычисленные из экспоненциального участка ВАХ (11) при различных температурах, приведены в табл. 1. Как видно из табл. 1, величина «*c*» уменьшается с повышением температуры от 25°C до 150°C. Используя экспериментальные данные для d = 20 мкм, для b = 6.2, находим значение L_p диффузионной длины основных носителей, которое равно 4.67 мкм.

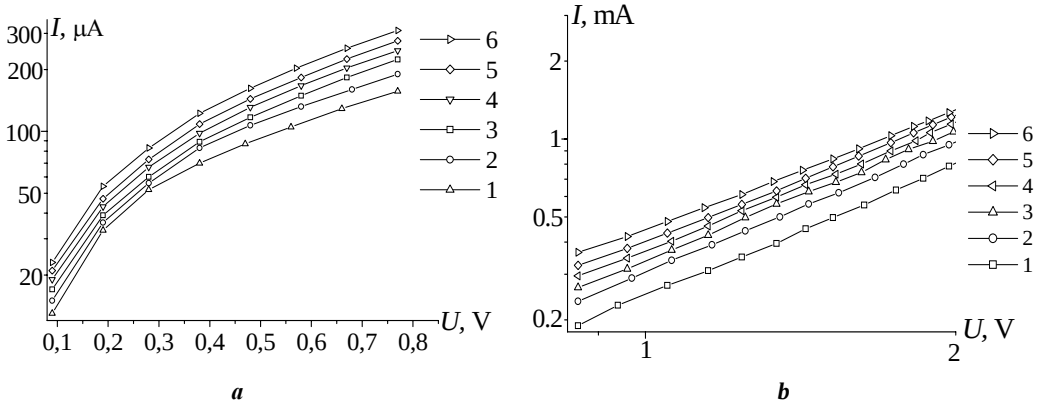


Рис. 2. Вольтамперные характеристики *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ гетероструктур в прямом направлении в полулогарифмическом масштабе при различных температурах, °C: *1* – 25, *2* – 50, *3* – 75, *4* – 100, *5* – 125, *6* – 150.

Подвижность основных носителей (дырок), определенная по методу Холла, составляет μ_p = 355 см^2/В·с, для оценки принималось значение подвижности неосновных носителей $\mu_n = b.\mu_p$ = 2200 см^2/В·с.

Таблица 1. Характеристические параметры твердого раствора $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$.

t, °C	25	50	75	100	125	150
I_0, *A*	28.7×10^{-6}	31.8×10^{-6}	36.4×10^{-6}	41.4×10^{-6}	45.8×10^{-6}	49×10^{-6}
C	16.5	15.3	14.37	13.5	12.8	11.9
B	6.2	6.8	7.4	8	8.6	9.5
ρ, Ом·см	54.1×10^6	52.9×10^6	50.8×10^6	48.3×10^6	46.9×10^6	46.1×10^6

Произведение подвижности на время жизни основных носителей ($\mu_p\tau_p$) можно вычислить по формуле:

$$\mu_p\tau_p = \frac{qL_p^2}{kT}. \qquad (12)$$

При комнатной температуре произведение $\mu_p\tau_p$ равно ~8.4×10^{-6} см^2/В·с; это позволило определить время жизни основных носителей ~τ_p=2.37×10^{-8} с.

Предэкспоненциальный множитель I_0 в формуле (11) имеет вид [13]:

$$I_0 = \frac{kT}{q}\frac{Sb\,\mathrm{ch}(d/L_p)}{2(b+1)L_p\rho\,\mathrm{tg}(d/2L_p)}, \qquad (13)$$

где ρ – удельное сопротивление переходного слоя, расположенного между подложкой GaAs и эпитаксиальным слоем твердого раствора $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ (т.е. *p*-*n*-перехода). Значение I_0, определенное из экспериментальных точек кривых ВАХ при комнатной температуре равнялось 28.7×10^{-6} А. С помощью уравнения (13) и данных табл. 1 было вычислено удельное сопротивление ρ переходного слоя подложки и эпитаксиальной пленки, которое составило 54.1×10^6 Ом·см при комнатной температуре. Из табл. 1 также видно, что

с ростом температуры удельное сопротивление слоя между подложкой и эпитаксиальной пленкой уменьшается.

За экспоненциальной зависимостью ВАХ в исследованном диапазоне температур появляется протяженный сублинейный участок, где ток слабо меняется с ростом приложенного напряжения (рис. 2*b*). Этот участок ВАХ может быть хорошо описан в рамках изложенной выше теории эффекта инжекционного обеднения (ур-е 8). Используя выражение (8), можно определить значение параметра «*a*» непосредственно из сублинейного участка ВАХ:

$$a = \frac{S \ln\left(V_1/V_2\right)}{\left(I_1 - I_2\right) d}, \tag{14}$$

где I_1, I_2 – значения тока при напряжениях V_1, V_2 в соседних точках сублинейного участка ВАХ. Поскольку коэффициент диффузии носителей заряда зависит только от температуры и подвижности основных носителей, определив параметр «*a*» по соотношению (6), можно найти произведение подвижности основных носителей и концентрации глубоких примесей $\mu_n N_t$.

Величина «*a*» позволяет из формулы (6) определить концентрацию глубоких примесей, ответственных за появление сублинейного участка (8), которая при комнатной температуре составляет $N_t = 5.3\times10^{12}$ см$^{-3}$.

Используя данные для параметров *a*, *b* и $\mu_p N_t$, мы определили зависимости подвижности основных μ_p и неосновных μ_n носителей от температуры (табл. 2). Из табл. 2 видно, что μ_p основных носителей в твердом растворе $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ уменьшается с ростом температуры, а неосновных носителей μ_n увеличивается. Это, по-видимому, позволяет заключить, что в данном твердом растворе превалирующую роль в механизме подвижности играет рассеяние носителей на ионах глубоких примесей.

Таблица 2. Значения параметра «*a*» и подвижности основных μ_p и неосновных μ_n носителей в зависимости от температуры.

t, °C	25	50	75	100	125	150
a, (см/А)	6.5×10^4	6.1×10^4	5.78×10^4	5.55×10^4	5.45×10^4	5.26×10^4
$\mu_p N_t$,(В·см·с)$^{-1}$	1.87×10^{15}	1.84×10^{15}	1.8×10^{15}	1.75×10^{15}	1.69×10^{15}	1.62×10^{15}
μ_p, (см^2/В·с)	355	347	339	330	319	305
μ_n, (см^2/В·с)	2201	2360	2508	2640	2743	2897

В работе [13] нами были исследованы дифрактограммы твердого раствора $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, выращенного из оловянного раствора-расплава, и его арсенид-галиевой подложки. Было установлено, что парные атомы Ge могут не только частично замещать молекулы GaAs, но также сегрегируют в местах между блоками из арсенид-галлиевых молекул, на межфазовых границах, а также в этих местах они самообразуются в нанокристаллы германия. Эти факты позволяют предположить, что в твердом растворе $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ примеси германия не всегда будут вести себя как нейтральный атом замещения. Возможно, находясь на межфазовых границах, они будут вести себя как обычная глубокая примесь и будут ответственны за наблюдаемую сублинейную ВАХ.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

Были определены оптимальные технологичные режимы выращивания структурно совершенных эпитаксиальных слоев твердых растворов $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ на GaAs подложках (скорость охлаждения 1–1.5 град/мин, температура 730–590°C и скорость роста ϑ = 0.15 мкм/мин).

Вольтамперные характеристики n-GaAs-p-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ структур при малых напряжениях (до 0.8 В) описываются экспоненциальной зависимостью $I = I_0\exp(qV/ckT)$, а при напряжениях (V > 0.85 В) имеется участок сублинейного роста тока с напряжением $V \approx V_0\exp(Jad)$, который объясняется на основе теории эффекта инжекционного обеднения.

Уменьшение подвижности основных и увеличение подвижности неосновных носителей с ростом температуры позволяет заключить, что в данном твердом растворе существенную роль в механизме подвижности играет рассеяние носителей заряда не только на сложных комплексах, но и на нанообразованиях.

Авторы благодарны д.ф.-м.н. А.С. Саидову за проведение экспериментальных исследований электрофизических свойств гетероструктур.

Работа выполнена по гранту № Ф2-68 Комитета по координации и развития науки и технологии при Кабинете Министров Республики Узбекистан.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Mabbit, A. Parker, Sens. Rev. **16**, No 3, 38 (1996).
2. A. Krier, H.H. Gao, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 3117 (1999).
3. А.Й. Бобоев, С.З. Зайнабидинов, А.С. Саидов, М.У. Каланов, В.М. Рустамова, Р.Н. Хамраева, Б.Б. Мирзаев, Узбек. физич. журн. **17**, №4, 218 (2015).
4. С.З. Зайнобидинов, А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, М.У. Каланов, А.Ю. Бобоев, Докл. АН РУз № 4, 20 (2015).
5. А.С. Саидов, С.З. Зайнабидинов, М.У. Каланов, А.Й. Бобоев, Б.Р. Кутлимуротов, Гелиотехника №3, 59 (2015).
6. В.М. Андреев, Л.М. Долгинов, Д.Н. Третьяков. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов (Москва, Сов. Радио, 1975).
7. A.Yu. Leiderman, P.M. Karageorgy-Alkalaev, Solid State Commun. **27**, 339 (1976).
8. П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман, В.С. Рубин, ДАН УзССР №11, 26 (1981).
9. М.С. Гиленко, А.Ю. Лейдерман, В.В. Морозкин, В.Д. Овсяников, ДАН УзССР №2, 23 (1982).
10. А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков, ДАН РУз №5, 23 (2008).
11. Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках (Москва, Сов. Радио, 1978).
12. В.И. Стафеев, ЖТФ **28**, №9, 1631 (1958).
13. S.Z. Zainabidinov, A.S. Saidov, A.Yu. Leiderman, M.U. Kalanov, Sh.N. Usmonov, and A.Yu. Boboev, Semiconductors **50**, No.1, 59 (2016).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№1) 2019 PP.22-28

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР Mn_4Si_7–Si<Mn>–Mn_4Si_7 и Mn_4Si_7-Si<Mn>–M

Т.С. Камилов[1], А.С. Рысбаев[1], В.В. Клечковская[2], А.С. Орехов[2], И.Х. Турапов[1]

[1]Ташкентский государственный технический университет, 100095, ул. Унивеситетсткая 2, Ташкент, Узбекистан

[2]Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119333, Ленинский просп.,59, Москва, Россия; klechvv@crys.ras.ru

(Получена 05.06.2018)

Олий марганец силициди Mn_4Si_7 ва марганец билан легирланган кремний (Si<Mn>) гетероструктуранинг чегарасидаги ўтиш аморф қатламни унинг фотоэлектрик хоссаларига таъсири ўрганилди. Кремнийни газ фазадан легирлаш жараёнида марганец атомларини киришига монокристалл кремнийнинг юза қатламларидаги структуравий дефектлари таъсири кўрсатилди. Юқори температураларда (T>1050°C) кремний юзасига ўтирган марганец атомлари бирлашиб суюқ марганец томчиларини ҳосил қилиши ва кремний юза қатламларини эритиб Mn-Si суюқ аралашма-эритма ҳосил бўлиши кўрсатилди. Марганец атомларини буғ фазадан суюқ аралашма-эритма ҳолатига ўтиши ва Si атомларини диффузия орқали чегаравий аморф хажмий Si қатламлардан кириши таъсирида аралашма-эритмаларнинг ўлчамлари ошиб, улар қаттиқ фазага ўтади. Қаттиқ фазага ўтиш жараёнида олий марганец силицид Mn_4Si_7 ҳосил бўлади. Силициддан паст қатламларида Si атомларнинг интенсив диффузия қилгани учун Si-Si боғланишлар бузилади. Натижада Mn_4Si_7-Si<Mn>-Mn_4Si_7 ва Mn_4Si_7-Si<Mn>-M гетероструктураларнинг фотоэлектрик хоссаларини шакллантирадиган эластик деформацияланган аморф қатлам ҳосил бўлади.

В работе рассматривается влияние переходного аморфного слоя на границе раздела высшего силицида марганца (ВСМ) Mn_4Si_7 и кремния, легированного марганцем (Si<Mn>), на фотоэлектрические свойства гетероструктур. Показана роль исходных структурных дефектов в приповерхностных слоях монокристаллического кремния на проникновение атомов марганца в Si при легировании из газовой фазы. Установлено, что на поверхности кремния осажденные атомы Mn при высоких температурах (T>1050°C) группируются (за счет поверхностной диффузии), образуя капли жидкого марганца, которые растворяют приповерхностный слой кремния, образуя жидкий раствор-расплав Mn с Si. В процессе поступления атомов Mn из паровой фазы в жидкий раствор-расплав и диффузионного вхождения в него атомов Si из приграничных областей, в том числе из аморфного объемного слоя Si, происходит увеличение размеров раствора-расплава и его затвердевание. При затвердевании образуется высший силицид марганца (ВСМ) Mn_4Si_7, а под силицидом из-за интенсивной диффузии атомов Si, происходит разрыв связей Si-Si, образуется аморфная и упруго деформированная область Si, которая предопределяет эволюцию формирования фотоэлектрических явлений в гетероструктурах Mn_4Si_7-Si<Mn>-Mn_4Si_7 и Mn_4Si_7-Si<Mn>-M.

Effect of a transition amorphous layer at the interface between higher manganese silicide (HMS) Mn_4Si_7 and silicon doped with manganese (Si<Mn>) on the photoelectric properties of heterostructures has been considered. The role of the initial structural defects in the surface layers of single-crystal silicon on the penetration of manganese atoms into Si upon doping from the gas phase is shown. It has been established that on the silicon surface, the precipitated Mn atoms at high temperatures (T>1050°C) are grouped (due to surface diffusion), forming droplets of liquid manganese, which dissolve the near-surface silicon layer, forming a liquid solution-melt Mn with Si. In the process of the entry of Mn atoms

from the vapor phase into the liquid solution-melt and the diffusion entry of Si atoms from the frontier regions, including the amorphous bulk Si layer, the solution-melt size increases and hardens. During hardening, higher manganese silicide Mn_4Si_7 is formed, and under silicide region due to intensive diffusion of Si atoms, the Si-Si bonds break, an amorphous and elastically deformed Si region is formed, which predetermines the evolution of photoelectric phenomena in the heterostructures Mn_4Si_7-Si<Mn>-Mn_4Si_7 and Mn_4Si_7-Si<Mn>-M.

I. ВВЕДЕНИЕ

В ранее опубликованных работах в образцах Si с глубокими уровнями Mn, полученных диффузионным легированием, часто наблюдался большой разброс электрофизических свойств. Например, в некоторых гетероструктурах Mn_4Si_7-Si<Mn>-Mn_4Si_7 и Mn_4Si_7-Si<Mn>-M отсутствовали такие уникальные фотоэлектрические явления, как инфракрасное гашение (ИКГ), температурное гашение фотопроводимости (ТГФ), долговременная релаксация (ДР), остаточная ФП и др. Это позволяет предположить, что наблюдаемые явления могут зависеть от совершенства исходного кристалла Si.

Целью настоящей работы является исследование влияния структурных дефектов в монокристаллическом кремнии на формирование фоточувствительных гетерофазных Mn_4Si_7-Si<Mn>-Mn_4Si_7 и Mn_4Si_7-Si<Mn>-M структур в процессе диффузионного легирования марганцем.

II. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для решения поставленной задачи были изготовлены партии образцов, вырезанных из слитков кремния КДБ-10 диаметром 76 мм и толщиной пластин 2 мм. Резку слитков кремния на пластины производили двумя методами: 1) алмазным диском с внешней режущей кромкой (*а* – первая партия образцов); 2) диском с внутренней режущей кромкой, армированной алмазным порошком (*б* – вторая партия образцов). Эти методы резки кристаллов использованы в целях выяснения взаимодействия режущей кромки (внутренней или внешней) диска и материала слитка, оценки степени образования нарушенных слоев на поверхности пластин и их влияния на процесс диффузионного легирования.

Согласно [1], толщина нарушенного слоя при резке может достигать 50 мкм и состоит из нескольких участков, а именно: у поверхности пластины образуется рельефный участок толщиной порядка 1–3 мкм, представляющий собой сильно разупорядоченный слой из смеси отдельных частиц материала различных размеров. За ним следует дефектный слой толщиной порядка 10–30 мкм, состоящий из кристаллических блоков, трещин и дислокационных сеток различной конфигурации. На границе между этим участком и ненарушенным монокристаллом образуется зона упругих деформаций толщиной до 5 мкм. В процессе шлифовки пластин не удается полностью удалить с поверхности образованные при резке кристаллов нарушенные слои, более того, сама шлифовка приводит к образованию нарушенных слоев с дефектами меньшего размера по глубине [1]. Из таких пластин мы вырезали прямоугольные образцы с размерами 18×4×2 мм^3 и 10×3×2 мм^3. Все партии образцов имели *p*-тип проводимости с концентрацией свободных дырок при 300 K, равной 1~1.5×10^{15} см$^{-3}$ и подвижностью 400 см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$.

В кварцевую ампулу загружали образцы *p*-Si попарно из первой и второй партий и навески дважды возогнанного марганца в виде порошка с размером зерен

не более 50 микрон. Диффузия марганца в кремний происходила из газовой фазы при температуре 1040–1070°C в течение 40–60 мин в условиях вакуума, созданного в кварцевой ампуле. Поскольку марганец является сублимирующем металлом, то в результате нагрева в печи он переходит из твёрдого состояния в газообразное. Давление упругих паров зависит от температуры и при указанной температуре составляет ~0.7 Па [2]. Закалку легированных образцов проводили сбрасыванием ампул в воду.

Профили распределения проводимости по толщине образца определяли путём последовательного удаления слоев и измерения поверхностного сопротивления R_s с помощью четырёхзондового метода [3]. Одновременно измеряли эффект Холла. Полученные профили распределения концентрации носителей в Si<Mn> имели два участка:

1) приповерхностный слой, обладающий проводимостью *p*-типа с концентрацией носителей ~10^{19}–10^{20} см$^{-3}$ и холловской подвижностью μ_p=10–17 см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$;

2) объёмный слой, имеющий близкую к собственной концентрацию носителей ~10^{11}–10^{12} см$^{-3}$ и холловскую подвижность μ_n=600–700 см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$ [4].

В соответствии с методикой, описанной в [4] (заключающейся в удалении приповерхностных слоев толщиной не менее 20 мкм с поверхности образца, кроме одного торца и противоположного ему), был создан блокирующий контакт путем напыления Al или нанесения сплавов NiGa или AlGa. Так была создана модельная гетероструктура ВСМ-Si<Mn>-М. ВСМ-Si<Mn>-ВСМ-структуру изготавливали путем сохранения с обоих торцов ВСМ слоев и удалением их с остальных четырёх граней. Площади токовых контактов к ВСМ и металлу имели 2×10^{-2} см^2, а длина базовых областей выбиралась от 0.3 до 1 см. Электрические и фотоэлектрические характеристики структур снимали в специальном криостате, где заданные температуры поддерживались электронным управлением нагревателя (в качестве нагревателя использован транзистор КТ808А) с точностью до 0.01 К. В качестве источника света использовался арсенид-галлиевый светодиод, излучение которого регулировалось и подавалось на базовую область диода с помощью световода.

Морфологию, микроструктуру и химический состав легированных образцов Si<Mn> исследовали методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и рентгеновской энергодисперсионной спектрометрии (ЭДС) на микроскопе Quanta 200 3D (FEI, Голландия) при ускоряющем напряжении от 5 до 30 кВ в режимах вторичных и обратно рассеянных электронов [5].

Для исследования структуры поперечных сечений пленок ВСМ проводили травление образцов тремя пучками ионов Ar^+ при ускоряющем напряжении 1–5 кэВ через защитную маску в LeicaTIC. Структуру ВСМ и Si<Mn> и их границы на наноуровне уточняли с помощью преобразования Фурье от локальных областей ВРЭМ изображений (детальный структурный анализ границы раздела ВСМ и кремния приведен в [5, 6]).

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На основе проведенных нами в течение ряда лет исследований установлено, что первым признаком высокой фоточувствительности гетероструктуры является следующее: при охлаждении в темноте до температуры 80 К величина тока, протекающего через структуру, снижалась, приближаясь к величине тока утечки $I_m \leq 10^{-12}$ А (рис. 1, кривая 1). Если же при охлаждении структура освещалась

белым светом, то процесс носил другой характер, а именно: при снижении температуры структуры до значений 170–250 K протекаемый ток вначале уменьшался на несколько порядков относительно значений тока, определённого при комнатной температуре, при дальнейшем охлаждении до 80 K наблюдался резкий рост значений фототока (на 2–3 порядка выше значений фототока, снятых при комнатной температуре (рис. 1, кривая 4)).

Фотовольтамперная характеристика (ФВАХ) гетероструктуры имела линейный, квадратичный и участок резкого роста тока [7, 8]. Этим гетероструктурам свойственны такие фотоэлектрические явления, как ИКГ, ТГ, ДРП, ОП, усиление ФП и температурно-электрические неустойчивости [9, 10]. Именно гетероструктуры первой партии образцов (*а*), легированных марганцем, обладали такими фотоэлектрическими свойствами. Во второй партии (*б*) перечисленные фотоэлектрические явления отсутствовали, хотя их базовая область **(**Si<Mn>) была высокоомной.

В целях выяснения причины проявления или отсутствия указанных фотоэлектрических явлений были проведены структурные исследования границы раздела ВСМ и Si<Mn> для гетероструктур из образцов (*а*) и (*б*) партий.

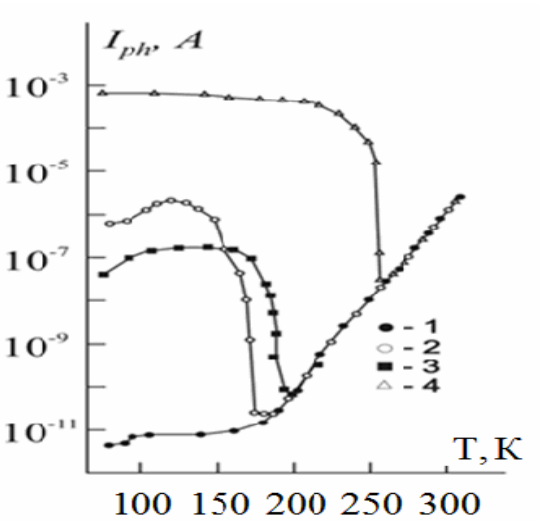
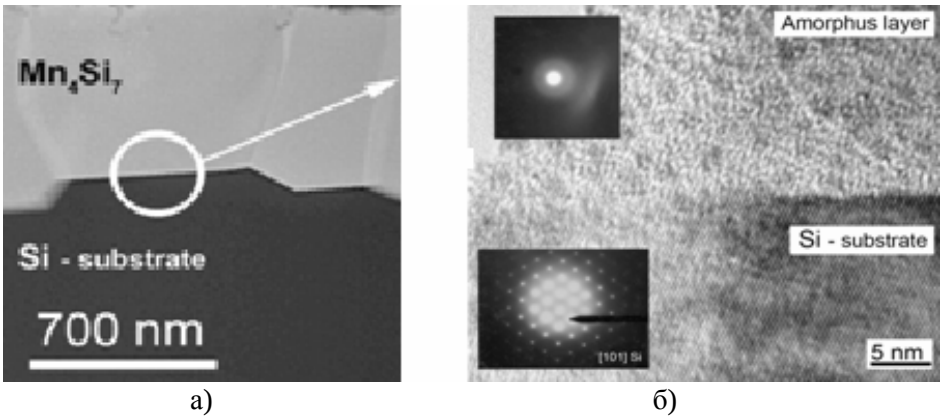


Рис. 1. Температурные зависимости фототока $I_{ph} = f(T)$ гетероструктуры ВСМ-Si<Mn>-ВСМ, снятые при постоянном приложенном напряжении U = 60 В: кривая *1* – охлаждение в темноте; кривые *2*, *3* и *4* – после освещения излучением плотностью соответственно 1×10^{-2}, 2×10^{-5} и 1×10^{-2} Вт·см$^{-2}$.



а) б)

Рис. 2. Электронно-микроскопические изображения: *а*) между плёнкой высшего силицида марганца и кремниевой подложкой, *б*) между кремниевой подложкой и аморфным слоем.

Электронно-микроскопические исследования образцов партии (*а*) показали, что толщина переходной области между ВСМ и Si<Mn> составляет ≤20 нм (рис. 2) и представляет собой прослойку аморфного кремния.

Для второй (*б*) партии образцов Si, легированных марганцем, аморфной слой на границе раздела не обнаружен. Детальный структурный анализ границ раздела пленка ВСМ-подложка (Si<Mn>) для образцов серии (*б*) проведен в [5, 6].

Высокоразрешающее просвечивающее электронно-микроскопическое изображение границы раздела представлено на рис. 3, из которого следует, что граница раздела полукогерентная и в ней образуется регулярная сетка дислокаций несоответствия.

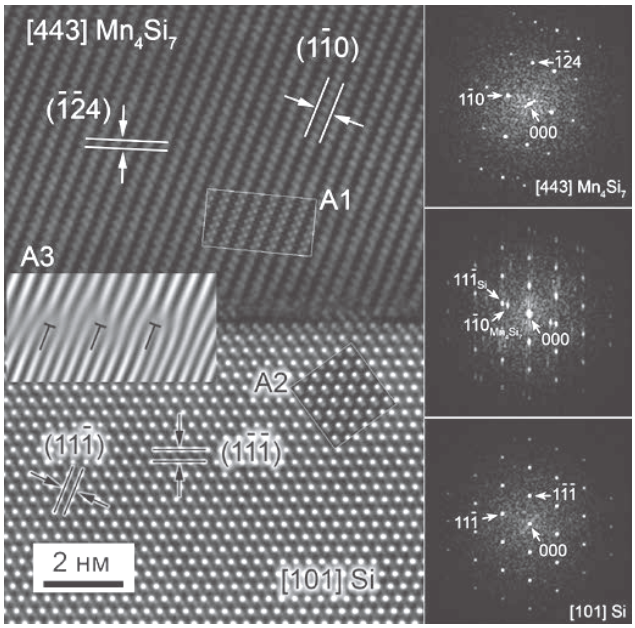


Рис. 3. Высокоразрешающее просвечивающее электронно-микроскопическое изображение границы раздела пленки ВСМ и Si-подложки (слева). Дифрактограммы, полученные Фурье-преобразованием выделенных областей ВРЭМ изображения пленки ВСМ, границы раздела и кремниевой подложки (справа). Вставки A_1 и A_2 – моделированные ВРЭМ изображения с ориентацией направлений [443] Mn_4Si_7 и [101] Si параллельно падающему пучку электронов. Вставка A_3 – фильтрованное ВРЭМ изображение по рефлексам $11\bar{1}$ Si и $1\bar{1}0$ Mn_4Si_7, выявляющее сетку дислокаций несоответствия на границе раздела.

Как отмечалось выше, в поверхностном слое образуется плёнка ВСМ (Mn_4Si_7) [4], а под ней аморфный переходной слой с незначительной концентрацией электрически активных атомов примесей марганца и бора. И только после этого переходного слоя располагается равномерно легированный объём Si<Mn>. В целом такое распределение примесей связано, с одной стороны, с обратным выходом введённой примеси к поверхности в процессе охлаждения образца до комнатной температуры. С другой стороны, процессу обратного выхода способствуют силициды, образованные на поверхности кристалла и являющиеся геттером для примесей [4]. Немаловажную роль в диффузионных процессах играет сложная структура нарушенного слоя на поверхности кристалла Si [1]. Глубина

нарушенного слоя в Si, возможно, увеличивает глубину проникновения атомов марганца и тем самым увеличивает растворимость его в приповерхностном слое и дальнейшее вхождение в кристаллическую решетку Si с последующим диффузионным распределением по всему объёму. Тем не менее, реактивный характер взаимной диффузии атомов марганца и кремния является сложным процессом. Кроме проникновения атомов марганца в Si из газовой фазы, осаждаемые атомы Mn на поверхности кремния могут группироваться (за счет поверхностной диффузии) и образовывать капли жидкого марганца, которые растворяют приповерхностный слой кремния, что приводит к образованию жидкого раствора-расплава Mn с Si.

В процессе поступления атомов Mn из паровой фазы в жидкий раствор-расплав и диффузионного вхождения атомов Si из приграничных областей, в том числе из аморфного объемного слоя Si, происходит рост объёма раствора-расплава и его затвердевание. При затвердевании образуется высший силицид марганца Mn_4Si_7 [4, 11, 12]. Под силицидом из-за интенсивной диффузии атомов Si, происходит разрыв связей Si-Si и образуется аморфная и упруго деформированная область Si [13].

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно заключить, что в процессе диффузионного легирования кремния марганцем нарушенные слои на поверхности кристаллов углубляют вхождение атомов марганца, облегчают адсорбцию, растворение и диффузию Mn в объем Si, а также способствуют образованию аморфного слоя на границе раздела ВСМ и Si<Mn>. Наличие такого аморфного переходного слоя (в образцах партии *а*) способствует протеканию ударной ионизации носителей тока при приложении внешнего напряжения, а также формированию фотоэлектрических явлений: инфракрасного гашения, температурного гашения, высокой фоточувствительности, долговременной релаксации остаточной проводимости и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Чернышов Основы надежности полупроводниковых приборов и интегральных микросхем (Москва, Радио и связь, 1988).
2. Технология тонких пленок (справочник). Под ред. Л. Майселла, Р. Глэнга (Нью-Йорк, 1970). Пер. с англ. под ред. М.И. Елисона, Г.Г. Смолко. Т.1 (Москва, Сов. Радио, 1977).
3. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. (Москва, Мир, 1984).
4. Т.С. Камилов, В.В. Клечковская, Б.З. Шарипов, И.В. Эрнст, В.К. Зайцев. Электрические и фототермоэлектрические свойства гетерофазных структур на основе кремния и силицидов марганца (Ташкент, MERIYUS, 2014).
5. А.С. Орехов, Т.С. Камилов, А.С. Орехов, Н.А. Архарова, Е.В. Ракова, В.В. Клечковская, Российские нанотехнологии **11**, № 5-6, 46 (2016); [Andrey S. Orekhov, T.S. Kamilov, Anton S. Orekhov, N.A. Arkharova, E.V. Rakova, V.V. Klechkovckaya, Nanotechnologies in Russa **11**,No. 9-10, 610 (2016)].
6. А.С. Орехов, Т.С. Камилов, Б.В. Ибрагимова, Г.И. Ивакин, В.В. Клечковская, ФТП **51**, №6, 740 (2017).
7. T.S. Kamilov, B.L. Sadullaev, U.Sh. Ganiev, B.T. Kamilov, Semicond. Sci. Tehnol. **13**, 496 (1998).
8. T.S. Kamilov, V.P. Chirva, D.K. Kabilov, Semicond. Sci. Tehnol. **14**, 1012 (1999).

9. М.К. Бахадырханов, Т.С. Камилов, А.Ж. Хусанов, Г.И. Ивакин, И.С. Занавескина, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования №6, 100 (2002).
10. Т.С. Камилов, И.В. Эрнст, А.Ю. Самунин, ЖТФ **84**, №12, 96 (2014). [T.S. Kamilov, I.V. Ernst, A.Yu. Samunin, Tech. Phys. **59**, No.12, 1833 (2014)].
11. Т.С. Камилов, Д.К. Кабилов, И.С. Самиев, Х.Х. Хуснитдинова, Р.А. Муминов, В.В. Клечковская, ЖТФ **75**, №.8, 140 (2005). [T.S. Kamilov, D.K. Kabilov, I.S. Samiev, Kh.Kh. Husnutdinova, R.A. Muminov, V.V. Klechkovskaya, Technical Physics **50**, No.8, 1102 (2005)].
12. А.С. Орехов, Т.С. Камилов, А.Г. Гаибов, К.И. Вахабов, В.В. Клечковская, ЖТФ **80**, №6, 121 (2010). [A.S. Orekhov, T.S. Kamilov, A.G. Gaibov, K.I. Vakhabov, V.V. Klechkovskaya, Technical Physics **80**, No.6, 740 (2010)].
13. И.А. Линева, С.В. Сахаров, В.А. Усков, З.В. Фомисева, Изв. АН СССР, серия Неорганические материалы **15**, 731 (1979).

Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№1) 2019 PP.29-33

СПЕКТРЫ КРАЕВОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КОСОНАПЫЛЕННЫХ ПЛЕНОК CdTe, CdTe:In

Б.З. Полванов

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

Мақолада бурчак остида ўстирилган CdTe, CdTe:In юпқа пардаларнинг паст температурали (T = 4.2 K) фотолюминесценция спектри ва аномал фотовольтаик хусусияти ўртасида боғланиш борлиги топилган.

Обнаружена корреляция между спектром низкотемпературной (T = 4.2 K) фотолюминесценции и аномальными фотовольтаическими свойствами косонапыленных поликристаллических пленок CdTe, CdTe:In.

In the paper, a correlation between spectrum of low temperature (T = 4.2 K) photoluminescence and anomalous photovoltaic characteristics of oblique sputtered polycrystaline films CdTe, CdTe:In was discovered.

Низкотемпературная фотолюминесценция является одним из наиболее надежных и информативных оптических методов исследования полупроводников и пленочных структур на их основе. К настоящему времени подробно исследован спектр низкотемпературной люминесценции кристаллов и предложены методы прогнозирования и контролированного изменения электрофизических свойств полупроводниковых структур. Так, с помощью изучения динамики изменения спектров фотолюминесценции авторы работ [1, 2] предложили метод глубокой очистки образцов CdTe и получили поликристаллический CdTe стехиометрического состава, в спектре фотолюминесценции которого полностью отсутствует примесное излучение и остается только экситонная часть. Анализом формы краевого излучения при лазерном возбуждении исследованы электронные спектры твердых растворов CdTe:In [3], CdTe:Fe [4] и сверхрешеток CdTe/ZnTe [5, 6]. Однако формирование спектра фотолюминесценции тонких, $d < 1$ μm, полупроводниковых пленок в зависимости от структурных, точечных и протяженных дефектов до сих пор практически не анализировалось. Безусловно, представляет интерес изучение особенностей аномальных фотоэлектрических и фотовольтаических свойств тонких поликристаллических пленок с помощью краевой люминесценции.

В данной работе рассматривается вопрос о взаимосвязи формы спектра низкотемпературной фотолюминесценции с аномальными фотовольтаическими (АФВ) свойствами косонапыленных пленок CdTe, CdTe:In в зависимости от структурных несовершенств. Ранее [7] сообщалось, что легирование примесью In и последующая термическая обработка существенно улучшают фотовольтаические параметры пленок CdTe: фототок короткого замыкания $I_{кз}$ увеличивается на два порядка, максимальное значение фотоЭДС $V_{АФН}$ на порядок. Проанализируем спектр собственной и краевой фотолюминесценции этих пленок для выяснения механизма обнаруженного эффекта.

Исследуемые нелегированные пленки получали методом термического испарения в вакууме с давлением остаточных паров $(1–4)\times10^{-3}$ Па из порошка CdTe марки «для полупроводников». Температуру стеклянной подложки T_n варьировали в интервале 200–500 K. Наиболее стабильные воспроизводимые фотоэлектрические параметры и высокие фотовольтаические свойства достигались при T_n = 250–300 K, толщинах пленки d=0.5–0.8 мкм, скорости осаждения (3–5) нм/с и угле напыления 40–60°. Технологию получения омических контактов и методику измерения аномально большого фотонапряжения (АФН) выбирали так, как и в работе [8].

Электронно-микроскопические и рентгеноструктурные исследования показали, что выращенные слои обладают поликристаллической текстурированной структурой преимущественно с кубической модификацией. Ось текстуры совпадает с кристаллографическим направлением [111] и перпендикулярна плоскости подложки. Размеры отдельных кристаллитов составляют 0.5–0.7 мкм. Свежеприготовленные пленки при комнатной температуре под действием нормально падающего естественного света лампы накаливания с интенсивностью $L \approx 10^4$ лк генерировали фотонапряжение $V_{АФН} \approx 600$ В и ток короткого замыкания $I \approx 10^{-10}$ А. Фотовольтаические параметры пленок практически не испытывали деградации в течение года.

Процесс легирования тонких косонапыленных слоев CdTe осуществлялся непосредственно во время их выращивания методом термического испарения в вакууме 10^{-2}–10^{-3} Па путем препарирования CdTe и In из отдельных тиглей. Исходная масса напыляемой примеси составляла 3–7 вес.% от массы основного полупроводникового соединения. Испарение In задерживалось на 2–3 мин и прекращалось на 3–5 мин раньше, чем испарение основного материала. Свежеприготовленные поликристаллические образцы CdTe:In толщиной $d \approx 0.8$–1.5 мкм и площадью 5×20 мм^2 (скорость конденсации $v \approx 1.5$–2.0 нм/с, угол напыления 30–50°) оказались более низкоомными с относительно слабо выраженными АФВ свойствами ($V_{АФН}$ = 50–100 В). Однако, после термической обработки (ТО) при температуре 450–550 K в течение 20–25 мин в вакууме или 10–15 мин на чистом воздухе или 3–5 мин на воздухе в присутствии паров соактиватора $CdCl_2$, сопротивление образцов в 2–3 раза увеличивалось, в то же время при комнатной температуре они генерировали максимальное фотонапряжение до значений $(2–4)\times10^3$ В, т.е. почти на порядок больше, чем в нелегированных образцах CdTe, а фототок короткого замыкания увеличивался более чем на два порядка и достигал $I_{кз} \approx 10^{-8}$ А. Электрофизические и АФВ свойства отожженных пленок CdTe:In существенно стабилизируются. В случае ТО в вакууме или на воздухе в парах $CdCl_2$ потребовались пленки с толщинами 1.2–1.5 мкм, а более тонкие пленки (d < 1.0 мкм) выходили из строя при такой ТО, что связано с процессами реиспарения и рекристаллизации.

Следует отметить, что метод выращивания легированных пленок CdTe:In путем предварительного осаждения тонкого слоя In на чистую стеклянную подложку, в отличие от случая легирования пленок CdTe примесью Ag аналогичным способом [8], не привел к ожидаемым результатам. Это означает, что донорная примесь In и акцепторная примесь Ag при формировании АФВ свойств во время ТО пленки CdTe ведут себя по-разному. Также заметим, что уменьшение температуры T_n подложки приводило к росту $V_{АФН}$ как легированных, так и

нелегированных пленок при одинаковых условиях измерений, а увеличение толщины пленок – к обратному действию. Так, пленки CdTe:In с T_n = 200 K (охлажденные подложки) и d=0.8 мкм при комнатной температуре максимально генерировали $V_{АФН} \sim 5\times10^3$ В с силой тока короткого замыкания $I \sim 10^{-10}$ А.

Для измерения спектров низкотемпературной фотолюминесценции пленочные образцы погружали в откачиваемый жидкий гелий при 4.2 K. Спектры регистрировали на установке, собранной на базе спектрометра ДФС-24, работающего в режиме счета фотонов при минимальной ширине щели 0.04 мэВ. Возбуждение собственной люминесценции осуществляли на длине волны λ=476.6 нм светом непрерывного газоразрядного Ar^+-лазера, сфокусированным на поверхность слоя CdTe в пятно размером 0.4×4 мм^2 при мощности светового потока ~7 мВт. Эксперимент проводили в геометрии нормального освещения и почти нормального излучения.

Спектр фотолюминесценции (ФЛ) нелегированной пленки CdTe в окрестности фундаментальной полосы поглощения представлен на рис. 1*a*. Для сравнения здесь же показан пунктиром спектр ФЛ чистого монокристаллического образца [4], который простирается лишь в область частот $\hbar\omega < E_g$ и состоит из экситонной (E_{ex} ≈ 1.59 эВ), донорно-акцепторной ($E_{ДАП}$≈ 1.54 эВ) ДАП линии излучения и их LO-фононных повторений.

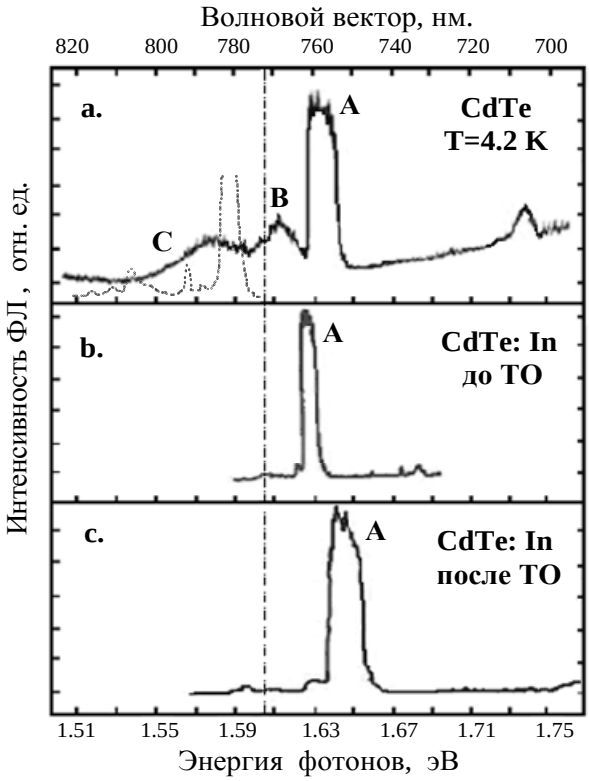


Рис. 1. Спектры низкотемпературной ФЛ чистой (*a*), легированной In пленок CdTe до (*b*) и после (*c*) термической обработки. Штриховая линия – спектр чистого монокристалла CdTe [4], а штрих-пунктирной линией показана граница его запрещенной зоны при 4.2 K.

Как видно из рисунка, спектры ФЛ поликристаллической пленки с АФВ свойством и монокристалла CdTe качественно отличаются. Основной вклад в ФЛ пленки дает излучательная рекомбинация *e*-*h* свободных носителей (*A*-линия с полушириной 14.2±0.1 мэВ) и краевая люминесценция с яркой относительно широкой дублетной структурой (*B*- и *C*-линии с полуширинами 18.5±0.1 мэВ и 32.2±0.1 мэВ), а экситонный канал излучения отсутствует. В области частот $\hbar\omega > 1.65$ эВ наблюдается горячая фотолюминесценция, обусловленная излучательной рекомбинацией релаксирующих по энергии горячих электронно-дырочных пар (частота лазерного излучения $\hbar\omega = 2.60$ эВ). Резкая длинноволновая граница $\hbar\omega = 1.627$ эВ собственной полосы излучения подтверждает совершенную поликристаллическую структуру пленки. Заметим, что данная граница смещена в сторону коротких волн на 0.02 эВ по сравнению с нижней границей зоны проводимости монокристалла CdTe (вертикальная штрих-пунктирная линия на рис. 1*a*) при $T = 4.2$ K ($E_g = 1.606$ эВ). Это, по-видимому, можно объяснить наличием достаточно высоких внутренних механических напряжений растяжения в тонкой пленке CdTe, что приводит к увеличению ширины запрещенной зоны.

Максимумы *A*- и *B*-линий излучения отличаются на энергию продольно оптического фонона $\hbar\omega_{LO}$ =0.021 эВ. Значит, симметричная *B*-линия является LO-повторением собственной полосы излучения *A*, которая отсутствовала в спектре монокристалла при заданной интенсивности лазерного возбуждения ~0.44 Вт/см^2. Из рис. 1*a* видно, что пологий максимум *C*-линии излучения отстает от *A*-линии более чем на $2\,\hbar\omega_{LO}$. Это и наличие длинноволнового хвоста *C*-линии означает, что данная спектральная линия формируется в результате рекомбинации зона-зона с излучением 2LO, 3LO и т.д. фононов. На рис. 1*в* показан спектр ФЛ легированной In пленки CdTe без ТО. Видно, что введение примесных атомов индия сильно деформирует спектр ФЛ: во-первых, существенно сужается полуширина *A*-линии (до 6 мэВ), что и коррелируется падением (почти на порядок) максимального значения $V_{АФН}$ у свежеприготовленной пленки CdTe:In; во-вторых, полоса краевой люминесценции (*B*- и *C*-линии), также как и канал горячей ФЛ исчезают; в-третьих, резкая красная граница собственного излучения сдвигается в длинноволновую сторону на энергию ≈3 мэВ, что обусловлено уменьшением E_g, т.е. ослаблением внутреннего механического напряжения в легированном образце. Отсюда можно заключить, что донорные примеси замещения In_{Cd} создают мощный канал безызлучательной рекомбинации, тем самым сильно уменьшают роль LO фононов и увеличивают электропроводность пленки CdTe:In [9], чем и определяется ухудшение её АФВ свойств.

Как видно из рис. 1*c*, после оптимальной ТО пленки CdTe:In спектр ФЛ качественно не претерпевает сильного изменения. Однако сразу же заметим, что ТО приводит к уширению линии *A* почти в три раза (полуширина достигает значения ~17 мэВ, а значение $V_{АФН}$ почти 3×10^3 В) и к увеличению ширины запрещенной зоны на ~11 мэВ относительно неотожженной пленки CdTe:In. Процесс ТО стимулирует, наряду с АФВ свойством легированной пленки, также и её собственную полосу ФЛ.

Таким образом, мы видим четкую корреляцию между АФВ свойством и формой обнаруженной здесь впервые полосы собственной люминесценции

косонапыленных пленок CdTe. Спектр ФЛ при легировании и ТО сильно трансформируется в соответствии с изменением АФВ свойств пленки.

В заключение, лишний раз отметим, что в спектрах низкотемпературной люминесценции поликристаллических пленок CdTe, CdTe:In с АФВ свойством, в отличие от монокристаллов, не проявляется экситонный и ДАП каналы излучения. Причиной этого является процесс генерации фото-ЭДС в приграничных областях кристаллических зерен, приводящий к стимулированию собственной люминесценции и её LO повторений. Безусловно, такой оптический метод исследования фотовольтаических свойств пленочных структур существенно дополняет известные электрофизические методы и в дальнейшем следует найти его новые возможности.

Авторы выражают искренную признательность д.ф.-м.н., профессору А.В. Селькину за оказанную методическую помощь во время снятия спектров фотолюминесценции наших пленочных образцов на его установке.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Квит, Ю.В. Клевков, С.А. Медведов, В.С. Багаева, А. Пересторонин, А.Ф. Полотников, ФТП **34**, 19 (2000).
2. В.С. Багаев, Ю.В. Клевков, С.А. Колосов, В.С. Кривобок, А.А. Шепель, ФТТ **52**, №1, 37 (2010).
3. В.П. Велещук, А. Байдуллаева, А.И. Власенко, В.А. Гнатюк, Б.К. Даулетмуратов, С.Н. Левицкий, О.В. Ляшенко, Т. Аокі, ФТТ **52**, №3, 439 (2010).
4. С.А. Пермогоров, Т.П. Суркова, А.Н. Тенишев, ФТТ **40**, №5, 897 (1998).
5. В.С. Багаев, Е.Е. Онищенко, ФТТ **47**, №1, 168 (2005).
6. В.Ф. Агекян, И.А. Пономарева, А.Ю. Серов, Н.Г. Философов, G. Karczewski, ФТТ **50**, №2, 336 (2008).
7. М.А. Каримов, Н.Х. Юлдашев, Изв. РАН, сер. физич. **71**, №8, 1186 (2007).
8. Б.А. Атакулов, Э.А. Абдуллаев, Ж.Э. Эргашев и др. В материалах III Всесоюзного научно-технического семинара-совещания «Перспективы развития и практическое применение методов тензометрии при исследовании прочности конструкций». Ч.I (Фергана, 1983).
9. М.А. Каримов, Н.Х. Юлдашев, Физическая инженерия поверхности (Украина) **2**, №5, 42 (2006)

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№1) 2019 PP.34-39

МАГНИТООПТИКА НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЙ $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5%Pr^{3+}

М.Е. Малышева, У.В. Валиев

Национальный университет Узбекистана, 700174 Ташкент, Узбекистан, mariyaevg@mail.ru
(Получена 10.10.2018)

T=90 К ва *T*=300 К температураларда 450–500 нм тўлқин узунлигида $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5% Pr^{3+} МКД парамагнит монокристали спектрлари тадқиқ қилинди. Экспериментал натижалар назарий ҳисоблашлар натижалари билан таққослаганда, Джад параметрлар ўтишлари Ω_6–Ω_4=2.0 ва магнитооптик параметри *C*/*D* аро λ=450 нм ва 475 нм тўлқин узунлигидаги $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5% Pr^{3+} МКД монокристал спектрида ҳисобланди.

Из экспериментальных данных магнитного кругового дихроизма (МКД) РЗ-соединений $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5% Pr^{3+}, измеренных при *T*=90 и *T*=300 К, найдено отношение джадовских параметров интенсивности переходов Ω_6–Ω_4=2.0. Кроме того, нами экспериментально получена и теоретически рассчитана величина магнитооптической активности, представленная в виде отношения *C*/*D* для полос МКД на длинах волн λ=450 нм и 475 нм.

The spectral dependence of MCD was measured at the temperature *T*=90 K and 300 K in region of λ=400–500 nm. From the experimental results the ratio of Judd`s parameters of intensity of transitions Ω_6–Ω_4 was found. Besides, we were carried out the experimental determination and theoretical estimation of MOA factor *C*/*D* for MCD bands at the λ=450 nm and 475 nm.

I. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что анализ магнитооптических спектров упорядоченных (кристаллы) и неупорядоченных (растворы и стекла) парамагнитных соединений на основе редкоземельных элементов является источником ценной информации о спектроскопических свойствах РЗ ионов.

Магнитооптика, запрещенных (по четности) внутриконфигурационных 4*f*-4*f* переходов, наблюдаемых в РЗ-соединениях в видимой и близкой УФ-области спектра, характеризуется, по существу, теми же особенностями, которые свойственны спектрам оптического поглощения (и излучения). Трудности однозначной интерпретации магнитооптических спектров связаны со сложным характером механизма снятия запрета электронных переходов в пределах основной конфигурации РЗ-ионов [1, 2].

Запрет по четности с таких переходов снимается, согласно теории Джадда-Офельта [2], за счет нечетного (статистического или динамического) кристаллического поля, приводящего к «подмешиванию» к состояниям $4f^{(n)}$-конфигурации РЗ иона близлежащих состояний с противоположной четностью, принадлежащих смешанной возбужденной ($4f^{(n-1)}5d$ или $4f^{(n-1)}5g$) конфигурации иона.

В последнее время в ряде работ [1, 3, 4] была развита полуэмпирическая схема теоретической интерпретации магнитооптических спектров, обусловленных запрещенными 4*f*-4*f* переходами, подобная теории Джадда-Офельта [2]. В этой схеме содержится несколько феноменологических параметров F_λ (обычно их три, но может быть и меньше), которые учитывают несимметричное кристаллическое

поле окружения РЗ-иона в среде и должны подбираться экспериментально. Эти параметры являются общими для всех электронных переходов внутри $4f^{(n)}$-конфигурации РЗ иона [2]. Интересно отметить, что для неупорядоченных парамагнитных РЗ-соединений (растворов, стекол и т.д.) может быть установлена довольно простая связь между параметрами F_λ и Ω_λ (λ=2, 4, 6 – "переходной" угловой момент [2]), где Ω_λ – джаддовские параметры, в которых заключена зависимость интенсивности $4f$-$4f$ переходов от несимметричного кристаллического поля (КП) окружения РЗ-иона, снимающего запрет с $4f$-$4f$ переходов [4].

Учитывая то обстоятельство [5], что основным фактором, определяющим особенности энергетического спектра и характер волновых функций РЗ-ионов в неупорядоченных средах, является флуктуация локальных параметров как четного, так и нечетного компонентов КП, в отличие от аналогичных спектров РЗ-ионов в кристаллах [6], спектры неупорядоченных РЗ-соединений демонстрируют явление неоднородного уширения полос поглощения (а также эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм (МКД)) именно благодаря статистической части кристаллического поля, которое снимает запрет с внутриконфигурационных электродипольных переходов. Согласно джаддовскому механизму возмущения волновых функций штарковских подуровней возбужденных мультиплетов $4f^{(n)}$-конфигурации нечетной частью кристаллического поля [2] и статистическому усреднению комбинаций коэффициентов нечетной части кристаллического потенциала по всевозможным ориентациям РЗ-центров [7, 4], выражение для парамагнитного C-члена магнитооптической активности (МКД и ЭФ), который характеризует магнитооптически активные переходы типа дублет-синглет, может быть представлено в следующем компактном виде [6]:

$$C=\frac{3}{2}\frac{1}{(2J_0+1)}\sum_\lambda F_\lambda(-1)^{J_0+J}\begin{Bmatrix}\lambda & \lambda & 1\\ J_0 & J_0 & J\end{Bmatrix} g_0 < J_0 \| \hat{J} \| J_0 >< J_0 \| U^{(\lambda)} \| J >|^2 \beta, \qquad (1)$$

где g_0 – фактор Ланде основного состояния, β – магнетон Бора, F_λ – параметр, представленный в теории Джадда:

$$F_\lambda = 2\sum_p \begin{pmatrix}\lambda & \lambda & 1\\ (p+1) & -(p+1) & 1\end{pmatrix} |\varphi^{(\lambda)}_{p,+1}|^2, \qquad (2)$$

$$|\varphi^{(\lambda)}_{p,+1}|^2 = \sum_t (2\lambda+1)^2 B^2_{tp}\Xi^2(t,\lambda)\begin{pmatrix}1 & \lambda & t\\ 1 & -(p+1) & p\end{pmatrix}^2.$$

Параметр $\Xi(t,\lambda)$ представляет в теории Джада-Офельта интенсивность $4f\rightarrow 4f$ переходов и представлен выражением:

$$\Xi(t,\lambda) = 2(2l+1)\sum_{l'}(2l'+1)(-1)^{l+l'}\begin{Bmatrix}1 & \lambda & t\\ l & l' & l\end{Bmatrix}\begin{pmatrix}l & 1 & l'\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}l' & t & l\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\times \times\frac{< nl | r | n'l' >< nl | r^{(t)} | n'l' >}{(E_{n'l'}-E_{nl})}, \qquad (3)$$

где $\begin{pmatrix}j_1 & j_2 & j_3\\ m_1 & m_2 & m_3\end{pmatrix}$ – 3j-символы, $\begin{Bmatrix}a & b & c\\ l & k & m\end{Bmatrix}$ – 6j-символы, связанные с симметрией элементов [8, 9].

J и J_0 – полный угловой момент возбужденного и основного мультиплета редкоземельного иона (ур-е 1), λ = 2, 4, 6 – переходный момент в теории Джада-Офельта [2, 10]; $t = \lambda \pm 1$, p – индекс нечетной сферической гармоники нечетного кристаллического поля, $< f^n \varphi J \| U^{(\lambda)} \| f^n \varphi' J' >$ – приведенный матричный элемент $4f \rightarrow 4f$ переходов, рассчитанный в [2, 11, 12].

Согласно расчетам, представленным в работах [13] и [14]:

$$F_\lambda = \sqrt{\frac{2}{3}} \sum_t (2\lambda + 1) \begin{Bmatrix} \lambda & 1 & t \\ 1 & \lambda & 1 \end{Bmatrix} \Omega_\lambda(t), \tag{4}$$

где $\Omega_\lambda(t)$ – парциальный вклад в параметр Джадда слагаемого с определенным t, т.е. $\Omega_\lambda = \sum_t \Omega_\lambda(t)$.

Параметр Ω_λ входит в выражение для дипольной «силы перехода» D, фигурирующей в теории Джадда-Офельта:

$$D = \frac{1}{(2J_0+1)} \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_\lambda |< J_0 \| U^{(\lambda)} \| J >|^2. \tag{5}$$

Согласно методу моментов в МКД, развитому Стефенсом [15], чтобы найти «парамагнитный» вклад в магнитооптическую активность отдельного электронного перехода, необходимо найти величину и знак отношения нулевых моментов полос МКД и полос оптического поглощения (найденных экспериментально путем численного интегрирования кривых МКД и оптического поглощения, соответствующих этому переходу), фигурирующих в формуле [16]:

$$\frac{1}{D}\left(\frac{C}{k_B T} + B\right) = 2.14 \frac{\langle \Delta A \rangle_0}{\langle A_0 \rangle}, \tag{6}$$

где B – вклад «смешивания» в МКД, k_B – константа Больцмана, $\langle \Delta A \rangle_0$ и $\langle A_0 \rangle$ – нулевые моменты полос МКД и оптического поглощения соответственно, которые могут быть вычислены по формуле:

$$\langle A \rangle_0 = \int (A/\omega) d\omega. \tag{7}$$

Величины A и ΔA, представляющие собой оптическую поглощательную способность и магнитооптическую поглощательную способность соответственно, могут быть представлены в виде следующих соотношений [16]:

$$A = \log \frac{I_0}{I(l)} \qquad \text{и} \qquad \Delta A = \frac{\theta_F}{1.152}, \tag{8}$$

где $I(l)$ – интенсивность на выходе образца толщиной l, а θ_F – эллиптичность (в радианах), обусловленная МКД:

$$P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \sin 2\theta_F. \tag{9}$$

В соответствии с методом, предложенным Стефенсом [15], и результатами работы Шатца и Мак-Кафри [17] величину магнитооптической активности (МОА) отдельного электронного перехода удобно характеризовать величиной (и знаком) отношения «парамагнитного» вклада C к дипольной «силе перехода» D.

II. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАЗЦЫ

Образцы были выращены в МГУ в проблемной лаборатории магнетизма Б.В. Милем. Экспериментальное исследование спектров МКД проводили в тригональных ацентричных кристаллах $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$, допированных редкоземельными ионами Pr^{3+}(5%), в интервале температур 90–300 К и в диапазоне длин волн 400–500 нм с использованием оптического криостата. Для выяснения структуры, наблюдаемой в спектрах, в работе использован дифракционный монохроматор высокого разрешения (МДР модели 23"ЛОМО", Россия). Спектры МКД были записаны в магнитных полях противоположных направлений, после чего результаты усреднялись. Регистрацию спектров поглощения проводили с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) с использованием высокочувствительной методики, основанной на стабилизации среднего тока ФЭУ на постоянном уровне. Регистрацию дифференциальных магнитооптических спектров МКД $P = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$ (где $I_\pm$ – интенсивности ортогональных циркулярно-поляризованных компонентов линии поглощения или люминесценции) осуществляли методом модуляции поляризации светового излучения на частоте ~36 кГц фотоупругим модулятором с положительной оптической обратной связью [18]. Относительные погрешности измеряемых величин (интенсивностей линий поглощения и степеней циркулярной поляризации света) во всех экспериментах не превышали ~3–5%.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены спектры МКД РЗ-соединений $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5%Pr^{3+} измеренные при T=90 и T=300 К во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль тригональной оси C исследуемого кристалла. Хорошо видно, что характер кривых МКД существенно различается для переходов $^3H_4 \rightarrow {}^3P_2$ и $^3H_4 \rightarrow {}^3P_1$. В области перехода $^3H_4 \rightarrow P_1$ (длина волны 475 нм) преобладает C-член МОА [15], в то время как в области переходов $^3H_4 \rightarrow P_2$ (длина волны 450 нм) преобладает A-член МОА [15]. Кроме того, наблюдается возрастание величины МКД при понижении температуры (практически для всех наблюдаемых переходов), что свидетельствует о существенном вкладе «парамагнитного» механизма МОА (C-член) в МКД разупорядоченных гранатов $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5%Pr^{3+}. Из типа спектральной зависимости МКД в области перехода $^3H_4 \rightarrow {}^3P_2$ мы можем заключить, что диамагнитный

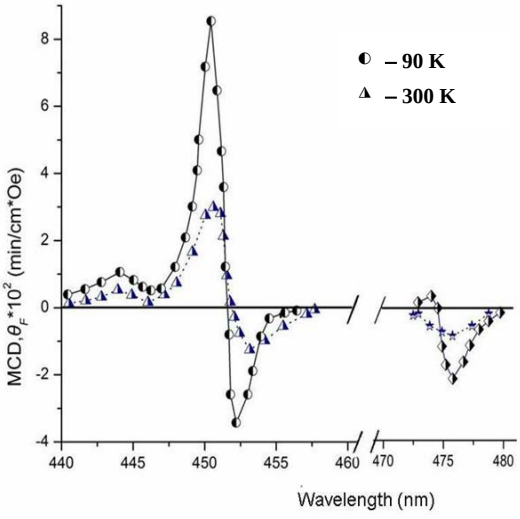


Рис. 1. Спектры МКД РЗ-соединений $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$:5%Pr^{3+}, измеренные при T=90 и T=300 К.

вклад (*A*-член) в магнитооптическую активность не так мал. В соответствии с формулой (6) из температурной зависимости нулевого момента $\langle \Delta A \rangle_0$ полосы МКД на длинах волн λ=450 нм и λ=475 нм мы можем определить значения парамагнитных констант *C* для переходов на мультиплеты $^3P_2$ и $^3P_1$.

С другой стороны, отношение парамагнитных вкладов (*C*-членов МКД) для переходов на мультиплеты $^3P_2$ и $^3P_1$ может быть выражено посредством отношения джадовских параметров F_4:F_6 для 4*f*-4*f* в соответствии с формулой (см. также формулу (1):

$$C(^3P_2)/C(^3P_1) = 3.8+2.6(F_6/F_4). \quad (10)$$

Так как три верхних мультиплета $^3P_{0,1,2}$ принадлежат одному возбужденному терму $4f^{(n)}$-кофигурации ^3P иона Pr^{3+}, то они характеризуются одним общим приведенным матричным элементом перехода $|(J_0/V^{(\lambda)}/J)|^2$. С другой стороны, для линий переходов $^3H_4 \rightarrow ^3P_{0,1}$ «переходный» угловой момент λ может быть представлен только одним значением λ=4 (вследствие выполнения правила «треугольника» для 6-*j* символов в формуле (1)). Для перехода $^3H_4 \rightarrow ^3P_2$ существенны значения λ=4, 6 (λ=1, 2 не удовлетворяет условию "треугольника" $\Delta(JJ_0\lambda)$ и $\Delta(LL_0\lambda)$ [1]).

При учете подмешивания состояний возбужденной $4f^{(n-1)}5d$-конфигурации (*l*=3) посредством слагаемого нечетного кристаллического поля кристаллического потенциала, состоящего из нечетных сферических гармоник с индексами *t*=3, 5, и проведя после этого статистическое усреднение по всем возможным ориентациям РЗ-центров, получим более простое выражение для параметра $\Xi(t, \lambda)$, состоящего из 3-*j* символов (формула (5) из [1]). Следовательно слагаемые в величине *C* с различным *t* при определенном λ всегда частично компенсируют друг друга, что делает возможным выделить слагаемое нечетного кристаллического поля (с определенным λ), которое играет существенную роль в механизме снятия запрета с переходов внутри $4f^{(n)}$-конфигурации.

Из экспериментальных данных по МКД, представленных на рис. 1, мы можем найти отношение джадовских параметров интенсивности переходов Ω_6:Ω_4 и сравнить величину отношения с аналогичным отношением, полученным из анализа спектров поглощения изоструктурного кристалла $Ca_3Ga_5SiO_{14}O_{14}:Pr^{3+}$ в работе [19].

В нашем случае при индексе *t*=5 экспериментально определенное отношение джадовских параметров с использованием формулы (4) равно Ω_6:Ω_4=2.0, в то время как для изоструктурного кристалла $Ca_3Ga_5SiO_{14}O_{14}:Pr^{3+}$ это отношение равно Ω_6:Ω_4=2.5 [19]. Кроме того, нами была получена экспериментально и теоретически рассчитана с помощью формул (1) и (5) величина магнитооптической активности, представленная в виде отношения *C*/*D* для полос МКД на длине волны λ=450 нм и 475 нм. Для 4*f*-4*f* переходов на мультиплеты $^3P_2$ и $^3P_1$ экспериментально определённая величина *C*/*D* равна соответственно 0.8β и –0.7β, в то время как теоретические вычисления с использованием формул (1) и (5) при значениях индексов λ=4, *t*=5 для мультиплета $^3P_1$, а также индексов λ=4, 6 и *t*=5 для мультиплета $^3P_2$ привели к соответствующим величинам *C*/*D*, равным –1.5β и 1.6β для переходов $^3H_4 \rightarrow ^3P_1$ и $^3H_4 \rightarrow ^3P_2$ соответственно, что говорит о некотором расхождении с экспериментальными значениями по величине, но не по знаку.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования магнитооптических спектров неупорядоченных парамагнитных соединений $Ca_3Ga_5Ge_4O_{14}:Pr^{3+}$ из полученных экспериментальных данных было найдено отношение джадовских параметров интенсивностей магнитооптически-активных внутриконфигурационных $4f \rightarrow 4f$ переходов на мультиплеты $^3P_2$ и $^3P_1$. В дополнение к ним было также проведено сравнение величины найденного отношения с аналогичным отношением, полученным из анализа спектров поглощения изоструктурного кристалла $Ca_3Ga_5SiO_{14}O_{14}:Pr^{3+}$.

Кроме того, нами была получена экспериментально и теоретически рассчитана величина магнитооптической активности, представленная в виде отношения C/D для полос МКД на длинах волн 450 нм и 475 нм для $4f \rightarrow 4f$ переходов на мультиплеты $^3P_2$ и $^3P_1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А. Лившиц, Оптика и спектроскопия **33**, №6, 1099 (1972).
2. B.R. Judd, Phys. Rev. **127**, 750 (1962).
3. У.В. Валиев, А.А. Клочков, А.С. Москвин, П. Широкин, Оптика и спектроскопия **69**, №1, 613 (1990).
4. У.В. Валиев, А.А. Клочков, А.С. Москвин, ФТТ **34**, №1-2, 400 (1990).
5. А.К. Пржевусский. Спектроскопия кристаллов (Ленинград, Наука, 1970).
6. Н.Б. Брачковская, С.Г. Лунтер, А.Л. Пржевусскнй, Э.Л. Раабен, М.Н. Толстой, Оптика и спектроскопия **43**, №4, 694 (1977).
7. U.V. Valiev, A.A. Klochkov, A.C. Moskvin, Phys. St. Sol. **167**, 337 (1991).
8. B.G. Wybourne. Spectroscopic Properties of Rare Earths (Interscience, New York, 1965).
9. I.I. Sobelman. Introduction to the Theory of Atomic Spectra (Pergamon, New York, 1972).
10. G.S. Ofelt, J. Chem. Phys. **37**, 511 (1962).
11. W.T. Carnall, P.R. Fields, and B.G. Wybourne, J. Chem. Phys. **42**, 3797 (1965).
12. W.T. Carnall, P.R. Fields, and K. Rajnak, J. Chem. Phys. **49**, 4412 (1968).
13. I.S. Gorban, A.F. Gumenyuk, and V.Ya. Degoda, Opt. Spectrosc. **58**, 278 (1985).
14. A.K. Zvezdin, V.M. Matveev, A.A. Mukhin, and A.I. Popov. Rare Earth Ions in Magnetically Ordered Crystals (Moscow, Nauka, 1985).
15. P.J. Stephens, J. Chem. Phys. **52**, No 7, 3489 (1970).
16. C. Görller-Walrand, L. Fluyt. Handbook on the Physics and Chemistry of Rare-Earths. Ed. by K.A. Gschneidner, Jr. and L. Eyring (North-Holland, Amsterdam, 2010).
17. П.Н. Шатц, А.Д. Мак-Кафри, Успехи химии **40**, №9, 1698 (1971).
18. У.В. Валиев, Р.А. Салюков, Т. Асилов, ПТЭ № 4, 87 (1994).
19. A.A. Kaminskiy, B.V. Mill, Butasshin, Opt. Spectr. **68**, 893 (1990).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№1) 2019 PP.40-43

ВЛИЯНИЕ МАССЫ ПЕРВИЧНЫХ ИОНОВ НА ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ И КЛАСТЕРОВ НА ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛОВ Si

У.Б. Шаропов, Б.Г. Атабаев, Р. Джаббарганов, А. Рахматов, В.Г. Стельмах, И. Мирзахмедов, Х.И. Жабборов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, ул. Дурмон йули 33, 100125, Ташкент, Узбекистан

(Получена 19.10.2018)

TRIM ва иккиламчи масс-спектрометрия услуби ёрдамида кремний кристалли сиртида хар ҳил массали ионлар билан нурлантирилганда ҳосил бўлган нуқсонлар ва кластерлар ўрганилган. Сиртда ҳосил бўлган оралиқ нуқсонлар кластерларнинг чангланишига, бўшлиқлар эса якка атомларининг ҳосил бўлиш чегарасига таъсир қилиши аниқланган.

Исследовано влияние массы первичных ионов на образование дефектов и кластеров на поверхности кристаллов кремния методом ВИМС и TRIM. Показано, что образованные междоузельные дефекты на поверхности приводят к распылению кластерных ионов, а вакансии влияют на порог образования решеточных ионов.

The effect of the mass of primary ions on the formation of defects and clusters on the surface of silicon crystals using the SIMS and TRIM methods is investigated. It is shown that the formed interstitial defects on the surface lead to the sputtering of cluster ions, and vacancies affect the threshold for the formation of lattice ions.

Введение. В последние годы заряженные и нейтральные многоатомные частицы (кластеры) интенсивно исследуются. Это обусловлено тем, что кластеры могут стать элементами нового направления в материаловедении – наноструктурной технологии, что способствует развитию микроэлектронной промышленности и связано с дальнейшим уменьшением размеров полупроводниковых приборов. Более того, между наиболее часто привлекаемыми моделями для объяснения эмиссии кластеров при распылении существует противоречие (рекомбинационной моделью образования кластеров [1], альтернативной моделью прямой эмиссии [2] и распылением кластеров, стимулированных дефектами на поверхности кристалла [3]). Имеющиеся в наличии экспериментальные данные по кластерному распылению не позволяют внести окончательную ясность в вопрос, какой из механизмов образования кластеров является доминирующим. Для проверки справедливости и оценки роли этих моделей (в частности, рекомбинационной) в образовании кластеров, была сделана попытка внести некоторую ясность в существующие противоречия между моделями. С этой целью нами были проведены направленные экспериментальные исследования и измерены выходы отрицательно заряженных кластерных ионов, эмитированных из кремниевой мишени Si(111) при бомбардировке поверхности ионами различных щелочных металлов с энергией от 0.1 до 3 кэВ.

Подробное описание методики вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) приводится в работе [4]. Эксперимент проводили на образце кремния Si(111), КДБ-10ρ, ток первичных ионов составлял 1мкА/см^2. Вакуум был порядка 10^{-8} мм рт.ст.

Результаты и их обсуждение. Результаты измерения выходов кластерных ионов Si_n (n = 1–5) (рис. 1) при изменении энергии бомбардирующих ионов цезия, рубидия и натрия показывают, что кремниевая мишень распыляется в виде кластерных ионов Si_n^-, и масса бомбардирующих ионов оказывает существенное влияние на заселенность спектров кластерных ионов. Было установлено, что с увеличением массы бомбардирующих ионов относительный выход многоатомных ионов, кластеров, растет.

Как известно [5], при ионном облучении твердого тела определяющее влияние на физико-химические процессы в приповерхностном слое оказывают упругие потери энергии ионов. Вместе с тем, существуют предельные значения энергии бомбардирующих ионов (так называемые пороговые значения энергий $E_п$), ниже которых с ростом значения n как бы прекращается распыление твердого тела в виде кластерных ионов M_n^- (таблица). И в диапазоне значений энергий, близких или незначительно больших пороговых, выход кластерных ионов резко возрастает с ростом энергии бомбардирующих ионов: эмиссия кластеров с данным числом атомов n будет происходить с достаточной вероятностью лишь в том случае, если коэффициент распыления мишени превосходит некоторую критическую величину.

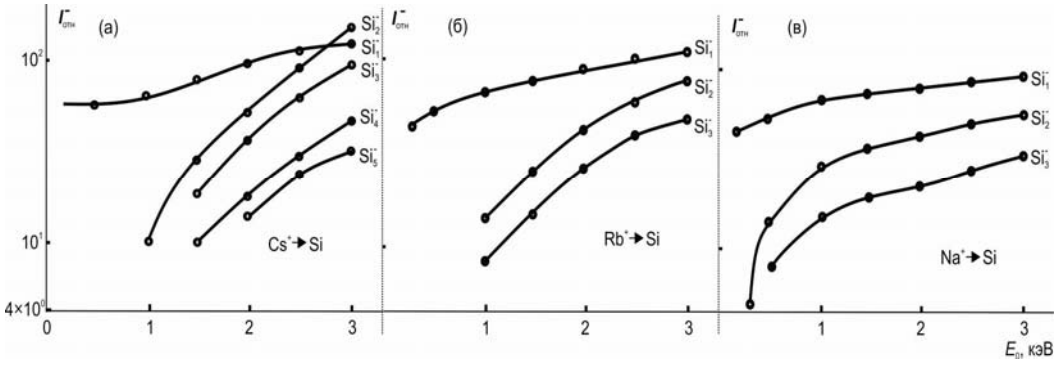


Рис. 1. Сравнение выхода отрицательных кластерных ионов Si_n в зависимости от энергии первичных ионов: *а* – цезий, *б* – рубидий, *в* – натрий.

Таблица. Значения пороговой энергии $E_п$ (эВ) отрицательных ионных кластеров при распылении Si положительными ионами Cs, Rb, Na.

Ионы	Cs^+	Rb^+	Na^+
Si	300	300	200
Si_2	1000	1000	400
Si_3	1200	1000	600
Si_4	1500	–	–
Si_5	2000	–	–

Динамика изменения выхода вторичных атомарных ионов с увеличением энергии первичных ионов резко отличается от таковой для кластерных ионов (особенно в случае эмиссии кластерных ионов из кремниевой мишени) не только при бомбардировке ионами цезия, но также и при бомбардировке ионами рубидия и натрия. Следовательно, эмиссию кластерных ионов необходимо рассматривать

отдельно от эмиссии атомарных, и поэтому нормирование интенсивности кластерных ионов по отношению к интенсивности мономера в ряде работ [6] привело к кажущейся зависимости выхода кластерных ионов от энергии первичных ионов и, следовательно, к неверной интерпретации экспериментальных результатов. Результаты экспериментов позволяют сделать заключение о независимости нормированных выходов кластерных ионов Si_n от среднего значения коэффициентов распыления, что противоречит выводам рекомбинационной модели образования кластеров.

Специфическая особенность кластерообразования при бомбардировке исследуемых поверхностей ионами Cs^+, Rb^+, Na^+ позволила нам заметить наличие пороговых энергий и изучить закономерности образования отрицательно заряженных многоатомных ионов в диапазоне значений энергий, близких к пороговым. Экспериментальные измерения выхода распыленных атомов в припороговой области энергий затруднены крайне низкой эффективностью эмиссии, в связи с чем экспериментальное исследование механизмов припорогового распыления является очень трудоемкой процедурой, поэтому расчетным путем оценить пороги распыления можно, используя результаты работ [5, 7]. Согласно этим результатам по измерению выхода отрицательных ионных кластеров, величина порога распыления увеличивается с увеличением массы падающего иона в отличие от данных для выхода атомарных частиц. Очевидно, что это связано с заряженным состоянием кластерных ионов и энергией сродства.

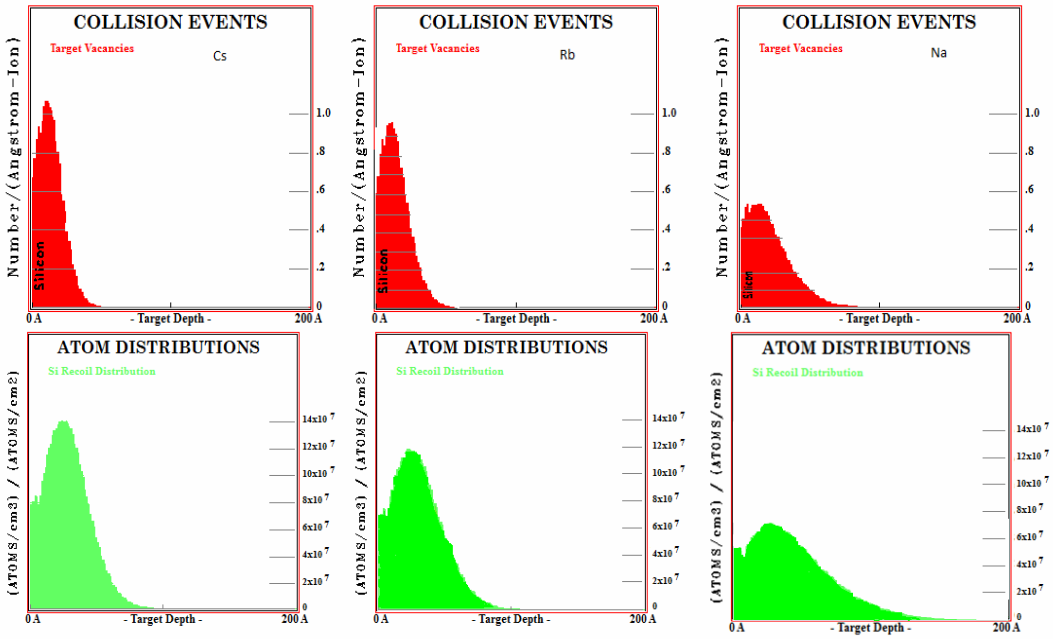


Рис. 2. Распределения вакансий (верхний ряд), междоузельных дефектов (нижний ряд) на поверхности кремния при бомбардировке ионами (слева направо) цезия, рубидия, натрия, полученные программой TRIM

Методом молекулярной динамики [8] показано, что с увеличением массы первичного иона образуется большее количество вакансий и междоузельных

дефектов в приповерхностной области, нежели в объеме кристалла. С уменьшением массы первичных ионов растет количество дефектов в объёме, что влияет на энергетический порог распыления. На рис. 2 показано распределение дефектов по глубине образца, полученное программой TRIM.

Как видно из рис. 2, тяжелые ионы образуют большее количество дефектов на поверхности, чем в объеме кристалла, которые влияют на травление поверхности. При бомбардировке легкими ионами концентрации вакансий и междоузельных дефектов на поверхности обычно меньше. Поэтому в случае бомбардировки поверхности ионами Na малых энергий (300 эВ) и при низких дозах наблюдается незначительное количество кластерных ионов.

Усиление выхода кластерных ионов с увеличением массы и энергии первичных ионов обусловлено тем, что при этом значительно увеличивается количество вакансий и междоузельных дефектов, и все большее количество атомов кристалла проталкивается в положения междоузельных дефектов внедрения и вакансий вблизи других атомов, что способствует процессу образования кластеров на поверхности.

Заключение. При распылении ионами работает ударный механизм образования дефектов, при котором с увеличением массы бомбардирующего иона концентрация и распределение вакансий и междоузельных дефектов на поверхности больше, чем в объёме, из-за этого увеличивается выход атомарных и кластерных ионов. А при бомбардировке легкими ионами образуется больше вакансий и междоузельных дефектов в объёме кристалла, чем на поверхности, это приводит к снижению порога выхода атомарных ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Х. Джемилев, Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. №8, 28 (2012).
2. G. Staundenmaier, Rad. Effects **13**,. P. 87. (1973).
3. У.Б. Шаропов, Б.Г. Атабаев, Р. Джаббарганов, М.К. Курбанов, Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. № 2, 1 (2016).
4. М.К. Абдуллаева, Б.Г. Атабаев, Р. Джаббарганов, Известия АН СССР, сер. физ. № 7, 1322 (1990).
5. Н.В. Плешивцев, А.И. Бажин. Физика воздействия ионных пучков на материалы (Москва, Вузовская книга,. 1998).
6. П. Зигмунд. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой (Москва, Мир, 1984).
7. M.K. Abdullaeva, B.G. Atabaev, R. Dzabbarganov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B**62**, 43 (1991).
8. http://www.srim.org

Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№1) 2019 PP.44-49

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ ИЗОТОПОВ В ПРОДУКТАХ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

С.А. Байтелесов, С.Н. Кудиратов, Ф.Р. Кунгуров

Институт ядерной физики АН РУз, Улугбек, Ташкент, Узбекистан
(Получена 28.05.2018)

ИРТ-4М туридаги ядро ёқилгиси ВВР-СМ илмий тадқиқот реактори фаол зонасидан хар ҳил ёниш қийматларида олинди. Ядро ёқилгисидаги бўлиниш махсулотларидан ажраладиган изотопларнинг активлиги ўлчанди ва максимал белгиланган қийматлари билан солиштирилди. Ўлчовлар натижасида ядро ёқилгиси бўлиниш махсулотларидаги барча нуклидларнинг активлиги максимал белгиланган қийматидан паст эканлиги аниқланди. Ядро ёқилгиси бўлиниш махсулотларидаги барча нуклидларнинг активлиги ёниш қиймати ортиши билан ортиб бориши аниқланди. Хулоса қилиндики ИРТ-4М турдаги ядро ёқилгиси ёниш қиймати 50% дан зиёд бўлганда ҳам реакторнинг фаол зонасида ишлатиш мумкин ва бу реактор ишлашига ва радиацион хавфсизлигига салбий таъсир қилмаслиги аниқланди.

Ядерное топливо типа ИРТ-4М из активной зоны исследовательского реактора ВВР-СМ выгружалось каждый раз при различных выгораниях. Активности изотопов в продуктах деления, выходящих из ядерного топлива, измерены и сравнены с максимально допустимыми значениями. В результате определено, что активность всех нуклидов в продуктах деления ядерного топлива ниже максимально допустимого предела. Обнаружено что активность нуклидов в продуктах деления ядерного топлива увеличивается с возрастанием выгорания. Сделан вывод, что ядерное топливо типа ИРТ-4М может быть использовано в активной зоне до значений более 50% выгорания без вреда для эксплуатации и радиационной обстановки реактора.

Nuclear fuel of IRT-4M type was unloaded from the active core of the WWR-SM research reactor each time in different burn-ups. Activity of isotopes in fission products releasing from fuel assemblies were measured and compared with maximal acceptable values. As a result of measurement it was defined that the activity of all nuclides in fission products of nuclear fuel was below maximal acceptable level. It was defined that the activity of all nuclides in fission products of nuclear fuel increases with burn-up rise. It was concluded that nuclear fuel IRT-4M type can be used in the active core till the value more than 50% burn-up without any damage to operation and radiation condition at the reactor.

Введение. В результате накопления продуктов деления ядра ^{235}U в материале появляются внутренние перенапряжения, повышается давление газа в порах, что, в конце концов, приводит к образованию трещин, вздутий и деформации тепловыделяющих элементов. И, как следствие, часть продуктов деления выходит в теплоноситель ядерного реактора.

Активность теплоносителя ядерного реактора обусловлена [1]:

– поверхностным загрязнением твэлов ураном-235, концентрация которого не превышает величины 3×10^{-8} г/см^2;

– образованием в теплоносителе короткоживущих нуклидов ^{16}N, ^{17}N и ^{19}O;

– присутствием в теплоносителе продуктов коррозии конструкционных материалов, нуклидов ^{24}Na, ^{59}Fe, ^{51}Cr, ^{54}Mn, ^{60}Co и др.

– наличием в нем короткоживущих (^{16}N, ^{17}N, ^{19}O) и долгоживущих (^{24}Na, ^{41}Ar, ^{59}Fe) радионуклидов.

– выходом продуктов деления ^{235}U в теплоноситель.

Значения предельных активностей продуктов деления в первом контуре при поверхностном загрязнении твэлов ^{235}U, равном 3×10^{-8} г/см^2, указаны в табл. 1.

Таблица 1. Активность продуктов деления.

Нуклид	Xe^{133}	Xe^{135}	Xe^{138}	Kr^{85}	Kr^{85m}	Kr^{88}	I^{131}	I^{133}	I^{135}	I^{134}
Удельная активность 10^{-7} Ки/л:	4.05	55	71	33	02	20	260	354	46	7

В работе [2] были измерены образцы воды первого контура реактора и воздуха надреакторного пространства и активности различных нуклидов, содержащихся в них. Результаты измерений показали, что активность нуклидов намного ниже допустимого уровня.

Выход продуктов деления ^{235}U. При делении урана-235 образуются почти все изотопы из таблицы Менделеева, но в различных количествах. В табл. 2 приведены характеристики наиболее наблюдаемых продуктов деления 235U.

Таблица 2. Характеристики продуктов деления ^{235}U.

Нуклид	Выход в %	Период полураспада
Zr-95	6.299	65 дней
Mo-99	6.015	66.02 часов
Ru-103	3.650	39.4 дней
Ce-141	5.718	32.5 дней
Ce-144	4.87	284 дня
Nd-147	6.168	11 дней
Kr-89	4.330	3.18 минут
Sr-89	4.507	50.5 дней
Xe-133m	0.184	2.19 дней
Xe-133	6.630	5.25 дней
Xe-137	5.650	3.82 минут
Cs-137	6.360	30.17 года

Продукты деления находятся в возбужденном состоянии, и энергия возбуждения расходуется путем испускания гамма-квантов или бета-частиц. Активность продуктов деления ядерного топлива была вычислена с использованием следующей формулы [3]:

$$Q_i = 0.84 Y_i P_0 (1 - \exp(-\lambda_i T_0)),$$

где Q_i – активность изотопа I (Кюри) в топливе после времени выдержки T; P_0 – мощность ядерного топлива (Ватт); Y_i – относительный выход изотопа I; λ_i – постоянная распада для I изотопа (с$^{-1}$); T_0 – время работы ядерного топлива на мощности P_0 (с).

Вычисленная активность для шеститрубного ядерного топлива типа ИРТ-4М с использованием указанного уравнения приведена в табл. 3.

Таблица 3. Активность продуктов деления нуклидов в шеститрубном ядерном топливе типа ИРТ-4М при 40% выгорании ^{235}U.

Нуклиды	Активность шеститрубного ядерного топлива типа ИРТ-4М с 40% выгоранием ^{235}U, Ки	Нуклиды	Активность шеститрубного ядерного топлива типа ИРТ-4М с 40% выгоранием ^{235}U, Ки
^{85}Kr	6.96E+03	^{95}Sr	1.51E+04
^{87}Kr	1.25E+04	^{95}Nb	2.27E+04
^{88}Kr	1.72E+04	^{103}Ru	1.03E+04
^{89}Kr	2.13E+04	^{106}Ru	2.25E+02
^{90}Kr	2.37E+04	^{131}I	1.44E+04
^{133m}Xe	7.42E+02	^{132}I	2.04E+04
^{133}Xe	1.84E+04	^{133}I	3.02E+04
^{135m}Xe	8.35E+03	^{134}I	3.62E+04
^{135}Xe	2.97E+04	^{135}I	2.83E+04
^{137}Xe	2.83E+04	^{140}Ba	2.89E+04
Xe^{138}	2.55E+04	^{140}La	2.97E+04
^{134}Cs	6.03E+03	^{132}Te	2.18E+04
^{137}Cs	1.43E+02		
Всего	4.57E+05		

В процессе работы твэлов с сердечником из порошка двуокиси урана, диспергированного в алюминий с размером зерен 100 мкм, 92% накопленных продуктов деления в топливной композиции будут находиться в зернах UO_2, а 8% в алюминиевой матрице.

Температура плавления зерен UO_2 ~ 2700°C, поэтому температура, выделяемая при работе реактора не достаточна, чтобы расплавить UO_2. Согласно [4], алюминиевая матрица содержит 10% продуктов деления, это хорошо согласуется с оценочными данными, которые учитывают кинетические энергии продуктов деления (диаметр зерен предполагался 100 мкм, длина свободного пробега – 10 мкм). Поэтому выход продуктов деления из топливной композиции при разгерметизации будет не более 10% продуктов деления.

Определение герметичности продуктов деления ядерного топлива. Для обеспечения безопасной работы реактора все ядерное топливо, загружаемое в активную зону реактора, должно быть герметичным. С возрастанием выгорания ядерного топлива на поверхности тепловыделяющих элементов (твэлов) появляются микропоры и микротрещины, и элементы деления ^{235}U выходят из топливной композиции, этот процесс называется разгерметизацией.

При нормальной работе реактора ВВР-СМ ИЯФ АН РУз на номинальном уровне мощности 10 МВт активность теплоносителя не должна превышать 10^{-4} Ки/л.

Процедура контроля герметичности оболочки включает:

– размещение ядерного топлива в специальном стакане и заполнение его дистиллированной водой;

– отбор проб воды из специального стакана через 24 часа;

– измерение активностей продуктов распада в пробах воды.

Специальный стакан (рис. 1) опускают в бассейн хранилища отработанного ядерного топлива. Ядерное топливо загружают в специальный стакан и плотно

закрывают для предотвращения проникновения воды бассейна хранилища в стакан. Стакан заполняют дистиллированной водой через нижнюю трубку и дают ей протечь через стакан в течение 10 минут. Затем стакан, полный дистиллированной воды, оставляют на 24 часа.

После этого из стакана отбирают 10 проб воды по 0.5 л каждая. Мощность доз этих проб измеряют с использованием прибора Target Identifinder. Образцы, имеющие более высокие дозы, далее отбираются для измерения их активностей. Измерения активностей проб проводят на гамма-спектрометре с эффективностью 15% и разрешением 1.8 кэВ, состоящем из высокочистого германиевого детектора GC 1020 (диаметр 46 мм, длина 29 мм) и многоканального анализатора InSpector-2000 (Канберра, США). Обработку гамма-спектров проводили с помощью программного пакета Genie-2000, входящего в комплект спектрометра. В качестве аналитических линий для расчета флюенсов тепловых и быстрых нейтронов используются линии 1332.5 кэВ для ^{60}Co и 834.8 кэВ для ^{54}Mn. Наблюдаемые в спектре продуктов деления ^{235}U двенадцать нуклидов отбираются для анализа.

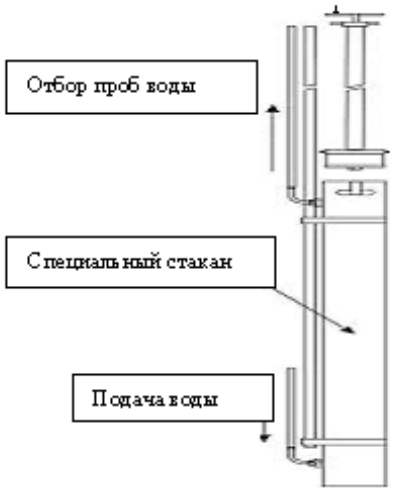


Рис. 1. Специальный стакан для определения герметичности.

Для проведения контрольных измерений активностей радионуклидов в воде первого контура реактора проведена калибровка используемого анализатора и просчитана эффективность регистрации детектора при различных значениях энергии регистрируемого гамма-излучения по активности ряда радионуклидов некоторых элементов. Расчет эффективности детектора проводился по формуле

$$\mu = A_1 / A_2 ,$$

где A_1 и A_2 – соответственно истинная активность регистрируемого радионуклида и зарегистрированная детектором радиоактивность того же радионуклида.

Активность проб воды измеряли через 1 час после отбора (для спада активностей короткоживущих радионуклидов ^{16}O, ^{28}Al, ^{17}N и др.), далее через сутки и последующие 7-10 суток. Из измеренного спектра определяли удельную активность в теплоносителе следующих радионуклидов: ^{95}Nb, ^{95}Zr, ^{99}Mo, ^{103}Ru, ^{106}Ru, ^{131}I, ^{133}I, ^{134}Cs, ^{137}Cs, ^{140}La, ^{141}Ce, ^{144}Ce, из которых отбирали радионуклиды, наиболее характерные для деления ^{235}U, и определяли относительную герметичность ядерного топлива активной зоны.

Результаты измерений и анализ. Был проведен контроль герметичности оболочек ядерного топлива типа ИРТ-4М с различным выгоранием. Для этого отобраны 12 самых наблюдаемых нуклидов и значения их активностей представлены в табл. 4. Активность нуклидов увеличивается с увеличением выгорания ^{235}U в ядерном топливе.

Таблица 4. Активность нуклидов в зависимости от выгорания ^{235}U в ядерном топливе, Ки/л.

Выгорание, %	^{95}Nb	^{95}Zr	^{99}Mo	^{103}Ru	^{106}Ru	^{131}I	^{133}I	^{134}Cs	^{137}Cs	^{140}La	^{141}Ce	^{144}Ce
1,85	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	8,59E-08	8,61E-08	3,40E-08	4,76E-08	0,00E+00	2,08E-07	0,00E+00	5,49E-08	0,00E+00
7,23	4,30E-08	0,00E+00	0,00E+00	5,20E-08	0,00E+00	5,50E-08	1,30E-08	9,70E-09	3,20E-08	9,30E-08	5,50E-08	0,00E+00
16,8	6,50E-08	2,80E-09	5,10E-10	2,00E-08	0,00E+00	2,90E-07	6,20E-08	7,10E-08	6,40E-08	3,70E-08	9,10E-09	1,10E-07
23,8	8,10E-08	6,60E-09	0,00E+00	3,00E-08	0,00E+00	3,70E-07	2,70E-07	3,50E-08	9,70E-08	2,40E-07	8,20E-08	1,30E-07
42,9	6,00E-07	6,90E-07	1,00E-06	6,80E-07	6,20E-07	2,00E-06	5,10E-07	4,20E-07	1,40E-06	7,30E-07	1,30E-06	1,60E-06
49,5	1,00E-06	8,80E-07	1,40E-06	1,20E-06	8,20E-07	2,30E-06	6,30E-06	8,10E-07	1,70E-06	1,10E-06	1,90E-06	1,80E-06

Ядерное топливо измерялось несколько раз, по мере возрастания выгорания. Результаты измерений активностей воды представлены на рис. 2.

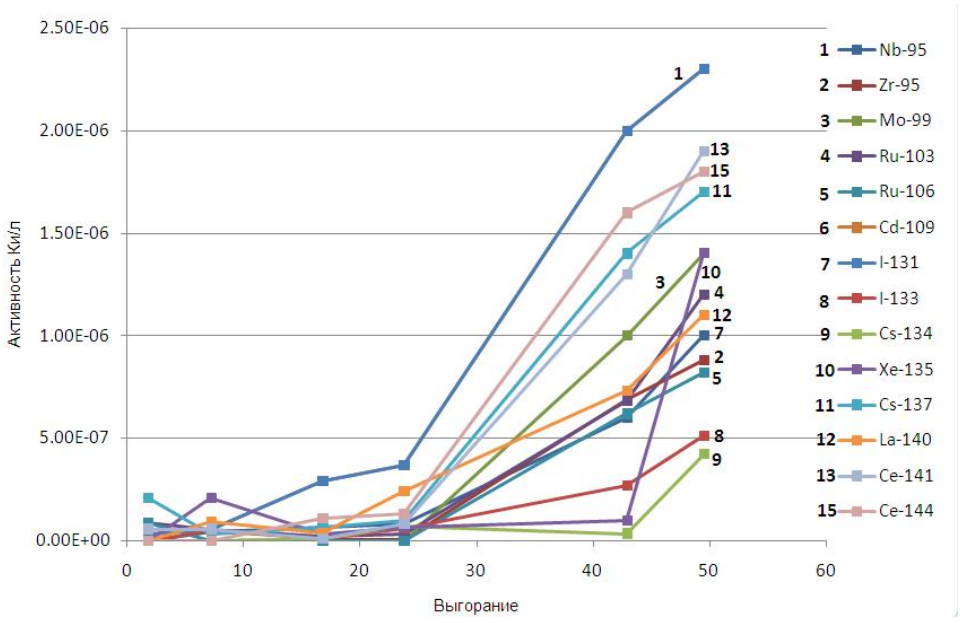


Рис. 2. Результаты измерений активности для ядерного топлива при различном выгорании.

Верхний предел общей активности для нуклидов в ядерном топливе составляет 1.00E-04. Если предел превышен, то ядерное топливо не подходит для использования. Если значение больше, чем 1.00E-05 Ки/л, то мы проводим дополнительное изучение ядерного топлива различными способами: визуальное обследование с помощью подводной камеры и дополнительные измерения.

Анализы показывают, что измеренные активности ядерного топлива, ниже допустимых пределов (1.00E-04 Ки/л).

Кроме этого, не реже одного раза в кампанию, а также при превышении параметров от нормальных значений на 20% выполняются измерения герметичности ядерного топлива по методике, разработанной ИЯФ АН РУз.

Эквивалентная герметичность ядерного топлива активной зоны β определяется по измерениям концентрации газовых осколочных радионуклидов в воде первого контура (C_1) и в системе газовых выбросов (C_g), исходя из определения герметичности для стационарного состояния как отношения скорости выхода радионуклида к скорости его генерации:

$$\beta = \frac{1}{E_f W_n} \sum_{i=1}^{n} \frac{(C_g Q + \lambda_i C_1 V_1)}{\lambda_i \eta_i},$$

где Q – расход воздуха в системе спецвентиляции; V_1 – объем воды первого контура; λ_i и η_i – соответственно константа распада и выход радионуклида при делении; E_f – энергия, выделяемая при одном акте распада; W – мощность реактора; n – количество радионуклидов, используемых в усреднении.

Как показал многолетний опыт эксплуатации реактора ВВР-СМ, используемые методы контроля герметичности ядерного топлива надежны и достаточно чувствительны, а именно, позволяют вести контроль герметичности на уровне $(1–3)\times10^{-5}$%, т.е. на уровне допускаемого поверхностного загрязнения ядерного топлива, равного 10^{-9} грамм ^{235}U на см^2.

Среднее значение эквивалентной герметичности ядерного топлива активной зоны за последние 5 лет эксплуатации реактора находится на уровне 10^{-4}%.

Заключение. Результаты измерений показывают, что разгерметизации ядерного топлива не наблюдалось, активность всех нуклидов ниже максимально допустимого значения. Ядерное топливо типа ИРТ-4М, исследованное в ходе экспериментов, находится в хорошем состоянии, использованный метод показывает достоверные результаты. Поведение активностей нуклидов с возрастанием выгорания увеличивается в соответствии с поведением активности отработанного ядерного топлива. Ядерное топливо типа ИРТ-4М может быть использовано в активной зоне до значений более 50% без вреда для эксплуатации и радиационной обстановки.

Измеренное ядерное топливо визуально осмотрено, насколько это было возможно. Ни трещин, ни разрывов, ни набуханий или каких-либо других повреждений не наблюдалось. Это показывает бережное обращение с ядерным топливом при его загрузке и выгрузке в активную зону или из зоны персоналом, а также качественное изготовление ядерного топлива его производителем.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Павленко, В.М. Маркушев, В.В. Тимашев. Метод расчета выхода продуктов деления из разгерметизированных твэлов с топливом UO_2, Препринт ИАЭ № 5137/11 (Москва, 1990).
2. А.А. Досимбаев, С.А. Байтелесов, Ю.Н. Коблик, У.С. Салихбаев, Вестник Русской академии наук, Физика **73**, № 2, 270 (2009).
3. W.L. Woodruff, D.K. Warinner, J.E. Matos, МАГАТЭ TECDOC 643, том 2. Приложение D, Радиологический анализ последствий.
4. Технический прогресс в атомной промышленности: серия твэлостроения **4**, 20 (Москва, 1987).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№1) 2019 PP.50-52

ВЛИЯНИЕ БОКОВОГО РАСШИРЕНИЯ ЗАТВОРА НА КОРОТКОКАНАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НАНОМЕТРОВОМ КНИ FinFET-ТРАНЗИСТОРЕ

А.Э. Абдикаримов[1], А. Юсупов[2], А.Э. Атамуратов[1]

[1]Ургенчский государственный университет, Ургенч, Узбекистан
abdukarimov.azamat@rambler.ru
[2]Ташкентский университет информационных технологий, Ташкент, Узбекистан
(Получена 23.07.2018)

Наноўлчамли, асоси турли шаклидаги КНИ технологиясида ясалган FinFET транзистор затворининг её тамонга кенгайишининг бўсаға кучланишга ва қисқа канал эффектларига таъсири моделлаштирилган. Жумладан затвор кенгайишининг DIBL эффектига, ўтиш характеристикасининг тиклигига тескари катталик SS ва транзистор бўсаға кучланишларига таъсири ўрганилган. Затвор ён тамонига кенгайиши билан DIBL ва SS нинг камайиши аниқланган. Бўсаға кучланишда деярлик ўзгаришлар кузатилмаган.

Моделируется влияние бокового расширения затвора на пороговое напряжение и короткоканальные эффекты в КНИ FinFET транзисторе. Рассматривается транзистор с различной формой базы. Показано, что боковое расширение приводит к уменьшению DIBL эффекта и SS. Наименьшие и наибольшие значения DIBL и SS наблюдаются для транзистора с треугольным и прямоугольным поперечными сечениями. Пороговое напряжение практически не изменяется.

Influence of gate lateral extension on the threshold voltage and short-channel effects in SOI FinFET with different shape are simulated by Advanced TCAD Sentaurus method. It is shown gate lateral extension practically is not influence to threshold voltage and DIBL and SS is decreased with increasing the extension. Lowest and highest DIBL and SS are observed for transistor with triangular and rectangular cross section correspondingly.

Плавниковые вертикальные транзисторы на основе технологии кремний-на-изоляторе (КНИ FinFET транзисторы) предполагают сравнительно малые короткоканальные эффекты [1, 2], в частности, DIBL (Drain Induced Barrier Lowering) эффект и изменение крутизны переходной подпороговой характеристики SS (Subthreshold Swing), при уменьшении линейных размеров (длины канала). Однако при использовании этих транзисторов в интегральных схемах в цепочке с другими транзисторами может возрасти влияние паразитных емкостей на характеристики транзистора, которое часто не принимается во внимание. Паразитные емкости могут изменяться при изменении размеров различных составляющих частей транзистора, в частности, при изменении формы канала, возможного при технологических флуктуациях. В данной работе моделируется влияние бокового расширения затвора L_{ext} на пороговое напряжение, DIBL эффект и SS в КНИ FinFET с различной формой канала. Рассматривались три формы канала: треугольная призма, усеченная треугольная призма и параллелепипед, продольное сечение которых образует соответственно треугольник, трапецию и прямоугольник.

Структура рассматриваемого транзистора представлена на рис. 1. Длина поликремниевого затвора (G), легированного бором концентрацией 10^{20} см$^{-3}$, равна

L_{gate} =10 нм. В качестве оксидного слоя взят HfO_2 с эквивалентной толщиной t_{ox}=0.35 нм. Толщина скрытого оксидного слоя T_{box}=30 нм. Плавник транзистора легирован бором концентрацией 10^{15} см$^{-3}$ и имеет ширину W_b=10 нм, стоковая и истоковая области легированы фосфором с гауссовским профилем с максимальной концентрацией 10^{20} см$^{-3}$. Длина каждой из областей стока и истока составляет 10 нм.

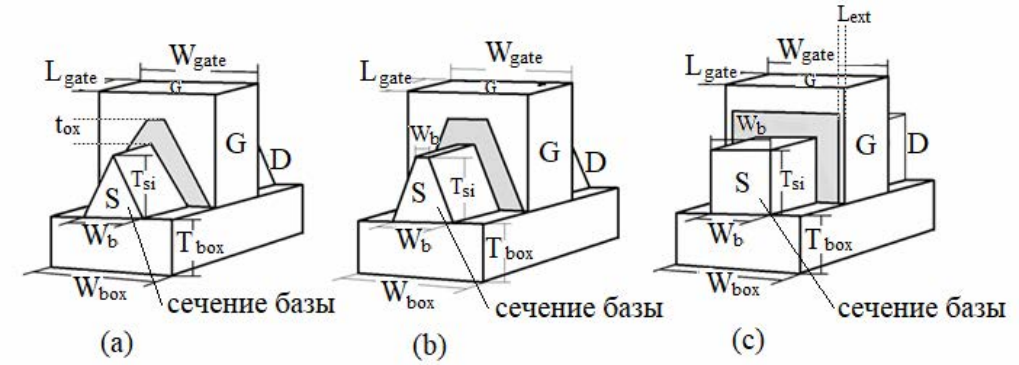


Рис. 1. Моделируемая структура КНИ FinFET транзистора с различной формой канала: треугольное сечение (*a*), трапециевидное сечение (*b*), прямоугольное сечение (*c*). W_{gate} – ширина затвора, L_{gate} – длина затвора, T_{Si} – толщина плавника, T_{box} – толщина скрытого оксидного слоя, W_t – верхняя ширина плавника, W_b – нижняя ширина плавника, W_{box} – ширина скрытого оксидного слоя, t_{ox} – толщина оксидного слоя, L_{ext} – боковое расширение затвора,G – затвор, S – исток, D – сток.

3D моделирование влияния бокового расширения затвора L_{ext} на пороговое напряжение V_{th}, DIBL и SS проводили с использованием программы Advanced TCAD Sentaurus [3]. При моделировании использовалась диффузионно-дрейфовая модель, а также учитывалась рекомбинация Шокли-Рида-Холла и Оже рекомбинация для неосновных носителей. Включалась также модель зависимости подвижности от концентрации легирования и насыщения скорости. Так как размеры

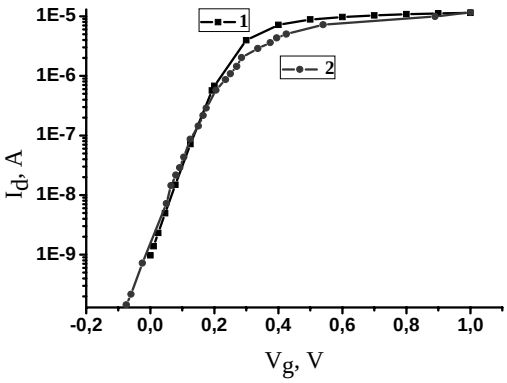


Рис. 2. Калибровка моделируемого транзистора (*1*) экспериментальными результатами работы [7] (*2*) при L_{gate} = 25 нм и V_{ds} = 50 мВ., V_{ds} – напряжение между истоком и стоком.

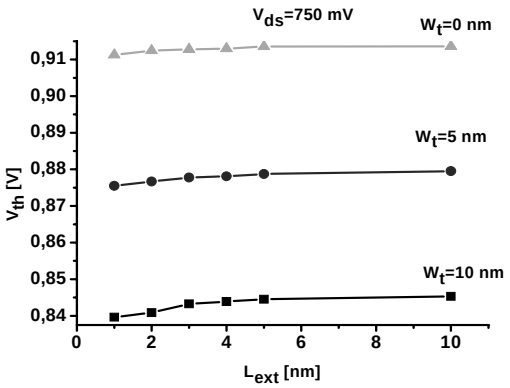


Рис. 3. Зависимость порогового напряжения V_{th} от бокового расширения затвора $L_{ext,}$ измеренная при V_{ds}=0.75 V для различных сечений канала.

транзистора имеют нанометровые масштабы, необходимо принимать во внимание квантовые эффекты. Наиболее предпочтительной квантовой корректировкой при диффузионно-дрейфовом моделировании является квантовая корректировка по градиенту плотности (density gradient quantum correction) [4, 5, 6], которая и использована в данной работе. Для этого используемая модель калибровалась экспериментальными результатами работы [7] (рис. 2).

Результаты моделирования представлены на рис. 3, 4 и 5. Как видно, наибольшее значение порогового напряжения наблюдается для треугольного сечения. Для прямоугольного сечения пороговое значение является сравнительно наименьшим и оно для значений L_{ext} до 5 нм монотонно и незначительно увеличивается и затем достигает насыщения (рис. 3).

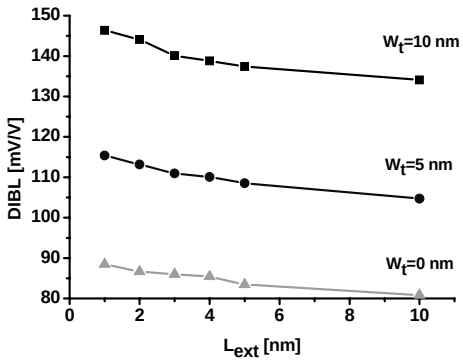


Рис. 4. Зависимость DIBL эффекта от бокового расширения затвора L_{ext}.

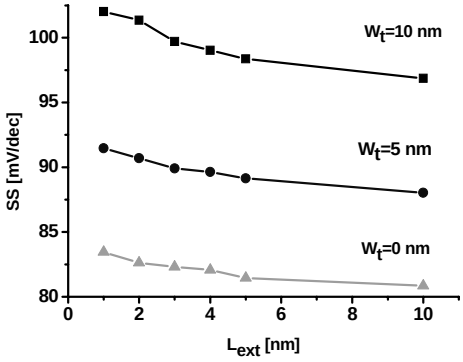


Рис. 5. Зависимость SS эффекта от бокового расширения затвора L_{ext}.

DIBL эффект и SS также зависят от сечения канала и имеют наименьшее значение для треугольного сечения и наибольшее для прямоугольного сечения. Для всех трех сечений DIBL эффект и SS монотонно уменьшаются с увеличением бокового расширения L_{ext}.

Наблюдаемые изменения V_{th}, DIBL и SS, очевидно, связаны с изменениями паразитных емкостей между стоковой (истоковой) и затворной областями и емкости оксидного слоя (переход затвор-подложка). Изменения емкостей, связанных с изменением размеров этих областей, влияют на распределение потенциала между истоком и стоком, что приводит к изменению рассматриваемых параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Veeraraghavan and J.G. Fossum, IEEE Transactions on Electron Devices **36**, No 3, 522 (1989).
2. I. Ferain, C.A. Colinge, and J-P. Colinge, Nature **479**, 310 (2011).
3. http://www.synopsys.com
4. A. Loureiro, N. Seoane, M. Aldegunde, A. Asenov, A. Martinez, and K. Kalna, IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems **30**, No 6, 841 (2011).
5. A. Asenov, A. Brown, J. Watling, Solid State Electron. **47**, No 7, 1141 (2003).
6. C. Falco, E. Gatti, A. Lacaita, R. Sacco, J. Comput. Phys. **204**, No 4, 533 (2005).
7. V.S. Basker, T. Standaert, H. Kawasaki et al., Symposium on VLSI Technology, Digest of Technical Papers p. 19 (2010).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№1) 2019 PP.53-58

A HYPOTHESIS ON THE SYNERGISM OF RADIATION AND WATER FILTERS IN THE FORMATION OF BIOOBJECTS

B.L. Oksengendler[1], S.E. Maksimov[2], S.U. Norbaev[2,3], L.Yu. Akopyan[3], M.V. Konoplyova[3], I.N. Nurgaliev[2], O.B. Ismailova[4,5], E.A. Danilova[6], N.N. Turaeva[7]

[1]Arifov Institute of Ion-Plasma and Laser Technologies, AS RUz, Tashkent; Uzbekistan
oksengendlerbl@yandex.ru
[2]Institute of Polymer Chemistry and Physics, AS RUz, Tashkent, Uzbekistan
[3]National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan
[4]Turin Polytechnic University in Tashkent, Uzbekistan
[5]Uzbek-Japan Innovation center of Youths
[6]Institute of Nuclear Physics, AS RUz, Tashkent, Uzbekistan
[7]Webster University, St. Louis, USA
(Received 10.05.2018)

Мақола тирик моддаларда Менделеев системасидаги бошланғич кимёвий элементлари нисбатан кўпроқ бўлиши ҳақидаги янги фаразни ўз ичига олади. Учунчи ва ундан кейинги таблица элементлари биринчи икки таблица элементларидан фарқли равишда кўп миқдорда субвалент электрон қобиқларга эга. Шу сабабли оғир элемент атомларида k-электрон қобиқ (космик ва ердаги нурланиш таъсирида) ионизацияси молекуляр занжирлар узилишига сабабчи Оже-каскадга олиб келади. Ушбу механизм ва Г.Р.Иваницкийнинг механизми тирик моддаларда енгил кимёвий элементлар танланганда радиацион фильтр ва гидролитик фильтр вазифасини ифодалайди.

Статья содержит гипотезу о доминировании химических элементов начальных периодов таблицы Менделеева в живом веществе. Идея состоит в том, что элементы третьего и последующих периодов таблицы, в отличие от первых двух периодов, имеют большее количество субвалентных электронных оболочек. Вследствие этого ионизация излучением (космическим и земным) k-электронной оболочки тяжелых атомов всегда приводит к оже-каскаду, что вызывает разрушение молекулярных цепей. Этот механизм, наряду с гидролитическим фильтром Г.Р. Иваницкого, может играть роль радиационного фильтра при выборе легких химических элементов в живом веществе.

The article contains a hypothesis on the dominance of chemical elements of top periods of the Periodic Table in living matter. The idea is that the elements of the third and next periods of the table, in contrast to the first two periods, have larger number of subvalent electron shells. Because of this, ionization of the k-electron shell by radiation (kosmic and terrestrial) in the heavy atoms always leads to the Auger cascade, which causes the destruction of molecular chains. This mechanism can play a role of the radiation filter in the selection of light chemical elements in living matter in addition to the mechanism of hydrolytic filter (G.R. Ivanitskii).

I. INTRODUCTION

It well known that carbon (not Si) lies in the basic structure of biological polymer (DNA, RNA, etc.), although the total concentration of Si in nature is 900 times greater than C, and from chemical point of view they are very similar [1-4].

A remarkable solution to this paradox was proposed by G. Ivanitskii [3, 5]. He believed that all processes of competitive growth of chains during the evolution took place in the liquid phase, and were synthesized in the womb of the planet or brought by

ice meteorites from the Cosmos. On this basis, the idea of Ivanitskii says that the hydrolysis for C- and Si-chains to be such a cause, which leads to crushing of Si-chains. At the same time, significant assymmetry is also observed for the remaining elements of the I and II periods in relation to the III period, which cannot be explained by hydrolysis (see Table). Apparently, the role of the water filter cannot be applied to all of them in full, as for the elements C and Si.

It should be noted that from chemistry point of view, carbon and silicon differ by the numbers of electronic shells around the nuclears. This means that the silicon atom has a larger number of subshells than carbon (3 and 2 respectively). Let us check our assumption on the role of a number of subshells considering other pairs of elements that are similar in properties due to valence shells, but different in the number of subshells. The results of such analysis, carried out for a large number of publications, are summarized in Table [4-7]. Thus, it becomes obvious that in addition to the "water filter" of G.R. Ivanitskii [2-3], there should be a different factor in the selection of chemical elements in living matter, sensitive to the number of their electronic subshells.

Table. The content of "leading" elements (mass fraction, %) in Nature [4-7].

Element	Symbol	Expansion %		Number of subshells
		In the living matter	In non-living nature	
Carbon	C	10.5	0.2	1
Silicon	Si	0.15	30.0	2
Hydrogen	H	10.0	1.0	0
Sodium	Na	0.1	2.6	2
Nitrogen	N	2.5	0.1	1
Phosphorous	P	0.95	0.08	2
Oxygen	O	70.0	50.0	1
Sulfur	S	0.16	0.04	2

II. THE RADIATION FILTER FOR THE SELECTION OF ELEMENTS

Among the possible candidate factors for the screening filter of elements for living matter, first of all, it is necessary to highlight the role of radiation, which has both the cosmic and terrestrial origin and presented long before the onset of life on Earth. The modern fundamental knowledge of the radiation impact on objects [8, 9] allows us to identify the most important mechanisms of radiation destruction of matter:

1) Elastic scattering of fast particles (radiation) on atoms. Some of these collisions lead to a direct knockout (elastic knockout) of atoms from their regular sites in chains;

2) Ionization of electrons of atoms and molecules, after which a series of electron-ion processes occur, leading to the destruction of covalent bonds between atoms in the chains (ionization mechanism).

Let us discuss these two mechanisms in more details (see [8-12]).

Elastic mechanism. The efficiency of the elastic knockout mechanism F is defined by the ratio of masses, m_e/M_a, where m_e is the mass of incident fast electrons, and M_a is the mass of an atom. This efficiency F is proportional to the cross-section σ_d of the elastic displacement (knockout)

$$\sigma_d = \int_{E_d}^{E_{\max}} \frac{d\sigma}{dE} dE \,, \tag{1}$$

giving as a result $F \sim m_e/M_a$. It is obvious that the elastic scattering will more efficiently destroy the chains with light atoms than with heavy ones. According to the mechanism, the light chemical elements should more effectively have been knocked out from their sites. This mechanism of destruction is not able to explain the predominance of light elements in nature.

Ionization mechanism. It is very interesting to consider the electron-ion processes initiated by the primary ionization of core electrons and leading to breaking of covalent bonds of light and heavy atoms. It turns out that the Auger effect should take place then [10]. Let us compare how this effect proceeds in the pair of atoms discussed above. Figure 2(*a*) corresponds to the case when ionization occurs in the deepest electron shell of the atom from the second period (for example, carbon presented in macromolecular chains). The hole formed in the K shell of the carbon atom as a result of ionization is unstable. This state relaxes by two possible ways: either by falling of a valence electron into the hole of the K shell with emission of a photon (radiative channel), or by transition of valence electrons into the hole of the K shell with energy transfer to the neighboring electron of the valence shell (Auger effect).

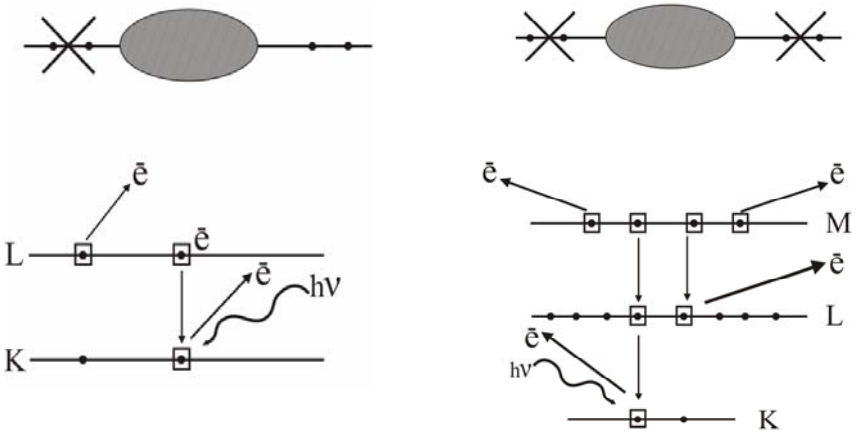


Figure. The destruction of a molecular chain by the Auger explosion mechanism as a function of the number of electron subshells of an atom with ionization of the *K* shell: the smaller number of subshells (left); the larger number of subshells (right).

This competition of the radiation and Auger transition is characteristic of all atoms (both light and heavy) [10]. An individual radiative transition that causes fluorescence is more likely for atoms with a large nuclear charge (*Z*):

$$\Omega_{fl} \sim Z^4 / (a + Z^4), \tag{2}$$

i.e. the radiative transition $L \rightarrow K$ is more probable for the elements of the 3-rd period of than for the 2-d period ($\Omega_{fl}^{C} < \Omega_{fl}^{Si}$).

For the entire atom as a whole, the process goes through the intermediate *L* level, and this introduces a significant change in the corresponding relaxation channels of the deep-level hole. Indeed, the relative probabilities of carrying of one hole to the valence shells are for C and Si the following:

$$\Omega_{fl}^{C} = W_r^{C} / (W_r^{C} + W_A^{C}) \tag{3}$$

and

$$\Omega_{fl}^{Si} = \left(W_r^{Si} / (W_r^{Si} + W_A^{Si})\right)_{L\to K} \left(W_r^{Si} / (W_r^{Si} + W_A^{Si})\right)_{M\to L} \approx \left(W_r^{Si} / (W_r^{Si} + W_A^{Si})\right)^2. \quad 4)$$

Then the expression

$$1 - \Omega_{fl}^{C} < 1 - \Omega_{fl}^{Si} \quad (5)$$

means that the carrying of the primary hole from the *K*-shell by the Auger process prevails in Si. It is interesting to note that this conclusion seems to be valid for all cases of *K*-hole relaxation if intermediate subshells participate in it.

Thus, there is a significant difference in the relaxation of deep-level holes (for example, in the *K*-shell) for the elements with different number of subshells: Auger relaxation (cascade) prevails for heavier atoms, as a result of which a larger charge carry to the valence shell, and the chemical bonds are destroyed (Fig. 2).

The detailed analysis shows [10] that for silicon, the Auger-cascade is not only competitive with radiative transitions, but also in some cases prevails over them. Thus, after the first act of relaxation, two "holes" appear on the *L*-shell. Now each of these holes will be filled by the drop of electrons from the *M*-shell, and mainly, by Auger transitions (because the atom is heavy). As a result, four "holes" are formed in the *M*-shell, which corresponds to two broken chemical bonds. This is the way the of breaks of chains occur in the localization of heavy atoms, and this becomes important for the elements, beginning from the third period, for which three electron shells (*K*, *L*, *M*) and later are realized. Moreover, this process increases so called shaking [10].

Here, however, there is one more important point, namely the destruction of Coulomb-unstable structures after the carrying of the large charge into the valence shell. Indeed, after a very rapid phase of the breaking of chemical bonds, this Coulomb-unstable complex can relax by two ways: either by displacing of the ionized atom from its position in the chain, or by neutralizing of the defective region (its "flooding" by surrounding electrons), i.e. there is competition between these two processes (the Dexter-Varley paradox) [8, 10-12]. It was found [8, 11] that this paradox is quantum, and the probability of destruction of the quantum system is regulated by the expression

$$P \sim \exp\left(-\Delta E_V / \hbar\omega_D\right), \quad (6)$$

where ΔE_V is the width of the valence band, and ω_D is the Debye frequency. It is necessary to note that macromolecules (for example DNA) in cells are not always in linear but rolled conformation. It results in the change of ΔE_V and affects the probability of chain destruction. We note that the value of this probability *P* depends very strongly on ΔE_V and is contained in a wide range of values from 10^{-1} to 10^{-4} for molecular chains of organic nature and classical semiconductors, respectively. In the case of polymeric objects, these probabilities are very large [13], which is important for the problem discussed in the article.

The mechanism of destruction of molecular systems by Auger cascades has been known for a long time. In particular, so-called subthreshold defect formation occurs in silicon due to this effect [10-12]. We assume that Auger cascades in relatively heavy atoms from the third and lower periods play an important role as filters for light elements to be selected as constituents to form stable structures of biological objects. Moreover, there was a synergy between those two filters in the cases when the Auger mechanism discussed above was supplemented by the hydrolysis filter.

It is necessary to note that the universal character of the radiation filter (Auger filter) makes it more preferable, at least from the points of view of E.Mach and W.Occam's razor principles [14]. All mathematical calculating part on sub-threshold defect formation in semiconductors due to Auger effect has been performed in [8, 11].

IV. CONCLUSION

The obtained results can be formulated as the following.

It is evident that a prominent asymmetry of the abundance of light atoms and heavy ones is observed in Nature. In living matter, light atoms dominate, while heavy atoms in non-living mater.

This disparity is most obvious for C and Si: only carbon atoms composed the most important biopolymers, organize the living matter.

The basic concept that explains the disproportion with respect to C and Si is the "water filter", which leads to the destruction of the length of Si-molecules, in contrast to the C-molecules.

Since this disproportion in the distribution is also valid for the elements that are more inert to water, the concept of "light" and "heavy" atoms can be used for the atoms with smaller and larger number of subvalent shells.

On this ground, we propose a hypothesis on the role of ionizing radiation, which leads to completely different results for atoms with the small and large number of shells: in the former case, a single Auger transition occurs, and in the latter case Auger cascades take place.

As a result of the Auger processes, complete breaking of chemical bonds can occur in heavy atoms with multi-shells included into the bioobjects. Efficiency of ionization mechanism of selection depends on the type of conformation.

In general, it can be assumed that both water and ionizing radiation are two effective filters giving a preference of light atoms in living matter.

Acknowledgements. The authors are thankful to the Academician of the Russian Academy of Sciences A.F.Andreev, to the Dr. of Sci. Kh.B.Ashurov, to the Dr. of Sci. N.Vakhidova and to the Dr. Yu.V. Levitskaya for the fruitful discussions of the materials of this work.

REFERENCES

1. M.V. Volkenstein. Molecular Biophysics (Moscow, Nauka, 1975); (in Russian).
2. G.R. Ivanitskii, Phys. Uspekhi **53,** 327 (2010).
3. G.R. Ivanitskii, Phys. Uspekhi **54,** 431-433 (2011).
4. A.A. Kist. Phenomenology of biogeochemistry and bio-organic chemistry (Tashkent, Fan, 1987); (in Russian).
5. I. Wald. In the book: Horizons of biochemistry. Ed by M. Kasha and B. Pullman (Interscience, NY, London, Acadpress, 1962).
6. S.U. Norbaev, S.E. Maksimov, B.L.Oksengendler et al. In theses LI PNPI School on Condensed Matter Physics (Sankt-Petersburg, FCC, 2017); (in Russian).
7. Physics of the Cosmos. Small Encyclopedia (Moscow, The Soviet Encyclopedia, 1984); (in Russian).
8. B.L. Oksengendler, N.N. Turaeva. Radiation physics of condensed matter. V.I: Principles (Tashkent, Fan, 2006); (in Russian).
9. A.K. Pikaev. Modern radiation chemistry. Basic provisions, experimental techniques and methods. Red. akad. V. Spitsyn (Moscow, Nauka, 1985); (in Russian).

10. E.S. Parilis. Auger Effect (Tashkent, Fan, 1969); (in Russian).
11. M.S. Yunusov, M.A. Zaykovskaya, B.L. Oksengendler et al., Phys. Stat. Sol(a) **35,** K145 (1976).
12. V.S. Vavilov, A.A. Kiv, O.R. Niyazova. Mechanisms of formation and migration of defects in semiconductors (Moscow, Nauka, 1981); (in Russian).
13. N.N. Turaeva. Thesis of Doctor of science (Tashkent, Institute of Nuclear Physics, 2006); (in Russian).
14. G. Holton. Thematic Origins of Scientific Thought: Kepler to Einstein (Harvard Univ. Press, 1973; 1988).

Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№1) 2019 PP.59-61

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСТВОРОВ ДЕМИТИЛФОРМАМИД-АЦЕТОНИТРИЛ

Ш.П. Гофуров[1], О.Б. Исмаилова[2,3], А.М. Коххаров[1], У.К. Махманов[1]

[1]Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, 100125 Ташкент, Узбекистан
[2]Узбекско-японский молодёжный центр инноваций, ул. Университетская, 2Б, 100095 Ташкент, Узбекистан; oismailova56@gmail.com
[3]Туринский политехнический университет, 100095, Ташкент, Узбекистан
(Получена 19.12.2018)

Диметилформамид-ацетонитрил бинар аралашмаларининг оптик характеристикларининг концентрацион хусусиятларини кўрсатиш учун рефрактометрия ва инфрақизил спектроскопия методлари қўлланилди. Аралашмаларнинг ацетонитрилни кенг концентрацион интервалдаги (~0–1.0 мол.улуши) ва 25°C ҳароратдаги синдириш кўрсатгичлари ўлчанди, ҳамда ацетонитрилнинг ~0.4, ~0.6, ~0.7, ~0.8 мол.улуш концентрацияли аралашмалари ва тоза компонентларининг инфрақизил спектрлари олинди ва уларнинг спектрлари солиштирилди. Барқарор гетеромолекуляр комплекслар ацетонитрилнинг ~0.6 мол.улушли концентраясида ҳосил бўлиши кўрсатилди.

Методы рефрактометрии и инфракрасной спектроскопии использованы для выявления концентрационных особенностей оптических характеристик бинарных растворов диметилформамид-ацетонитрил. Показатели преломления смесей измерены в широком интервале концентраций ацетонитрила (~0–1.0 моль.доли) при температуре 25°C. ИК спектры зарегистрированы при концентрации ацетонитрила ~0.4, ~0.6, ~0.7, ~0.8 моль.доли и сравниваются с их чистыми компонентами. Показано, что стабильные гетеромолекулярные комплексы формируются в растворах с концентрацией ~0.6 моль.доли ацетонитрила.

The refractometry and infrared spectroscopy methods were used to identify the concentration feature of optical characteristics of the dimethylformamide-acetonitrile binary solutions. The refractive indices of mixtures were measured over a wide range of acetonitrile concentrations ((~0–1.0 mole fractions) at 25°C and IR spectra were recorded at ~0.4, ~0.6, ~0.7, ~0.8 molar fractions of acetonitrile concentrations and compared with their pure components. It has been shown that stable heteromolecular complexes are formed in solutions at the acetonitrile concentration of ~0.6 molar fractions.

Введение. Широкое применение неводных смешанных растворителей в различных нанотехнологических процессах [1-2] обуславливает необходимость установления взаимосвязи физико-химических свойств индивидуальных компонентов со структурой и составом их бинарных и многокомпонентных смесей. Н-р, апротонные растворители могут демонстрировать заметно разные характеристики сольватации ионов, таких как LiCl, NaCl, KC1, NaBr по сравнению с водными растворами метанола. Водные смеси ацетонитрила и диметилформамида (ДМФ) используются для изготовления гальванических ячеек [1]. Синтез модифицированных углеродных нанотрубок с добавлением азота осуществлялся в смесях ДМФ-ацетонитрил [2]. Использование апротонных растворителей для модификации структуры гидратной воды в белковых системах является широко

используемым методом, который позволяет избирательно воздействовать на структуру гидратной оболочки.

Практическое применение смешанных органических растворителей обусловлено возможностью широкого варьирования их физико-химических свойств с целью создания системы с заранее заданными характеристиками. Известно, что в полярных растворителях и их растворах реакции сопровождаются комплексообразованием и ассоциациями молекул, связанными с наличием дипольного момента у молекул, характеризующихся сложной совокупностью межчастичных взаимодействий. Для установления типов образующихся ассоциатов в полярных растворителях диметилформамида и ацетонитрила и в их бинарных растворах, а также для изучения роли водородных связей в образовании различных видов ассоциатов были исследованы концентрационные особенности оптических характеристик растворов ДМФ-ацетонитрил методами рефрактометрии и инфракрасной спектроскопии.

Использованные материалы и методы. В экспериментах использовали ДМФ ((CH3)2NC(O)H) марки стандарт (доля основного вещества не менее 99.9 масс.%) и ацетонитрил (CH_3CN) (чистота ~99.9 масс.%), полученные от «Reagent Plus». Смеси растворов ДМФ и CH_3CN готовили гравиметрическим (весовым) методом, описанным в работах [3-4]

Измерение показателя преломления n чистых компонентов (ДМФ и CH_3CN) и растворов различных концентраций x проводили аналогично методике, приведенной в литературе [4-5]. Из полученных данных n рассчитаны конкретные значения избыточных показателей преломления растворов по формуле

$$n^E = n_{\text{смесь}} - (x_1 n_1 + x_2 n_2),$$

Инфракрасные спектры регистрировали на спектрофотометре [6] и использовали те же растворы, что и для измерения показателя преломления растворов с концентрациями ацетонитрила ~0.4, ~0.6, ~0.7, ~0.8 м.д. Полученные спектральные зависимости приведены на рис. 2. Интенсивность и положение полос меняются в зависимости от концентрации компонентов.

Результаты и их обсуждение. На рис. 1 представлена зависимость экспериментальных значений избыточного показателя преломления свежеприготовленных растворов ДМФ–CH_3CN в широком интервале изменения концентраций компонентов. Экстремальные значения параметра n^E раствора наблюдаются при концентрациях ацетонитрила $x \approx 0.6$ м.д., которые соответствуют максимальному количеству гетеромолекулярных структур с Н-связью в бинарной смеси ДМФ–CH_3CN, характеризующих наибольшее число взаимодействий между молекулами ДМФ и ацетонитрила. Изменение структуры раствора обусловлено образованием и разрушением слабых С-Н водородных связей между молекулами ДМФ и CH_3CN в зависимости от соотношения компонентов раствора.

Для изучения процессов ассоциации молекул методом инфракрасной спектроскопии были изучены оптические свойства растворов при концентрации ацетонитрила ~0.4, ~0.6, ~0.7, ~0.8 м.д. и было произведено сравнение с их чистыми компонентами. На рис. 2 показаны ИК-спектры чистых растворов ДМФ и ацетонитрила, а также их смесей при концентрации ацетонитрила ~0.4, ~0.6, ~0.7, ~0.8 м.д. Из рис. 2 видно, что при всех концентрациях ацетонитрила происходит смещение пика 2972 $см^{-1}$ в ультрафиолетовую область, обусловленное N-H…O,

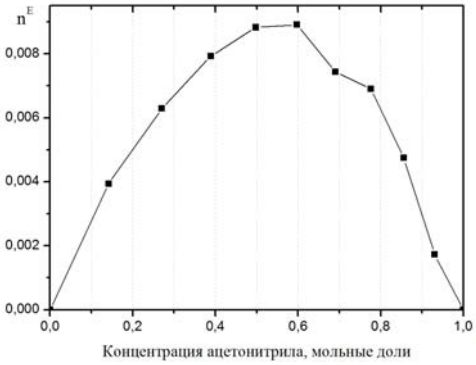


Рис. 1. Изменение избыточного показателя преломления n^E растворов ДМФ-CH_3CN при различных концентрациях компонентов

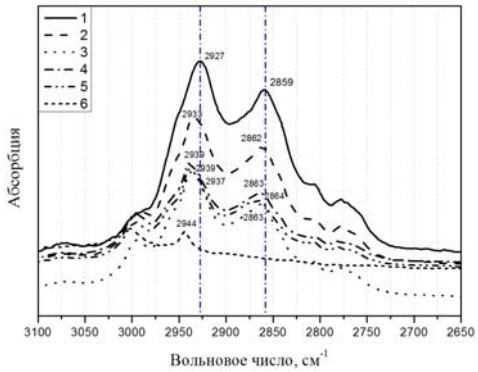


Рис. 2. Инфракрасные спектры чистых растворов ацетонитрила (*1*) и ДМФ (*6*), и их смесей при концентрации ацетонитрила ~0.4 (*2*), ~0.6 (*3*), ~0.7 (*4*), ~0.8 (*5*) м.д.

за исключением концентрации 0.6 м.д., связанного с образованием смешанных комплексов посредством C-H…O [7].

Нами было показано, что с ростом концентрации ацетонитрила в растворах ДМФ-ацетонитрил происходит изменение структуры раствора. Структура раствора существенно отличается от структуры чистых компонентов и сопровождается локальной реорганизацией образованных комплексов и ассоциатов. На это указывает тот факт, что избыточный показатель преломления n^E положителен во всем интервале концентраций.

Заключение. Показано, что с изменением концентрации ацетонитрила в растворах ДМФ-ацетонитрил происходит перестройка структуры раствора, сопровождающаяся локальной реорганизацией образованных комплексов и ассоциатов. Сопоставление экспериментальных данных по избыточному показателю преломления и ИК-спектроскопии показывает, что при концентрации ~0.4, ~0.7, ~0.8 м.д. образование комплексов вызвано связью N-H…O и смещением соответствующего пика с интенсивностью 2927 $см^{-1}$ в ультрафиолетовый диапазон, в то время как при концентрации ~0.6 м.д. происходит формирование гетероструктур, образованных посредством водородной связи C-H…O между молекулами ДМФ и ацетонитрила и смещением пика в инфракрасный диапазон.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов ВА-ФА-Ф6-010 и ОТ-Ф2-51 фундаментальных исследований Республики Узбекистан.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.E. Gregory, P.T. Tigue, J.M. Perera, J. Electroanalytical Chemistry **372**, 75 (1994).
2. E.T. Mombeshora, A.L. Jarvis, P.G. Ndungu, B.P. Doyle, E. Carleschi, V.O. Nyamori, Materials Chemistry and Physics **199**, 435 (2017).
3. Э.Г. Ларионов, Ф.В. Журко, Ю.А. Дядин, Журн. структ. химии **43**, № 6, 1063 (2002).
4. Ш.П. Гофуров, О.Б. Исмаилова, А.М. Коххаров, С.А. Бахрамов, У.К. Махманов, Узбек. физич. журн. **3**, 182 (2018).
5. L. Yang, D. Gao, Y. Zhang, W. She, Constr. Build. Mater. **176**, 652 (2018).
6. Sh. Gofurov, U. Makhmanov, A. Kokhkharov, O. Ismailova. Applied spectroscopy. DOI: 10.1177/0003702819831325
7. Y. Yang, W. Zhang, X. Gao. Intern. J. Quantum Chemistry **106**, 1199 (2006).

Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№1) 2019 PP.62-64

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ФУЛЛЕРЕНЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В БИОФИЗИКЕ

М.Х. Самадов, З. Каноков

Национальный университет РУз, Ташкент, Узбекистан
(Получена 25.05.2018)

Ушбу ишнинг мақсади C_{60} типдаги фуллеренларнинг ўта-ўтказувчанлик ҳолатига ўтиш температурасини Елиашберг тенгламалар тизимига асосан назарий ҳисоблашдан иборатдир. Фуллеренларнинг биофизика ва медицина соҳасида кенг қўлланилиши муҳокама қилинган.

На основе системы уравнений Элиашберга проведены расчеты температуры сверхпроводящего перехода фуллерена C_{60}. Обсуждается применение сверхпроводящих материалов в биофизике и медицине.

On the basis of the Eliashberg equation's system the temperature of superconducting transition of fullerene C_{60} is calculated. An application of the superconducting material in the field of biophysics and medicine is discussed.

Фуллерены – это большое семейство углеродных молекул, в которых атомы углерода располагаются в вершинах выпуклых многогранников, составленных из шестиугольных и пятиугольных граней. Пятиугольники необходимы для образования криволинейной поверхности, примером которой является сфера. Согласно теории многогранников, разработанной Л. Эйлером, число фуллеренов теоретически неограниченно. Простейший фуллерен состоит из 20 атомов углерода (C_{20}). Далее идут C_{24}, C_{26},…,C_{60}, C_{70} и более крупные фуллерены до (C_{200} и выше). Самой устойчивой молекулой из семейства фуллеренов является бакминстер-фуллерен, содержащий 60 атомов углерода [1-4].

Целью настоящего сообщения является вычисление температуры сверхпроводящего перехода фуллерена C_{60} на основе системы уравнений Элиашберга.

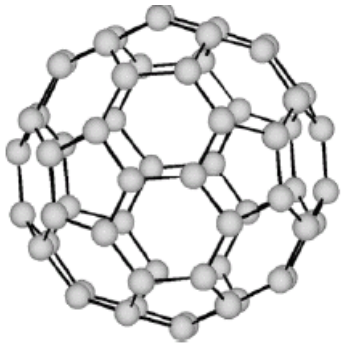


Рис. 1. Структура молекулы фуллерена C_{60}.

Молекула C_{60} имеет форму усечённого икосаэдра, в котором 12 пятиугольных граней и 20 шестиугольных [2]. В вершинах этого многогранника находятся атомы углерода (рис. 1). Параметры сверхпроводящего состояния одинаковы по всем кристаллографическим направлениям, что является следствием высокой симметрии кубической кристаллической решетки фуллерена [3].

Для оценки температуры сверхпроводящего перехода обычно используются уравнения Элиашберга [5]. Стандартный

метод расчета температуры сверхпроводящего перехода – это решение линеаризованной системы уравнений Элиашберга, которые можно представить в виде

$$\Delta(\omega)=\frac{1}{Z(\omega)}\int\limits_{\Delta_0}^{\omega_C} d\nu\,\mathrm{Re}\left\{\frac{\Delta(\nu)}{\sqrt{\nu^2-\Delta^2}}\right\}[K^+(\omega,\nu)-\mu^*],$$

$$[1-Z(\omega)]\omega=\int\limits_{\Delta_0}^{\infty} d\nu\,\mathrm{Re}\left\{\frac{\nu}{\sqrt{\nu^2-\Delta^2}}\right\}K^-(\omega,\nu),$$

$$K^{\pm}(\omega,\nu)=\int\limits_0^{\omega_0} d\omega_q\alpha^2F(\omega_q)\left\{\frac{1}{\omega_q+\nu+\omega+i\delta}\pm\frac{1}{\omega_q+\nu-\omega-i\delta}\right\}.$$

Здесь $\Delta(\omega)$ – частотно-зависящий параметр порядка, $Z(\omega)$ – функция перенормировки, ν – нормировочный параметр, δ – дельта-функция. Параметр порядка $\Delta(\omega)$ отличен от нуля только в сверхпроводящем состоянии, $Z(\omega)$ отлична от нуля в нормальном и сверхпроводящем состоянии и описывает перенормировку электронного спектра. Эта функция в нормальном состоянии имеет вид $Z(0)=1-\lambda$, где $\lambda=2\int\limits_0^{\omega_0} d\omega\frac{\alpha^2F(\omega)}{\omega}$ – константа электрон-фононной связи, $\alpha^2F(\omega)$ – спектральная плотность электрон-фононного взаимодействия. Фактически, эта функция определяет значение критической температуры сверхпроводника. Аналитическая аппроксимация решений системы уравнений Элиашберга дает искомое выражение для T_c

$$T_c=\frac{\omega_{\ln}}{1.2}\exp\left[\frac{1.04(1+\lambda)}{\lambda-\mu^*(1+0.62\lambda)}\right].$$

Здесь $\omega_{\ln}=\frac{2}{\lambda}\int\limits_0^{\infty} d\omega\frac{\alpha^2F(\omega)}{\omega}\ln\omega$ – фононная частота, $\mu^*=\frac{\mu}{1+\mu\ln\left(\varepsilon_F/\omega_{\ln}\right)}$ – кулоновский псевдопотенциал. Таким образом, задача вычисления температуры сверхпроводящего перехода T_c сводится к расчету величин λ, $\omega_{\ln}$ и μ^*. Для типичных значений параметров $\omega_{\ln}$ = 1003 K, λ = 1.2 и μ^* = 0.25 мы имеем для температуры сверхпроводящего перехода T_c =19.5 K.

Например, температура сверхпроводящего фазового перехода фуллеренов щелочных металлов в зависимости от постоянной решетки меняется от ~30 К до 40 К и выше.

Открытие фуллеренов и их уникальное строение вызвали большой интерес у биологов и фармацевтов. Сегодня учёные большое внимание уделяют проблеме использования производных фуллерена в медицине и фармакологии. Обсуждается идея создания противораковых препаратов на основе «фаршированных» фуллеренов, внутри которых находятся радиоактивные изотопы [4]. Хорошо известно, что практически любое заболевание сопровождается избыточным образованием в организме свободных радикалов. Их накопление порождает множество отрицательных биологических процессов. Такое состояние называется оксидантным стрессом. Фуллерены способны с ним бороться. Например, гидроксилированный фуллерен $C_{60}(OH)_{26}$, хорошо растворимый в воде, обладает

значительно более высокой антиоксидантной активностью, чем витамины Е и А. В отличие от этих одноразовых антиоксидантов (одна молекула витамина уничтожает только одну радикальную частицу) фуллерены являются многоразовыми: они собирают на своей поверхности несколько радикалов, которые самоуничтожаются. Фуллерены – эффективная ловушка для свободных радикалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.W. Kroto, J.R. Heath, S.C. O'Brien et al., Nature **318**, 162 (1985).
2. А.В. Елецкий, Б.Н. Смирнов. Фуллерены и структуры углерода (Москва, 1995).
3. А.А. Лысенко, О.В. Асташкина, А.А. Петров. Фуллерен – аллотропная модификация углерода (Москва, 2006).
4. А.Я. Борщевский, И.Н. Иоффе, Л.Н. Сидоров, С.И. Троянов, М.А. Юровская. Фуллерены (Москва, 2007).
5. E.L. Wolf. Principles of Electron Tunneling Spectroscopy (Oxford University Press, London, 1985.

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 1** **January-February 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