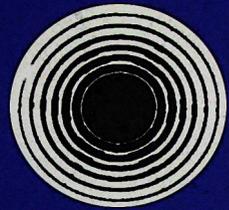


ISSN 0002-3035

ՓԻԶԻԿԱ • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

45, N5, 2010

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

45

№ 5

ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

2010

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Գ. Հ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
D. H. Sarkisyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Գ.Հ. Գրիգորյան. Բորնի(Ֆոկի մոտավորությունը և ռեզոնանսային միջավայրի դիսպերսային հատկությունները.....	307
Դ.Մ. Սեդրակյան, Լ.Ռ. Սեդրակյան. Լանդաուերական դիմադրության հավասարումը բազմուղի ցրման դեպքում	314
Ա.Հ. Գևորգյան, Կ.Բ.Հովհաննիսյան. ՆՀԲ–ԽՀԲ–ՆՀԲ որպես բևեռացման հարթության էլեկտրականորեն դեկավարելի պտտիչ.....	322
Հ.Գ. Դեմիրխանյան, Գ.Գ. Դեմիրխանյան, Ռ.Բ. Կոստանյան. Էլեկտրոնային գրգռման տրոհման կինետիկական LiNbO ₃ :Yb ³⁺ բյուրեղներում	330
Մ.Ռ.Հակոբյան, Գ.Ս. Գեվորգյան, Ռ.Ս. Հակոբյան. Հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի վերակողմնորոշումը Հելե–Շոույի բջջում.....	339
Ս.Տ. Մուրադյան. Պլանար երկչափ <i>n-p-n</i> կառուցվածքներում լազերային փնջով ինդուկտված ֆոտոհոսանքի ուսումնասիրությունը	344
Ֆ.Վ. Գասպարյան. Լույսով հասցեագրվող պոտենցաչափական սենսորների մոդել-լավորում և հաշվարկ	350
Ա.Հ. Մբոյան. Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի առանձնահատկությունները մերձակերևույթային դեֆորմացված շերտերով հաստ կատարյալ բյուրեղներում	365
Ա.Ա. Մատնիշյան, Տ.Լ. Ախնազարյան, Հ.Ո. Աբադյան, Ս.Բ. Պետրոսյան, Գ.Ռ. Բադալյան, Մ.Գ. Եղիկյան. Անագի երկօքսիդի հետ պոլիանիլինի նանոկոմպոզիտի սինթեզը և ուսումնասիրությունը.....	376
Վ.Ս. Հարությունյանի 70-ամյակին.....	383

CONTENTS

G.G. Grigoryan. Born–Fock approximation and dispersion properties of resonance medium.....	307
D.M. Sedrakian, L.R. Sedrakian. Equation for the Landauer resistivity in the case of multichannel scattering	314
A.H. Gevorgyan, K.B. Oganessian. NLC–CLC–NLC cell as an electrically tunable polarization plane rotator.....	322
H.G. Demirkhanyan, G.G. Demirkhanyan, R.B. Kostanyan. Kinetics of electronic excitation decay in LiNbO ₃ :Yb ³⁺ crystals	330
M.R. Hakobyan, G.S. Gevorgyan, R.S. Hakobyan. Reorientation of the liquid crystal director in a Hele–Shaw cell.....	339
S.T. Muradyan. Investigation of laser beam-induced photocurrent in planar two-dimensional <i>n-p-n</i> structures	344
F.V. Gasparyan. Modeling and simulation of light-addressable potentiometric sensors	350
A.O. Aboyan. Features of X-ray diffraction in thick perfect crystals with deformed subsurface layers	365
A.A. Matnishyan, T.L. Akhnazaryan, G.V. Abaghyan, S.I. Petrosyan, G.R. Badalyan, M.G. Eghikyan. Synthesis and investigation of polyaniline–tin dioxide nanocomposite.....	376
On the 70th birthday of V.M. Aroutiounian	383

СОДЕРЖАНИЕ

Г.Г. Григорян. Приближение Борна–Фока и дисперсионные свойства резонансной среды	307
Д.М. Седракян, Л.Р. Седракян. Уравнение для ландауэровского сопротивления в случае многоканального рассеяния	314
А.А. Геворгян, К.Б. Оганесян. Ячейка НЖК–ХЖК–НЖК как электрически управляемый вращатель плоскости поляризации	322
А.Г. Демирханян, Г.Г. Демирханян, Р.Б. Костанян. Кинетика распада электронного возбуждения в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$	330
М.Р. Акопян, Г.С. Геворгян, Р.С. Акопян. Переориентация директора жидкого кристалла в ячейке Хеле–Шоу	339
С.Т. Мурадян. Исследование фототока, индуцированного лазерным лучом, в планарных двумерных <i>n-p-n</i> структурах	344
Ф.В. Гаспарян. Моделирование и расчет светоадресуемых потенциометрических сенсоров.....	350
А.О. Абоян. Особенности дифракции рентгеновских лучей в толстых совершенных кристаллах с приповерхностными деформированными слоями....	365
А.А. Матнишян, Т.Л. Ахназарян, Г.В. Абагян, С.И. Петросян, Г.Р. Бадалян, М.Г. Егикян. Синтез и исследование нанокompозита полианилина с двуокисью олова	376
К 70-летию Владимира Михайловича Арутюняна	383

Заказ № 273

Тираж 150. Сдано в набор 28.06.2010.

Подписано к печати 02.07.2010. Печ. л. 5.25.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.

УДК 621.373

ПРИБЛИЖЕНИЕ БОРНА–ФОКА И ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

Г.Г. ГРИГОРЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 27 апреля 2010 г.)

Предложена процедура корректного вычисления дисперсионного ряда для поляризации резонансной нелинейной среды. На примере инвертированной двухуровневой системы проанализировано максимальное время группового опережения при движении импульса с групповой скоростью, превышающей скорость света.

Успешные эксперименты по замедлению импульсов [1-3] в резонансных средах и по распространению импульсов со сверхсветовой скоростью [4-7] делают актуальной задачу исследования дисперсионных свойств резонансной среды и, в частности, корректного вычисления нелинейной групповой скорости света. Однако, приведенные в литературе аналитические выражения для нелинейной групповой скорости отличаются друг от друга даже для простейшей двухуровневой системы [8]. Это обусловлено различными методами вычисления, ни один из которых на сегодняшний день не является достаточно обоснованным. С нашей точки зрения, наиболее последовательным подходом при исследовании дисперсии резонансной среды является применение процедуры Борна–Фока [9].

В настоящей работе приводится достаточно общее выражение для дисперсионного ряда многоуровневой среды, полученное на основе приближения Борна–Фока и позволяющее проанализировать в общем виде характер нелинейной дисперсии. На примере инвертированной двухуровневой среды показано, что при распространении импульса с групповой скоростью, превышающей скорость света, время группового опережения импульса в среде остается много меньше его длительности.

В линейной теории амплитуда поляризация однородной и изотропной среды, как известно, может быть представлена в виде дисперсионного ряда [10]:

$$P^L = \left\{ \chi(\omega_0)E - i \left(\frac{\partial \chi}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \dots \right\}, \quad (1)$$

где E – амплитуда импульса, ω_0 – несущая частота, а $\chi(\omega)$ – скалярная диэлектрическая восприимчивость среды, которая в общем случае может быть и комплексной величиной. Мнимая часть $\chi(\omega)$ определяет линейный коэффициент поглощения среды, а действительная – коэффициент преломления (фазовую скорость). Пренебрежение в (1) всеми производными эквивалентно нулевому приближению по дисперсии среды (среда без инерции), учет первой производной – первому приближению по дисперсии и т.д. Групповая скорость импульса связана с первой производной $\partial\chi/\partial\omega$ следующим образом [10]:

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{c} + \frac{2\pi\omega_0}{c} \frac{\partial \operatorname{Re}\{\chi(\omega)\}}{\partial\omega}. \quad (2)$$

Подчеркнем, что определение групповой скорости импульса даже в линейной среде справедливо только на длинах прохождения, удовлетворяющих условию [11]

$$\left| \frac{\pi\omega_0 x}{cT^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial\omega^2} \right| \ll 1. \quad (3)$$

Чтобы получить корректное выражение для групповой скорости импульса в резонансных средах, необходимо иметь выражение для резонансной поляризации среды, аналогичное дисперсионному ряду (1).

Для атомарных сред в дипольном приближении поляризация среды равна среднему дипольному моменту одного атома, умноженному на плотность атомов: $P = N\langle d \rangle$. Таким образом, приближению среды без дисперсии (без инерции) при микроскопическом рассмотрении должно соответствовать приближение, при котором населенности атомных уровней следят за мгновенным значением поля, т.е. адиабатическое приближение. Можно предположить, что первому приближению по дисперсии будет соответствовать учет первой неадиабатической поправки. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим подробнее процедуру вычисления среднего дипольного момента одного атома.

Средний дипольный момент атома в общем случае может быть вычислен с помощью матрицы плотности или волновых функций, удовлетворяющих уравнению Шредингера:

$$i\dot{B} = HB. \quad (4)$$

При использовании уравнения Шредингера мы не учитываем релаксационные процессы, и, следовательно, этот формализм справедлив только в случае импульсов, длительности которых много меньше всех времен релаксаций. Этот случай и будет рассматриваться в дальнейшем.

Мгновенные собственные значения гамильтониана H в каждый данный момент времени t и мгновенные собственные функции будем считать известными:

$$H(t)B_i(t) = \lambda_i(t)B_i(t). \quad (5)$$

Общее решение уравнения (4) может быть представлено в виде следующей суперпозиции:

$$B(t) = \sum C_i(t) \exp \left\{ -i \int_{-\infty}^t \lambda_i dt' \right\} B_i(t), \quad (6)$$

где коэффициенты разложения $C_i(t)$ удовлетворяют системе уравнений (см., например, [9])

$$\dot{C}_j = \sum_{i \neq j} \frac{\dot{H}_{ji}}{\lambda_j - \lambda_i} C_i \exp \left\{ i \int_{-\infty}^t (\lambda_j - \lambda_i) dt' \right\}. \quad (7)$$

Если характерное время изменения гамильтониана H мало по сравнению с боровским периодом, т.е.

$$\left| \frac{\dot{H}_{ji}}{(\lambda_j - \lambda_i)^2} \right|^2 \ll 1, \quad (8)$$

то систему (7) можно решать, используя нестационарную теорию возмущений. При этом начальными условиями для этой системы будут условия

$$C_k(-\infty) = 1, \quad C_i(-\infty) = 0 \quad (i \neq k),$$

означающие, что до взаимодействия с полем атом находился в состоянии k .

Тогда, вычисляя средний дипольный момент атома, в первом порядке теории возмущений для амплитуды поляризации среды получаем:

$$P = N \left(D_{kk} - i \sum_{j \neq k} \frac{\dot{H}_{jk} D_{kj}}{(\lambda_j - \lambda_k)^2} \right), \quad (9)$$

где D_{ij} – матричный элемент оператора индуцированного дипольного момента атома в лазерном поле, $D_{ij} = \langle B_i | d | B_j \rangle$.

Как известно [12], гамильтониан взаимодействия в резонансном приближении может быть приведен к виду, не содержащему явную зависимость от времени. При этом фаза импульса, которая в общем случае может зависеть от времени, входит в расстройку от резонансов (т.е. в диагональные элементы гамильтониана). При такой замене несущая частота импульса ω_0 переходит в $\omega'(t) = \omega_0 - \dot{\phi}(t)$, где $\dot{\phi}(t)$ – производная по времени фазы импульса. Таким образом, производная по времени матричных элементов гамильтониана может быть записана в виде

$$\dot{H}_{jk} = \frac{\partial H_{jk}}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial H_{jk}}{\partial \omega'} \frac{\partial \omega'}{\partial t} + \sum \frac{\partial H_{jk}}{\partial E_i} \frac{\partial E_i}{\partial t}, \quad (10)$$

где через E_i обозначены параметры других внешних полей, которые могут действовать на систему (например, управляющее поле на смежном переходе).

Подставляя производную (10) в формулу (9), получаем окончательное выражение, которое соответствует нелинейному дисперсионному ряду в первом приближении по дисперсии:

$$P = ND_{kk} - iN \left\{ \frac{\partial E}{\partial t} \left(\sum_{ij} \frac{D_{kj}}{(\lambda_j - \lambda_k)^2} \frac{\partial H_{jk}}{\partial E} \right) + \frac{\partial \omega'}{\partial t} \sum \left(\frac{D_{kj}}{(\lambda_j - \lambda_k)^2} \frac{\partial H_{jk}}{\partial \omega'} \right) + \left(\sum \frac{D_{kj}}{(\lambda_j - \lambda_k)^2} \frac{\partial H_{jk}}{\partial E_i} \frac{\partial E_i}{\partial t} \right) \right\}. \quad (11)$$

Первый член этого ряда определяет нелинейную диэлектрическую восприимчивость среды, второй – «нелинейную групповую скорость» (коэффициент при $\partial E / \partial t$). Третий член обусловлен фазовой самомодуляцией, а четвертый – нелинейным взаимодействием с остальными полями. Таким образом, групповая скорость импульса в обычном понимании (т.е. скорость распространения огибающей импульса без изменения формы) может корректно определяться только в условиях, когда третий и четвертый члены в разложении подавлены по сравнению со вторым.

Отметим также, что, поскольку при вычислении формулы (11) учтены только первые неадиабатические поправки, то это разложение справедливо на длинах прохождения, ограниченных условием (ср. с (3))

$$\left| \frac{2\pi\omega_0 Nxd}{cT^2(\lambda_1 - \lambda_j)^2} \right| \ll 1. \quad (12)$$

Учет следующего приближения по дисперсии соответствует учету следующего приближения по нестационарной теории возмущений для уравнений (7).

Для иллюстрации рассмотрим простейшую двухуровневую систему, взаимодействующую с одним импульсом. Гамильтониан этой системы хорошо известен [12]:

$$H = \begin{pmatrix} 0 & -\Omega/2 \\ -\Omega/2 & \delta \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где введены следующие обозначения: частота Раби $\Omega = 2|Ed|/\hbar$; однофотонная отстройка от резонанса $\delta = \omega_{21} - \omega + \partial\phi/\partial t$, d – модуль дипольного момента атома, ω_{21} – частота атомного перехода, ϕ – фаза импульса. Отметим, что определенная таким образом частота Раби является действительной величиной. Собственными значениями гамильтониана (13) являются [1]

$$\lambda_{1,2} = \frac{\delta}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 + \frac{\Omega^2}{\delta^2}} \right), \quad (14)$$

а собственные векторы могут быть представлены в виде

$$B_1 = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}; \quad B_2 = \begin{pmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}; \quad \tan 2\theta = \Omega/\delta. \quad (15)$$

Условие адиабатичности взаимодействия на одном атоме будет выполнено, если $|\delta T| \gg 1$, где T – длительность импульса. Используя выражения (14)-(15) и описанную выше процедуру, получаем для амплитуды поляризации

$$P = \frac{Nd}{2} \left\{ \sin 2\theta + 2i \frac{\dot{\theta}}{\delta} \cos 2\theta \right\}. \quad (16)$$

Как следует из полученного выражения, групповая скорость и фазовая самомодуляция дают одинаковый вклад в первом приближении по дисперсии среды. Отметим, что в линейном пределе (т.е. ограничиваясь членами первого порядка малости по параметру θ) мы получаем выражение, совпадающее с дисперсионным рядом (1) для двухуровневой среды.

Распространение импульса в двухуровневой среде было детально исследовано в работах [13,14], где было показано, что адиабатичность взаимодействия нарушается на существенно меньших длинах, чем определяемых неравенством (12). Из-за параметрического уширения спектра импульса и зависимости групповой скорости от интенсивности на временной огибающей импульса формируются ударные фронты. При этом длина прохождения, на которой происходит нарушение адиабатичности, может быть оценена, как длина, на которой время группового запаздывания (опережения) $\tau = x(u^{-1} - c^{-1})$ становится порядка длительности импульса. Таким образом, распространение в инвертированной двухуровневой среде импульса с групповой скоростью, превышающей скорость света, но без деформации возможно только на длинах, на которых время группового опережения остается много меньшим длительности импульса T , т.е.

$$\tau = (qx/\delta^2) \cos^3 2\theta \ll T, \quad (17)$$

где $q = 2\pi\omega d^2 N/\hbar c$. Сделанный вывод согласуется с имеющимися в литературе экспериментальными данными (см., например, [4,5]). Однако, оставаясь в рамках линейной теории, трудно объяснить наличие ограничения (17), поскольку оно получено при учете нелинейных процессов. Так, например, в обзоре [15], в котором рассмотрение ограничивается линейной теорией дисперсии для двухуровневой системы, делаются предсказания не только о возможности больших групповых опережений, но и о движении с отрицательной групповой скоростью. При этом вопрос о том, до какой длины прохождения в усиливающей среде можно использовать линейное приближение, не рассматривается. Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим точное решение для линейной двухуровневой среды, которое приведено в учебнике [11]:

$$\Omega(t, x) = \int_{-\infty}^t (\dot{\Omega}(t', 0) + i\delta \Omega(t', 0)) e^{-i\delta(t-t')} I_0(2\sqrt{qx(t-t')}) dt'. \quad (18)$$

Здесь I_0 – модифицированная функция Бесселя, а $\Omega(t, 0)$ – заданная на входе в среду функция. Как следует из анализа этого решения, при распространении в среде импульс испытывает так называемое “летаргическое усиление” [16] (не связанное с релаксационной константой Γ , а обусловленное только свойствами модифицированной функции Бесселя). При больших временах, когда выполняется условие $\sqrt{qx(t-T)} > 1$, из (18) имеем $|\Omega| \sim \text{const} \left(\exp \left[2\sqrt{qxt} \right] \right)$.

Рассмотрим длину прохождения, на которой время группового опережения может стать порядка длительности импульса. Как следует из выражения (17), $qx = \delta^2 T$. Подставляя это значение qx в показатель экспоненты, получаем усиление порядка $\exp(2\delta T) \gg 1$. При таком существенном усилении, с одной стороны, неизбежно начнут проявляться нелинейные эффекты, а с другой стороны, говорить о распространении импульса с групповой скоростью (т.е. без изменения формы) не имеет смысла. В то же время основное ограничение на длину прохождения, которое дает линейная теория, это неравенство (3), из которого следует, что время группового опережения $\tau/T \ll \delta T$ и, следовательно, может превышать длительность импульса, причем импульс при этом будет двигаться с линейной групповой скоростью, т.е. без деформации и без усиления. Такое противоречие с линейной теорией дисперсии получается, потому что для функций, не затухающих на больших временах, сам формализм разложения Фурье, на котором эта теория основана, не применим.

Таким образом, на примере простейшей усиливающей среды мы видим, что время группового опережения в среде не может превышать длительность импульса. Отметим, что большинство схем, рассматриваемых авторами работ по распространению со сверхсветовой скоростью, так или иначе связаны с усиливающими средами.

Работа выполнена в рамках Международной Ассоциированной Лаборатории IRMAS.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H Behroozi.** Nature, **397**, 594 (1999).
2. **M.M.Kash, V.A.Sautenkov, A.S.Zibrov, L.Hollberg, G.R.Welch, M.D.Lukin, Y.Rostovtsev, E.S.Fry, M.O.Scully.** Phys. Rev. Lett., **82**, 5229 (1999).
3. **D.Budker, D.F.Kimball, S.M.Rochester, V.V.Yashchuk.** Phys. Rev. Lett., **83**, 1767 (1999).
4. **L.J.Wang, A.Kuzmich, A.Dogariu.** Nature, **406**, 277 (2000).
5. **A.Dogariu, A.Kuzmich, L.J.Wang.** Phys. Rev. A, **63**, 053806 (2001).
6. **M.S.Bigelow, N.N.Lepeshkin, R.W.Boyd.** Science, **301**, 200 (2003).
7. **G.Huang, C.Hang, L.Deng.** Phys. Rev. A, **77**, 011803 (2008).
8. **J.T.Manassan, M.A.Mustafa, R.Alfano, P.Но.** Phys. Lett., **113A**, 242 (1985).
9. **L.I. Schiff.** Quantum Mechanics. New-York-Toronto-London, 1955.
10. **С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин.** Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.

11. **А.Л.Микаелян, М.Л.Тер-Микаелян, Ю.Г.Турков.** Оптические генераторы на твердом теле, М., Советское радио, 1967.
12. **М.Л.Тер-Микаелян.** УФН, **167**, 1249 (1997).
13. **Г.Г.Григорян, А.О.Меликян.** Квантовая электроника, **13**, 2507 (1986).
14. **G.G.Grigoryan, A.O.Melikian.** Phys. Lett., **116**, 455 (1986).
15. **A. Dogariu, A. Kuzmich, H. Cao, L. J. Wang.** Optics Express, **8**, 344 (2001).
16. **Б.В.Крыжановский.** Оптика и спектроскопия, **67**, 309 (1989).

ԲՈՐՆԻ-ՖՈԿԻ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ
ԴԻՍՊԵՐՍՍՅՈՒՆ ԶԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ.Զ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Առաջարկված է ռեզոնանսային միջավայրի բևեռացման դիսպերսային շարքի հաշվարկման կորեկտ մեթոդ: Ինվերսիայով երկմակարդակ համակարգի օրինակով վերլուծված է գերլուսային արագությամբ տարածվող իմպուլսի խմբային առաջանցման մեծագույն ժամանակը:

BORN-FOCK APPROXIMATION AND DISPERSION PROPERTIES OF RESONANCE MEDIUM

G.G. GRIGORYAN

A correct procedure for calculation of dispersion series for polarization of resonance nonlinear medium is presented. For the example of an inverted two-level system the maximum time of group advance in superluminal propagation is analyzed.

УДК 539.2

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЛАНДАУЭРОВСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В СЛУЧАЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ

Д.М. СЕДРАКЯН¹, Л.Р. СЕДРАКЯН²

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Российско-Армянский (Славянский) государственный университет, Ереван

(Поступила в редакцию 21 марта 2010 г.)

Приведено обобщение ландауэровского сопротивления ρ_N^L в случае многоканального рассеяния частицы на системе N случайных, не перекрывающихся потенциалов, зависящих от $x - x_i$ и y , которые локализованы возле точек x_i ($i = 1, 2, \dots, N$). Показано, что в этом случае появляется новое сопротивление ρ_N^S , которое является степенной функцией от N . Получено рекуррентное уравнение для определения ландауэровского сопротивления ρ_N^L .

1. Введение

Одним из основных следствий наличия беспорядка в системе является возникновение в ней макроскопически большого числа локализованных состояний. Учет всевозможных реализаций случайного поля приводит к тому, что ожидаемая доля нелокализованных состояний, в общем случае, ничтожно мала. В частности, наличие сколь-угодно слабого одномерного беспорядка приводит к тому, что вероятность реализации делокализованных состояний в системе равна нулю, то есть имеет место полная локализация всех состояний одночастичного спектра [1]. Это приводит к отсутствию электропроводимости у одномерной неупорядоченной системы при нулевой температуре. Беспорядок неизбежно ведет к тому, что сопротивление одномерного образца длины L при нулевой температуре в пределе $L \rightarrow \infty$ становится бесконечно большим. Поэтому при наличии в системе сколь-угодно слабого беспорядка проводник неизбежно превращается в диэлектрик [2,3].

Эффекты локализации крайне чувствительны к различным внешним условиям, которые могут, как ослабить, так и усилить локализацию состояний. Особый интерес представляет выяснение зависимости эффектов локализации от размеров системы, в частности, от наличия движения частицы по двум направлениям. В этом случае случайное поле зависит от двух переменных: $U(x, y)$, и если ограничить наше рассмотрение локализованным движением частицы по y и ее рассеянием на потенциале $U(x, y)$ в направлении x , то это рассеяние будет многоканальным. Такое рассеяние приводит к изменению локализации одночастичных состояний частицы. Для исследования этих

изменений необходимо сформулировать задачу определения характера одночастичных состояний и, соответственно, вычисления радиуса локализации, что сводится к нахождению среднего сопротивления системы. Необходимо доказать, что, как и в случае одномерной задачи, асимптотическая зависимость среднего сопротивления системы от ее длины L при нулевой температуре имеет вид

$$\langle \rho \rangle = (1/2) \exp\{L/\xi\},$$

где угловые скобки означают усреднение по всевозможным реализациям случайного поля. Здесь ξ – радиус локализации одночастичных состояний, который зависит от энергии частицы и вида случайного поля.

Как увидим ниже, среднее сопротивление для системы N случайных потенциалов, введенное Ландауэром для одномерного движения [4], обобщается и состоит из суммы двух сопротивлений: ландауэровского ρ_N^L и введенного нами ρ_N^S . Последнее слагаемое в этой сумме появляется из-за учета многоканальности рассеяния при квазиодномерном движении частицы.

В работах [5] показано, что при многоканальном рассеянии на цепочке потенциалов

$$U(x, y) = \sum_{i=1}^N U_i(x - x_i, y), \quad (1)$$

где N – число рассеивателей цепочки, $U_i(x - x_i, y)$ – локализованные возле точек x_i ($i=1, 2, \dots, N$), не перекрывающиеся функции, матрица переноса имеет вид

$$\begin{pmatrix} T_{1N} \\ 0 \\ \vdots \\ T_{nN} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_1^*(N), & -\tilde{D}_1^*(N), & \dots & 0, & -M_{1n}^*(N) \\ -\tilde{D}_1(N), & D_1(N), & \dots & -M_{1n}(N), & 0 \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ D_n^*(N), & -\tilde{D}_n^*(N), & \dots & 0, & -M_{nn}^*(N) \\ -\tilde{D}_n(N), & D_n(N), & \dots & -M_{nn}(N), & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ R_{1N} \\ \vdots \\ 0 \\ R_{nN} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь T_{mN} и R_{mN} – амплитуды рассеяния цепочки из N потенциалов по каналу m , который характеризуется импульсом рассеяния k_m ($m=1, 2, \dots, n$), а $D_m(N)$, $\tilde{D}_m(N)$ и $M_{im}(N)$ являются элементами этой матрицы переноса. Они связаны с амплитудами рассеяния формулами

$$D_m(N) = \frac{1}{T_{mn}} \left| \frac{T_{mm}}{T} \right|^2, \quad \tilde{D}_m(N) = \frac{R_{1N}}{T_{mn}} \left| \frac{T_{mm}}{T} \right|^2, \quad M_{im}(N) = \frac{R_{mn}}{T_{mn}} \left| \frac{T_{mm}}{T} \right|^2, \quad (3)$$

где

$$|T_N|^2 = \sum_{m=1}^n |T_{mm}|^2.$$

Закон сохранения плотности потока вероятности записывается в следующей форме:

$$\sum_{m=1}^n \left(|D_m(N)|^2 - |\tilde{D}_m(N)|^2 - \sum_{i=2}^n |M_{mi}(N)|^2 \right) = 1. \quad (4)$$

Искомые функции $D_m(N)$, $\tilde{D}_m(N)$, $M_{mi}(N)$ определяются из полученной в [5] важной формулы:

$$\frac{D_m(N)}{D_1(N)} = \frac{\tilde{D}_m(N)}{\tilde{D}_1(N)} = \frac{M_{mi}(N)}{M_{1i}(N)} = \frac{\alpha_m(N)}{\alpha_1(N)}, \quad (5)$$

где

$$\frac{\alpha_m(N)}{\alpha_1(N)} = \frac{T_{1N}}{T_{mN}} \left| \frac{T_{mN}}{T_{1N}} \right|^2, \quad \alpha_1 = \frac{1}{T_{1N}} \left| \frac{T_{1N}}{T_N} \right|^2. \quad (6)$$

Функции $D_1(N)$, $\tilde{D}_1(N)$, $M_{1i}(N)$ определяются из следующих рекуррентных уравнений [5]:

$$\begin{aligned} D_1(N) &= \alpha_1(N) D_1(N-1) + \alpha_1(N) r_1(N) \tilde{D}_1(N-1), \\ \tilde{D}_1(N) &= \alpha_1^*(N) \tilde{D}_1(N-1) + \alpha_1^*(N) r_1^*(N) D_1(N-1), \\ M_{1i}(N) &= \alpha_1(N) M_{1i}(N-1), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$r_1(N) = R_1(N) \pi = R_1(N) \left[1 + \sum_{m=2}^N \frac{R_{mN} T_{m, N-1}}{R_{1N} T_{1, N-1}} \right], \quad N \geq 1. \quad (8)$$

Начальные условия системы уравнений (7) задаются в виде

$$\begin{aligned} D_1(0) &= 1, \quad \tilde{D}_1(0) = D_m(0) = \tilde{D}_m(0) = 0, \quad m \geq 1, \\ M_{1i}(0) &= R_i, \quad i \geq 1. \end{aligned}$$

Целью настоящей работы было, используя полученные в [5] разностные уравнения для элементов матрицы переноса для цепочки потенциалов, состоящих из конечного числа рассеивающих центров, получить уравнение, определяющее ландауэровское сопротивление, а также связи между функциями D_m , \tilde{D}_m и T_m , R_m , найденные в работе [6] в случае многоканального рассеяния. В разделе 2 обобщено понятие ландауэровского сопротивления с введением нового сопротивления ρ_N^S , которое появляется из-за многоканальности рассеяния. В разделе 3 получено уравнение для определения ландауэровского сопротивления ρ_N^L . В заключении (раздел 4) перечислены полученные результаты и показано, что уравнение для ρ_N^L в случае одномерного движения или одноканального рассеяния переходит в уравнение, полученное в работах [2].

2. Ландауэровское сопротивление для многоканального рассеяния

Чтобы определить ландауэровское сопротивление для рассмотренной нами задачи, запишем уравнение (4) в виде

$$|D_1(N)|^2 - |\tilde{D}_1(N)|^2 - \sum_{i=2}^n |M_{1i}(N)|^2 + \sum_{m=2}^n \frac{|\alpha_m|^2}{|\alpha_1|^2} \left(|D_1(N)|^2 - |\tilde{D}_1(N)|^2 - \sum_{i=2}^n |M_{1i}(N)|^2 \right) = 1,$$

откуда, используя формулы (5), имеем:

$$|D_1(N)|^2 = |\tilde{D}_1(N)|^2 + \sum_{i=2}^n |M_{1i}(N)|^2 + |\alpha_1|^2 / \sum_{m=1}^n |\alpha_m|^2. \quad (9)$$

Учитывая формулы (6), определяющие α_m , вместо (9) окончательно получим

$$|D_1(N)|^2 = |\tilde{D}_1(N)|^2 + \sum_{i=2}^n |M_{1i}(N)|^2 + |T_1/T|^2. \quad (10)$$

Введем обозначения

$$|T/T_1| D_1(N) = D_N, \quad |T/T_1| \tilde{D}_1(N) = \tilde{D}_N, \quad M_{1i}(N) |T/T_1| = M_{iN}. \quad (11)$$

Тогда, вместо системы уравнений (7), можно написать следующие уравнения:

$$\begin{aligned} D_N &= \bar{\alpha}_N r_N \tilde{D}_{N-1} + \bar{\alpha}_N D_{N-1}, \\ \tilde{D}_N &= \bar{\alpha}_N^* r_N^* D_{N-1} + \bar{\alpha}_N^* \tilde{D}_{N-1}, \\ M_{i,N} &= \bar{\alpha}_N M_{i,N-1}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$r_N = R_1(N) \pi, \quad \bar{\alpha}_N = \alpha_1(N) = (1/T_{1N}) |T_{1N}/T_N|^2. \quad (13)$$

В задачах одномерного рассеяния при исследовании локализации частицы вводится ландауэровское сопротивление, которое равняется $|\tilde{D}_1|^2$. В случае многоканального рассеяния нам необходимо определить два сопротивления. Одно из них мы назовем ландауэровским сопротивлением и обозначим

$$\rho_N^L = \sum_{m=1}^n |\tilde{D}_m(N)|^2 = |\tilde{D}_N|^2. \quad (14)$$

Введем новое сопротивление ρ_N^S и определим его как

$$\rho_N^S = \sum_{m=1}^n \sum_{i=2}^n |M_{mi}|^2 = |T/T_1|^2 \sum_{i=2}^n |M_{1i}|^2 = \sum_{i=2}^n |M_{iN}|^2. \quad (15)$$

Учитывая (11), (14) и (15), уравнение (10) можно записать в следующем виде:

$$|D_N|^2 = \rho_N^L + \rho_N^S + 1. \quad (16)$$

Для нахождения ρ_N^L и ρ_N^S мы используем систему уравнений (12).

Прежде чем перейти к получению уравнений, определяющих ρ_N^L , отметим очень важное свойство функции π , входящей в (8). Предположим, что потенциалы, заданные формулой (1), идентичны, имеют толщину d и находятся друг от друга на расстоянии h . Тогда, если начало координат по x находится в середине нулевого потенциала, то центр N -ого потенциала будет на расстоянии $x_N = pN$, где $p = d + h$. Амплитуды отражения и прохождения для m -ого канала зависят от x_N следующим образом [7]:

$$R_m(N) = r_m e^{-i(k_1 + k_m)x_N}, \quad T_m(N) = t_m e^{-i(k_1 - k_m)x_N},$$

следовательно,

$$\pi = 1 + \sum_{m=2}^n \frac{R_m(N)T_m(N-1)}{R_1(N)T_1(N-1)} = 1 + \sum_{m=2}^n \frac{t_m r_m e^{-ik_m p}}{t_1 r_1 e^{-ik_1 p}}, \quad (17)$$

где r_m и t_m – части амплитуд рассеяния, которые не зависят от N . Согласно формуле (17), коэффициент π , входящий в систему уравнений (12), не зависит от значения N .

3. Уравнения для определения сопротивления ρ_N^L

Чтобы найти уравнение, определяющее ландауэровское сопротивление ρ_N^L , мы используем первые два уравнения системы уравнений (12). Последнее уравнение этой системы дает возможность определить M_{iN} , а, следовательно, и ρ_N^S , как заданные функции от N .

Если ввести обозначение

$$P_N = D_N \tilde{D}_N^*, \quad (18)$$

то из второго уравнения системы (12), получим

$$\rho_N^L = |\bar{\alpha}_N|^2 (1 + |r_N|^2) \rho_{N-1}^L + |\bar{\alpha}_N|^2 r_N^* P_{N-1} + |\bar{\alpha}_N|^2 r_N P_{N-1}^* + |\bar{\alpha}_N|^2 |r_N|^2 (1 + \rho_{N-1}^S). \quad (19)$$

При получении уравнений (19) мы использовали уравнение (16). Далее, из первых двух уравнений системы (12) можно получить уравнение, определяющее функцию P_N :

$$P_N = \bar{\alpha}_N^2 P_{N-1} + \bar{\alpha}_N^2 r_N^2 P_{N-1}^* + 2\bar{\alpha}_N^2 r_N \rho_{N-1}^L + \bar{\alpha}_N^2 r_N (\rho_{N-1}^S + 1). \quad (20)$$

Система уравнений (19) и (20) определяет неизвестные сопротивления ρ_N^L и искомую функцию P_N .

Прежде чем перейти к исследованию возможных решений системы уравнений (19) и (20), преобразуем их в удобную для решения форму. Для этого обозначим

$$\begin{aligned} \alpha_N &= |\bar{\alpha}_N|^2, & \beta_N' &= |\bar{\alpha}_N|^2 r_N, \\ \gamma_N' &= \bar{\alpha}_N^2 r_N, & \delta_N' &= \bar{\alpha}_N^2 r_N^2, & \kappa_N' &= \alpha_N^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Тогда, вместо (19) и (20), имеем

$$\begin{aligned}\rho_N^L &= \alpha_N \left(1 + |r_N|^2\right) \rho_{N-1}^L + \beta_N^* P_{N-1} + \beta_N^* P_{N-1}^* + \alpha_N \left(\rho_{N-1}^S + 1\right), \\ P_N &= \kappa_N^* P_{N-1} + \delta_N^* P_{N-1}^* + \gamma_N^* \left(2\rho_{N-1}^L + 1\right) + \gamma_N^* \rho_{N-1}^S.\end{aligned}\quad (22)$$

Теперь снова обозначим

$$\beta_N^* = e^{2ik_1 x_N} \beta_N, \quad \gamma_N^* = e^{2ik_1 x_N} \gamma_N, \quad \delta_N^* = e^{4ik_1 x_N} \delta_N, \quad \kappa_N^* = \kappa_N, \quad (23)$$

где

$$\beta_N = |\bar{\alpha}|^2 r_N, \quad \gamma_N = \bar{\alpha}_N^2, \quad \delta_N = \bar{\alpha}_N^2 r_N^2, \quad \kappa_N = \bar{\alpha}_N^2, \quad |r_{1N}|^2 = |r_N|^2, \quad (24)$$

и эти величины не зависят от x_N . Введем обозначения

$$P_N = e^{2ik_1 x_N} S_N, \quad \eta_{N-1} = e^{2ik_1 \Delta x_{N-1}}, \quad (25)$$

где $\Delta x_N = x_N - x_{N-1}$. Тогда систему уравнений (22) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}\rho_N^L &= \alpha_N \left(1 + |r_N|^2\right) \rho_{N-1}^L + \beta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^* + \beta_N^* \eta_{N-1}^* S_{N-1} + \alpha_N |r_N|^2 \left(\rho_{N-1}^S + 1\right), \\ S_N &= \kappa_N \eta_{N-1}^* S_{N-1} + \delta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^* + \gamma_N \left(2\rho_{N-1}^L + 1\right) + \gamma_N \rho_{N-1}^S,\end{aligned}\quad (26)$$

где S_N зависит от $\Delta x_{N-1}, \Delta x_{N-2}, \dots, \Delta x_0$.

В общем случае решение системы уравнений (26) сопряжено с определенными математическими трудностями. Однако, если потенциалы цепочки (1) почти идентичны, то есть их параметры имеют малый разброс около их средних значений, то тогда в этих уравнениях можно провести усреднение. Оно производится по заданному распределению этих отклонений от их средних значений. Действительно, например, среднее для функции η_{N-1} , равное η , будет зависеть от среднего расстояния между потенциалами, так как оно зависит от расстояния между потенциалами N и $N-1$. Слагаемые, входящие в систему уравнений (26), имеют такой вид, что позволяют факторизацию, то есть, например, при усреднении слагаемого $\beta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^*$ можно записать

$$\langle \beta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^* \rangle = \langle \beta_N \rangle \langle \eta_{N-1} \rangle \langle S_{N-1}^* \rangle.$$

Если средние значения, входящие в усредненные уравнения (26), обозначить теми же буквами, то вместо уравнений (26) получим:

$$\begin{aligned}\langle \rho_N^L \rangle &= \alpha \left(1 + |r|^2\right) \langle \rho_{N-1}^L \rangle + \beta \eta \langle S_{N-1}^* \rangle + \beta^* \eta^* \langle S_{N-1} \rangle + \alpha |r|^2 \left(\langle \rho_{N-1}^S \rangle + 1\right), \\ \langle S_N \rangle &= \kappa \eta \langle S_{N-1}^* \rangle + \delta \eta^* \langle S_{N-1} \rangle + \gamma \left(2 \langle \rho_{N-1}^L \rangle + 1\right) + \gamma \langle \rho_{N-1}^S \rangle,\end{aligned}\quad (27)$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ и η не зависят от N . Мы также учли, что $|r_N|^2 = |r|^2$ не зависит от индекса N . Первое из уравнений (27) есть рекуррентное уравнение для

определения ландауэровского сопротивления $\langle \rho_N^L \rangle$. Однако в него входят неизвестные функции $\langle S_{N-1} \rangle$ и $\langle S_{N-1}^* \rangle$. Их необходимо выразить через функции $\langle \rho_N^L \rangle$ и $\langle \rho_N^S \rangle$, чтобы получить уравнение для определения $\langle \rho_N^L \rangle$. Для этого запишем первое из уравнений (27) для функций $\langle \rho_{N-1}^L \rangle$ и $\langle \rho_{N-2}^L \rangle$, а второе из этих уравнений – для функций $\langle S_{N-1} \rangle$, $\langle S_{N-1}^* \rangle$, $\langle S_{N-2} \rangle$, $\langle S_{N-2}^* \rangle$. Тогда получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
\langle \rho_{N-1}^L \rangle &= \alpha(1+|r|^2) \langle \rho_{N-2}^L \rangle + \eta\beta \langle S_{N-2}^* \rangle + \beta^* \eta^* \langle S_{N-2} \rangle + \alpha|r|^2 (\langle \rho_{N-2}^S \rangle + 1), \\
\langle \rho_{N-2}^L \rangle &= \alpha(1+|r|^2) \langle \rho_{N-3}^L \rangle + \eta\beta \langle S_{N-3}^* \rangle + \beta^* \eta^* \langle S_{N-3} \rangle + \alpha|r|^2 (\langle \rho_{N-3}^S \rangle + 1), \\
\langle S_{N-1} \rangle &= \kappa\eta^* \langle S_{N-2} \rangle + \delta\eta \langle S_{N-2}^* \rangle + \gamma(2 \langle \rho_{N-2}^L \rangle + 1) + \gamma \langle \rho_{N-2}^S \rangle, \\
\langle S_{N-1}^* \rangle &= \kappa^* \eta \langle S_{N-2}^* \rangle + \delta^* \eta^* \langle S_{N-2} \rangle + \gamma^*(2 \langle \rho_{N-2}^L \rangle + 1) + \gamma^* \langle \rho_{N-2}^S \rangle, \\
\langle S_{N-2} \rangle &= \kappa\eta^* \langle S_{N-3} \rangle + \delta\eta \langle S_{N-3}^* \rangle + \gamma(2 \langle \rho_{N-3}^L \rangle + 1) + \gamma \langle \rho_{N-3}^S \rangle, \\
\langle S_{N-2}^* \rangle &= \kappa^* \eta \langle S_{N-3}^* \rangle + \delta^* \eta^* \langle S_{N-3} \rangle + \gamma^*(2 \langle \rho_{N-3}^L \rangle + 1) + \gamma^* \langle \rho_{N-3}^S \rangle.
\end{aligned} \tag{28}$$

В результате имеем шесть уравнений для шести неизвестных функций: $\langle S_{N-1} \rangle$, $\langle S_{N-1}^* \rangle$, $\langle S_{N-2} \rangle$, $\langle S_{N-2}^* \rangle$, $\langle S_{N-3} \rangle$ и $\langle S_{N-3}^* \rangle$. После решения этой системы линейных алгебраических уравнений искомые функции $\langle S_{N-1} \rangle$ и $\langle S_{N-1}^* \rangle$, входящие в первое уравнение системы (27), выразятся через функции $\langle \rho_{N-1}^L \rangle$, $\langle \rho_{N-2}^L \rangle$ и $\langle \rho_{N-3}^L \rangle$. В эти решения войдут также функции $\langle \rho_{N-1}^S \rangle$, $\langle \rho_{N-2}^S \rangle$ и $\langle \rho_{N-3}^S \rangle$, которые являются известными функциями от N .

Подставляя найденные из решения системы уравнений (28) функции $\langle S_{N-1} \rangle$ и $\langle S_{N-1}^* \rangle$ в первое уравнение системы (27), для определения ландауэровского сопротивления $\langle \rho_N^L \rangle$ можно получить следующее рекуррентное уравнение:

$$\langle \rho_N^L \rangle - A \langle \rho_{N-1}^L \rangle - B \langle \rho_{N-2}^L \rangle - C \langle \rho_{N-3}^L \rangle - D_N = 0, \tag{29}$$

где

$$\begin{aligned}
A &= \alpha(1+|r|^2) + 2\theta, & B &= 2\phi - \nu - \alpha(1+|r|^2)2\theta, \\
C &= \alpha(1+|r|^2)\nu - 2u, \\
D_N &= \alpha|r|^2(1-2\theta+\nu) + \phi - u + \alpha|r|^2 \langle \rho_{N-1}^S \rangle + \\
&+ (\phi - 2\theta\alpha|r|^2) \langle \rho_{N-2}^S \rangle + (\alpha|r|^2\nu - u) \langle \rho_{N-3}^S \rangle,
\end{aligned} \tag{30}$$

с обозначениями

$$\begin{aligned}
\phi &= \beta^* \eta^* \gamma + \beta \eta \gamma^*, & u &= \eta^* \Gamma^* \gamma + \eta \Gamma \gamma^*, & \nu &= |\eta|^2 (|\kappa|^2 - |\delta|^2), \\
\theta &= \text{Re} \left[\eta^* (\kappa - \delta \Gamma^* / \Gamma) / (1 - \beta \Gamma^* / \beta^* \Gamma) \right], & \Gamma &= \eta^* (\kappa \beta - \delta \beta^*).
\end{aligned} \tag{31}$$

Уравнение (29) определяет ландауэровское сопротивление для системы N случайных двумерных потенциалов типа (1).

4. Заключение

Важным результатом данной статьи является получение рекуррентного уравнения для нахождения ландауэровского сопротивления ρ_N^L в случае рассеяния частицы на системе N случайных потенциалов вида (1). Параметры, описывающие эти потенциалы в среднем, идентичны, однако они обладают композиционным и структурным беспорядком. Последнее приводит к локализации движения частицы по x , и радиус локализации можно определить из решения уравнения (29).

Полученное уравнение (29) в случае одномерного движения или при одноканальном рассеянии сохраняет свой вид. Меняются только входящие в него постоянные [2]:

$$\begin{aligned} A &= 2\alpha - 1 + 2\theta, & B &= 2\phi - \nu - (2\alpha - 1)2\theta, \\ C &= (2\alpha - 1)\nu - 2u, & D &= (\alpha - 1)(1 - 2\theta + \nu) + \phi - u, & \alpha &= \frac{1}{|t|^2}. \end{aligned} \quad (32)$$

Метод решения этого уравнения (29), когда свободный член (D_N) не зависит от N , приведен в работах [2]. Обобщая этот метод, можно найти решения уравнения (29), когда свободный член D_N зависит от N . Этому будет посвящена следующая наша работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. **О.Маделунг.** Локализованные состояния. М., 1985.
2. **Д.М.Седракян, Д.А.Бадалян, А.Ж.Хачатрян.** ФТТ, **41**, 1687 (1999), ФТТ, **41**, 1851 (1999), ФТТ, **42**, 747 (2000).
3. **A.Zh.Khachatrian, G.Robke, D.H.Badalian, D.M.Sedrakian.** Phys. Rev. B, **62**, 13501 (2000).
4. **R.Landauer.** Phil. Mag., **21**, 863 (1970).
5. **Д.М.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 39 (2010); **45**, 183 (2010).
6. **Л.Р.Седракян.** Доклады НАН Армении, **109**, 214 (2009).
7. **Д.М.Седракян, Э.М.Казарян, Л.Р.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 395 (2009).

EQUATION FOR THE LANDAUER RESISTIVITY IN THE CASE OF MULTICHANNEL SCATTERING

D.M. SEDRAKIAN, L.R. SEDRAKIAN

Generalization of the Landauer resistivity ρ_N^L is given for the case of multichannel scattering of a particle by the system of nonoverlapped N random potentials, depending on $x - x_i$ and y , which are localized near points x_i ($i = 1, 2, \dots, N$). It is shown that in this case a new resistivity ρ_N^S appears, which is a power function of N . A recurrent equation is obtained for definition of the Landauer resistivity ρ_N^L .

УДК 548.0

ЯЧЕЙКА НЖК-ХЖК-НЖК КАК ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЙ ВРАЩАТЕЛЬ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

А.А. ГЕВОРГЯН¹, К.Б. ОГАНЕСЯН²

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна

(Поступила в редакцию 17 февраля 2010 г.)

Рассмотрено жидкокристаллическое оптическое устройство, сделанное из оптически анизотропной гетероструктуры. Устройство состоит из слоя холестерического жидкого кристалла (ХЖК), сэндвиченного с обеих сторон одинаковыми фазосдвигающими анизотропными слоями нематического жидкого кристалла (НЖК). В данной структуре слои НЖК являются четвертьволновыми пластинками. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна и методом матриц Мюллера. Исследованы особенности спектров отражения, собственных поляризаций, вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации. Показано, что данное устройство может работать как модулятор света, как система для получения линейно-поляризованного света с электрически управляемым вращением плоскости поляризации (что особенно важно для оптической связи), а также как устройство для получения линейно-поляризованного света из неполяризованного.

1. Введение

Многослойные жидкокристаллические ячейки – самые известные структурные элементы для развития современных технологий по электромагнито-акусто-оптическим системам. Эти ячейки находят широкое применение в качестве управляемых вращателей плоскости поляризации [1-6], а также как динамические фазовращатели, ахроматические миниатюризованные жидкокристаллические устройства для дисплеев [7,8], управляемые фильтры [9-11], беззеркальные лазеры на красителях [12-15], оптические диоды [16,17], и т.д. Главными особенностями этих устройств являются их легкая управляемость, малые потери и размеры. В работах [17-21] детально исследованы новые оптические гетеропереходы анизотропных структур, состоящих из слоя НЖК, сэндвиченных между двумя слоями ХЖК. В этих работах рассматривался такой анизотропный слой, который является *полуволновой* пластинкой. Ниже мы рассмотрим гетеропереход НЖК–ХЖК–НЖК, в котором анизотропный слой является *четвертьволновой* пластинкой, и покажем, что данная система также обладает уникальными полезными свойствами.

2. Результаты и обсуждение

Рассмотрим отражение и прохождение света через систему НЖК–ХЖК–НЖК (рис.1). Прохождение плоской поляризованной волны через данную систему мы будем анализировать модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна [19,22]. Пусть на систему по нормали падает волна с комплексной амплитудой \mathbf{E}_i . Обозначив комплексные амплитуды отраженного и прошедшего полей через \mathbf{E}_r и \mathbf{E}_t , разлагая их по базисным p - и s -поляризациями

$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}$ (\mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s – орты p - и s -поляризации), представим решение задачи в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{R} \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T} \mathbf{E}_i, \quad (1)$$

где \hat{R} и \hat{T} – 2×2 матрицы отражения и пропускания данной системы. Согласно [19,22], если имеется система, состоящая из двух приложенных друг к другу “слева направо” слоев “А” и “В”, то матрицы отражения и пропускания системы “А+В” R_{A+B} и T_{A+B} определяются через аналогичные матрицы составляющих слоев матричными уравнениями

$$\begin{aligned} \hat{R}_{A+B} &= \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{R}_B \left(\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B \right)^{-1} \hat{T}_A, \\ \hat{T}_{A+B} &= \hat{T}_B \left(\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B \right)^{-1} \hat{T}_A, \end{aligned} \quad (2)$$

где \hat{I} – единичная матрица, "тильдой" обозначены соответствующие матрицы отражения и пропускания в случае обратного направления распространения. Для получения матрицы отражения и пропускания системы НЖК–ХЖК–НЖК мы, применяя формулу (2), сначала слой ХЖК сшиваем к слою НЖК с его левой стороны, а затем к полученной системе опять с левой стороны сшиваем второй слой НЖК.

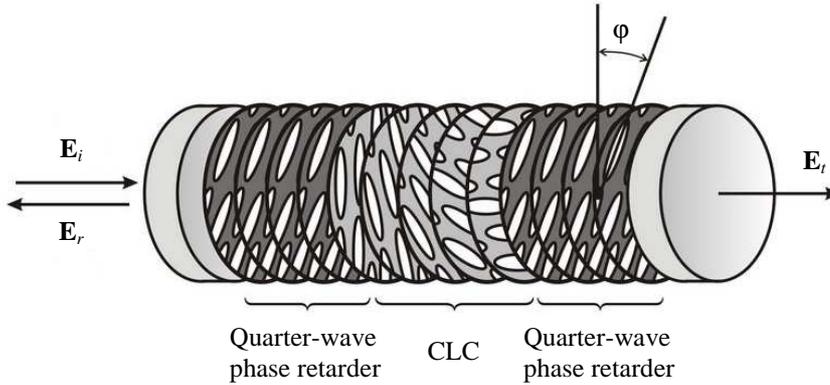


Рис.1. Схематическая иллюстрация оптической гетероструктуры слоя ХЖК, с обеих сторон сэндвиченного двумя слоями НЖК.

Теперь непосредственно перейдем к обсуждению полученных результатов. На рис.2 представлены спектры отражения при падении на систему

НЖК–ХЖК–НЖК света с ортогональными линейными и круговыми поляризациями (а), с собственными поляризациями (b), а также спектры азимута и эллиптичности первой и второй собственных поляризаций (с и d, соответственно). Собственные поляризации (СП) – это две поляризации падающей волны, которые не меняются при прохождении света через систему [22,23]. СП и собственные значения (амплитудные коэффициенты пропускания при падении на систему света с СП) дают много информации об особенностях взаимодействия света с системой, и поэтому в оптике важное значение имеет вычисление СП и собственных значений для каждой данной оптической системы. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде. В общем случае, естественно, есть и определенные отличия: существуют только две СП, тогда как число собственных мод может быть больше двух, причем поляризации всех этих мод могут отличаться друг от друга (например, для невзаимных сред). В СП учтено влияние диэлектрических границ. В частности, как известно, при нормальном падении света СП ХЖК и гиротропных сред практически совпадают с ортогональными круговыми поляризациями, тогда как для негиротропных сред они совпадают с ортогональными линейными поляризациями. Из сказанного следует, что исследование особенностей СП особенно важно в случае неоднородных сред, для которых точное решение задачи неизвестно.

Как видно из рис.2 отличие от отдельного слоя ХЖК (который имеет селективное по отношению к круговым поляризациям дифракционное отражение, т.е. в фотонной запрещенной зоне (ФЗЗ) свет с одной круговой поляризацией полностью отражается, а свет с обратной круговой поляризацией полностью проходит) данная система проявляет свойства селективности по отношению к линейным поляризациям: свет с линейной вдоль оси x поляризацией в ФЗЗ претерпевает полное отражение, а свет с линейной вдоль оси y поляризацией полностью проходит. Эти свойства рассматриваемой системы можно объяснить, если учесть следующие обстоятельства. При распространении света через анизотропный кристалл из-за анизотропии появляется дополнительная разность фаз. Вследствие этого, если (в частности) кристалл является четвертьволновой пластинкой, то при падении на нее линейно поляризованного света, плоскость поляризации которого составляет угол $\varphi = \pi/4$ ($\varphi = -\pi/4$) с оптической осью пластинки, прошедший свет имеет правую (левую) круговую поляризацию.

Далее, данная система имеет еще одно уникальное свойство, а именно, СП данной системы не ортогональные (или квазиортогональные) линейные, не круговые и не эллиптические поляризации. В данном случае в ФЗЗ обе СП имеют практически линейную (причем вдоль оси x) поляризацию (рис.2с,d). Именно этим объясняется практически полное отражение света с обеими СП в ФЗЗ (рис.2b).

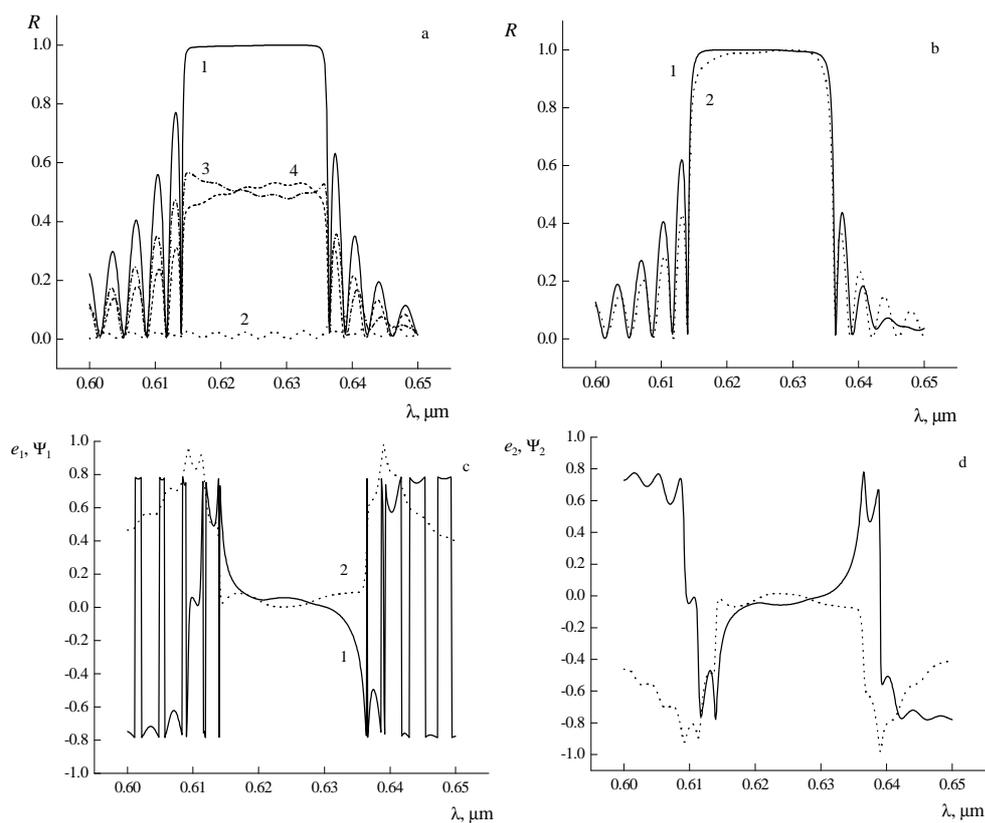


Рис.2. Спектры отражения при падении на систему НЖК–ХЖК– НЖК света с ортогональными линейными и круговыми поляризациями (а), с СП (b) и спектры азимута (кривая 1) и эллиптичности (кривая 2) первой и второй СП (с и d, соответственно). Падающий на систему свет имеет а) линейную вдоль оси x (кривая 1) и y (кривая 2) поляризации, и правую (кривая 3) и левую (кривая 4) круговые поляризации; б) собственные поляризации. Спираль ХЖК правая. Параметры слоя ХЖК следующие: главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_1=2.29$, $\epsilon_2 = 2.143$, шаг спирали $\sigma = 0.42$ мкм, толщина $d = 70\sigma$. Параметры слоя ХЖК следующие: коэффициенты преломления $n_e = 1.746$, $n_o = 1.522$, толщина $d = 0.65$ мкм. Угол $\varphi = 45^\circ$.

Теперь рассмотрим влияние изменения угла φ (угла между оптической осью анизотропного кристалла и осью x лабораторной системы) на отражение. На рис.3 представлены трехмерные графики зависимости отражения от длины волны и угла φ для системы НЖК–ХЖК–НЖК. Падающий на систему свет имеет линейную вдоль оси x (а) и вдоль оси y (b) поляризации, а также правую (с) и левую (d) круговые поляризации. Как видно из рисунков, в случае падения света с линейной поляризацией изменение угла φ существенно влияет на отражение света в ФЗЗ. В случае падения на систему света с линейной вдоль оси x (y) поляризацией коэффициент отражения R меняется от 0 до 1 (от 1 до 0) при изменении угла φ от $\pi / 4$ до $+\pi / 4$. Это означает, что данная система может

работать как идеальный модулятор с глубиной модуляции, равной единице. Так как ориентацией осей молекул НЖК (и, следовательно, ориентацией оптической оси слоя НЖК) можно управлять внешним электрическим полем, то систему НЖК-ХЖК-НЖК можно использовать как электрически управляемый модулятор. Изменение угла φ не влияет на отражение в случае падения на систему света с круговой (причем и левой, и правой) поляризацией (см. рис.3с и d).

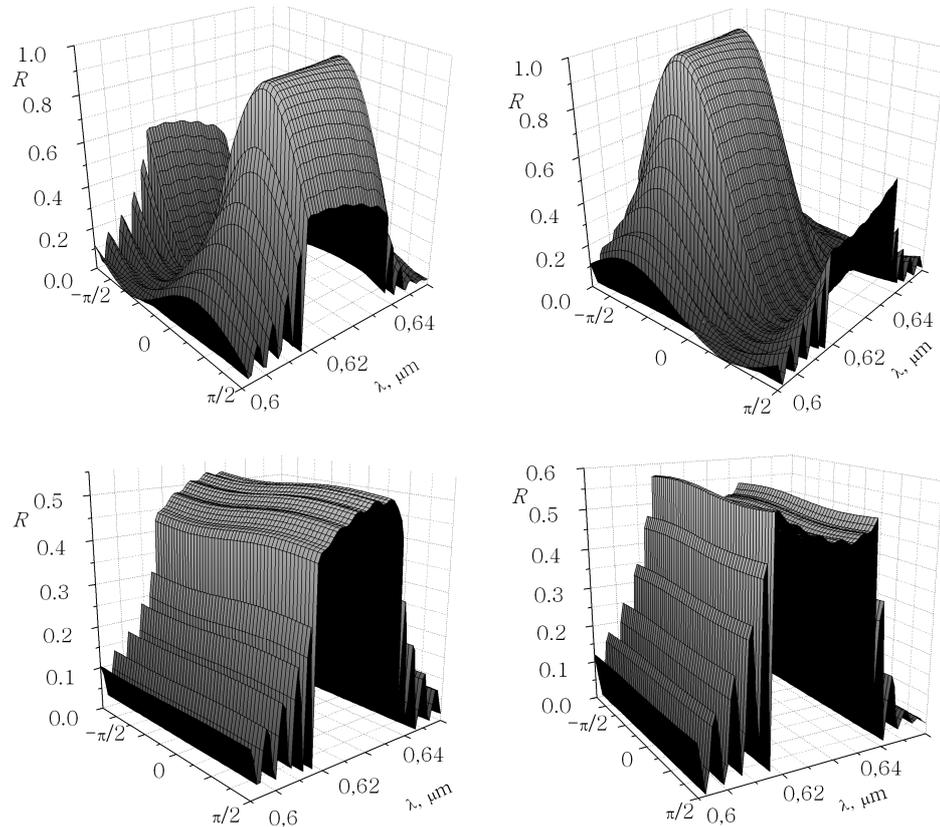


Рис.3. Зависимости отражения от длины волны λ и φ для системы НЖК-ХЖК-НЖК. Падающий на систему свет имеет линейную вдоль оси x (а) и вдоль оси y (б) поляризации, а также правую (с) и левую (d) круговые поляризации. Параметры системы те же, что и на рис.2.

На рис.4 представлены зависимости азимута и эллиптичности одной СП от угла φ для длины волны, находящейся в центре ФЗЗ. Практически такие же зависимости наблюдаются для другой СП. Аналогичные зависимости наблюдаются и для других длин волн в ФЗЗ. Из представленных результатов следует, что система НЖК-ХЖК-НЖК может работать также как система для получения света с электрически управляемым вращением плоскости поляризации. Как известно, большинство элементов оптических систем обычно поляризационно-чувствительны, а сами эти элементы меняют состояние

поляризации света. Каждый из этих элементов выполняет свои функции при заданной входной поляризации света. Поэтому очень важно (особенно для оптической связи) создание оптических элементов для получения сигнала с заданной поляризацией.

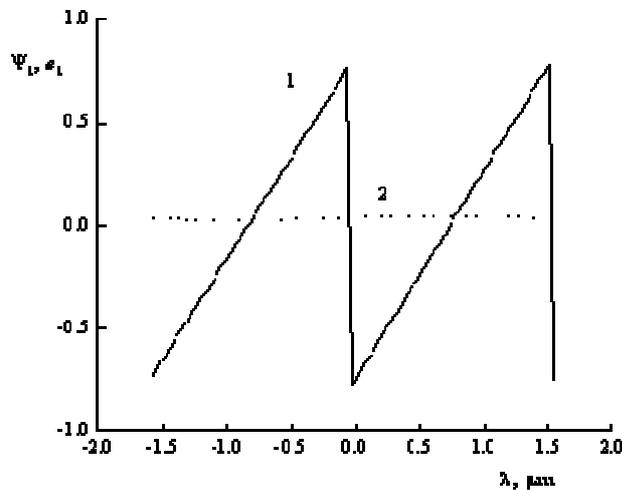


Рис.4. Зависимости азимута ψ_1 (кривая 1) и эллиптичности e_1 (кривая 2) первой СП от угла φ для длины волны, находящейся в центре ФЗЗ ($\lambda=0.625$ мкм). Параметры системы те же, что и на рис.2.

Перейдем к исследованию особенностей взаимодействия неполяризованного света с рассматриваемой системой. Для описания взаимодействия квазимонохроматического частично поляризованного света с оптическими системами обычно пользуются формализмом матриц Мюллера. В этом случае решение задачи отражения–пропускания представляется в виде

$$\mathbf{S}_i = \widehat{M}_i \mathbf{S}_i, \quad \mathbf{S}_r = \widehat{M}_r \mathbf{S}_i, \quad (3)$$

где \mathbf{S}_i , \mathbf{S}_t , \mathbf{S}_r – это 4×1 векторы-столбцы Стокса падающей, прошедшей и отраженной волн, соответственно: $\mathbf{S}_i = I \{1, P \cos(2\Phi_i) \cos(2\Psi_i), P \cos(2\Phi_i) \sin(2\Psi_i), P \sin(2\Phi_i)\}^T$, I – полная интенсивность падающей волны, Ψ_i – азимут и Φ_i – угол эллиптичности эллипса поляризации полностью поляризованной компоненты в падающей волне, P – степень поляризации падающей волны, $\mathbf{S}_{r,t} = (S_0^{r,t}, S_1^{r,t}, S_2^{r,t}, S_3^{r,t})^T$, $S_0^{r,t}$, $S_1^{r,t}$, $S_2^{r,t}$, $S_3^{r,t}$ – параметры Стокса отраженной и прошедшей волн, соответственно, \widehat{M}_i , \widehat{M}_r – 4×4 матрицы Мюллера прошедшей и отраженной волн, соответственно. По известным правилам из 2×2 матриц отражения и пропускания можно получить соответствующие матрицы Мюллера [23]. Интенсивности прошедшего и отраженного света определяются из выражения $I_{t,r} = S_0^{t,r}$. Азимуты $\theta_{t,r}$ и углы эллиптичности $\varepsilon_{t,r}$ эллипсов поляризации полностью поляризованной компоненты в прошедшем

и отраженном свете определяются из условий $\theta_{t,r} = (1/2) \arctan(S_2^{t,r}/S_1^{t,r})$,

$\varepsilon_{i,r} = (1/2) \arctan \left[S_3^{t,r} / (S_1^{t,r} + S_2^{t,r} + S_3^{t,r}) \right]$, а эллиптичности поляризации – из формулы $e_{i,r} = \tan \varepsilon_{i,r}$.

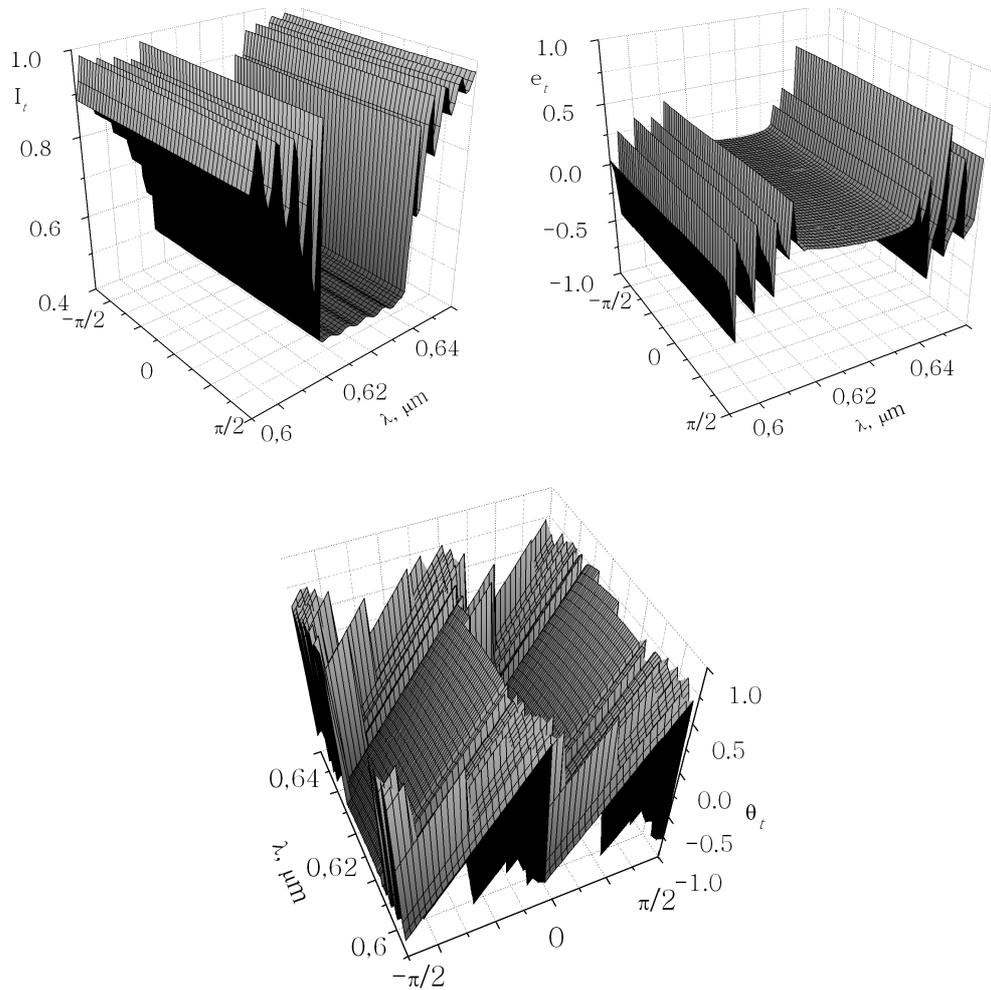


Рис.5. Зависимости интенсивности I_t (а), эллиптичности поляризации e_t (б) и азимута θ_t (с) прошедшего света от длины волны λ и угла φ . Падающий на систему свет полностью неполяризован ($P = 0$). Параметры системы те же, что и на рис.2.

На рис.5 представлены трехмерные графики зависимости интенсивности I_t (а), эллиптичности поляризации Φ_t (б) и азимута поляризации Ψ_t (с) прошедшего света от длины волны и угла φ для системы НЖК–ХЖК–НЖК. Падающий на систему свет полностью неполяризован ($P = 0$). Из графиков следует, что интенсивность прошедшего света приблизительно равна половине интенсивности падающего, и она в ФЗЗ практически не зависит от угла φ . Прошедший свет полностью поляризован, в ФЗЗ имеет линейную поляризацию, азимут которой линейно зависит от угла φ . Это означает, что система НЖК–ХЖК–НЖК может служить как устройство для получения линейно поляризо-

ванного света из неполяризованного света, причем с возможностью электрического управления азимутом поляризации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного Научно-Технического Центра (МНТЦ грант А-1602).

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Safrani, I.Abdulhalim.** Opt. Lett., **34**, 1801 (2009).
2. **H.Ren, S-T.Wu.** Appl. Phys. Lett., **90**, 121 (2007).
3. **F.Yang, L.Ruan, S.A.Jewell, J.R.Sambles.** Opt. Express, **15**, 4192 (2007).
4. **J.A.Davis, G.H.Evans, I.Moreno.** Appl. Opt., **44**, 4049 (2005).
5. **C.Ye.** Opt. Eng., **34**, 3031 (1995).
6. **Z.Zhuang, S-W.Suh, J.S.Patel.** Opt. Lett., **24**, 694 (1999).
7. **Q-H.Wang, T.X.Wu, X.Zhu, S-T.Wu.** Liq. Cryst., **31**, 535 (2004).
8. **M.D.Lavrentovich, T.A.Sergan, J.R.Kelly.** Opt. Lett., **29**, 1411 (2004).
9. **D-K.Yang, S-T.Wu.** Fundamentals of Liquid Crystal Devices. N.Y., Wiley, 2006.
10. **A.Lakhtakia, M.McCall.** Opt. Commun., **168**, 457 (1999).
11. **H.Sarkissian, B.Ya.Zeldovich, N.V.Tabiryan.** Opt. Lett., **31**, 1678 (2006).
12. **V.I.Kopp, B.Fan, H.K.M.Vithana, A.Z.Genack.** Opt. Lett., **23**, 1707 (1998).
13. **A.F.Munoz, P.Palfy-Muhoray, B.Taheri.** Opt. Lett., **26**, 804 (2001).
14. **T.Matsui, R.Ozaki, K.Fuamoto, et al.** Appl. Phys. Lett., **81**, 3741 (2002).
15. **M.H.Song, N.Y.На, К.Аmemiya, et al.** Adv. Mater., **18**, 193 (2006).
16. **A.H.Gevorgyan.** Tech. Phys., **47**, 1008 (2002).
17. **J.Hwang, M.H.Song, B.Park, et al.** Nature Mat., **4**, 383 (2005).
18. **M.H.Song, B.Park, S.Nishimura, et al.** Adv. Funct. Mater., **16**, 1793 (2006).
19. **A.H.Gevorgyan, M.Z.Harutyunyan.** Phys. Rev. E, **76**, 031701 (2007).
20. **А.А.Геворгян.** Письма в ЖТФ, **32**, №16, 18 (2006). (**A.H.Gevorgyan.** Tech. Phys. Lett., **32**, 698 (2006)).
21. **А.А.Геворгян.** Письма в ЖТФ, **34**, №6, 80 (2008). (**A.H.Gevorgyan.** Tech. Phys. Lett., **34**, 262 (2008)).
22. **A.H.Gevorgyan, M.Z.Harutyunyan.** J. Mod. Opt., **56**, 1163 (2009).
23. **R.M.A.Azzam, N.M.Bashara.** Ellipsometry and polarized light. New York, North-Holland, 1977.

NLC–CLC–NLC CELL AS AN ELECTRICALLY TUNABLE POLARIZATION PLANE ROTATOR

A.H. GEVORGYAN, K.B. OGANESYAN

A liquid crystal optical device made of optically anisotropic heterostructure is considered. The device consists of a cholesteric liquid crystal (CLC) layer sandwiched by two phase-shifting anisotropic layers of nematic liquid crystal (NLC). In this structure each of the NLC layers is a quarter-wave plate. The problem is solved both by Ambartsumian's method of layer addition and Muller's matrix method. The peculiarities of reflection spectra, eigen polarizations, rotation of polarization plane and polarization ellipticity are studied. It is shown that the subject device can work as a light modulator, or a system for obtaining linearly polarized light with electrically tunable rotation of the polarization plane (which is especially important for optical communication), as well as a device for obtaining the linearly polarized light from a non-polarized one.

УДК 535.34

КИНЕТИКА РАСПАДА ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$

А.Г. ДЕМИРХАНИЯН¹, Г.Г. ДЕМИРХАНИЯН², Р.Б. КОСТАНИЯН²

¹Ереванский государственный университет, Армения,

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 20 декабря 2009 г.)

Предложена модель для расчета кинетических характеристик распада электронного возбуждения в примесной подсистеме легированных кристаллов с учетом явления пленения электронного возбуждения. Количественные вычисления выполнены для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$: рассчитаны вероятности элементарных актов резонансного и нерезонансного безызлучательного перераспределения энергии электронного возбуждения в примесной подсистеме, определены зависимости времени жизни возбуждения и квантового выхода люминесценции от концентрации парных центров в матрице кристалла LiNbO_3 .

1. Введение

Как известно, на кинетику распада электронного возбуждения в примесной подсистеме легированных кристаллов, возбужденных коротким δ -образным импульсом, при больших концентрациях примесных ионов (когда расстояния между ними достаточно малы) существенное влияние оказывают процессы безызлучательного перераспределения энергии электронного возбуждения (БПЭВ) [1,2]. Однако, при неоднородном распределении примесных ионов в матрице кристалла процессы БПЭВ могут играть важную роль и в случае небольших концентраций примесных ионов. С этой точки зрения кристаллы ниобата лития, LiNbO_3 , легированные редкоземельными (P^{3+}) ионами представляют особый интерес, поскольку распределение примесных ионов в их матрицах, как известно, неоднородно [3,4]. Так что даже при низких концентрациях примесных ионов (~1 ат.%) наряду с одиночными центрами (ОЦ) в кристаллической матрице присутствует некоторое количество парных центров (ПЦ), состоящих из двух, отстоящих друг от друга на расстояние $\sim 4 \text{ \AA}$, P^{3+} ионов [4-7]. Наличие ПЦ в матрицах кристаллов ниобата лития было подтверждено также ЭПР измерениями [8-10]. Теоретические и экспериментальные исследования кинетики распада электронного возбуждения в кристаллах LiNbO_3 , легированных различными P^{3+} ионами, проведены в [6,7,11-15]. В частности, в [6,7] на основе анализа спектров кооперативной люминесценции кристаллов

$\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{MgO},\text{Yb}^{3+}$ предложена модель распределения примесных ионов Yb^{3+} в кристаллической матрице. Согласно этой модели часть примесных ионов формирует ПЦ, в котором один из ионов Yb^{3+} замещает ион Li^+ , а другой – соседний ион Nb^{5+} , расположенный вдоль оси C_3 , одиночные же центры распределены хаотично в литиевых позициях. В [15] предложена модель расчета кинетических характеристик распада электронного возбуждения в примесной подсистеме легированных кристаллов при наличии в них ПЦ. При этом детально рассмотрен случай малых концентраций примесных ионов, когда после δ -образного возбуждения примесной подсистемы перераспределение энергии электронного возбуждения между ОЦ, а также между ОЦ и ПЦ протекает по механизму Форстера [1,2].

В данной статье проводится расчет основных кинетических характеристик распада электронного возбуждения (времени жизни электронного возбуждения и квантового выхода люминесценции) в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$, с учетом наличия в его матрице ПЦ, в случае достаточно больших концентраций примесных ионов, когда «эффектом обеднения возбуждения» можно пренебречь.

2. Модель вычислений

Будем предполагать, что в матрице кристалла LiNbO_3 одновременно присутствуют как парные, так и одиночные центры примесных PZ^{3+} ионов. Кроме того, поскольку расстояние между PZ^{3+} ионами в ПЦ гораздо меньше расстояния между ОЦ и ПЦ, то предположим также, что процесс БПЭВ внутри ПЦ происходит намного быстрее, чем БПЭВ между PZ^{3+} ионами, не образующими ПЦ. Это означает, что в рамках предлагаемой модели электронное возбуждение, попав в ПЦ, покидает его по каналам внутри центров релаксации. Таким образом, процессами переноса энергии возбуждения от ПЦ к ОЦ, а также от одного ПЦ к другому можно пренебречь. Будем пренебрегать также вкладами двухчастичных процессов БПЭВ, когда возбуждение двух ОЦ передается одному и тому же ПЦ, поскольку вероятность таких процессов а priori меньше вероятности одночастичных процессов БПЭВ.

Таким образом, ОЦ могут рассматриваться как «доноры» со временем релаксации возбуждения τ_d , а ПЦ – как своего рода «акцепторы» с временем внутри центров релаксации возбуждения τ_a . Выражение для времени жизни возбуждения в ПЦ имеет вид [15]

$$\tau_a = \tau_d \left(1 + 1/a (e^{\gamma/a} - 1) \right), \quad (1)$$

где $a = w/w_0$ (w – вероятность элементарного акта БПЭВ между PZ^{3+} ионами в ПЦ, $w_0 = \tau_d^{-1}$), γ – положительный параметр, равный по порядку величины единице (численное значение параметра γ можно определить из сравнения вычисленных и экспериментальных значений кинетических характеристик распада возбуждения). Из (1) видно, что происходящие в ПЦ процессы БПЭВ приводят к задержке времени жизни возбуждения (происходит так называемое «явление пленения возбуждения» [16]). Так при $w = w_0$ ($a = 1$), когда скорости

БПЭВ внутри ПЦ сравнимы со скоростью релаксации возбуждения в ОЦ, время жизни возбуждения в ПЦ увеличивается в ~ 1.6 раза. В пределе же сверхбыстрых процессов БПЭВ ($w \rightarrow \infty$) из (1) легко получить $\lim_{w \rightarrow \infty} \tau_a = (1 + 1/\gamma)\tau_d \approx 2\tau_d$.

Кинетические уравнения для числа возбужденных «доноров» n_d и «акцепторов» n_a в случае достаточно больших концентраций акцепторов, когда «эффектом обеднения возбуждения» можно пренебречь, имеют вид

$$\dot{n}_d = -(1/\tau_d)n_d - w_1 n_d (N_a - n_a); \quad \dot{n}_a = -(1/\tau_a)n_a + w_1 n_d (N_a - n_a) \quad (2)$$

с начальными условиями $n_d(0) = n_{d0}$; $n_a(0) = n_{a0}$. Здесь N_a – концентрация акцепторов, w_1 – независимая от времени скорость переноса энергии возбуждения от донора к акцептору, выражения которых для различных механизмов БПЭВ хорошо известны [1,2,17]. Так, для диполь–дипольного механизма БПЭВ $w_1 = (4\pi R_0^3/3)w_{d-a}$ (где w_{d-a} – вероятность элементарного акта БПЭВ в донор-акцепторной паре, R_0 – критическое расстояние БПЭВ, определяемое из условия $w_{d-a}(R_0)\tau_d = 1$). Решение системы (2) в общем случае слишком громоздко. Однако если допустить, что в течение всего процесса БПЭВ возбуждается небольшая часть ПЦ, т.е. выполняется условие $n_a \ll N_a$, то формулы (2) преобразуются к виду

$$\dot{n}_d = -(1/\tau_d)n_d - w_1 n_d N_a; \quad \dot{n}_a = -(1/\tau_a)n_a + w_1 N_a n_d. \quad (3)$$

Решения системы (3) имеют достаточно простой вид:

$$n_d = n_{d0} \exp(-t/\tau_d - N_a w_1 t), \quad (4)$$

$$n_a = n_{a0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) + n_{d0} \frac{N_a w_1 \tau_d \tau_a}{\tau_a (1 + N_a w_1 \tau_d) - \tau_d} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_d} - N_a w_1 t\right) \right]. \quad (5)$$

Определив время жизни возбуждения (τ) во всей примесной подсистеме и квантовый выход люминесценции (η) соотношениями

$$\tau = \int_0^{\infty} t(n_a + n_d) dt / \int_0^{\infty} (n_a + n_d) dt, \quad (6)$$

$$\eta = \frac{1}{(n_{10} + n_{20})} \left\{ \frac{1}{\tau_{ar}} \int_0^{\infty} n_a(t) dt + \frac{1}{\tau_{dr}} \int_0^{\infty} n_d(t) dt \right\}, \quad (7)$$

и используя (4) и (5), получим

$$\tau = \frac{N_a^2 (n_{a0} + n_{d0}) \alpha^2 + N_a \alpha (2n_{a0} + \gamma n_{d0}) + n_{a0} \tau_a^2 + n_{d0} \tau_d^2}{N_a^2 (n_{a0} + n_{d0}) \alpha^2 \tau_a^{-1} + N_a \alpha (2n_{a0} + \gamma n_{d0}) + n_{d0} \tau_d + n_{a0} \tau_a}, \quad (8)$$

$$\eta = \frac{N_a \alpha A_a (n_{a0} + n_{d0}) + n_{a0} \eta_a + n_{d0} \eta_d}{N_a \alpha (n_{a0} + n_{d0}) \tau_a^{-1} + n_{a0} + n_{d0}}. \quad (9)$$

Здесь нами использованы обозначения $\alpha = w_1 \tau_a \tau_d$, $\gamma = (1 + \tau_d \tau_a^{-1})$, $\eta_a = A_a \tau_a$ и

$\eta_d = A_d \tau_d$ (A_a и A_d – вероятности спонтанных излучательных переходов в донорных и акцепторных ионах на заданных длинах волн). Легко видеть, что в случае отсутствия БПЭВ ($w_1 \rightarrow 0$) формулы (8) и (9) преобразуются в известные выражения для времени жизни возбуждения и квантового выхода люминесценции:

$$\tau(w_1 = 0) = (n_{d0} \tau_d^2 + n_{a0} \tau_a^2) / (n_{d0} \tau_d + n_{a0} \tau_a), \quad (10)$$

$$\eta(w_1 = 0) = (n_{a0} \eta_a + n_{d0} \eta_d) / (n_{a0} + n_{d0}). \quad (11)$$

С другой стороны, при сверхбыстром процессе БПЭВ ($w_1 \rightarrow \infty$) из (8) и (9) получаем вполне ожидаемый результат: $\tau(w_1 \rightarrow \infty) = \tau_a$ и $\eta(w_1 \rightarrow \infty) = \eta_a$, т.е. время жизни возбуждения во всей примесной системе и квантовый выход люминесценции определяются соответствующими величинами акцепторов.

Для определения зависимостей кинетических характеристик от концентрации примесных ионов и интенсивности возбуждения, в качестве первого приближения, допустим, что концентрации ПЦ (акцепторов) и ОЦ (доноров), возбужденных в начальный момент времени монохроматическим прямоугольным импульсом с длительностью τ_{ex} , определяются выражениями

$$n_{a0} = 2N_a \exp(-\sigma_{ex} F \tau_{ex}) [1 - \exp(-\sigma_{ex} F \tau_{ex})], \quad (12)$$

$$n_{d0} = (N_0 - 2N_a) [1 - \exp(-\sigma_{ex} F \tau_{ex})], \quad (13)$$

где σ_{ex} – поперечное сечение поглощения примесного иона на длине волны возбуждающего излучения, F – плотность потока фотонов в импульсе падающей волны, N_a и N_0 – соответственно, концентрации ПЦ и примесных ионов. Подставляя формулы (12) и (13) в (8) и (9) и вводя обозначения $z = \sigma_{ex} F \tau_{ex}$ и $x = N_a / N_0$, а также учитывая, что $\tau_a = 2\tau_d$ и $\eta_a = 2\eta_d$, для значений $z > 0$ получим выражения

$$\frac{\tau}{\tau_d} = \frac{2(x^2 \alpha^2 N_0^2 + 3x \alpha N_0 + \tau_d^2)(2x - 1)e^z - 4x(x \alpha N_0 + 2\tau_d)^2}{(x \alpha N_0 + 2\tau_d) [(x \alpha N_0 + \tau_d)(2x - 1)e^z - 2x(x \alpha N_0 + 2\tau_d)]}, \quad (14)$$

$$\frac{\eta}{\eta_d} = \frac{2[(2x - 1)e^z - 2x](x \alpha N_0 + \tau_d) - 4x \tau_d}{[(2x - 1)e^z - 2x](x \alpha N_0 + 2\tau_d)}. \quad (15)$$

Видно, что в случае отсутствия ПЦ ($x = 0$) выражения (14) и (15) дают $\tau = \tau_d$ и $\eta = \eta_d$. Аналогичный результат получается также при условии $z \rightarrow \infty$, означающем, что все примесные ионы возбуждены и, следовательно, $N_a = 0$. Отметим, что выражения (14) и (15) могут быть использованы для определения численных величин скорости БПЭВ w_1 и концентрации ПЦ N_a по экспериментальным значениям времени распада возбуждения и квантового выхода люминесценции.

3. Распад электронного возбуждения в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$

Основные спектроскопические характеристики кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ с учетом штарковской структуры оптического спектра примесного иона определены в [18-20]. В частности, в [19] определены энергии и волновые функции штарковских состояний примесного иона Yb^{3+} (рис.1), а также вероятности спонтанных излучательных межштарковских переходов. Отметим, что энергетическая щель между основным подуровнем ν_5 возбужденного мультиплета и верхним подуровнем ν_4 основного мультиплета составляет более чем 9400 см^{-1} , и поскольку температура Дебая для кристалла LiNbO_3 составляет 503 К ($\omega_D = 350 \text{ см}^{-1}$) [5], то процессами многофотонных безызлучательных переходов можно пренебречь и считать, что время жизни подуровня ν_5 иона Yb^{3+} обусловлено только радиационными переходами. Вероятность излучательного перехода при комнатной температуре на длине волны 1010 нм (переход $\nu_5 \rightarrow \nu_2$) составляет 568.8 с^{-1} , а вероятность излучательных переходов с уровня ν_5 на все нижележащие уровни – 1373.2 с^{-1} [19,20], так что время жизни уровня ν_5 составляет $\tau_0 = 782.2 \text{ мкс}$.

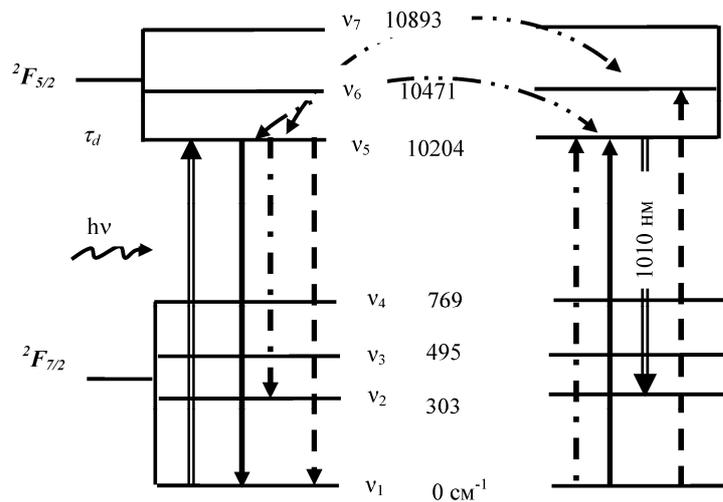


Рис.1. Диаграмма межштарковских переходов, описывающая резонансный и нерезонансный механизмы БПЭВ в $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$.

Из рис.1 видно, что ввиду небольшого значения энергии дебаевского фонона эффективное перераспределение энергии электронного возбуждения между ионами Yb^{3+} может идти по одному резонансному (когда энергия возбуждения донора передается акцептору без потерь) каналу

$$\nu_5(^2F_{5/2}) \xrightarrow{d} \nu_1(^2F_{7/2}) : \nu_1(^2F_{7/2}) \xrightarrow{a} \nu_5(^2F_{5/2}) \quad (16)$$

и двум нерезонансным (с участием одного фонона решетки) каналам

$$\begin{aligned}
A: & \quad \nu_5(^2F_{5/2}) \xrightarrow{d} \nu_1(^2F_{7/2}) : \nu_1(^2F_{7/2}) \xrightarrow{a} \nu_6(^2F_{5/2}), \\
B: & \quad \nu_5(^2F_{5/2}) \xrightarrow{d} \nu_2(^2F_{7/2}) : \nu_1(^2F_{7/2}) \xrightarrow{a} \nu_5(^2F_{5/2}).
\end{aligned} \tag{17}$$

Вероятность элементарного акта БПЭВ между примесными ионами, отдаленными друг от друга на расстояние R , схематично можно представить в следующем виде

$$W(R, T) = W_{\mu\mu}(R, T) + W_{DD}(R, T) + W_{eph}(R, T) + W_{\mu\mu}^{(exch)}(R, T) + W_{eph}^{(exch)}(R, T), \tag{18}$$

где T – температура. Первые три члена в (18) описывают так называемые прямые (мультиполь–мультипольный, вынужденный диполь–дипольный и электрон–фононный), а последние два члена – обменные (мультиполь–мультиполь–ный и электрон–фононный) механизмы БПЭВ. Очевидно, что обменные механизмы БПЭВ, вероятность которых пропорциональна интегралу перекрытия радиальных волновых функций примесных ионов, эффективны при максимальных концентрациях примесных ионов. Однако, расстояние между ионами, образующими ПЦ, составляет $\sim 4\text{Å}$, так что при описании БПЭВ в ПЦ необходимо учитывать все члены в (18). Проводя вычисления по формулам, полученным в [21], для суммарной вероятности элементарного акта БПЭВ, обусловленного резонансными механизмами, получим

$$W_{res} = \left[\left(\frac{2.14 \times 10^4}{R_A^{10}} + \frac{4.683}{R_A^6} \right) \times 10^{10} + 3.312 \times 10^{22} \left(1 + 0.128 Z^4 R_A^2 \right) \frac{1}{R_A^2} \langle r \rangle^4 \right] g(0) \text{ c}^{-1}, \tag{19}$$

а для вероятности элементарного акта нерезонансной БПЭВ –

$$W_{nres}^{(dir)} = \left\{ \left[\frac{1.2}{R_A^6} + \frac{5.05}{R_A^{10}} \right] \frac{1}{\exp(384.5/T) - 1} + \left[\frac{3.02}{R_A^6} + \frac{4.39}{R_A^{10}} \right] \frac{1}{\exp(436.9/T) - 1} \right\} \times 10^9 \text{ c}^{-1} \tag{20}$$

$$W_{nres}^{(exch)} = \left[0.107 \frac{(J_A(T) - 1)^2}{\exp(384.5/T) - 1} + 1.901 \frac{(J_B(T) - 1)^2}{\exp(436.9/T) - 1} \right] 10^{14} \langle r \rangle^4 \text{ c}^{-1}. \tag{21}$$

В (19)–(21) введены следующие обозначения: Z – эффективный заряд ионов первой координационной сферы примесного иона, $g(0)$ – интеграл перекрытия спектров поглощения акцептора и испускания донора, $\langle r \rangle$ – интеграл перекрытия радиальных волновых функций акцептора и донора,

$$J_{A,B}(T) = 3 \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{T_D/T} x^3 \frac{x + (T_0/T) \text{cth}(x/2)}{(T_0/T)^2 - x^2} dx,$$

$T_0 = \hbar |\Delta_0| / k$ (Δ_0 – расстройка от резонанса). Вычисление интегралов перекрытия $g(0)$ и $\langle r \rangle$ на основе хартри-фоковских радиальных волновых функций примесного иона для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ проведено в [21]. Расчетные значения вероятностей элементарных актов БПЭВ при $R = 4 \text{Å}$, а также критических расстояний при комнатной температуре приведены в табл.1. Видно,

что при комнатной температуре резонансные механизмы более эффективны и суммарная вероятность БПЭВ в ПЦ, равная $3.2 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, на три порядка превосходит значение вероятности внутрицентровых переходов, $1.37 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, вычисленное по формуле (1) значение времени жизни возбуждения в ПЦ, $\tau_a = 1452.2 \text{ мкс}$, примерно вдвое превосходит время жизни возбуждения в ОЦ, $\tau_d = 728.2 \text{ мкс}$.

Табл.1. Параметры элементарного акта БПЭВ в $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$.

Механизмы БПЭВ		Каналы БПЭВ			
		Резонансный	Нерезонансный		
			A	B	Сумм.
μμ	^a R _c	8.2	4.12	3.97	4.34
	^b W	1.51×10^6	1.85×10^3	1.27×10^3	3.12×10^3
IDD	^a R _c	7.9	8.34	9.06	9.80
	^b W	8.37×10^4	1.13×10^5	1.85×10^5	2.98×10^5
e-ph	^a R _c	3.8	3.66	6.97	7.0
	^b W	9.65×10^2	8.1×10^2	3.85×10^4	3.93×10^4
Exch. μμ	^a R _c	4.1	3.29	3.44	3.45
	^b W ¹	3.34×10^3	7×10^{-3}	0.1	~0.1
Exch. e-ph	^a R _c	4.4	3.56	3.61	3.63
	^b W	9.18×10^5	0.9	1.9	2.8

^aкритическое расстояние в Å, определяемое из условия $W(R_c) \tau_o = 1$;

^bвероятность элементарного акта БПЭВ в с^{-1} при $T = 300 \text{ К}$ и $R = 4 \text{ Å}$.

Количественные расчеты выполнены для следующих значений параметров: $\tau_d = 728.2 \text{ мкс}$, $A_d = A_a = 568.8 \text{ с}^{-1}$, $\eta_a = 0.826$, $\alpha = 1.06 \times 10^{-6} w$, $N_0 = N_{yb} = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 1.5$. Найденные по формулам (14) и (15) зависимости времени жизни электронного возбуждения и квантового выхода люминесценции на длине волны $\lambda = 1010 \text{ нм}$ от относительной концентрации ПЦ для нескольких типичных значений скорости БПЭВ (w) и интенсивности падающего излучения приведены на рис.2 и 3. Видно, что при наличии ПЦ в матрице кристалла и времена жизни возбуждения, и квантовый выход люминесценции существенно (почти в два раза) увеличиваются. В то же время, очевидно, что время распада возбуждения и квантовый выход люминесценции не превосходят значения соответствующих характеристик акцептора.

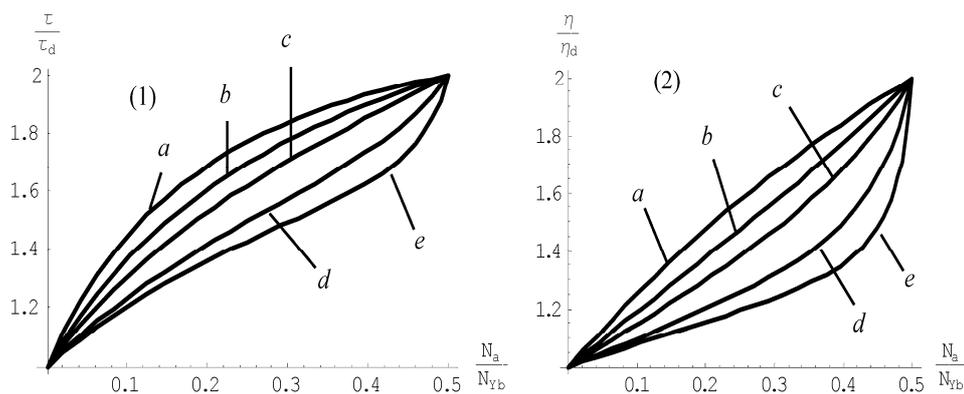


Рис.2. Зависимости времени жизни возбуждения (1) и квантового выхода люминесценции (2) на длине волны 1010.2 нм от относительной концентрации ПЦ при $w = 10^{-18} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$: (a) $\sigma F \tau_p = 0.01$, (b) $\sigma F \tau_p = 0.5$, (c) $\sigma F \tau_p = 1$, (d) $\sigma F \tau_p = 2$, (e) $\sigma F \tau_p = 3$.

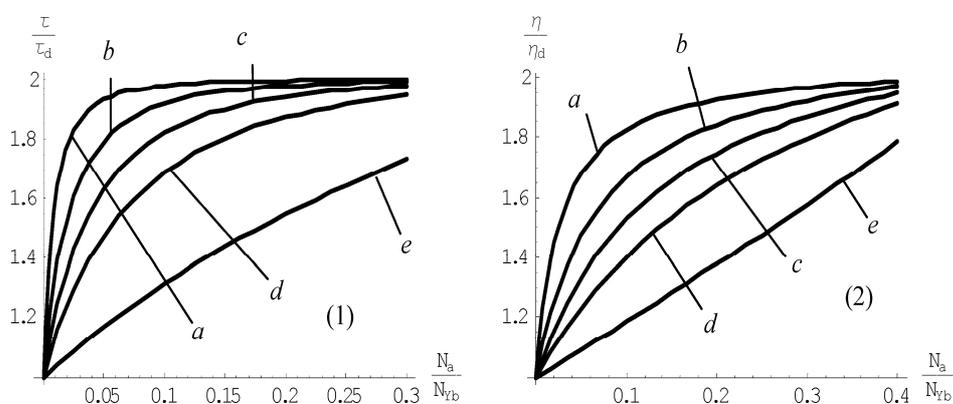


Рис.3. Зависимости времени жизни возбуждения (1) и квантового выхода люминесценции (2) на длине волны 1010.2 нм от относительной концентрации ПЦ при $\sigma F \tau_p = 0.1$: (a) $w = 5 \times 10^{-17} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$, (b) $w = 2 \times 10^{-17} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$, (c) $w = 10^{-17} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$, (d) $w = 0.5 \times 10^{-17} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$, (e) $w = 0$.

4. Заключение

Таким образом, наличие ПЦ в кристаллической матрице существенно влияет на кинетику распада электронного возбуждения во всей примесной подсистеме. Корреляцию между кинетическими характеристиками и концентрацией ПЦ можно установить, анализируя кинетику распада возбуждения при различных интенсивностях падающего излучения. В частности, используя семейство теоретических кривых, описывающих распад возбуждения (рис.2 и 3), по измеренным значениям времени жизни возбуждения и квантового выхода люминесценции при заданной интенсивности возбуждающего излучения можно определить концентрацию ПЦ. Следует подчеркнуть, что предлагаемая модель не является альтернативой существующим [6,15], а дополняет их для

случая относительно больших концентраций примесных ионов, приводя к правильному, по крайней мере, качественному описанию кинетики распада возбуждения. Более того, она с незначительными изменениями может быть применена также в случае, когда примесная подсистема содержит два различных иона A и B . В этом случае очевидно, что необходимо составить систему уравнений типа (3) с учетом более широкого класса примесных формаций, а именно, одиночных центров (состоящих из ионов A и B) и ПЦ типа $(A-A)$, $(B-B)$ и $(A-B)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.М.Агранович, М.Д.Галанин.** Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М., Наука, 1978.
2. **F.Auzel.** Up-conversion in RE-doped Solids. In Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials, eds. G. Liu and B. Jacquier. Berlin, Springer, 2005, p.266.
3. **T.Y.Fan, A.Cordova-Plaza, M.J.F.Digonnet, et al.** J. Opt. Soc. Am. B, **3**, 140 (1986).
4. **L.D.Schearer, M.Leduc, J.Zachorowski.** IEEE J. Quant. Electron., **QE-23**, 1996 (1987).
5. **Ю.С.Кузьминов.** Электро-оптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М., Наука, 1987.
6. **E.Montoya, L.E.Bausa, B.Schaudel, et al.** J. Chem. Phys., **114**, 3200 (2001).
7. **V.G.Babajanyan, G.G.Demirkhanyan, J.B.Gruber, et al.** Laser Phys., **15**, 1150 (2005).
8. **T.Tsuboi, S.M.Kaczmarek, G.Boulon.** J. Alloys. and Compounds. **380**, 196 (2004).
9. **T.Bodziony, S.M.Kaczmarek, J.Hanuza.** J. Alloys and Compounds, **451**, 240 (2008).
10. **T.Bodziony, S.M.Kaczmarek, C.Rudowicz.** Physica B, **403**, 207 (2008).
11. **E.Cantelar, J.A.Muñoz, J.A.Sanz-Garcia, et al.** J. Phys: Cond. Matter, **10**, 8893 (1998).
12. **J.A.Muñoz, B.Herrerros, G.Lifante, et al.** Phys. Stat. Sol. (a), **168**, 525 (1998).
13. **E.Cantelar, F.Cusso.** Appl. Phys., **B69**, 29 (1999).
14. **E.Cantelar, F.Cusso.** J. Phys: Cond. Matter, **12**, 521 (2000).
15. **G.G.Demirkhanyan, R.B.Kostanyan.** Phys. Rev. B, **77**, 094305 (2008).
16. **Т.Т.Басиев, Ю.К.Воронько, В.В.Осико, и др.** ЖЭТФ, **70**, 1225 (1976).
17. **M.Inokuti, F.Hiroyama.** J. Chem. Phys., **43**, 1978 (1965).
18. **E.Montoya, A.Lorenzo, L.E.Bausa.** J. Phys.: Cond. Matter, **11**, 311 (1999).
19. **А.Г.Демирханян, Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджян.** Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 20 (2008).
20. **А.Г.Демирханян, Г.Г.Демирханян, Р.Б.Костанян.** Сб. трудов конф. Лазерная Физика -2007, Аштарак, изд. Гитутюн НАН РА, Ереван, 2008, с.9.
21. **Г.Г.Демирханян.** Количественная теория оптических спектров редкоземельных ионов в лазерных кристаллах. Докторская диссертация, Аштарак, 2007.

KINETICS OF ELECTRONIC EXCITATION DECAY IN $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ CRYSTALS

H.G. DEMIRKHANYAN, G.G. DEMIRKHANYAN, R.B. KOSTANYAN

A model for calculation of kinetic characteristics of electronic excitation decay in the impurity subsystem of doped crystals with taking into account the phenomenon of excitation trapping is suggested. Numerical calculations are carried out for $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ crystals: probabilities of elementary acts of resonance and non-resonance nonradiative redistributions of electronic excitation energy in the impurity subsystem are calculated and the dependences of excitation lifetime and luminescence quantum yield on the concentration of pair centers in the matrix of LiNbO_3 crystals are determined.

УДК 532.783

ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ДИРЕКТОРА ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ–ШОУ

М.Р. АКОПЯН, Г.С. ГЕВОРГЯН, Р.С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 23 марта 2010 г.)

Теоретически изучена переориентация директора жидкого кристалла (ЖК) за счет гидродинамических движений в ячейке Хеле–Шоу. Эти движения возникают, когда ЖК подталкивается сдвиговым напряжением со стороны менее вязкой жидкости или газа (например, воздуха). Для фазового сдвига пробного светового пучка, проходящего через слой ЖК толщиной 100 мкм, получена величина 1 рад при градиенте давления в воздухе $dp/dx = 10^{-5}$ Па/м.

1. Введение

Граничные неустойчивости включают широкую область неравновесного формирования образов, начиная от биологических задач (например, рост бактерий) [1], течения в пористых средах до процессов отвердевания или распространения пламени [2].

Гидродинамические течения жидких кристаллов (ЖК) и переориентация директора ЖК были тщательно изучены. В результате очень специфичного сцепления между полем скорости и директором, вязкие течения, такие как сдвиговое, пуазейлевское или течение по наклонной плоскости, могут стать неустойчивыми даже при очень низких (10^{-6}) числах Рейнольдса. Явления неустойчивости этих течений подробно исследованы в работах [3-6].

Когда в тонкой плоской ячейке жидкость подталкивается менее вязкой жидкостью (например, воздухом), то на границе раздела двух жидкостей развивается неустойчивость и формируются вязкие пальцеподобные структуры [7-9]. Ячейка, в которой эти две жидкости движутся, состоит из двух пластин с очень маленьким разделением между ними и называется ячейкой Хеле–Шоу. Более вязкая жидкость находится на дне этой ячейки, а менее вязкая – в ее верхней части.

Различные конфигурации использовались в исследованиях формирования образов в жидкокристаллических ячейках плоской формы или радиальной геометрии [10]. Гравирование сетки на одной из пластин радиальной ячейки приводит к анизотропии, которая препятствует разделению сцеплений молекул и производит дендриты и облицованные структуры [11]. Высокая анизотропия жидких кристаллов стабилизирует сцепление [12]. Было показано, что в радиальной ячейке Хеле–Шоу образование вязких

пальцеподобных структур на границе раздела воздуха и нематика, при периодическом включении и отключении электрического поля, приводит к переориентации директора нематика и тем самым к изменению его вязкости и поверхностного натяжения [13].

В настоящей работе приведено теоретическое описание гидродинамических движений, вызванных вязким напряжением менее вязкой жидкости (например, воздуха). Это напряжение может быть намного слабее, чем необходимое для формирования пальцеподобных структур и является результатом течения Пуазейля менее вязкой жидкости в верхних частях ячейки Хеле-Шоу. Переориентация директора ЖК, индуцированной этим гидродинамическим движением, приводит к изменению фазы зондирующего света, которое можно легко обнаружить оптическими методами.

2. Линеаризованные гидродинамические уравнения

Рассмотрим горизонтальную плоскопараллельную ячейку Хеле-Шоу в плоскости (x, y) , приведенной на рис.1. Ось z с единичным вектором \mathbf{e}_z направим нормально к стенкам ячейки и предположим, что нижняя граница $z=0$ жестко поддерживает ориентацию директора \mathbf{n} и положение молекул (скорость $\mathbf{v}=0$). Вторая граница нематического жидкого кристалла (НЖК), $z=L$, свободна, находится в контакте с менее вязкой жидкостью и подталкивается ее сдвиговым напряжением $\sigma_0 = \sigma_{xz} = \eta_0 (\partial v_0 / \partial z)$. Здесь η_0 – вязкость верхней жидкости, $\partial v_0 / \partial z$ – градиент скорости в верхней жидкости (см. рисунок).

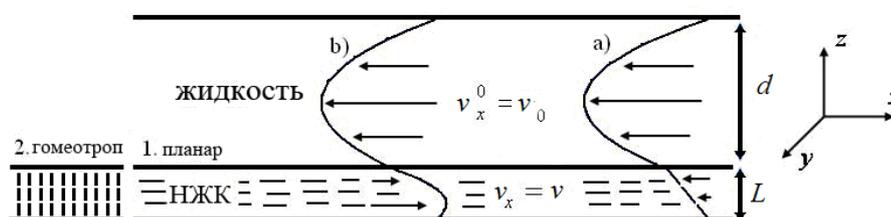


Рис.1. Схема ячейки Хеле-Шоу с течением жидкости в обратном направлении x . На рисунке показаны все четыре возможности: 1) НЖК с планарной начальной ориентацией; 2) НЖК с гомеотропной начальной ориентацией; а) потоки замыкаются поперечным растеканием ($dp/dx=0$); б) отсутствие течения жидкости ($Q = \int_0^L v dz = 0$).

Третья граница, $z=L+d$, сохраняет нулевое значение скорости течения верхней жидкости, где d – толщина ячейки верхней жидкости. В верхней жидкости создается падение давления Δp_0 с градиентом dp_0/dx . Тогда сдвиговое напряжение течения Пуазейля верхней жидкости вызывает гидродинамическое движение в ЖК и, как результат, переориентацию

директора. В рассмотренной геометрии естественно можно предполагать, что скорость НЖК равна $\mathbf{v} = \mathbf{e}_x v(z)$, а возмущение директора НЖК есть $\delta \mathbf{n} = \mathbf{n} - \mathbf{n}_0 = [\mathbf{e}_y \times \mathbf{n}_0] \psi(z)$. Здесь \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y – единичные векторы в направлениях x и y , соответственно.

Тогда линеаризованные гидродинамические уравнения и граничные условия имеют вид [14]

$$\eta_0 \frac{d^2 v_0}{dz^2} = \frac{dp_0}{dx}, \quad v_0(z=L) = v(z=L), \quad v(z=L+d) = 0, \quad (1)$$

$$\eta \frac{d^2 v}{dx^2} = \frac{dp}{dx}, \quad v(z=0) = 0, \quad \eta \frac{dv}{dz} \Big|_{z=L} = \sigma_0, \quad (2)$$

$$K \frac{d^2 \psi}{dz^2} = \alpha \frac{dv}{dz}, \quad \psi(z=0) = 0, \quad \frac{d\psi}{dz} \Big|_{z=L} = 0. \quad (3)$$

Обсудим две возможности начальной ориентации директора. Для планарной ориентации ($\mathbf{n}_0 = \mathbf{e}_x$) имеем $\eta = \eta_1$, $K = K_1$, $\alpha = \alpha_3$. Для гомеотропной ориентации ($\mathbf{n}_0 = \mathbf{e}_z$) имеем $\eta = \eta_2$, $K = K_3$, $\alpha = \alpha_2$, где η_i – коэффициенты вязкости Месовича, α_i – коэффициенты Лесли, и K_i – константы Франка.

Условие $d\psi/dz = 0$ означает, что ориентация НЖК свободна на границе $z = L$. Градиент давления в НЖК dp/dx не зависит от z и определяется условиями замыкания потоков НЖК. Можно считать $dp/dx = 0$, если потоки замыкаются поперечным растеканием. Если же поток должен замыкаться в пределах слоя, то величина dp/dx должна быть получена из условия отсутствия течения

$$\text{полной жидкости: } Q = \int_0^L v dz = 0.$$

3. Переориентация директора НЖК

Решения уравнений (1)–(3) с вышеуказанными граничными условиями имеют вид

$$v_0(z) = \frac{1}{2\eta_0} \frac{dp_0}{dx} (z-L+d\xi)(z-L-d), \quad (3a)$$

$$v(z) = -\xi \frac{d^2}{2\eta_0} \frac{dp_0}{dx} u(z), \quad (3b)$$

$$\psi(z) = -\xi \frac{\alpha d^2 L}{2\eta_0 K} \frac{dp_0}{dx} u(z), \quad (3c)$$

где при $dp/dx = 0$

$$\xi = \left(1 + \frac{\eta d}{\eta_0 L}\right)^{-1}, \quad u(z) = \frac{z}{L}, \quad \varphi(z) = \frac{z}{L} \left(\frac{z}{L} - 2\right)$$

и при условии отсутствия полного течения жидкости

$$\xi = (1 + 4\eta d / \eta_0 L)^{-1}, \quad u(z) = \frac{z}{L} \left(\frac{3z}{L} - 2\right), \quad \varphi(z) = \frac{2z}{L} \left(\frac{z^2}{L^2} - \frac{z}{L} - 1\right).$$

Переориентация (3с) приводит к модуляции фазы $\delta\varphi$ необыкновенной волны, проходящей перпендикулярно через ячейку,

$$\delta\varphi = m\xi^2 \frac{n_{\perp}}{n_{\parallel}^2} (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2) \frac{\alpha^2 (dp_0 / dx)^2 L^3 d^4}{\eta_0^2 K^2 \lambda}. \quad (4)$$

Здесь λ – длина световой волны в пустоте, n_{\parallel} и n_{\perp} – главные показатели преломления НЖК. Имеем $m = 2\pi/15$ для случая $dp/dx = 0$ и $m = \pi/2$ для течения, ограниченного внутри ячейки.

Для численной оценки переориентации директора в ячейке Хеле–Шоу примем значение градиента давления верхней жидкости равным $dp_0/dx = 10^{-6}$ дин/см, значение коэффициента вязкости жидкости $\eta_0 = 2 \times 10^{-4}$ пуаз, толщину ячейки жидкости $d = 0.5$ см, длину волны $\lambda = 0.63$ мкм, толщину ячейки НЖК $L = 100$ мкм, показатели преломления НЖК МВВА $n_{\parallel} = 1.71$ и $n_{\perp} = 1.51$. Мы использовали в оценках первоначально гомеотропно ориентированную ячейку НЖК с $\alpha = \alpha_2 = -0.77$ Р, $\eta = \eta_2 = 1$ Р, $K = K_3 = 7.5 \times 10^{-7}$ дин. В случае свободного течения НЖК, $dp/dx = 0$, получаем для скорости воздуха и НЖК при $z = L$ значение $v_0 = v = 2 \times 10^{-9}$ см/с и для модуляции фазы $\delta\varphi = 1.5$ рад. А в случае отсутствия полного течения имеем $v_0 = v = 5 \times 10^{-10}$ см/с и $\delta\varphi = 0.34$ рад, соответственно. По нашему мнению, такой поток и модуляцию фазы легко можно обнаружить в эксперименте. Важно отметить, что обычно $\eta d / \eta_0 L \ll 1$ и имеем зависимость модуляции фазы от L и d в форме $\delta\varphi \approx L^5 d^2$.

4. Заключение

В настоящей работе сделан количественный расчет переориентации директора НЖК в ячейке Хеле–Шоу. Важно отметить, что в нашей модели есть некоторые ограничения. Во-первых, предполагается, что начальная ориентация директора однородна всюду по ячейке. Известно, что угол, составленный директором со свободной поверхностью, зависит от типа НЖК. Например, для РАА директор ориентируется почти параллельно к свободной поверхности, а для МВВА ориентация директора на свободной поверхности является почти вертикальной. Если директор не ориентирован параллельно свободной поверхности, то переориентация директора в ячейке имеет место даже в стационарном случае. Во-вторых, мы приняли толщину ячейки постоянной. Здесь мы также пренебрегли возможностью возмущения поверхности разделения жидкостей. Однако, несмотря на все эти ограничения, данные

рассмотрения очень полезны для исследования динамики ЖК и для создания сверхчувствительных датчиков воздушного потока.

Авторы благодарят Б.Я. Зельдовича за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **I.C.Kim**. J. Diff. Equations, **223**, 161 (2006); **D.H.Yeon, P.R.Cha, A.Voigt, K.Thornton**. Phys. Rev. E, **76**, 011601 (2007).
2. **E.Ben-Jacob, H.Levine**. Adv. Phys., **49**, 395 (2000); **J.P.Gollub, J.S.Langer**. Rev. Mod. Phys., **71**, S396 (1999).
3. **P.Pieranski, E.Guyon**. Phys. Rev. A, **9**, 404 (1974).
4. **E.Dubios-Violette, G.Durand, E.Guyon, P.Manneville, P.Pieranski**. Liq. Cryst. Solid State Phys. Suppl., **14**, 147(1978).
5. **P.Manneville**. J. de Physique, **40**, 713 (1979).
6. **Yu.S.Chilingaryan, R.S.Hakobyan, N.V.Tabiryan, B.Ya.Zel'dovich**. J. de Physique, **45**, 413 (1984).
7. **P.C.Saffman, G.I.Taylor**. Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **245**, 312 (1958).
8. **D.Bensmon, L.P.Kadanoff, S.Liang, B.I.Shraiman, C.Tang**. Rev. Mod. Phys., **58**, 271 (1986).
9. **P.C.Saffman**. Fluid Mech., **173**, 73 (1986); **G.M.Homsy**. Ann. Rev. Fluid Mech., **19**, 271 (1987).
10. **K.McCloud, J.Maher**. Phys. Rep., **260**, 139 (1995).
11. **E.Ben-Jacob, P.Garik**. Nature (London), **343**, 523 (1990).
12. **R.Floch, J.Casademunt, A.Hernández-Machado**. Phys. Rev. E, **61**, 6632 (2000).
13. **R.Folch et al**. Phys. Rev. E, **64**, 056225 (2001).
14. **R.S.Akopyan, V.S.Ovsepyan, B.Ya.Zel'dovich**. Sov. Phys. Tech. Phys., **59** (11), 208 (1989).

ՀԵՂՈՒՎ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՈՒՂՂՈՐԴԻ ՎԵՐԱԿՈՂՄՆՈՐՈՇՈՒՄԸ ՀԵԼԵ-ՇՈՈՒՅԻ ԲՁՁՈՒՄ

Մ.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Գ.Ս. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է հեղուկ բյուրեղի (ՀԲ) ուղղորդի վերակողմնորոշումը Հելե-Շոուի բջջում՝ հիդրոդինամիկ շարժումների շնորհիվ: Այս շարժումներն առաջանում են, երբ ՀԲ-ն հրվում է ավելի փոքր մածուցիկությամբ հեղուկի կամ գազի (օրինակ՝ օդի) շեղման լարվածությամբ: 100 մկմ հաստությամբ ՀԲ շերտով անցնելիս զոնդող լուսային փնջի փուլի փոփոխության համար ստացվել է 1 ռադ արժեք, երբ ճնշման գրադիենտն օդում $dp/dx = 10^{-5}$ Պա/մ է:

REORIENTATION OF THE LIQUID CRYSTAL DIRECTOR IN A HELE-SHAW CELL

M.R. HAKOBYAN, G.S. GEVORGYAN, R.S. HAKOBYAN

Reorientation of liquid crystal (LC) director due to the hydrodynamic motions in a Hele-Shaw cell is studied theoretically. These motions arise when LC is pushed by viscous stress of a less viscous fluid (e.g., air). We have obtained the value of 1 rad for the probe light wave phase change at the LC film thickness of 100 μm and pressure gradient of $dp/dx = 10^{-5}$ Pa/m in the air.

УДК 548.0

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОТОКА, ИНДУЦИРОВАННОГО ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ В ПЛАНАРНЫХ ДВУМЕРНЫХ *n-p-n* СТРУКТУРАХ

С.Т. МУРАДЯН

Центр по сверхпроводимости и научному приборостроению, Ереванский
государственный университет, Армения

Российско-Армянский (Славянский) государственный университет, Ереван

(Поступила в редакцию 16 апреля 2010 г.)

Измерена величина индуцированного в двумерных *n-p-n* структурах фототока в зависимости от положения падающего на их поверхности фокусированного лазерного луча. Исследуемые образцы были получены из *p*-легированной $\text{GaAs/In}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As/Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ гетероструктуры путём локального перекомпенсационного легирования кремнием. Такие структуры обладают высокой фоточувствительностью, а величина индуцированного в них фототока меняется линейно с изменением положения падающего луча почти на всём промежутке между двумя *p-n* переходами. На основе двумерных *n-p-n* структур сконструирован датчик абсолютного положения и оценено пространственное разрешение такого координатно-чувствительного элемента.

Двумерные *p-n* переходы (т.е. переходы в плоскости, образованные вдоль линии соприкосновения двумерного дырочного газа (2МДГ) и двумерного электронного газа (2МЭГ)) обладают рядом интересных свойств. Например, ширина обеднённого слоя линейно зависит от обратного напряжения [1], а величина его ёмкости довольно мала (~20 нФ/мкм) и имеет слабую зависимость от приложенного напряжения [2-4], что позволяет создавать на основе таких структур быстродействующие элементы микроэлектроники. К тому же эти структуры имеют довольно большую поверхность и характеризуются высокой фоточувствительностью в области собственного поглощения. Величина и знак фототока, индуцированного фокусированным лазерным лучом в структурах, основанных на двумерных *p-n* переходах, проявляет сильную зависимость от положения луча [5,6], что позволяет использовать эти элементы и в качестве датчиков абсолютного положения или смещения. Таким образом, создание структур на основе двумерных *p-n* переходов и исследование их физических свойств является актуальной задачей современной оптоэлектроники.

В настоящей работе исследована зависимость величины индуцированного в двумерных *n-p-n* переходах фототока от положения падающего лазерного луча относительно расстояния до *p-n* переходов. На основе полученных результатов

сконструирован датчик абсолютного положения на основе двумерных $n-p-n$ структур и оценено пространственное разрешение такого координатно-чувствительного элемента. Для этой цели мы использовали структуры, описанные в работе [5]. Эти структуры были получены путём локального перекомпенсационного легирования фокусированным ионным пучком (ФИП-легирование) исходно p -модуляционно-легированной GaAs/In_{0.11}Ga_{0.89}As/Al_{0.33}Ga_{0.67}As гетероструктуры. Для получения гетероструктуры на тонкой пленке GaAs ($E_g = 1.43$ эВ) толщиной 650 нм методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращивают 10 нм-овый слой In_{0.11}Ga_{0.89}As ($E_g = 1.26$ эВ), образующий квантовую яму. За ним следует 10 нм-овый ограничивающий барьерный слой Al_{0.33}Ga_{0.67}As ($E_g = 1.83$ эВ). После этого выращивается переходный слой, представляющий собой легированную углеродом (C) сверхрешётку с 16-ю периодами: 2 нм GaAs / 1 нм AlAs. Далее наращивают плёнку Al_{0.33}Ga_{0.67}As толщиной 117 нм, а затем покрывают 5 нм-овым защитным слоем GaAs (рис.1). Для получения $p-n$ перехода полученный образец локально перекомпенсируют с помощью ФИП легирования кремнием (Si).

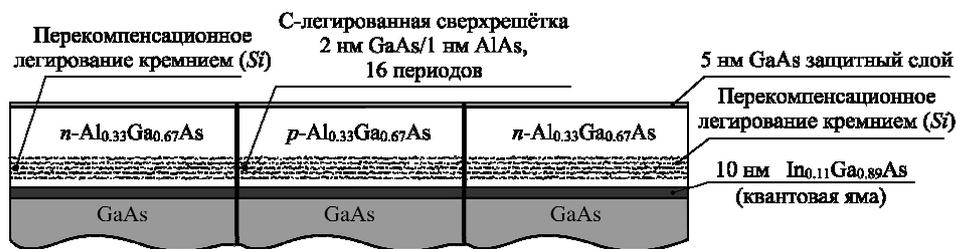


Рис.1. Схематическое изображение гетероструктуры с двумя $p-n$ переходами.

Исследованные двумерные $n-p-n$ структуры были получены с применением описанной выше технологии в университете Бохума [4]. В таких структурах генерированные светом электронно-дырочные пары разделяются поперечными контактными электрическими полями, создавая фототок. Величина генерированного фототока зависит от положения лазерного луча, так как из-за рекомбинационных потерь число разделённых электронно-дырочных пар зависит от расстояния точки генерации до областей поверхностного заряда двух $p-n$ переходов. Величина фототока максимальна, когда генерация происходит в области поверхностного заряда одного из $p-n$ переходов, где практически все генерированные пары участвуют в фототоке.

При использовании лазера с длиной волны 633 нм свет в основном поглощается в верхнем, широкозонном ограничивающем слое Al_{0.33}Ga_{0.67}As, вследствие чего в этом слое локально возбуждаются электронно-дырочные пары, которые начинают диффузионно расплываться во все стороны. Необходимо иметь в виду, что слой Al_{0.33}Ga_{0.67}As очень тонкий, его толщина меньше диффузионной длины электронно-дырочных пар и рекомбинационные потери при диффузии в

направлении распространения света практически отсутствуют. Поэтому они диффундируют к квантовой яме, достигая которой, захватываются в яму.

Иначе обстоит дело с поперечной диффузией неравновесных носителей заряда, поскольку поперечная ширина структуры (расстояние между двумя $p-n$ переходами) в нашем эксперименте составляет ~ 80 мкм, что намного превосходит диффузионную длину электронно-дырочных пар в слое $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$. Вследствие этого, из-за рекомбинационных потерь генерированные пары не могут дать заметного вклада в фототок (особенно, когда световое пятно находится в центральной части p -области, где и наблюдается линейная зависимость фототока от положения падающего пучка). Поэтому вклад слоя $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ в фототок $n-p-n$ структуры практически отсутствует.

Захваченные в яме электронно-дырочные пары характеризуются большими подвижностями и диффузионными длинами, благодаря использованию принципа модуляционного легирования при изготовлении исследованных образцов. Легированные примеси находятся в тонком сверхрешёточном слое, который разделён от квантовой ямы слоем «спейсера». Благодаря этому, диффузионная длина электронно-дырочных пар в квантовой яме настолько велика, что неравновесные носители заряда после захвата в яму начинают двигаться к областям «поверхностного» заряда $n-p$ и $p-n$ переходов, разделяются поперечными контактными полями и дают вклад в общий фототок, при этом претерпевая малые рекомбинационные потери. В результате практически весь фототок формируется в слое квантовой ямы.

Так как в наших образцах имеются два обратно включённых $p-n$ перехода, то результирующий фототок в цепи представляет собой разность фототоков, индуцированных в каждом из переходов.

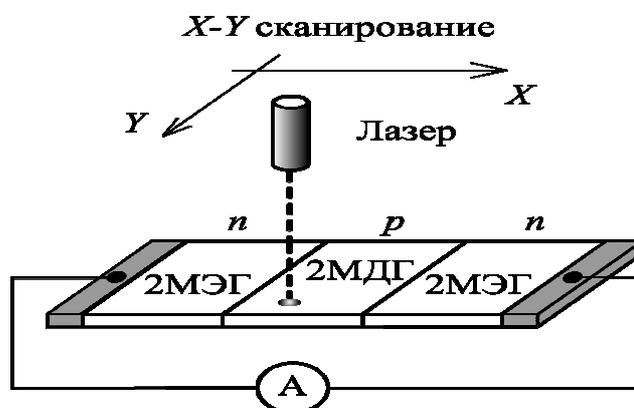


Рис.2. Схема измерения фототока, генерированного в двумерной $n-p-n$ структуре.

Измерения проводились по схеме, приведённой на рис.2. Сканирование в горизонтальной плоскости (в плоскости поверхности образца) осуществлялось с помощью двухкоординатного столика на шаговых двигателях. Шаг столика по

обоим направлениям (“X”- и “Y”-сканирование) составлял 0.5 мкм. Образец крепился на этом столике, а перпендикулярно к его поверхности направлялся сфокусированный луч гелий-неонового лазера (длина волны 633 нм, диаметр пучка ~1.5 мкм, мощность пучка ~1 мВт). Фототок, индуцированный в замкнутой цепи, измерялся с помощью амперметра Keithley 617 (абсолютная чувствительность составляет 0.1 фА, а относительное разрешение – 10^{-4}).

На рис.3 приведена типичная кривая “X”-сканирования с шагом 1 мкм двумерной *n-p-n* структуры (направление сканирования перпендикулярно линиям *p-n* переходов). На этом рисунке горизонтальная ось показывает координату лазерного луча, а вертикальная – величину индуцированного фототока. Зарегистрированная зависимость фототока от положения центра генерации электронно-дырочных пар (вызванной поглощением света в квантовой яме и в окружающих барьерных слоях) совпадает с соответствующей зависимостью, рассчитанной теоретически в работе [6]. Координаты, соответствующие максимуму и минимуму индуцированного фототока, соответствуют положениям областей поверхностного заряда *p-n* переходов, расстояние между которыми для данного образца составляло 80 мкм. Как видно из рис.3, почти на всём промежутке между двумя *p-n* переходами величина фототока линейно зависит от координаты луча. Этот факт позволяет конструировать на основе таких двумерных *n-p-n* переходов датчики абсолютного положения, которые позволят определять не только величину, но и направление смещения. При соответствующей схеме падения лазерного луча (например, после отражения от плоской зеркальной поверхности) можно сконструировать также и датчик угла.

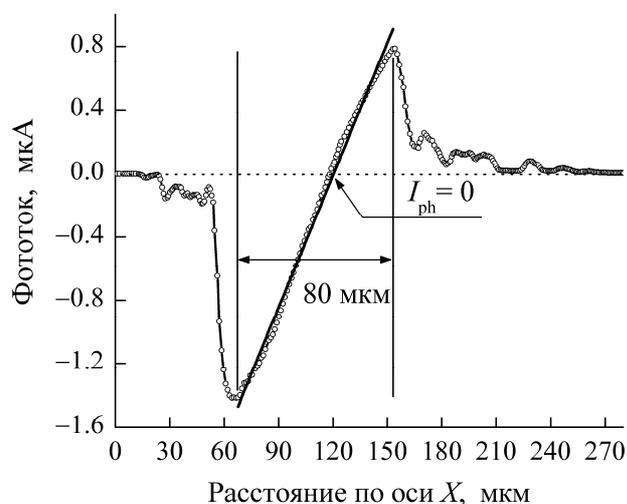


Рис.3. Зависимость величины фототока от координаты центра лазерного луча по направлению, перпендикулярному линиям *p-n* переходов. Сигнал отсутствует ($I_{ph} = 0$), когда луч находится в центре базовой *p*-области.

Из приведённой зависимости следует, что изменению координаты на 1 мкм соответствует изменение величины фототока на 28 нА (крутизна графика на

рис.3). Как показано в работе [5], крутизна этой зависимости увеличивается с уменьшением расстояния между двумя переходами. Учитывая, что собранная нами установка позволяет измерять токи величиной не менее 0.1 фА, изменение фототока на 28 нА – очень большой сигнал по сравнению с разрешением нашей измерительной аппаратуры. Однако, это вовсе не говорит о том, что мы можем ещё больше увеличить координатную чувствительность использованных нами *n-p-n* структур. Дело в том, что пространственное разрешение в наших экспериментах ограничивается не столько точностью измерения фототока, сколько размером пятна фокусированного лазерного луча на поверхности структуры. В случае использованного нами лазера с длиной волны 633 нм теоретический предел фокусировки порядка 1 мкм, что и было нами почти достигнуто. Полученное в настоящей работе пространственное разрешение (~1 мкм) можно несколько улучшить, если вместо красного луча использовать синий, который можно сфокусировать уже до 0.5 мкм.

Наблюдаемая асимметричность максимума и минимума индуцированного фототока (рис.3) имеет технологическую природу, а неровности кривой после ухода луча из базы структуры в квазинейтральные участки *n*-областей обусловлены попаданием луча на участки образца, где были насажены омические контакты. Прямые участки в самом начале и в конце измеренной кривой представляют собой сигналы из областей, находящихся довольно далеко от *p-n* переходов и не покрытых контактами.

Нами проведено также и беглое 2D-сканирование поверхности исследованных образцов (в плоскости поверхности образцов – “X”/“Y” сканирование) с

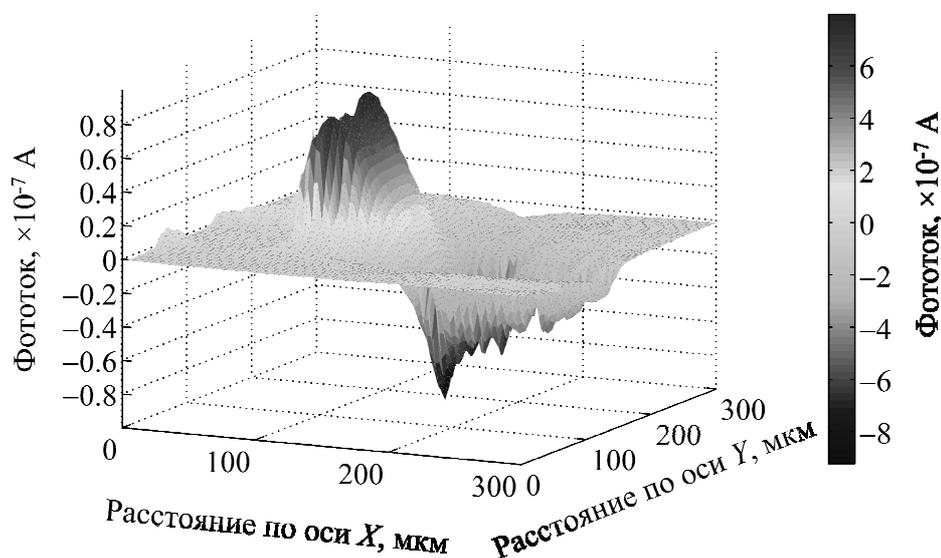


Рис.4. Зависимость величины фототока от координат центра лазерного луча при двумерном сканировании.

шагом сканирования по обоим направлениям, равным 3 мкм. Типичная трёхмерная картина, отражающая результаты этих экспериментов, приведена на рис.4.

В заключение отметим, что планарные гетероструктуры с квантовой ямой, основанные на двумерных $p-n$ переходах, обладают многими уникальными свойствами, которые открывают новые возможности для их применения в опто- и микроэлектронике, в частности, для создания быстродействующих элементов. В данной работе мы изучили возможности создания на их основе датчиков абсолютного положения нового класса путём исследования зависимости индуцированного в двумерной $n-p-n$ структуре фототока от положения предельно сфокусированного лазерного луча. Исходя из полученных данных, можно утверждать, что такие датчики уже сегодня демонстрируют пространственное разрешение порядка одного микрона с общим ходом в диапазоне ~ 100 мкм.

Автор работы признателен своим научным руководителям: С.Г. Петросяну – за постановку задачи и С.Г. Геворгяну – за помощь в разработке и создании измерительной установки.

Автор благодарен также сотрудникам лаборатории проф. А.Д. Вика из Рурского университета г. Бохума (Германия) за любезное предоставление уникальных образцов, выращенных в молекулярно-лучевой установке со встроенным ионным имплантатором.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Reuter, C.Werner, A.D.Wieck, S.Petrosyan.** Appl. Phys. Lett., **86**, 162110 (2005).
2. **C.Wiemann, M.Versen, A.D.Wieck.** J. Vac. Sci. Technol. B, **16**, 2567 (1998).
3. **A.S.Achoyan, A.E.Yesayan, E.M.Kazaryan, S.G.Petrosyan.** Semiconductors, **36**, 903 (2002).
4. **D.Reuter, C.Werner, C.Riedesel, A.D.Wieck, D.Schuster, W.Hansen.** Physica E, **22**, 725 (2004).
5. **C.Werner, D.Reuter, A.D.Wieck.** Physica E, **32**, 508 (2006).
6. **М.С.Саакян, С.Г.Петросян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 168 (2007).

INVESTIGATION OF LASER BEAM-INDUCED PHOTOCURRENT IN PLANAR TWO-DIMENSIONAL $n-p-n$ STRUCTURES

S.T. MURADYAN

Dependence of the magnitude of induced photocurrent on the position of the focused laser beam inclined on the surface was measured in two-dimensional $n-p-n$ structures. Investigated samples were fabricated from p -doped GaAs/In_{0.11}Ga_{0.89}As/Al_{0.33}Ga_{0.67}As heterostructure by the local overcompensation doping with silicon. These structures show a high photosensitivity: the magnitude of the photocurrent induced in such devices is changing linearly with the change in the position of the inclined beam almost in the whole space between two $p-n$ junctions. The absolute position sensor, based on such two-dimensional $n-p-n$ structures, was created. The spatial resolution of this coordinate-sensitive element was estimated.

УДК 577.352.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ СВЕТОАДРЕСУЕМЫХ ПОТЕНЦИОМЕТРИЧЕСКИХ СЕНСОРОВ

Ф.В. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.)

Представлены результаты моделирования и теоретического расчета влияния света с модулированной интенсивностью на светоадресуемые потенциометрические сенсоры на основе структуры электролит–изолятор–полупроводник и электролит–мембрана–изолятор–полупроводник. Считая, что под модулированным излучением модулируется проводимость обедненного слоя полупроводника, развита теоретическая модель для описания измеряемого переменного компонента фототока. Представлены электрические эквивалентные схемы для переменного тока и рассчитаны компоненты переменного фототока. Получены аналитические выражения для фототока, зависящего от параметров полупроводника и изолятора, коэффициента поглощения и интенсивности излучения, напряжения затвора и pH-концентрации. Численные расчеты проведены для сенсоров p-Si/изолятор/электролит и p-Si/изолятор/мембрана/электролит. Показано, что только периодическое возмущение мембран приводит к существенным изменениям переменного компонента фототока.

1. Введение

Тридцать лет назад была показана эффективность светоадресуемого потенциометрического сенсора (LAPS) для измерения слабых изменений pH [1]. За эти годы продемонстрированы значительные возможности LAPS для других применений. В [2] теоретически и экспериментально исследованы зависимости величины переменного фототока от частоты модуляции и толщины полупроводниковой подложки для LAPS на основе n-Si/SiO₂, однако не представлены зависимости фототока от типа изолятора и параметров электролита. В [3,4] приведены результаты компьютерных вычислений и исследований LAPS, приводящих к оптимизации разработки и изготовления биосенсоров такого класса путем более глубокого понимания принципов и условий их работы. Представлены среднеквадратичные значения измеряемого фототока [5], но здесь также отсутствуют явные зависимости от таких важных параметров, как время жизни неосновных носителей, коэффициент поглощения и интенсивность излучения. На основе модели электролит–изолятор–полупроводник (EIS) в работе [6] описано поведение LAPS под светом с модулированной интенсивностью. Авторы принимают, что ширина области обеднения зависит только от приложенного

напряжения смещения. Заметим, что такое предположение ограничивает и сужает возможности полученных в [6] результатов. (Ниже, нами будет показано, что именно модуляция ширины обедненного слоя ответственна за образование а.с. фототока).

LAPS представляют собой детекторы поверхностного потенциала с пространственной разрешающей способностью. После освещения части их поверхности течет локализованный фотоиндуцированный ток. Величина этого тока зависит от свойств локального поверхностного потенциала. Этим путем любой желаемый участок обнаружения может быть независимо выбран передвижением светового указателя (пятна) по поверхности сенсора. Следовательно, измерение поверхностного потенциала уже не ограничивается наличием дискретных узлов на границе раздела полупроводник–диэлектрик, напоминающих, например, электрод затвора в полевых транзисторах [7]. Принцип и режимы работы LAPS, их разновидности для химического отображения и многосенсорного применения, многосветовые LAPS, LAPS для одноячейных измерений, вопросы пространственной разрешающей способности LAPS и сравнение между ионоизбирательным полевым транзистором (ISFET), емкостным EIS сенсором и LAPS детально проанализированы в работе [8], где предложена новая разработка миниатюрного LAPS. LAPS на основе пористого кремния со слоем Si_3N_4 имеет pH-чувствительность порядка 57.3 мВ/pH [9]. Оптические эффекты и фотоотклик в MOSFET структурах, находящихся под влиянием немодулированного излучения, исследованы в [10,11]. Анализ показывает, что измеренный фототок между истоком и стоком в структурах с поевым эффектом зависит от координаты точки освещения и имеет координатно-чувствительную светоадресуемость в отличие от приборов на основе EIS, которые имеют только светоадресуемость. Отметим, что адресуемость не означает координатную чувствительность. Координатно-чувствительная светоадресуемость – характерная особенность приборов с поевым эффектом, таких как ISFET.

В данной работе представлены результаты теоретического рассмотрения переменного фототока для EIS и EMIS (электролит–мембрана–изолятор–полупроводник)-сенсоров на основе p-Si, работающих в режиме LAPS без канального эффекта. Приведены явные зависимости величины среднеквадратичного фототока от параметров полупроводника и изолятора, интенсивности излучения и коэффициента поглощения, напряжения затвора и pH-концентрации в случае влияния излучения с модулированной интенсивностью.

2. Модель и теоретический расчет

Модель и схематический вид LAPS-ячейки на основе p-Si/изолятор/мембрана/электролит с j специальными и селективными мембранами M_j и соответствующий светодиод (LED) приведены на рис.1. Слой изолятора (обычно оксинитрид кремния) отделяет слой кремния от электролита, в который погружен электрод сравнения, к которому приложено напряжение V_g . Здесь d и d_i – ширина обедненного слоя полупроводника и толщина слоя изолятора, соответственно, l –

длина полупроводника. Отметим, что ширина обедненной области зависит от поверхностного потенциала полупроводника ϕ_s : $d(\phi_s) = \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_s\phi_s/eN_A}$, где $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ Ф/см – диэлектрическая проницаемость вакуума, ε_s – относительная диэлектрическая постоянная полупроводника, N_A – концентрация мелких доноров в *p*-Si. Теоретическое исследование проведено для таких напряжений смещения V_g между электродом сравнения и *p*-полупроводником, что в полупроводнике осуществляются режимы аккумуляции, обеднения и инверсии ($-1.5 \leq V_g \leq 0.5$ В). Основной механизм, ответственный за эффект излучения в EIS следующий: генерация электрон-дырочных пар при поглощении фотонов приводит к уменьшению поверхностного потенциала ϕ_s , которое вызывает уменьшение ширины обедненного слоя с соответствующим увеличением его емкости. Для определения поверхностного потенциала ϕ_s в условиях модулированного излучения принимается, что начальное излучение имеет энергию кванта $h\nu \geq E_g$ (E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника) и модулировано с частотой ω . Поглощение излучения в области обеднения (или около него) приводит к генерации электрон-дырочных пар (n и p – их неравновесные концентрации). Если интенсивность источника излучения модулирована, то разделение заряда приводит к возникновению переменного тока той же частоты, что и модулирующий сигнал. На модели эквивалентных схем эту ситуацию можно представить соответствующим источником тока J_{ph} (см. рис.2 и 3).

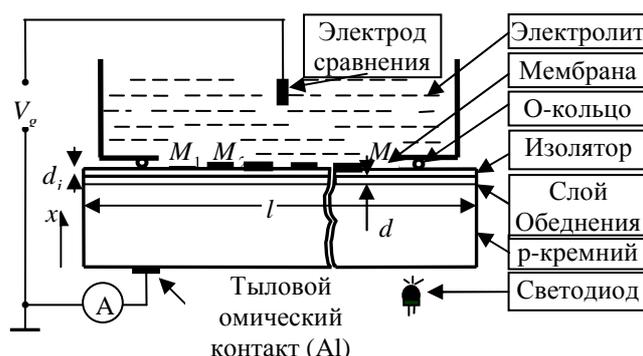


Рис.1. Структурная схема EMIS, имеющего j мембран для отдельных био-(химических) ионов и молекул.

Оптически генерированные электроны будут рекомбинировать через энергетические состояния границы раздела полупроводник–изолятор или будут собираться в потенциальной яме на границе раздела полупроводник–изолятор, или будут рекомбинировать в объеме полупроводника. В то же время, генерированные дырки будут рекомбинировать на границе раздела или в объеме, и могут покидать полупроводник через тыловой контакт, создавая фототок во внешней цепи. В дальнейших расчетах фототока пренебрегается диффузионными эффектами в объеме полупроводника и рекомбинацией через энергетические состояния границы раздела полупроводник–изолятор.

Примем, что линейные размеры мембран больше по сравнению с диффузионной длиной электронов в p-Si. Тогда в течение их времени жизни τ_n они не могут диффундировать далеко от точки излучения. Скорость генерации электронно-дырочных пар $G(x)$ в любой точке x в полупроводнике в результате поглощения излучения с модулированным излучением равна [12]

$$G(x) = G_0 e^{-\alpha x} (1 - e^{i\omega t}), \quad G_0 \equiv \frac{W(1-R)\alpha}{h\nu}. \quad (1)$$

Здесь W – плотность мощности излучения, R – коэффициент отражения на границе раздела падения излучения, α – коэффициент поглощения излучения. Количество электронно-дырочных пар, генерированных в области обеднения G_{dl} можно определить интегрированием функции $G(x)$ в интервале ширины обедненного слоя от 0 до $d(\varphi_s)$. Таким образом, получим

$$G_{dl} = \int_0^d G(x) dx = \frac{G_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha d}) (1 + e^{i\omega t}). \quad (2)$$

Генерированные электронно-дырочные пары будут разделяться электрическим полем обедненного слоя и дырки будут двигаться к границе раздела полупроводник–изолятор. В результате обедненный слой сужается, и его емкость растет под освещением. Под влиянием излучения с модулированной интенсивностью ширина обедненного слоя модулируется с частотой модуляции излучения, в результате чего в соответствии с модулированным внешним сигналом (излучением) емкость (или проводимость) обедненного слоя изменяется во времени.

Избыточные носители в обедненном слое имеют временные вариации в соответствии с модуляцией интенсивности излучения. В результате величина ширины обедненного слоя $d(\varphi_s)$ будет модулироваться, и поверхностный потенциал полупроводника φ_s изменится. Это изменение можно представить в виде [12]

$$\delta\varphi_s = \frac{edN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_s} \delta d. \quad (3)$$

Здесь δd – изменение ширины обедненного слоя (глубина модуляции) при наличии излучения с модулированной интенсивностью. Согласно закону сохранения заряда,

$$eN_A(A\delta d) = e\delta P, \quad (4)$$

где $A = wl$, w – толщина полупроводника, $A\delta d = wl\delta d$ – величина модуляции объема обедненного слоя, $\delta P = \delta p(A\delta d)$ – полное число избыточных дырок (δp – концентрация дырок) в модулированном объеме $A\delta d$, который можно определить из уравнения непрерывности [13]:

$$\frac{d\delta P}{dt} = G_{dl}A - \frac{\delta P}{\tau_p}. \quad (5)$$

Так как энергия фотона $h\nu \geq E_g$, то имеет место биполярная генерация и под излучением в полупроводнике создаются равные количества неосновных (δn) и основных (δp) носителей ($\delta n = \delta p$). В стационарных условиях $\delta n/\tau_n = \delta p/\tau_p$ и $\tau_n = \tau_p \equiv \tau$ (τ_n и τ_p – объемные рекомбинационные времена жизни неравновесных электронов и дырок, соответственно).

Решая уравнение (5) методом итерации, в первом приближении имеем:

$$\delta P = \frac{G_0\tau A}{\alpha} (1 - e^{-\alpha d}) \left(1 + \frac{e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau} \right). \quad (6)$$

Тогда из (3), (4) и (6) получим:

$$\delta\varphi_s = \frac{e\tau d G_0}{\alpha \varepsilon_0 \varepsilon_s} (1 - e^{-\alpha d}) \left(1 + \frac{e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau} \right). \quad (7)$$

Итак, поверхностный потенциал полупроводника есть модулируемая величина. При модуляции внешнего излучения поверхностный потенциал можно разделить на постоянную (d.c.) и переменную (a.c.) составляющие:

$$\delta\varphi_s = (\delta\varphi_s)_{d.c.} + (\delta\varphi_s)_{a.c.} e^{i\omega t}. \quad (8)$$

Тогда

$$(\delta\varphi_s)_{d.c.} = \frac{e\tau d G_0}{\alpha \varepsilon_0 \varepsilon_s} (1 - e^{-\alpha d}), \quad (9a)$$

$$(\delta\varphi_s)_{a.c.} = (\delta\varphi_s)_{d.c.} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}. \quad (9b)$$

Изменение поверхностного потенциала под излучением $\varphi_{s,ir}$ по сравнению со своим темновым значением φ_s будет

$$\varphi_{s,ir} = \varphi_s - \delta\varphi_s. \quad (10)$$

Интегрирование уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\varphi_{s,ir}}{dx^2} = -\frac{\rho_{ir}(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \quad (11)$$

дает следующее соотношение между электрическим полем $E_{s,ir}$ и потенциалом $\varphi_{s,ir}$:

$$E_{s,ir} = \pm \frac{\sqrt{2kT}}{eL_D} \sqrt{e^{-\varphi} + \varphi - 1 + \beta(e^\varphi - \varphi - 1)}. \quad (12)$$

В (11) и (12) $\rho_{ir}(x) = e(p e^{-\varphi} - N_A - n e^\varphi)$ – плотность заряда в освещенном полу-

проводнике p -типа, $L_D = \sqrt{kT\epsilon_0\epsilon_s/e^2(p_0 + \delta p)}$ – неравновесная длина экранирования Дебая для дырок в условиях освещения, $\chi \equiv e\phi_{S,ir}/kT$ – безразмерный потенциал, $\beta \equiv (n_0 + \delta n)/(p_0 + \delta p)$, k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура, n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок, соответственно.

Согласно закону Гаусса, пространственный заряд в единице объема $Q_{S,ir}$ затрачивается на создание поля $E_{S,ir}$:

$$Q_{S,ir} = -\epsilon_0\epsilon_s E_{S,ir}. \quad (13)$$

Дифференциальная емкость обедненного слоя на единицу площади под излучением определяется следующим образом:

$$C_{D,ir} = \left| \frac{dQ_{S,ir}}{d\phi_{S,ir}} \right| = \frac{\epsilon_0\epsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \left[e^{-\chi} + \chi - 1 + \beta(e^\chi - \chi - 1) \right]^{-1/2} \left[1 - e^{-\chi} + \beta(e^\chi - 1) \right]. \quad (14)$$

Можно видеть, что $C_{D,ir}$ также есть модулируемая величина.

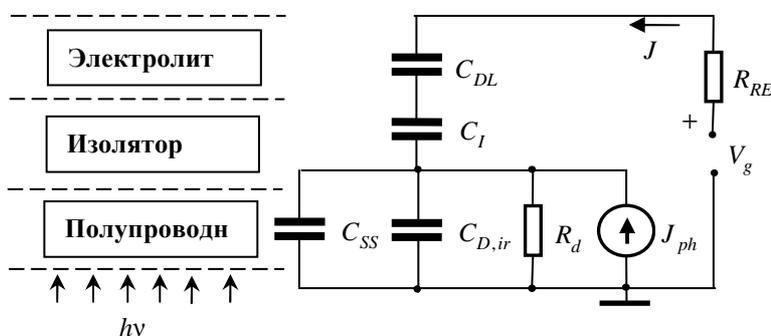


Рис.2. Эквивалентная схема EIS-LAPS.

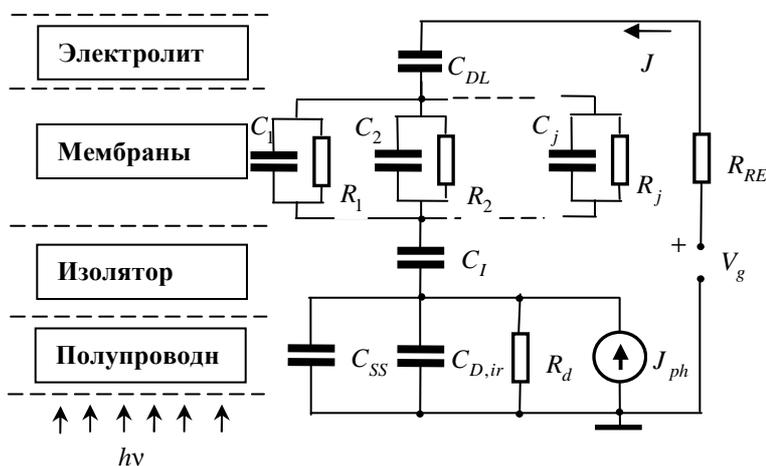


Рис.3. Эквивалентная схема EMIS-LAPS.

На рис.2 и 3 показаны эквивалентные схемы для исследования переменного фототока LAPS на основе EIS (рис.2) и EMIS (рис.3). На рисунках не показаны активные сопротивления полупроводника, изолятора и объема электролита, так как исследуются только переменные составляющие фототока. Заметим, что эти схемы существенно отличаются от схем, приведенных различными авторами [3,4,6,8,14,15]. На рис.2 и 3 R_{RE} – сопротивление электрода сравнения, R_d – сопротивление обедненного слоя, C_{DL} , C_I и C_{SS} – емкости двойного слоя (Гельмгольца и диффузионного), изолятора и емкость, связанная с поверхностными состояниями на границе раздела полупроводник – изолятор, соответственно, J_{ph} – переменный источник фототока, R_i и C_i ($1 \leq i \leq j$, j – число мембран) – геометрические сопротивления и емкость мембран. Для EMIS сенсоры объемные ион-чувствительные мембраны можно представить в виде параллельной цепи геометрических сопротивлений R_i и емкостей C_i , которые соединены последовательно с «голой» структурой изолятор–полупроводник. Отметим, что гипотетическое представление мембраны с импедансом в виде параллельных сопротивлений и емкостей, соединенных последовательно с выходной емкостью интегральной схемы (в нашем случае это EIS с последовательно соединенными емкостями $C_{D,ir}$, C_I и C_{DL}), предложено также в [16]. Ясно, что ток генерируется фотонапряжением на приборе, которое представлено в виде генератора тока с параллельно соединенным резистором R_d и источником тока. В дальнейшем примем, что при наличии внешнего модулированного излучения емкости C_I , C_{DL} , C_{SS} и C_i изменяются очень слабо и их изменением можно пренебречь.

В случае измерений тока, пренебрегая ролью активного сопротивления полупроводника, изолятора и электролита, не учитывая перезарядки электронных состояний на границе раздела полупроводник–изолятор, а также пренебрегая вкладом C_{SS} , общую емкость EIS-структуры можно представить следующим образом (см. рис.2):

$$\frac{1}{C_{EIS}} = \frac{1}{C_{D,ir}} + \frac{1}{C_{DL}} + \frac{1}{C_I}. \quad (15)$$

В тех же условиях общую емкость для EMIS можно представить в виде (см. рис.3)

$$\frac{1}{C_{EMIS}} = \frac{1}{C_{EIS}} + \frac{1}{C_M} = \frac{1}{C_{EIS}} + \sum_{i=1}^j \frac{i\omega\tau_i}{C_i(1+i\omega\tau_i)}. \quad (16)$$

Здесь C_M – общая емкость всех мембран на единицу площади, $\tau_i = R_i C_i$ – характеристическое время жизни.

Плотность переменного фототока J_{ph} можно определить следующим образом:
для случая EIS

$$J_{ph}^{EIS} = \frac{dQ(t)}{dt} = \frac{d}{dt} (Q_{S,ir} + Q_I + Q_{DL}) = \frac{dQ_{S,ir}}{dt} = -\epsilon_0 \epsilon_s \frac{dE_{S,ir}}{dt}, \quad (17)$$

для случая EMIS

$$J_{ph}^{EMIS} = \frac{dQ(t)}{dt} = \frac{d}{dt}(Q_{S,ir} + Q_I + Q_M + Q_{DL}) = \frac{dQ_{S,ir}}{dt} + \frac{dQ_M(t)}{dt} =$$

$$= -\varepsilon_0 \varepsilon_S \frac{dE_{S,ir}}{dt} + \frac{dQ_M(t)}{dt}. \quad (18)$$

Здесь Q_I и Q_{DL} – пространственные заряды для единичной площади на изоляторе и на двойном слое, соответственно (в дальнейшем принимаем, что эти заряды не изменяются при освещении), $Q_M(t)$ – полный пространственный заряд мембран на единичной площади. Для изучения влияния изменения заряда мембран (вызванными только специальными видами ионов) на величину переменного фототока мы должны принять, что $Q_M(t)$ должна быть зависящей от времени функцией. В противном случае $J_{ph}^{EMIS} \equiv J_{ph}^{EIS}$.

Как обычно, плотность фототока должна иметь постоянную (\bar{J}_{ph}) и переменную (\tilde{J}_{ph}) компоненты:

$$J_{ph} = \bar{J}_{ph} + \tilde{J}_{ph} e^{i\omega t}.$$

Тогда, используя (12), (17) и (18), имеем:

для EIS

$$\tilde{J}_{ph}^{EIS} = \frac{i\omega C_{D,ir}(\varphi_S) ed(\varphi_S) \tau G_0}{1 + i\omega\tau} (1 - e^{-ad(\varphi_S)}), \quad (19)$$

для EMIS

$$\tilde{J}_{ph}^{EMIS} = \frac{i\omega C_{D,ir}(\varphi_S) ed(\varphi_S) \tau G_0}{1 + i\omega\tau} (1 - e^{-ad(\varphi_S)}) \equiv \tilde{J}_{ph}^{EIS} \quad (20)$$

при неперидической функции $Q_M(t)$ и

$$\tilde{J}_{ph}^{EMIS} = \frac{i\omega C_{D,ir}(\varphi_S) ed(\varphi_S) \tau G_0}{1 + i\omega\tau} (1 - e^{-ad(\varphi_S)}) + i\omega_m Q_{M0} \quad (21)$$

при периодической функции $Q_M(t) = Q_{M0} e^{i\omega_m t}$ (ω_m – частота модуляции, Q_{M0} – величина полного заряда на мембранах на единичную площадь).

Используя фотосигналы (19) и (21), получим среднеквадратичные значения переменных фототоков I_{ph} :

для EIS

$$I_{ph}^{EIS} = A_0 \sqrt{|\tilde{J}_{ph}^{EIS}|^2} = \frac{A_0 \omega C_{D,ir}(\varphi_S) ed(\varphi_S) \tau G_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} (1 - e^{-ad(\varphi_S)}), \quad (22)$$

для EMIS при периодической функции $Q_M(t) = Q_{M0} e^{i\omega_m t}$

$$I_{ph}^{EMIS} = A_0 \sqrt{|\tilde{J}_{ph}^{EMIS}|^2} = \frac{A_0 \omega C_{D,ir}(\varphi_S) ed(\varphi_S) \tau G_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} (1 - e^{-ad(\varphi_S)}) + \omega_m Q_{M0} A_0. \quad (23)$$

В (22) и (23) A_0 – эффективная площадь излучения.

Заметим, что непериодическое и/или случайное возмущение мембран влияет только на d.c. составляющую тока.

Частотная зависимость измеренного фототока, аналогичная выражению (22), представлена также в [3] (уравнение (11)) и в [6] (уравнение (7), рис.4). Как видно из (23), измерением фотоотклика можно определить любое изменение в любой мембране (через Q_{M0}) только в случае периодических изменений их заряда.

Известно, что рН-чувствительность LAPS определяется главным образом рН-чувствительностью верхних слоев SiO_2 , Si_3N_4 , Al_2O_3 , Ta_2O_5 [17]. Для анализа влияния рН на величину переменного фототока можно использовать изменение поверхностного потенциала полупроводника или пространственного заряда $Q_{S,ir}$. Используя теорию Гюи–Чепмена–Стерна [18], можно показать, что потенциал затвора (электрода сравнения) φ_g равен

$$\varphi_g = \varphi_d + \frac{2kT}{e} \sinh^{-1} \left[\frac{Q_{DL}}{\sqrt{8\varepsilon_0\varepsilon_w kTN_{el}}} \right], \quad Q_{DL} \equiv C_H (\varphi_d - \varphi_i). \quad (24)$$

Здесь φ_d – потенциал диффузионного слоя, φ_i – потенциал на изоляторе, C_H – емкость слоя Гельмгольца на единичную площадь, N_{el} – концентрация электролита в (пары ионов)/см³, ε_w – относительная диэлектрическая проницаемость воды.

Согласно закону нейтральности полного заряда имеем:

для EIS

$$Q_{S,ir} + Q_I + Q_{DL} = 0, \quad (25)$$

для EMIS

$$Q_{S,ir} + Q_I + Q_{DL} + Q_{M0} = 0. \quad (26)$$

Из (13) и (12) можно определить $Q_{S,ir}$. рН-чувствительность LAPS моделируется с помощью обобщённого приближения связанных узлов (site-binding) для описания кинетики H^+ на границе изолятор–электролит [19]. Это приближение позволяет рассматривать два разных связанных узла (то есть силанольные и аминовые группы), как в случае изолятора Si_3N_4 . Тогда для Q_I имеем [2,19]

$$Q_I = eN_{sil} \left[\frac{[H^+]_s^2 - K_+K_-}{[H^+]_s^2 + K_+[H^+]_s + K_+K_-} \right] + eN_{nit} \left[\frac{[H^+]_s}{[H^+]_s + K_{N+}} \right]. \quad (27)$$

Здесь N_{sil} и N_{nit} – плотности активных узлов силана и нитрида на единицу площади (см⁻²), $[H^+]$ – концентрация ионов водорода на поверхности диэлектрика в единицах моль/л, K_+ , K_- и K_{N+} – коэффициенты разделения силана и нитрида (постоянные диссоциации/ионизации для химических реакций на поверхности диэлектриков можно найти, например, в [3]).

Используя выражения (24)-(27), можно написать:
для EIS

$$C_H = \frac{Q_{DL}}{\varphi_d - \varphi_i} = \frac{Q_{S,ir} + Q_I}{\varphi_{eo}}. \quad (28)$$

для EMIS

$$C_H = \frac{Q_{DL}}{\varphi_d - \varphi_i} = \frac{Q_{S,ir} + Q_I + Q_{M0}}{\varphi_{eo}}. \quad (29)$$

Здесь φ_{eo} – потенциал границы электролит–диэлектрик, с помощью которого дается соотношение между поверхностной и объемной концентрациями протонов $[H^+]_S$ и $[H^+]_B$:

$$\varphi_{eo} = \frac{kT}{e} \ln \frac{[H^+]_B}{[H^+]_S}. \quad (30)$$

Используя (24)-(27), можно определить зависимости поверхностного потенциала от напряжения затвора и pH:

$$\varphi_S = N_{sil} \sqrt{\frac{kT}{\varepsilon_0 \varepsilon_s (n_0 + p_0)}} \left\{ \frac{[H^+]^2 - K_+ K_-}{[H^+]^2 + K_+ [H^+] + K_+ K_-} + \frac{N_{nit}}{N_{sil}} \frac{[H^+]}{[H^+] + K_{N+}} - \sqrt{\frac{8kT \varepsilon_0 \varepsilon_w (K_C + [H^+])}{(eN_{sil})^2}} \sinh \left[\frac{e}{2kT} \left(V_g - \sqrt{\frac{2kT}{eC_H}} \sqrt{8kT \varepsilon_0 \varepsilon_w N_{el}} \right) \right] \right\}. \quad (31)$$

Здесь K_C – концентрация катионов в единицах моль/л.

Ясно, что после изменения pH мы должны прикладывать разные напряжения для получения того же самого фототока. Следовательно, pH-измерениями можно легко измерить сдвиг между опорным и неизвестным pH-растворами. Изменения в pH могут быть обусловлены изменением начальных условий, изменением фототока, и позволяют провести контроль широкого класса био-, химических и физических явлений.

3. Обсуждение

На рис.4-11 представлены расчетные зависимости $I_{ph}^{EIS}(\omega, W, pH, V_g)$ и $I_{ph}^{EMIS}(\omega, \omega_m, W, pH, V_g)$, используя следующие параметры полупроводника, диэлектрика и электролита при комнатной температуре [2,3,13,20,21]: $\rho = 1 \text{ } \Omega \text{ см}$ ($p_0 = N_A = 1.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 1.73 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$), $\varepsilon_s = 11.7$, $\varepsilon_w = 78.3$, $A_0 = 3.14 \times 10^{-4} \text{ см}^2$, $\tau = 10^{-6} \text{ с}$, $R = 0$, $\alpha = 500 \text{ см}^{-1}$, $h\nu = 1.12 \text{ эВ}$, $\delta n = \delta p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{sil} = N_{nit} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $N_{el} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $C_H = 4.89 \times 10^{-6} \text{ Ф}$, $K_+ = 10^2$, $K_- = 10^{-6}$, $K_{N+} = 10^{-4}$, $K_C = 10^{-2}$, $Q_{M0} = 10^{-6} \text{ Кл/см}^2$. Приведены зависимости среднеквадратичной величины переменного фототока для EIS(EMIS)-LAPS от частот модуляции ω и ω_m , плотности мощности излучения, pH-концентрации и приложенного напряжения затвора.

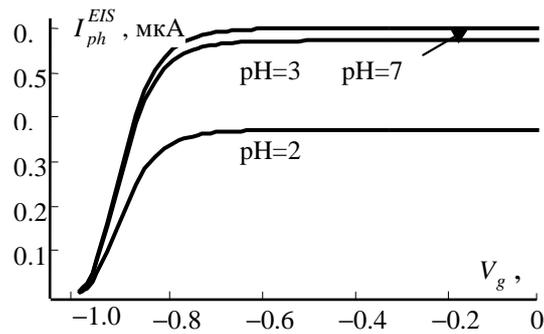


Рис.4. Зависимости фототока от напряжения затвора для EIS-сенсора: $\omega = 10^3$ Гц, $W = 1$ Вт/см².

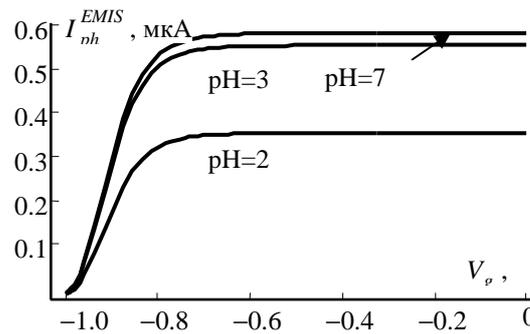


Рис.5. Зависимости фототока от напряжения затвора для EMIS-сенсора: $\omega = \omega_m = 10^3$ Гц Гц, $W = 1$ Вт/см².

На рис.4 и 5 показаны зависимости переменного фототока от напряжения затвора V_g . При выбранных параметрах разница между фототоками незначительна. Такие же экспериментальные вольт-амперные характеристики можно найти в [2] (рис.3), в [3] (рис.7,8), в [6] (рис.6), в [22] (рис.4). Фототок есть быстро возрастающая функция от напряжения затвора в режиме аккумуляции и насыщается в режимах обеднения и инверсии (см. рис.4 и 5). На рис.6 представлены зависимости переменного фототока от мощности излучения светодиода. Они линейны. Линейные зависимости измеряемой среднеквадратичной величины переменного фототока как функция от среднеквадратичной величины переменного фототока светодиода (мощность пропорциональна току) для случаев освещения как со стороны электролита, так и со стороны полупроводника приведены также в [2] (рис.4). Линейная зависимость фототока от интенсивности излучения эффективно расширяет возможности сенсоров на основе LAPS.

Фототок EIS растет с ростом pH-концентрации (см. рис.7). Зависимости фототока EMIS LAPS от частот модуляции ω и ω_m представлены на рис. 8 и 9. Рост частоты модуляции мембран ω_m приводит к росту фототока. Фототоки растут с увеличением частоты ω и стремятся к насыщению при высоких частотах ($\omega > 10^6$ Гц). Такие же экспериментальные зависимости можно найти, например, в

[2] (рис.5) или в [6] (рис.4). Зависимость $I_{ph}^{EMIS}(\omega_m)$ линейная. На рис.10 и 11 представлены расчетные зависимости переменного фототока от рН-концентрации для EMIS LAPS. Уменьшение фототока при уменьшении рН-концентрации обнаружено также в [1] (рис.2), в [3] (рис.7 и 8), в [22] (рис.4). Для случая LAPS на основе р-Si/SiO₂/Ta₂O₅ а.с. фототок уменьшается с ростом рН [17] (рис.2а) (см. также [22], рис.6).

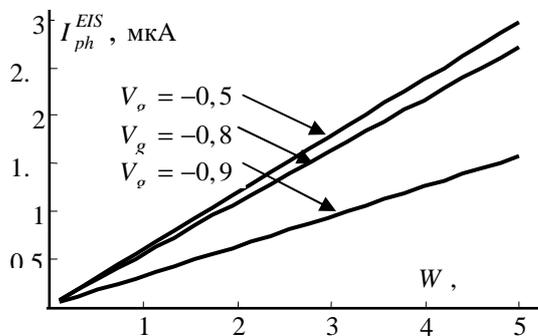


Рис.6. Зависимости I_{ph}^{EIS} от плотности мощности излучения при $\omega = 10^3$ Гц, рН = 4.

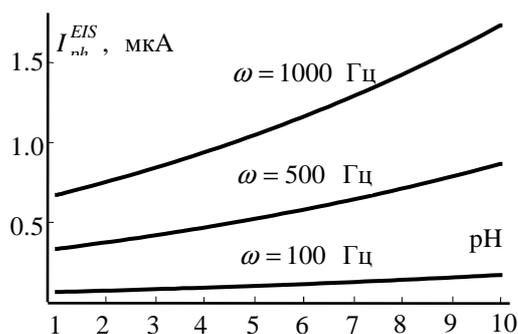


Рис.7. Зависимости фототока EIS от рН-концентрации при $W = 0.01$ Вт/см², $V_g = -0.5$ В.

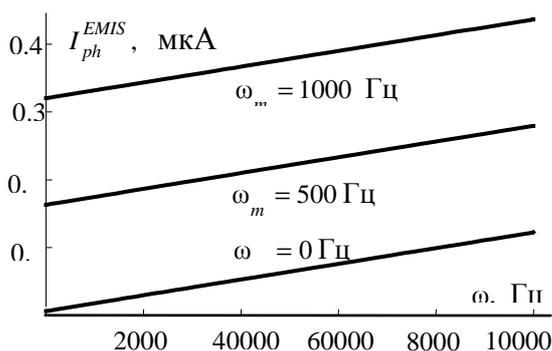


Рис.8. Зависимости фототока EMIS от частоты модуляции излучения при $W = 0.01$ Вт/см², $V_g = -0.5$ В, рН = 4.

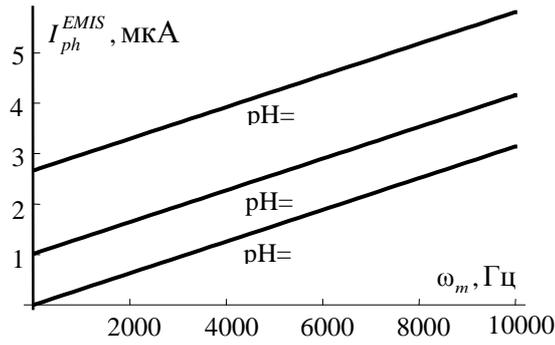


Рис.9. Зависимости фототока EMIS от частоты модуляции мембран при $\omega = 10^3$ Гц, $W = 0.1$ Вт/см², $V_g = -0.5$ В.

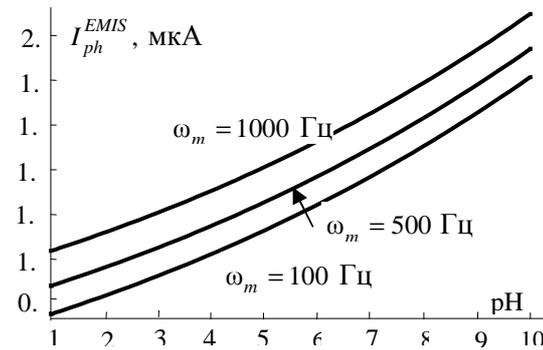


Рис.10. Зависимости фототока EMIS от pH-концентрации при $\omega = 10^3$ Гц, $W = 0.01$ Вт/см², $V_g = -0.5$ В.

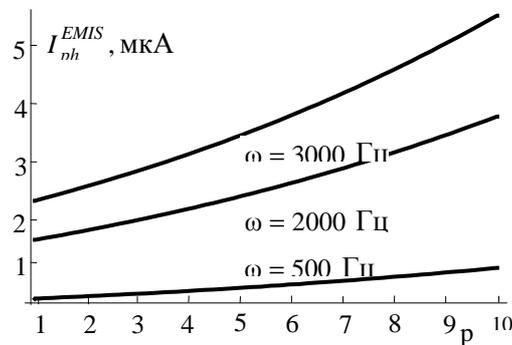


Рис.11. Зависимости фототока EMIS от pH-концентрации при $\omega_m = 10^3$ Гц, $W = 0.01$ Вт/см², $V_g = -0.5$ В.

Как видно из выражений (22) и (23), переменные составляющие фототока I_{ph}^{EIS} и I_{ph}^{EMIS} (среднеквадратичные измеряемые величины) зависят от мощности внешнего излучения, частоты и коэффициента поглощения, а также от электрофизических, химических и конструктивных параметров EIS и EMIS. Формирование переменного фототока обусловлено модуляцией емкости

обедненного слоя полупроводника и последовательным периодическим зарядением и перезарядением емкостей мембран. Ясно, что при изменении хотя бы одного из этих емкостей фототок должен измениться. Как отмечалось неоднократно, под модулированным внешнем излучении в основном меняются параметры обедненной области. С другой стороны, переменный фототок определяется тремя последовательно соединенными емкостями. Ясно также, что любое изменение в электролите непосредственно влияет на величины C_{DL} (через C_H) и C_i . Изменения в C_i обусловлены изменением каждой из емкостей C_i ($1 \leq i \leq j$). Тогда при иммобилизации i видов молекул на i -ой мембране соответствующая емкость C_i и в результате C_{EMIS} (согласно выражению (16)) и фототок должны меняться. Итак, измерением переменного фототока можно обнаружить любые периодические изменения на мембранах и контролировать типы, концентрации, подвижности, темп захвата/отрыва иммобилизованных молекул на/из связанных узлах границы раздела электролит–изолятор. К сожалению, в случае идентичных мембран или при их отсутствии и для однородного электролита эти обнаружения будут безадресными (label-free): мы не можем определить, в частности, какая из мембран чувствительна к тому или другому виду молекул. Ясно, что в случае неидентичных мембран переменный фототок будет адресованным.

Итак, любое периодическое изменение на любой мембране будет отражаться на выходном сигнале. Любой иммобилизованный вид молекул будет изменять заряд i -ой мембраны и, следовательно, C_i и непосредственно переменный фототок. “Независимость” переменного фототока по отношению к случайным и непериодическим изменениям заряда на мембранах может быть обусловлена быстрым “всасыванием” избыточного заряда. Мембраны не могут перезарядаться периодически. Изменения в рН могут впоследствии вызвать изменения фототока, что позволит контролировать широкий круг био-, химических и физических явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.G.Hafeman, J.W.Parce, H.M.McConnel.** Science, **240**, 1182 (1998).
2. **L.Bousse, S.Mostarshed, D.Hafeman.** J. Appl. Phys., **75**, 4000 (1994).
3. **M.Sartore, M.Adami, C.Nicolini, L.Bousse, S.Mostarshed, D.Hafeman.** Sens. and Actuators A, **32**, 431 (1992).
4. **M.Sartore, M.Adami, C.Nicolini.** Biosens. & Bioelectronics, **7**, 57 (1992).
5. **G.Massobrio, S.Martinoia, M.Grattarola.** Sens. and Actuators B, **7**, 484 (1992).
6. **W.J.Parak, U.G.Hofmann, H.E.Gaub, J.C.Owicki.** Sens. Actuators A, **63**, 47 (1997).
7. **A.Poghossian, M.J.Schöning.** Silicon-based chemical and biological field-effect sensors. Encyclopedia of Sensors. Ed. By C.A. Grines, E.C. Dickey, and M.V. Pishko, **9**, 463 (2006).
8. **T.Yoshinobu, H.Ecken, A.Poghossian, H.Luth, H.Iwasaki, M.J.Schöning.** Sens. and Actuators B, **76**, 388 (2001).
9. **S.-L.Jang, Y.-S.Chen, P.-C.Chang.** Solid-State Electron., **36**, 727 (1993).
10. **K.Okamoto, S.Inoue.** Solid-State Electron., **16**, 657 (1973).
11. **M.Madheswaran, P.Chacrabarti.** Solid-State Electron., **42**, 795 (1998).

12. **Yu.Abrahamian, R.Martirosyan, F.Gasparyan.** Methods and Materials for Remote Sensing. Infrared Photo Detectors, Radiometers and Arrays. N.Y., Kluwer Academic Publishers, 2004.
13. **E.Suzuki, Y.Hayashi.** J. Appl. Phys., **66**, 5398 (1989); IEEE Trans. ED, **36**, 1150 (1989).
14. **H.M.McConnell, J.C.Owicki, J.W.Parce, et al.** Science, **257**, 1906 (1991).
15. **A.Haemmerli, J.Janata, J.Brophy.** J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology, **129**, 2306 (1982).
16. **A.B.M.Ismail, T.Harada, T.Yoshinobu, H.Iwasaki, M.J.Schöning, H.Lueth.** Sens. and Actuators B, **71**, 169 (2000).
17. **L.Bousse, N.F.De Rooij, P.Bergveld.** IEEE Trans., **ED-30**, 1263 (1983).
18. **W.M.Siu, R.S.C.Cabbold.** IEEE Trans. Electron Devices, **ED-26**, 1805 (1979).
19. **M.Janicke, M.Daniel, et al.** Microelectronics Journal, **35**, 831 (2004).
20. **G.Massobrio, S.Martinova, M.Grattarola.** Simulation of semiconductor devices and processes, **4**, 563 (1991). Ed. W. Fichtner, D. Aemmer, Zurich (Switzerland), Sept. 12-14, 1991.
21. **J.C.Owicki, L.J.Bousse, et al.** Annual Rev. Biophys. Biomol. Struct., **23**, 87 (1994).
22. **T.Yoshinobu, M.J.Schöning, R.Otto, et al.** Sens. and Actuators B, **95**, 352 (2003).

ԼՈՒՑՍՈՎ ՀԱՍՅԵԱԳՐՎՈՂ ՊՈՏԵՆՑԱԶՍՓԱԿԱՆ ՍԵՆՍՈՐՆԵՐԻ
ՄՈՂԵԼԱՎՈՐՈՒՄ ԵՎ ՀԱՇՎԱՐԿ

Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Մոդելավորված և տեսականորեն հետազոտված են կիսահաղորդիչ/մեկուսիչ/էլեկտրոլիտ և կիսահաղորդիչ/մեկուսիչ/մեմբրան/էլեկտրոլիտ կառուցվածքով լույսով հասցեագրվող պոտենցաչափական սենսորները: Մոդելավորված է սենսորի աշխատանքը մոդուլացված արտաքին ճառագայթման ազդեցության տակ: Ստացված են չափման ենթակա ֆոտոհոսանքի տեսական արտահայտությունները, որոնք բացահայտ կախվածության մեջ են կիսահաղորդիչի և մեկուսիչի էլեկտրաֆիզիկական և երկրաչափական պարամետրերից, ճառագայթման հզորությունից և կլանման գործակցից, կիրառված լարումից, ինչպես նաև pH կոնցենտրացիայից: Ներկայացված են p-Si/SiO₂/Ta₂O₅/էլեկտրոլիտ և p-Si/SiO₂/Ta₂O₅/մեմբրան/էլեկտրոլիտ կառուցվածքով սենսորների համար կատարված թվային հաշվարկների արդյունքները: Ցույց է տրված, որ կամայական մեմբրանի միայն պարբերական գրգռումն է հանգեցնում ֆոտոհոսանքի էական փոփոխության:

MODELING AND SIMULATION
OF LIGHT-ADDRESSABLE POTENTIOMETRIC SENSORS

F.V. GASPARYAN

Results of modeling and theoretical simulation of the influence of intensity-modulated irradiation on the light-addressable potentiometric sensors based on the electrolyte-insulator-semiconductor and electrolyte-membrane-insulator-semiconductor structures are presented. A theoretical model for measuring a.c. photocurrent is developed based on the assumption that under modulated irradiation the conductivity of the semiconductor depletion layer is modulated. The electric equivalent a.c. schemes are presented and the measured a.c. components of photocurrents are calculated. Analytical expressions for photocurrent dependences on the parameters of the semiconductor and insulator, irradiation adsorption coefficient and intensity, gate voltage and pH concentration are presented. Numerical calculations are made for the p-Si/insulator/electrolyte and p-Si/insulator/membrane/electrolyte sensors. It is shown that only periodical excitation of any membrane brings to essential changes of the a.c. component of photocurrent.

УДК 537.531

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ТОЛСТЫХ СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ПРИПОВЕРХНОСТНЫМИ ДЕФОРМИРОВАННЫМИ СЛОЯМИ

А.О. АБОЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 27 января 2010 г.)

Исследована дифракция рентгеновских лучей в толстых совершенных кристаллах с приповерхностными деформированными слоями. Показано, что в деформированных слоях происходит кинематическое рассеяние, а в объеме совершенной части – динамическое рассеяние. Выявлено, что в пучках, дифрагировавших на поверхностных дефектах, существенную роль играет вторая гармоника использованного характеристического излучения $MoK_{\alpha 1}$.

1. Введение

Как известно, рентгеновская дифракционная диагностика дефектов приповерхностных слоев совершенных кристаллов имеет большое научное и практическое значение [1,2], в особенности для производства полупроводниковых приборов. В [1] теоретически разработан и экспериментально осуществлен ряд новых высокочувствительных методов, позволяющих получить информацию о структурном совершенстве тончайших приповерхностных слоев. В [2] обсуждаются методики, использующие дифракцию рентгеновских лучей при скользких углах падения, причем изучение свойств поверхности и приповерхностных слоев ведется по угловым энергетическим спектрам упруго рассеянного рентгеновского излучения.

Дифракция рентгеновских лучей скользкого угла падения, при которой оба угла, как падения, так и выхода, малы и вектор дифракции приблизительно параллелен поверхности [3-7], является дифракционной геометрией, очень чувствительной к постоянной решетки. Как правило, этот метод чувствителен для исследования шероховатых поверхностей [8,9], так же, как и для исследования структуры тонких пленок, помещенных на шероховатой поверхности [10]. Другим методом исследования рентгеновского рассеяния на тонких пленках и многослойных структурах являются измерения незеркального рентгеновского рассеяния от шероховатых поверхностей и интерфейсов при определенных малых углах, что позволяет достичь очень малой расходимости падающего пучка и, следовательно, высокой разрешимости, близкой к зеркально-отраженному пучку [11]. Ранее нами в [12] предложен метод получения рентгенотопографических

изображений приповерхностных деформированных слоев и определения их толщины.

В настоящей работе исследована дифракция рентгеновских лучей в случае Лауэ в толстых совершенных кристаллах с приповерхностными нарушенными слоями. Необходимо отметить, что для изучения очень тонких приповерхностных слоев толстых кристаллов традиционный метод Лауэ неприменим, так как светосила этого метода слишком мала. Целью настоящей работы является исследование некоторых закономерностей дифракции рентгеновских лучей в таких кристаллах, в частности, происхождение контраста рентгенодифракционных изображений приповерхностных и объемных нарушений структуры.

2. Методика эксперимента

Из бездислокационного кремния были изготовлены образцы параллелепipedальной формы толщиной 10–15 мм с отражающими плоскостями (110), перпендикулярными поверхности (симметричный случай Лауэ, рис.1). После травления образца была получена его топограмма с использованием рефлекса

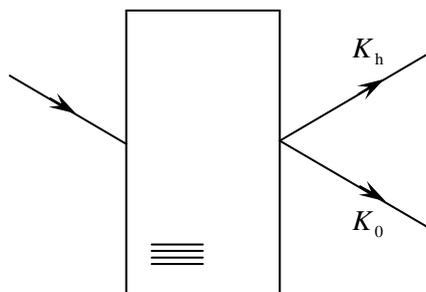


Рис.1. Симметричная схема Лауэ, примененная в эксперименте.

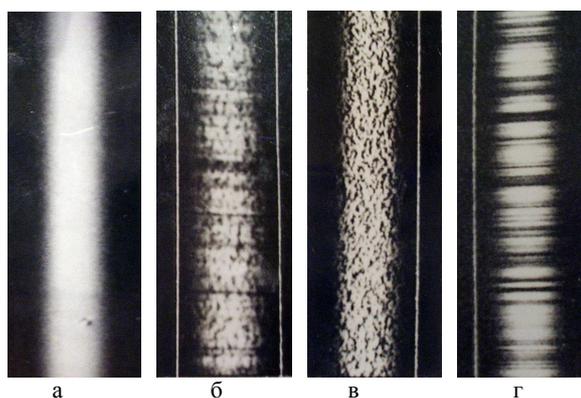


Рис.2. Отражения от монокристалла кремния толщиной 12 мм: а) образец подвергнут химическому травлению; б) обе поверхности обработаны мелким алмазным порошком; в) входная поверхность

протравлена, выходная отшлифована; г) входная поверхность отшлифована, выходная протравлена.

(220) (рис.2а), ясно показывающая, что образец действительно не содержит дислокаций. Затем входные и выходные поверхности образцов были отшлифованы мелким алмазным порошком. На рис.2б представлен один из снимков, полученных от шлифованных образцов. Из этого снимка видно, что основная (широкая) линия с двух сторон сопровождается тонкими (интенсивными) белыми линиями (здесь и далее речь идет о позитиве); на основной линии получены белые горизонтальные (поперечные) линии, а между ними беспорядочно расположены белые и черные фигуры различной формы.

3. Интерпретация структуры рефлекса (220), полученной от толстого совершенного кристалла с приповерхностными деформированными слоями

Впервые структура рефлекса (220) была исследована в [13]. Можно показать, что тонкие интенсивные линии получаются от деформированных шлифовкой поверхностных слоев при наличии расходимости первичного падающего пучка. Тонкая линия, расположенная справа от основной, получается, от приповерхностного слоя – на входной поверхности кристалла, а слева – от приповерхностного слоя на выходной поверхности. Если обе поверхности кристалла протравлены, то эти линии не получаются (рис.2а); если отшлифована только входная поверхность, то исчезает левая линия (рис.2в), а если отшлифована только выходная поверхность кристалла, то исчезает правая линия (рис.2г).

Наличие на фотопленке тонких линий от шлифованных поверхностей обусловлено тем, что интенсивность пучка, дифрагировавшего на дефектах, больше, чем пучка, испытавшего дифракцию на совершенной части. Например, в нашем эксперименте, при длине коллиматора 400 мм и ширине диафрагмы 0,7 мм, угловая расходимость первичного пучка составляла примерно $400''$. При указанных параметрах, как показали микрофотометрические измерения топограмм, интенсивность дифракции на дефектах в сто раз больше интенсивности дифракции на совершенной части. При отсутствии расходимости или при малой расходимости первичного пучка тонкие боковые линии не должны получаться из-за большого коэффициента поглощения (нормальное поглощение). Чтобы убедиться в этом, был поставлен эксперимент: первичный пучок пропусклся через монохроматор Отье [14], причем монохроматор и образец были изготовлены из одного монокристалла и имели общее основание (рис.3а).

Отраженный в монохроматоре пучок K_h (рис.3б) не имеет расходимости и проявляет себя в качестве плоской волны. Напротив, проходящий пучок K_0 сохраняет свою первоначальную расходимость. Именно поэтому рефлексы на рис.3в и д, образованные отраженным в монохроматоре пучком K_h , не сопровождаются тонкими линиями, а рефлекс на рис.3г, образованный проходящим пучком K_0 , имеющим расходимость, с двух сторон сопровождается тонкими линиями.

Однако, даже с учетом расходимости первичного пучка, интенсивность боковых линий в условиях толстых поглощающих кристаллов получалась выше ожидаемой. Дело в том, что лучи, дифрагировавшие на дефектах поверхности и дающие изображение тонкой боковой линии внутри кристалла, направлены не под углом Брэгга и должны были бы сильно поглощаться.

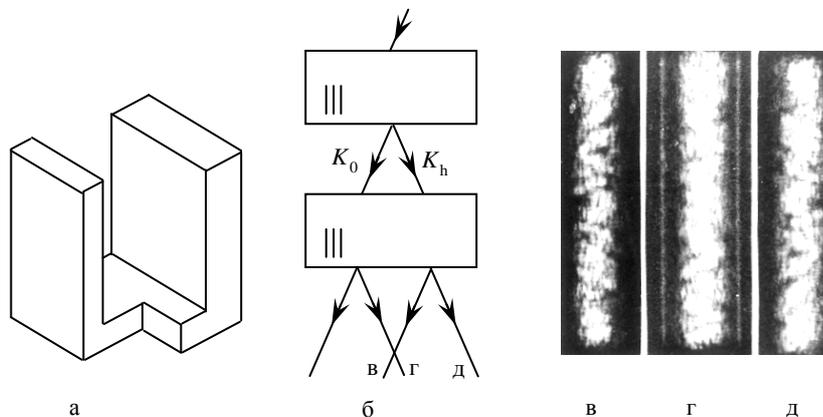


Рис.3. Монохроматор Отье и полученные с его помощью снимки: а) общий вид монохроматора и образца, имеющих общее основание; б) ход лучей в системе; в), г), д) топограммы, соответствующие пучкам K_0 и K_h (лучи в,г,д на рис.3б).

Для объяснения большой интенсивности боковых линий была проведена проверка участия гармоник характеристического излучения в их спектре. Как известно, коротковолновая граница непрерывного спектра излучения рентгеновской трубки определяется из условия $\lambda(\text{Å}) = 12.4/U(\text{кВ})$, где λ – длина волны, U – напряжение на трубке. Отсюда порог возбуждения второй гармоники характеристического излучения $\text{MoK}_{\alpha 1}$ с $\lambda = 0.354 \text{ Å}$ получается чуть меньше 35 кВ. Так как съемка проводилась при напряжении на трубке, равном 40 кВ, то в спектре излучения присутствовала вторая гармоника. В эксперименте первичный пучок, падающий на исследуемый кристалл, характеризуется как угловой расходимостью, так и определенным спектральным составом. Спектральная интенсивность характеристического излучения велика по сравнению с интенсивностью тормозного излучения, но с другой стороны, нормальный коэффициент для коротковолновой части непрерывного спектра намного меньше коэффициента поглощения характеристического излучения. Например, для кристалла кремния и излучения $\text{MoK}_{\alpha 1}$ ($\lambda = 0.71 \text{ Å}$) коэффициент поглощения $\mu = 14 \text{ см}^{-1}$, а для второй гармоники с $\lambda = 0.354 \text{ Å}$ $\mu = 1.75 \text{ см}^{-1}$. Как видно из рис.4б, полученного от толстого кристалла ($t = 10 \text{ мм}$), боковые линии действительно отсутствуют. Чтобы полностью исследовать проблему, были сняты топограммы тонкого кристалла ($t = 1.5 \text{ мм}$), приготовленного, как и толстый, с плоскостями (110), перпендикулярными отшлифованным поверхностям. На рис.4в,г видно, что боковые линии получаются при съемке как с

$U = 40$ кВ, так и $U = 28$ кВ. Следует указать, что вследствие малой толщины кристалла боковые светлые линии на рис.4в,г не отделились от средних широких основных рефлексов, а близко примыкают к ним, являясь их границами. Действительно, на рис.4в,г основные рефлексы имеют по этой причине резко выраженные границы в виде светлых линий, а, например, на рис.4а, полученном от толстого кристалла ($t = 10$ мм), светлые боковые линии отделены от основного рефлекса, не имеющего резких границ. В случае тонкого кристалла (рис.4г) светлые боковые линии получаются лишь благодаря расходимости первичного пучка и малости коэффициента μt .

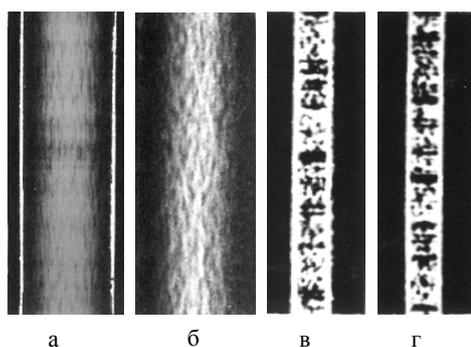


Рис.4. Топограммы, полученные от кристаллов при разных режимах работы рентгеновской трубки. При 40 кВ в спектре присутствует вторая гармоника характеристического излучения $MoK_{\alpha 1}$ при 28 кВ она отсутствует: а) толщина образца $t = 10$ мм, напряжение на трубке $U = 40$ кВ; б) $t = 10$ мм, $U = 28$ кВ; в) $t = 1.5$ мм, $U = 40$ кВ; г) $t = 1.5$ мм, $U = 28$ кВ.

Таким образом, белый контраст тонких боковых линий в случае толстых кристаллов является результатом наличия как расходимости первичного пучка, так и малого коэффициента поглощения второй гармоники, присутствующей в этой линии.

Была также экспериментально исследована зависимость толщины тонкой боковой линии от некоторых факторов. Увеличение ширины диафрагмы, при прочих неизменных условиях, приводило к росту толщины линии. Причем при диафрагме шириной 4 мм это уже не тонкие линии, а широкие полосы, перекрываемые друг с другом и с основной линией рефлекса, на которую изменение ширины диафрагмы, естественно, не влияло. Ширина боковой линии растет также с увеличением размера зерен, используемых для шлифовки поверхности порошка, что связано с увеличением толщины нарушенного слоя, информацию о котором несет в себе боковая линия. На рис.5 представлены топограммы, на которых видно их уширение с увеличением расстояния от кристалла до фотопленки. Микрофотометрирование этих снимков дало расходимость порядка $400''$, что с большой точностью совпало с расходимостью

первичного пучка в нашем эксперименте (длина коллиматора $l = 400$ мм, ширина диафрагмы $d = 0.7$ мм и расходимость $\alpha = 100''$)

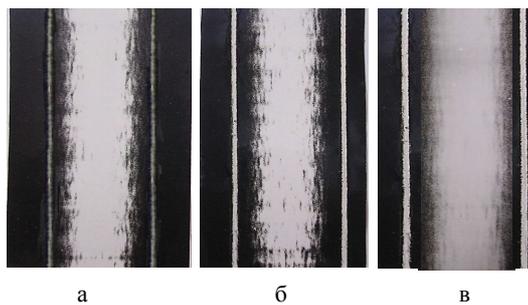


Рис.5. Отражения (220), полученные при различных расстояниях образца до фотопленки: а) $l = 12$ см, б) $l = 24$ см, в) $l = 36$ см.

Можно убедиться также в том, что тонкие линии являются результатом кинематического рассеяния рентгеновских лучей в деформированных приповерхностных слоях. В этом случае волны, рассеянные входными деформированными слоями, выходят из кристалла без участия в многократных переотражениях в его объеме.

Последнее можно показать, воспользовавшись разработанным в [15] методом ступенчатого кристалла. В случае, когда первичный пучок падает на ступенчатый кристалл с гладкой стороны, сечение дифрагированного пучка при кинематическом рассеянии имеет форму отражающих плоскостей (рис.6). В случае динамического рассеяния части следов дифрагированного пучка от тонкой и толстой частей кристалла сдвинуты друг относительно друга. Как видно из рис.7, образованная от ступенчатого кристалла с приповерхностными деформированными слоями (рис.7б) тонкая линия, полученная от приповерхностного деформированного слоя входной поверхности, перегиба не имеет. Это доказывает, что в приповерхностном слое происходит кинематическое рассеяние.

Широкая линия рефлекса получается в результате динамической дифракции рентгеновских лучей в объеме кристалла. Это наглядно видно из рис.7б. Действительно, части рефлекса, образованные в тонкой и толстой частях ступенчатого кристалла, почти не отличаются по ширине и смещены друг относительно друга. Это означает, что в объеме происходит динамическое рассеяние.

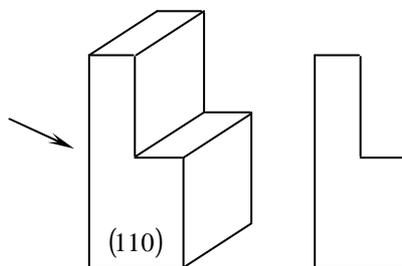


Рис.6. Случай кинематического рассеяния, когда топограммы, полученные от кристаллов, имеют форму отражающих плоскостей.

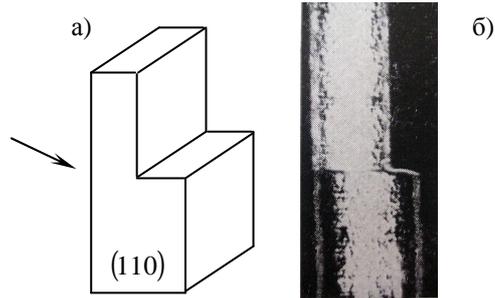


Рис.7. Толстый ступенчатый кристалл со шлифованными поверхностями (а) и полученная от него топограмма (б).

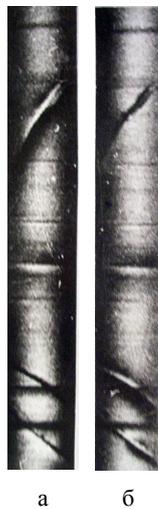


Рис.8. Топограммы, полученные от толстого кристалла кремния с механическими нарушениями поверхности: а) в отраженном пучке; б) в проходящем пучке. Горизонтальные линии получаются от дефектов входной поверхности, наклонные – выходной.

Дефекты входной и выходной поверхностей дают изображения и на основной линии. Как видно из рис.8, дефекты как входной, так и выходной поверхностей имеют черно-белый контраст. Причем дефекты входной поверхности имеют одинаковый контраст в пучке, дифрагированном как в направлении падения, так и в направлении отражения, а дефекты выходной поверхности – противоположный контраст (белое становится черным и наоборот).

4. Структура рефлексов лауэграмм от толстых совершенных кристаллов с приповерхностными нарушенными слоями

Одновременно с рефлексом (220) от характеристического излучения $\text{MoK}_{\alpha 1}$ получаются и другие рефлексы, обусловленные излучением непрерывного спектра (рис.9). Но на этих рефлексах основные линии не получаются из-за относительно малой интенсивности непрерывного спектра (малой светосилы метода Лауэ). Тонкие же линии, обусловленные приповерхностными деформированными слоями, достаточно интенсивны, так как деформированные участки кристалла отражают гораздо сильнее, чем совершенные участки.

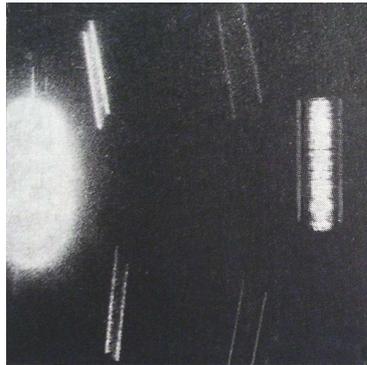
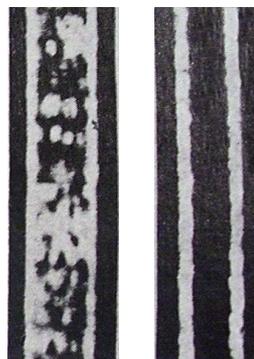


Рис.9. Рефлексы, полученные одновременно с рефлексом (220) от характеристического излучения $\text{MoK}_{\alpha 1}$, обусловленные излучением непрерывного спектра.

Исчезновение основной линии в рефлексах, полученных от непрерывного спектра, объясняется узостью угловых и спектральных областей первичного пучка, участвующих в отражении при динамическом рассеянии. Поэтому на лауэграммах, обусловленных непрерывным спектром, основные линии при разумных экспозициях не появляются. В рефлексе характеристического излучения они появляются из-за большой интенсивности этого излучения. Появление тонких линий в рефлексах непрерывного спектра объясняется широкими угловыми спектральными областями отражения, обусловленными приповерхностными деформированными слоями.



а 372 б

Рис.10. Отражения (220) при хорошей юстировке (а) и при небольшой разъюстировке (б).

Чтобы убедиться в том, что непрерывный спектр при не слишком больших экспозициях не дает основной линии динамического рассеяния, кристалл был выведен из ориентации отражения (220) характеристического излучения $\text{MoK}_{\alpha 1}$. В этом случае, как показано на рис.10б, основная линия исчезла, а тонкие линии остались – характеристическое излучение заменено излучением непрерывного спектра.

Таким образом, можно констатировать: 1) белый контраст боковых тонких линий связан с расходимостью падающего пучка и с малым коэффициентом поглощения второй гармоники, присутствующей в нем; 2) ширина тонких линий зависит от расходимости (в некоторых пределах) первичного пучка, расстояния от кристалла до фотопленки и от толщины нарушенного слоя. Ширина основной линии от этих факторов не зависит; 3) на лауэграммах интенсивность боковой линии больше интенсивности основной, что обусловлено большой интенсивностью дифрагировавшего на дефектах пучка.

5. Влияние асимметричности отражения на структуру рефлекса топограмм и роль расходимости первичного пучка в образовании тонких боковых линий на секционных топограммах

В предыдущем параграфе был рассмотрен симметричный случай отражения по Лауэ, когда кинематические компоненты расположены симметрично относительно основного рефлекса (рис.2б). Ниже будет рассмотрен случай асимметричного отражения, когда следует различать отражения hkl и \overline{hkl} .

На рис.11 показаны ход лучей в кристалле и поперечные сечения рефлексов на пленке, поставленной перпендикулярно отражающим плоскостям. В отраженном пучке расстояние между кинематическими компонентами X_1 в случае отражения (220) больше, чем X_2 в случае отражения $(\overline{220})$ (рис.12а,б).

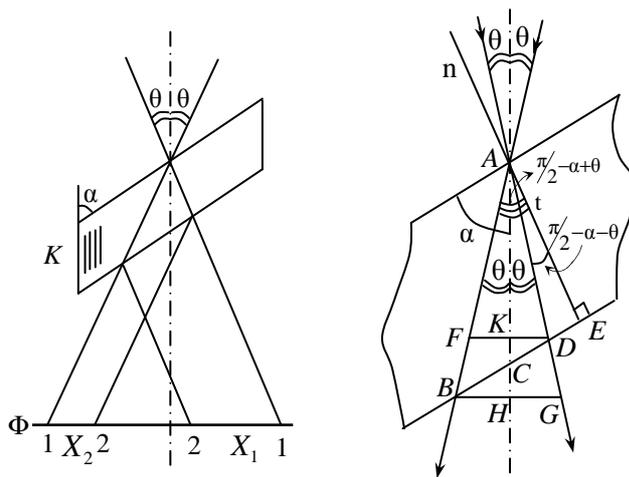


Рис.11. Ход лучей в кристалле при асимметричном отражении; K – исследуемый кристалл; F – фотопленка; 1 и 2 – кинематические компоненты рассеяния от поверхностей входа и выхода.

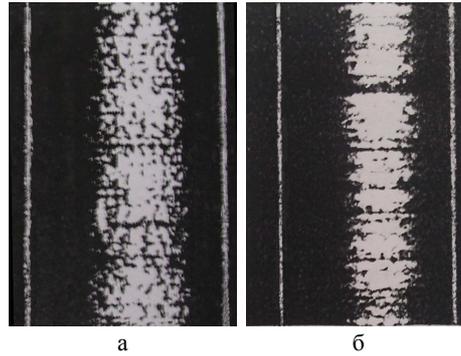


Рис.12. Секционные топограммы при асимметричных отражениях (220) (а) и $(\bar{2}20)$ (б).

Искомые величины X_1 и X_2 легко определяются следующим образом, исходя из рис.11:

$$X_1 = 2t \sin \theta / \sin(\alpha - \theta), \quad (1)$$

$$X_2 = 2t \sin \theta / \sin(\alpha + \theta), \quad (2)$$

где t – толщина кристалла; α – угол наклона отражающих плоскостей на входной поверхности кристалла; θ – угол Брэгга. Углы α и θ удовлетворяют условию $\pi/2 \geq \alpha > \theta$. Если фотопленка установлена перпендикулярно отраженному пучку (рис.11), то для X'_1 и X'_2 имеем

$$X'_1 = X_1 \cos \theta = t \sin 2\theta / \sin(\alpha - \theta), \quad (3)$$

$$X'_2 = X_2 \cos \theta = t \sin 2\theta / \sin(\alpha + \theta). \quad (4)$$

В отраженном пучке кинематические компоненты расположены несимметрично относительно основного рефлекса (рис.12).

Интенсивность компоненты **1** кинематического рассеяния, обусловленная дефектами входной поверхности кристалла, для отражения (220) больше, чем интенсивность компоненты **2**, обусловленная дефектами выходной поверхности, а при отражении $(\bar{2}20)$ имеет место обратное. Это объясняется тем, что в первом случае компонента **1** в кристалле проходит меньший путь и, следовательно, испытывает меньшее поглощение, а во втором случае меньший путь проходит компонента **2** внутри кристалла.

В случае отражения (220) ширина динамической компоненты больше, чем в случае отражения $(\bar{2}20)$, но в обоих случаях она смещена в сторону кинематической компоненты большей интенсивности.

Наличие поверхностных деформированных слоев – необходимое, но не достаточное условие для образования тонких боковых линий на секционной

топограмме. Интенсивность этих линий оказывается гораздо выше ожидаемой, несмотря на то, что коэффициент поглощения кинематических компонент намного больше аномально малого коэффициента поглощения при динамическом рассеянии (эффект Бормана). Это связано с тем, что поток, дифрагировавший на дефектах, на два порядка больше потока, дифрагировавшего на совершенной части кристалла, т. к. при падающем пучке, расходимость которого больше, чем угловая ширина отражения, часть его, удовлетворяющая условию динамической дифракции для данного семейства отражающих плоскостей совершенной части кристалла, участвует в динамическом рассеянии.

Остальная, большая часть первичного пучка участвует в кинематическом рассеянии, т.е. в образовании тонких боковых компонент на топограмме. Таким образом, для появления тонких боковых линий на топограмме необходимо, чтобы первичная волна имела некоторую расходимость.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.М.Афанасьев, П.А.Александров, Р.М.Имамов.** Рентгеновская структурная диагностика. М., Наука, 1986.
2. **А.В.Андреев.** УФН, **145**, 113 (1985).
3. **М.Афанас'ев, М.К.Мелконян.** Acta Cryst. A, **39**, 207 (1983).
4. **W.C.Marra, P.Eisenberger, A.Y.Cho.** J. Appl. Phys., **450**, 6927 (1979).
5. **H.Dosch.** Critical Phenomena at Surfaces and Interfaces. Berlin, Springer, 1994.
6. **V.H.Etgens, M.Sauvage-Simkin, R.Pinchaux, J.Massies, N.Jedrecy, A.Waldhauer, S.Tatarenko, P.H.Jouneau.** Phys. Rev. B, **47**, 10607 (1993).
7. **А.О.Абойан, Н.Р.Дрмеван.** J. Appl. Cryst., **36**, 1256 (2003).
8. **D.K.G. de Boer.** Phys. Rev. B, **49**, 5817 (1994).
9. **Y.H.Phang, D.E.Savage, T.F.Kuech, M.G.Lagally, J.S.Park, K.L.Wang.** J. Appl. Phys., **74**, 3181 (1993).
10. **M.Tolan, G.Vacca, S.K.Sinha, M.Rafailovich, J.Sokolov, H.Lorenz, J.P.Kotthaus.** J. Phys. D: Appl. Phys., **28**, A231 (1995).
11. **T.Salditt, T.H.Metzger, J.Peisl, G.Goerigk.** J. Phys. D: Appl. Phys., **28**, A236 (1995).
12. **А.О.Абойан, А.С.Тумасян.** Изв. НАН Армении, Физика, **35**, 100 (2000).
13. **Р.А.Безиргянан, А.О.Абойан, А.С.Тумасян.** Crystal Res. and Technol., **23**, 893 (1988).
14. **A.Authier.** Acta geologica Bratislava, **14**, 11 (1968).
15. **Р.А.Безиргянан, Е.Г.Заргярян, В.Г.Аслыан.** Crystal Res. and Technol., **19**, 5 (1984).

FEATURES OF X-RAY DIFFRACTION IN THICK PERFECT CRYSTALS WITH DEFORMED SUBSURFACE LAYERS

A.O. ABOYAN

Diffraction of X-rays in thick perfect crystals with deformed subsurface layers has been investigated. It is shown that the kinematic scattering of X-rays take place in deformed layers, while the dynamical one occurs in the perfect part of the crystal, its bulk. It is revealed also that in beams of X-rays diffracted on surface defects, the role played by the second harmonic of the applied characteristic radiation $\text{MoK}_{\alpha 1}$ is essential.

УДК 620.3

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОКОМПОЗИТА ПОИАНИЛИНА С ДВУОКИСЬЮ ОЛОВА

А.А. МАТНИШЯН¹, Т.Л. АХНАЗАРЯН¹, Г.В. АБАГЯН²,
С.И. ПЕТРОСЯН², Г.Р. БАДАЛЯН², М.Г. ЕГИКЯН¹

¹Ереванский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 16 февраля 2010 г.)

Предложен метод получения наноразмерного, высокопроводящего композита полианилина с диоксидом олова (SnO_2). Синтез SnO_2 и поликонденсация анилина совмещены в одном реакторе, который позволяет регулировать размеры наночастиц SnO_2 в пределах от 10 до 300 нм и изменять их содержание в нанокompозите в зависимости от условий синтеза (температуры, pH и концентрации реагентов). Исследованы морфология, состав, ИК-спектры и электропроводность полученных образцов и пленок.

1. Введение

Композиты полианилина (ПАН) с неорганическими наполнителями, благодаря ряду полезных свойств, нашли широкое применение в электронике и электротехнике. Гибридные материалы, состоящие из органических и неорганических нанокomпонентов, особенно востребованы в микроэлектронике [1-3]. Они обладают чувствительностью к свету и различным газам, каталитической активностью [4-7]. В частности, нанокomпозиты полианилина с двуокисью титана используются для изготовления фотоэлектрических преобразователей, различного типа датчиков, пьезоэлектрических материалов [4,5]. Материалы, содержащие двуокись олова, являются хорошими катализаторами окисления метанола [6], сенсорами газов [7], используются в нелинейной оптике [8], электрохимии [9].

Методы синтеза нанокomпозитов полианилина с двуокисью олова (ПАН/ SnO_2) недостаточно исследованы и в основном сводятся к полимеризации анилина в суспензии порошков наполнителя заданного размера [10]. Наиболее перспективны наноматериалы, размер частиц которых можно регулировать в процессе синтеза в пределах 10–100 нм.

В данной работе предложен новый способ получения высокопроводящих наноразмерных композитов (ПАН/ SnO_2) и исследованы некоторые свойства полученных материалов.

2. Методика эксперимента

Синтез нанокompозитов проводился аналогично методике, описанной в [11,12]. При интенсивном перемешивании в УЗ гомогенизаторе в стеклянной колбе смешивали 5 мл бутанола и 1 мл (2,23 г) SnCl_4 (0,01 моль), оставляли на 15 минут, после чего добавляли 25 мл этанола и 25 мл дистиллированной воды. Раствор охлаждали в ледяной бане до 0° и при интенсивном перемешивании добавляли 0,93 мл (0,01 моль) анилина. Через 10 минут в полученную эмульсию каплями добавляли 7,2 мл 7% водного раствора NH_4OH . Еще через 5–10 минут прибавляли по каплям 30 мл водного раствора (2,5 г, 0,01 моль) персульфата аммония. Через 2 часа после достижения ОВ потенциала системы до 415 мВ полученную суспензию фильтровали и промывали сначала 0,1 N раствором HCl в течение 5 часов, а затем дистиллированной водой 30 мин. Полученную пасту отжимали под вакуумом и сушили при температуре 60°C в течение 24 часов. В результате получалось 2,35 г композита в форме эмеральдиновой соли с проводимостью $\sim 0,05 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Для приготовления нанокompозита в форме эмеральдинового основания обрабатывали полученную пасту 7% раствором аммиака в течение 24 часов, затем промывали в течение 1 часа дистиллированной водой, фильтровали и сушили при 60°C в течение 10 часов. В итоге получалось 1,86 г нанокompозита с очень низкой проводимостью $\sim 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Пленки получали осаждением свежеприготовленных гелей композита на вращающуюся подложку [13], а также методом вакуумного напыления порошка нанокompозита [14] на установке ВУП-2к при температуре испарителя от 250°C до 400°C .

Морфология поверхности нанокompозита и его элементный состав исследовались с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), оборудованного микроаналитической системой для энергодисперсионного рентгеновского (EDX) микроанализа INCA Energy 300, позволяющей детектировать все химические элементы, начиная с бора. Количественный элементный анализ производился путем обработки рентгеновских спектров, полученных из различных областей поверхности образца.

Электропроводность измерялась четырехконтактным способом. FTIR спектры продуктов синтеза регистрировались (для порошка в таблетках с KBr , для пленок на подложках KBr) на спектрометре фирмы Nexus<Thermo Nicolet>.

3. Результаты и обсуждение

Суть предлагаемого в данной работе метода получения высокопроводящих наноразмерных композитов ПАН/ SnO_2 заключается в химической полимеризации анилина в присутствии наноразмерных частиц SnO_2 , полученных *in situ* в процессе синтеза. Синтез наноразмерных частиц SnO_2 и поликонденсация анилина совмещены в одном реакторе. Метод получения композита позволяет регулировать размер частиц SnO_2 в пределах от 10 до 300 нм и изменять его содержание в нанокompозите в зависимости от параметров

синтеза – температуры, концентрации реагентов и кислотности среды. Установлено, что скорость поликонденсации анилина не зависит от концентрации и размера наполнителя. Выход композитов падает с увеличением кислотности и при $\text{pH} \leq 2$ композит не образуется. Образование наноразмерных SnO_2 начинается при $\text{pH} = 3-4$ и в этом интервале наблюдается максимальный выход нанокompозита. В зависимости от количества наночастиц в реакционной среде, получены композиты с содержанием SnO_2 до 90 вес.%.

Исходя из того, что ПАН не удается полностью экстрагировать из композита, мы предполагаем, что рост ПАН начинается на поверхности наночастиц и связан с ними химически. Взаимодействие полианилина с частицами окиси олова, а также со стеклом, сажей, графитом и другими наполнителями, по-видимому, осуществляется на первой стадии синтеза, в процессе образования ион-радикала анилина [15]. Электропроводность полученных нанокompозитов уменьшается от 1 до $0,005 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при увеличении содержания двуокиси олова до 70 вес.%. Электропроводность композита увеличивается путем допирования ПАН ионами Cl^- и SO_4^{2-} для получения изумрудиневой соли полианилина. Проводимость композита при этом увеличивается по сравнению с недопированным образцом примерно на 9 порядков (проводимость прессованных под давлением 50 МПа образцов соли изумардина равнялась $0,05 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, основной формы $-10^{-10} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) и с увеличением степени допирования достигает максимума при содержании в ПАН 24 вес.% допанта.

Исследование состава образцов методом EDX микроанализа показало, что в спектре характеристического рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии электронного зонда с поверхностью образца (рис.1), присутствуют пики химических элементов, входящих в состав полианилина (только С и N, т.к. Н данным методом не детектируется) и двуокиси олова (Sn и O), а также пики серы и хлора.

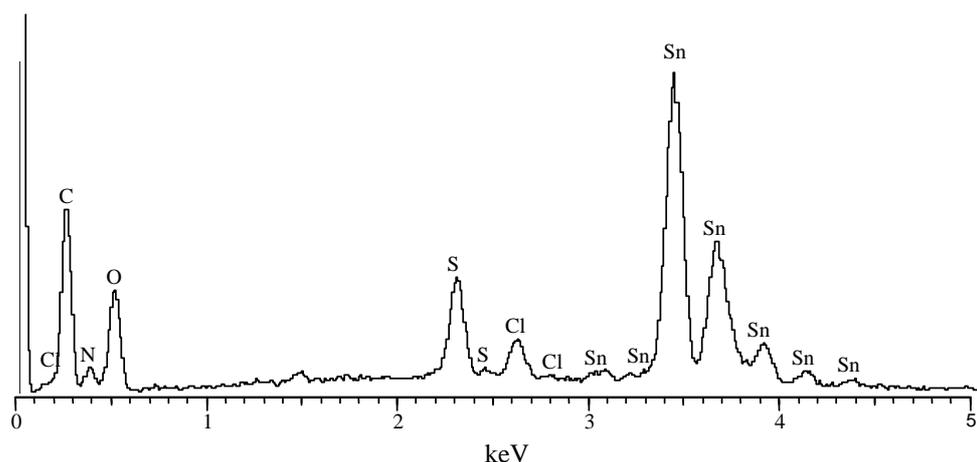


Рис.1. Спектр характеристического рентгеновского излучения образца композита.

Измерения выполнялись в различных областях поверхности образца. В табл.1 приведены средние значения концентраций химических элементов в одном из образцов.

Табл.1. Концентрации химических элементов, составляющих образец.

Элемент	C	N	O	S	Cl	Sn
EDX, ат.%	49.78	7.56	27.67	3.02	1.46	10.51
EDX, вес.%	23.51	4.17	17.43	3.81	2.03	49.03
Хим. анализ, вес.%	-	5.4	-	2.8	2.1	42

Анализ результатов этой таблицы позволяет с некоторым приближением прийти к выводу о молекулярном составе образца: в нем присутствуют соединения $C_{24}H_{20}N_4$; SnO_2 ; S (возможно, в соединении с O и H) и Cl (возможно в соединении с H). В табл.2 приведены концентрации соединений, составляющих композит и пленку, полученную вакуумным напылением.

Табл.2. Концентрации химических соединений, составляющих композит.

Соединение	$C_{24}H_{20}N_4$	SnO_2	соедин. с S	Cl
Композит, мол.%	13.09	66.37	19.07	1.46
Композит, вес.%	30.68	57.48	9.82	2.03
Пленка, вес.%	25.3	60.7	11.8	2.2

Рассмотрение результатов химического и EDX элементного анализа позволяет сделать вывод, что полученный композит ПАН/ SnO_2 содержит практически введенное при синтезе количество наноразмерного наполнителя (~58 вес.%), а также 12 вес.% допанта (в виде ионов Cl^- и SO_4^{2-}), что подтверждается также значительным увеличением электропроводности образцов. Из соотношения $C/N \approx 6$ и $O/Sn \approx 2$ (табл.1) следует, что стехиометрия ПАН и SnO_2 не меняется в условиях синтеза. Кроме того, сравнение содержания компонентов, составляющих композит, с соответствующим составом пленок (табл.2) показывает, что при вакуумном напылении композита состав полученной пленки близок к составу композита.

Исследование морфологии методом сканирующей электронной микроскопии показывает высокую однородность наноматериала, состоящего в основном из глобулярных частиц композита размером 20–30 нм. Как видно из рис.2, в процессе синтеза получается однородный композит с включением более крупных образований – глобул ПАН размерами в пределах 30–50 нм, количество которых зависит от условий проведения реакции. Отметим, что образование глобул размерами 35–60 нм характерно и для наноразмерного полианилина [15].

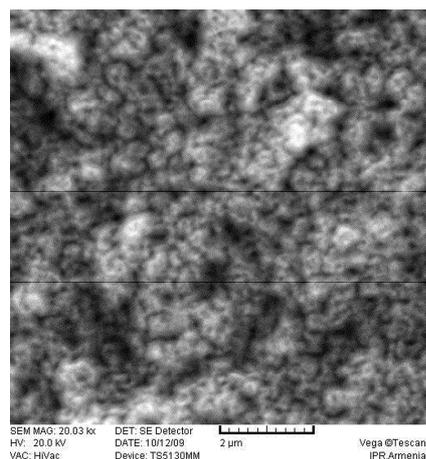


Рис.2. СЭМ-изображение поверхности образца композита.

В FTIR спектре нанокompозита (рис.3) полосы поглощения в области 1607.5 и 1490.8 cm^{-1} характерны для хиноидных и бензольных колец полианилина, а пик на 616.7 cm^{-1} , согласно [16], соответствует антисимметричной моде Sn-O-Sn.

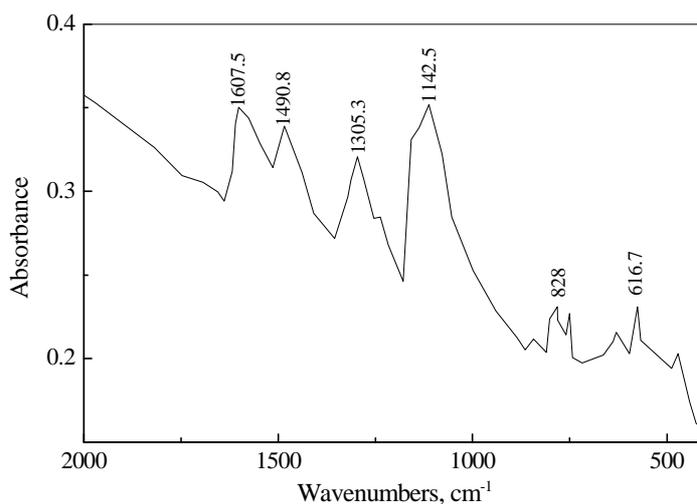


Рис.3. Спектр ИК поглощения композита.

Осаждением свежеприготовленных гелей нанокompозита методом spin-coating получены покрытия на подложках из стекла и KBr. Проводимость пленок на KBr равнялась $5 \times 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Методом вакуумного напыления композитов на подложки из стекла и KBr, при температуре испарителя 250–400 $^{\circ}\text{C}$ получены прозрачные пленки нанокompозита толщиной до 100 нм. Исследование морфологии поверхности этих пленок (рис.4) показало их высокую однородность.

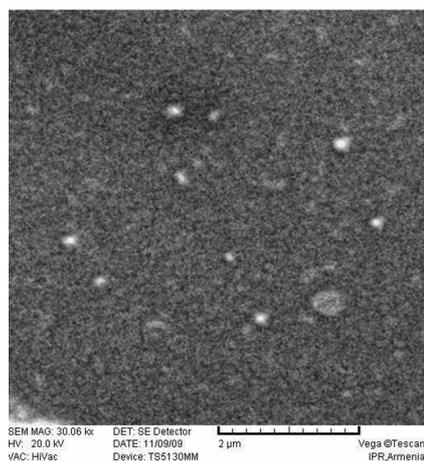


Рис.4. СЭМ-изображение поверхности пленки, полученной методом вакуумного напыления.

Таким образом, разработанный нами метод позволяет получать однородные, проводящие наноконпозиты, состоящие в основном из глобулярных частиц с размерами 20–30 нм, причем электропроводность наноконпозита существенно зависит от содержания SnO₂, которое может достигать 90 вес.%, а также от степени допирования ПАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.R.Pedro.** Adv. Mater., **13**, 163 (2001).
2. **H.B.Wu, F.Huang, J.B.Peng, Y.Gao.** Org. Electron., **6**, 118 (2005).
3. **A.P.Ramirez.** Science, **9**, 1377 (2007).
4. **J.Luo, H.G.Huang, H.P.Zhang, L.L.Wu, Z.H.Lin, M.Hepel.** Journal of New Materials for Electrochemical Systems, **3**, 249 (2000).
5. **X.Zang, G.Yan, H.Ding, Y.Shan.** Materials Chemistry and Physics, **102**, 249 (2007).
6. **H.Pang, Ch. Huang, J. Chen, B. Liu, Y. Kuang, X.Zhang.** J. Solid State Electrochem., **14**, 169 (2010).
7. **L.Geng, Y.Zhao, X. Huang, S.Wang, S.Zhang, S.Wu.** Sensors and Actuators B, **120**, 568 (2007).
8. **K.Dutta, S.K.De.** Materials Lett., **61**, 4967 (2007).
9. **Z.A.Hu, Y.L.Xie, Y.X.Wang, L.P.Mo, Y.Y.Yang, Z.Y.Zhang.** Mater. Chem. and Phys., **114**, 990 (2009).
10. **S.Manjunath, A.K.Koppalkar, M.V.N.Ambika Prasad.** Ferroelectrics, **366**, 22 (2008).
11. **А.А.Матнишян, Т.Л.Ахназарян.** Химический журнал Армении, **60**, 801 (2007).
12. **А.А.Матнишян, Т.Л.Ахназарян, М.И.Акопян.** Химический журнал Армении, **6**, 439 (2009).
13. **K.R.Patil, S.D.Sathaye, Y.B.Khollam, S.B.Deshpande, N.R.Pawaskar, A.B.Mandale.** Material Letters, **57**, 1775 (2003).
14. **Г.В.Абагян, С.И.Петросян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 298 (2009).
15. **Q.Lu, X.Cheng.** e-Polymers, 2009, N 084.
16. **B.Yu, L.Guo, Zh.Yang, C.Zhu, F.Gan, G.Zhang, G.Tang, X.Wu, W.Chen.** Phys. Lett. A, **251**, 67 (1999).

ԱՆԱԳԻ ԵՐԿՕՔՍԻԴԻ ՀԵՏ ՊՈԼԻԱՆԻԼԻՆԻ ՆԱՆՈԿՈՄՊՈԶԻՏԻ
ՄԻՆԹԵԶԸ ԵՎ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Ա. ՄԱՏՆԻՇՅԱՆ, Տ.Լ. ԱԽՆԱԶԱՐՅԱՆ, Հ.Ո. ԱԲԱԴՅԱՆ,
Ս.Ի. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Գ.Ռ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Մ.Գ. ԵՂԻԿՅԱՆ

Առաջադրված է պոլիանիլինի (ՊԱՆ) հետ անագի երկօքսիդի (SnO_2) բարձրահաղորդ, նանոչափ կոմպոզիտի ստացման մեթոդ: SnO_2 -ի սինթեզը և անիլինի պոլիկոնդենսացումը համատեղված են նույն ռեակտորում, ինչը հնարավորություն է տալիս կարգավորել SnO_2 -նանոմասնիկների չափսերը 10–300 նմ սահմաններում և էլնելով սինթեզի պայմաններից (ջերմաստիճան, pH, ռեագենտի կոնցենտրացիա), փոփոխել նրա քանակությունը նանոկոմպոզիտում: Հետազոտված են ստացված նմուշների և թաղանթների բաղադրությունը, մորֆոլոգիան, ԻԿ-սպեկտրները և էլեկտրահաղորդականությունը:

SYNTHESIS AND INVESTIGATION
OF POLYANILINE–TIN DIOXIDE NANOCOMPOSITE

A.A. MATNISHYAN, T.L. AKHNAZARYAN, G.V. ABAGHYAN,
S.I. PETROSYAN, G.R. BADALYAN, M.G. EGHIKYAN

A method for obtaining nanosized, high-conductivity composite of polyaniline with a tin dioxide (SnO_2) is suggested. Synthesis of SnO_2 and polycondensation of aniline were combined in the same reactor, which allows us to adjust the size of SnO_2 nanoparticles in the range from 10 to 300 nm and change their content in the nanocomposite, depending on synthesis conditions (temperature, pH and concentration of reagents). The morphology, composition, IR spectra and electrical conductivity of the samples and deposited films were investigated.

К 70-летию Владимира Михайловича Арутюняна

В этом году исполняется 70 лет со дня рождения и более 45 лет научно-педагогической деятельности видного армянского физика, признанного специалиста по физике и технике полупроводников, радиофизике и электронике, методам преобразования солнечной энергии, полупроводниковым сенсорам, лауреата Премии Президента РА академика Владимира Михайловича Арутюняна.

В. М. Арутюнян родился в 1940 г. в г. Ереване. С отличием окончил факультет радиоэлектроники Киевского политехнического института по специальности «Полупроводники и диэлектрики» (1964 г.) и начал работать в Институте радиофизики и электроники Академии наук Армении. Кандидатскую диссертацию защитил в 1970 г. (ЕГУ), а докторскую – в 1977 г. (Вильнюсский госуниверситет, Литва), обе по специальности «Физика полупроводников и диэлектриков». В 1976 г. и 1981 г. утверждён, соответственно, в ученых званиях старшего научного сотрудника и профессора по той же специальности. В 1990 г. избран членом-корреспондентом, а в 1996 г. – академиком НАН РА по специальности «Радиофизика и электроника». В. М. Арутюнян избран также действительным членом Инженерной Академии РА и Международной Инженерной Академии, членом других академий и научных обществ. Являлся членом ряда ученых и экспертных советов в республике и научных советов СССР.

С 1965 г. по 1988 г. он работал в Институте радиофизики и электроники НАН Армении, в том числе 14 лет со дня основания в качестве заведующего лабораторией физики полупроводниковых приборов. В декабре 1977 г. был приглашен на работу в ЕГУ на должность зав. кафедрой «Физика полупроводников и диэлектриков» и научного руководителя НИЛ физики полупроводниковых материалов и приборов радиофизического факультета. Позже кафедра была переименована в кафедру «Физика полупроводников и микроэлектроника», а на базе НИЛ был создан Научный центр полупроводниковых приборов и нанотехнологий. В. М. Арутюнян продолжает по сей день свою деятельность в ЕГУ.

Круг научных интересов академика В. М. Арутюняна весьма широк. Его работам свойственно сочетание фундаментальных исследований с приборными разработками.

В кандидатской диссертации им разработана обобщенная теория генерационно-рекомбинационных и инжекционных процессов в полупроводниках с зонной схемой любой сложности и с произвольной связью между концентрациями электронов и дырок. Были предложены новые физические механизмы формирования участков отрицательного сопротивления

и ряда аномальных эффектов, проявляющихся в условиях двойной и лавинной инъекции.

Сегодня в центре внимания В. М. Арутюняна и его соавторов находятся различные эффекты, наблюдаемые на границах раздела полупроводников с электролитом, газом или жидким кристаллом, явления в различных полупроводниковых гетероструктурах, в том числе содержащих квантовые ямы, точки и т.д. Весомый вклад им с коллегами внесен в развитие таких исключительно важных для прикладной науки разделов как химические и газовые сенсоры, пористые и наноструктурные полупроводники. Значительный вклад внесен в теорию сильнополевых и концентрационных эффектов в таких приборах радиофизики СВЧ-диапазона как диоды Ганна, инжекционно- и лавинно-пролетные диоды. Выполнены важные циклы работ по физическим явлениям в варизонных и компенсированных полупроводниках, фотоприемниках ИК и УФ-диапазонов спектра, фотокатодах и лавинно-пролетных диодах на их основе. В. М. Арутюняном решены сложные задачи статистической радиофизики в области теории шумов в полупроводниках для практически важных случаев инжекционных структур с многозарядными центрами и инжекционно-пролетных диодов с ловушками, низкочастотных шумов в полупроводниках. Для газовых сенсоров продемонстрирована возможность получения больших значений чувствительности сенсоров при использовании метода измерений спектральной плотности шумов по сравнению с обычно принятым резистивным методом.

Крупный вклад внесен В. М. Арутюняном в решение проблемы преобразования солнечной энергии в химическую или электрическую энергии и повышения эффективности преобразования. Им предложены механизмы, объясняющие явления фотопроводимости, электро- и фотолюминесценции, фотоемкости фотоэлектродов, проанализирована роль квантово-размерных эффектов и примесно-дефектного состава, пористости материала, поверхностных состояний, экситонов и т.д. Ереванский государственный университет в рамках научно-технических программ СССР по возобновляемым источникам энергии был признан головной организацией по фотоэлектрохимическому преобразованию солнечной энергии.

Практическим выходом проведенных академиком В. М. Арутюняном с сотрудниками фундаментальных исследований явилось создание новых приборов, установок, технологий и методов измерений, многие из которых защищены 36 авторскими свидетельствами СССР, Армении и РФ, 1 патентом США, 2 патентами Франции. В их числе фотопреобразователи и фотоприемники, фотоэлектроды и фотоэлектролизные установки, газовые, ионно-селективные, инфракрасные, ультрафиолетовые, биологические и другие сенсоры, методы неразрушающего и дистанционного контроля, многослойные антиотражающие покрытия и т.д. Эти разработки по своим параметрам, как правило, превышают характеристики зарубежных аналогов. Внедрение ряда разработок осуществлено в Армении, Москве, Санкт-Петербурге. До развала

СССР академик В. М. Арутюнян возглавлял созданную им в ПО «Позистор» совместную с ЕГУ отраслевую лабораторию, что способствовало внедрению многих результатов научных изысканий и изобретений в производство, повышению процента выхода продукции.

По всем вышеперечисленным направлениям академиком В. М. Арутюняном опубликованы 3 монографии, 12 книг, 14 обзорных статей, около 400 статей и докладов в ведущих научных журналах и трудах международных конференций по физике и технике полупроводников, энергетике, электронике, сенсорике. Многие работы получили высокую оценку научной общественности и ведущих ученых мира. Об этом свидетельствуют около 400 ссылок в литературе в последние 20 лет, в том числе в монографиях и книгах, изданных за рубежом. В. М. Арутюнян привлечен к работе в различных экспертных советах и в редакциях ряда международных журналов (США, Европа, Россия, Швейцария) и журнала «Армянская армия».

С 1992 г. он является главным редактором журнала «Известия НАН Армении. Физика», полностью издаваемого издательством Шпрингер (Германия) в переводе с русского языка на английский под названием «Journal of Contemporary Physics». Третий год издается под его редакцией журнал «Armenian Journal of Physics», в котором публикуются не только работы армянских авторов, но и научные работы физиков из около двадцати стран.

Наряду с интенсивной научной деятельностью всегда в центре внимания Владимира Михайловича были воспитание и подготовка кадров. За время работы в ЕГУ в разные годы им прочитаны лекции по физике полупроводников, физике полупроводниковых приборов, оптоэлектронике, полупроводниковой СВЧ-электронике. Он ввел и по сей день читает лекции по курсам микроэлектроники, преобразователям солнечной энергии и сенсоров, нанотехнологиям. Им опубликован ряд учебников и учебных пособий на армянском и русском языках.

Научная и научно-организационная деятельность академика В. М. Арутюняна во многом способствовала подготовке в Армении квалифицированных кадров специалистов в области физики и техники полупроводников. На возглавляемых В. М. Арутюняном кафедре и в Центре царит творческая обстановка. Им лично подготовлены 5 докторов наук и 27 кандидатов наук. Он был членом первой в Армении ВАК. Во всем мире академик В. М. Арутюнян воспринимается как глава большой научной школы и ведущий ученый по физике полупроводников и полупроводниковой электронике в Армении. Только в Армении В. М. Арутюняном с сотрудниками организовано 6 всесоюзных и 10 республиканских конференций.

Большое внимание уделяется академиком В. М. Арутюняном международному сотрудничеству, что, исходя из существующих на сегодняшний день реалий, играет важную роль в развитии науки в республике. Им опубликовано около 70 статей и докладов совместно с учеными США, Франции, России, Швеции, Германии и Италии. Получено 4 патента,

выполненных совместно с зарубежными коллегами. Он многократно выезжал в длительные научные командировки в США, Францию, Германию, Италию, Великобританию и другие страны, принимал участие в работе научных конференций (в том числе, с приглашенными докладами) в вышеуказанных и многих других странах, имеющих высокий научный потенциал. На кафедре и в Центре ЕГУ выполнены совместные работы, в том числе в рамках 5 грантов МНТЦ, 4 грантов IPP DOE USA, 4 грантов INTAS, 2 грантов CRDF и т.д.

В.М. Арутюнян – член Международных научных обществ по солнечной энергии и материаловедению. Награжден медалью ”За вклад в мировую науку” (1-ый Мировой конгресс по альтернативной энергетике и экологии, 2006, Россия), золотой медалью 2009 г. для Армении (США), медалью “ArmTech’09” (США).

Для становления здорового творческого коллектива, научной школы, формирования международных связей, наряду с высоким научным уровнем и актуальностью проводимых работ, большое значение имеют характеризующие его как личность качества. Это, прежде всего, глубокие знания, интуиция, трудолюбие, сильно развитое чувство ответственности, целеустремленность, неиссякаемая энергия в работе, принципиальность, сочетающаяся с отзывчивостью и доброжелательностью, коммуникабельность в общении с людьми на всех уровнях. Кто хоть раз общался с Владимиром Михайловичем, не мог не ощутить особого обаяния его личности. В связи с этим хочется с чувством глубокой благодарности и признательности вспомнить его родителей – Михаила Хачатуровича Арутюняна и Розалию Ивановну Гулабян – честных тружеников, достигших каждый в своей области больших высот и сумевших воспитать для общества такого сына.

За большие успехи в науке и подготовке кадров академику В. М. Арутюняну присуждена правительственная награда – медаль Мовсеса Хоренаци. Ему с 4 сотрудниками ЕГУ присуждена Премия Президента РА за цикл работ в области полупроводниковых работ (2006). Его деятельность в 2009 г. отмечена благодарностью Премьер-Министра РА.

Поздравляя Владимира Михайловича Арутюняна с 70-летним юбилеем, желаем ему крепкого здоровья, счастья и благополучия в личной жизни, успехов в работе и во всех начинаниях на благо развития науки Армении!

Редколлегия