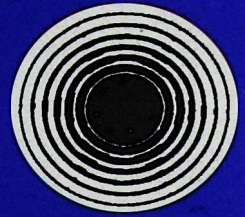


ФИЗИКА · ֆիզիկա · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

40

№ 5

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2005

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

ԴԱՏԱՆԱԳՐԱԿԱՆ

48

1988

© 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

ԽՍՀՄԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

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
Դ. 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.

УДК 539.12

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ С ПОСТОЯННЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

С.С. ИСРАЕЛЯН, Х.В. СЕДРАКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 апреля 2005 г.)

С помощью численного интегрирования классических релятивистских уравнений движения исследована динамика заряженной частицы в поле поперечной электромагнитной волны конечной длительности и определенной формы огибающей поля, в преломляющей среде с постоянным показателем преломления ($n > 1$). Рассмотрена возможность ускорения заряженных частиц реальными лазерными импульсами в газовой среде, соответствующая нелинейному индуцированному черенковскому явлению "отражения" и захвата заряженной частицы поперечной электромагнитной волной.

В настоящее время проводятся исследования двух типов нетрадиционных ускорителей заряженных частиц – лазерных ускорителей сверхвысоких энергий [1] и плазменных ускорителей малых размеров [2]. Недавний прогресс в лазерной технологии и наличие суперинтенсивных фемтосекундных лазеров, интенсивности которых превышают 10^{20} Вт/см² [3], делают актуальной реализацию лазерных [4] и плазменных [5] ускорителей.

Как известно [6], при взаимодействии заряженной частицы с плоско-поперечной электромагнитной волной в преломляющей среде с показателем преломления $n > 1$ при интенсивностях, превышающих некоторое критическое значение, волна становится потенциальным барьером для внешней по отношению к волне частицы или ямой – для частицы, находящейся первоначально внутри нее, и происходит "отражение" или захват частицы волной. Это нелинейное пороговое явление, обусловленное индуцированным черенковским эффектом. При "отражении" от фронта волны частица ускоряется или замедляется в зависимости от начальных условий (волна догоняет частицу или наоборот). Что касается явления захвата, то скорость частицы в этом случае осциллирует во времени, оставаясь в среднем постоянной. Поэтому в среде с постоянным показателем преломления механизмом для лазерного ускорения заряженных частиц может служить явление "отражения". Однако, последнее выявлено аналитически [6-8] для плоско-поперечной электромагнитной волны, между тем как реальные лазерные импульсы явля-

ются ограниченными как по времени, так и по пространственным координатам. Поэтому целью настоящей работы является исследование нелинейной динамики заряженной частицы в поле поперечной электромагнитной волны конечной длительности и пространственных размеров в преломляющей среде с постоянным показателем преломления.

Вначале рассмотрено взаимодействие заряженных частиц с плоским импульсом электромагнитной волны в среде с постоянным показателем преломления. Численным методом решены классические релятивистские уравнения движения частиц в поле электромагнитного импульса с электрической напряженностью

$$E_x = E_z = 0, \quad E_y = E_0 \frac{\cos(\omega(nx - t + \varphi_0))}{\cosh((nx - t + \varphi_0)\tau)}, \quad (1)$$

где E_0 , φ_0 , τ – соответственно, амплитуда, начальная фаза и продолжительность импульса электромагнитной волны, n – показатель преломления среды. Понятно, что речь может идти только о средах с $n > 1$, в которых лишь возможно реальное изменение энергии частицы при взаимодействии с поперечной электромагнитной волной, благодаря черенковскому эффекту.

Результаты численного интегрирования для выбранного вида плоского электромагнитного импульса приведены на рис.1.

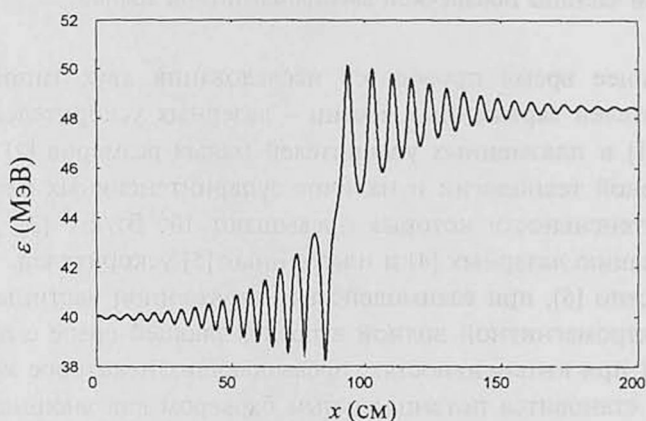


Рис.1. Зависимость энергии заряженной частицы, взаимодействующей с плоским импульсом электромагнитной волны, от x координаты частицы.

Как видно из рис.1, в результате взаимодействия энергия частицы претерпевает скачок, т.е. здесь имеет место эффект “отражения” частицы от фронта импульса электромагнитной волны. Начальные условия взяты так, что импульс волны с напряженностью $E_0 = 2.96 \cdot 10^8$ В/см, длиной волны $\lambda = 1.064 \cdot 10^{-4}$ см и продолжительностью $\tau = 4T$ (где T – период электромагнитной волны) догоняет частицу с энергией $\varepsilon_0 = 40$ МэВ, которая движется под углом $\alpha = 9 \cdot 10^{-3}$ рад по отношению к направлению распространения импульса, в газовой среде с показателем преломления $n = 1.0001$.

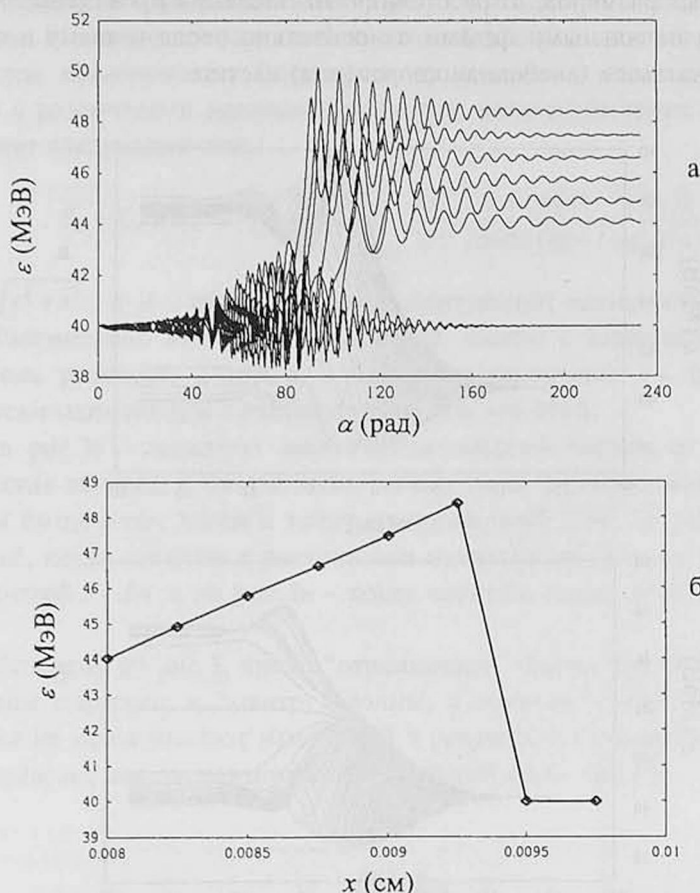


Рис.2. а) Зависимость энергий частиц от x -координаты при различных углах взаимодействия с плоским электромагнитным импульсом с заданной огибающей, б) зависимость конечной энергии частиц (показанной на рис.2а) от угла взаимодействия.

На рис.2а приведены зависимости энергий частиц от расстояния при различных углах взаимодействия с плоским импульсом электромагнитной волны. Рассмотрено движение частиц, имеющих одинаковую начальную энергию (~ 40 МэВ), но в зависимости от угла взаимодействия с волной конечная энергия получается различной. На рис.2б приведена зависимость конечной энергии частиц от угла взаимодействия с волной. Как видно из этого рисунка, в результате взаимодействия энергия частиц, которые налетают на электромагнитную волну под углами в определенной апертуре, претерпевает скачок, а вне этой области энергия частиц не изменяется в результате взаимодействия.

Исследования проведены также для реальных лазерных импульсов с конечными поперечными размерами. На рис.3 приведена зависимость энергий заряженных частиц, взаимодействующих с лазерным импульсом конеч-

ных поперечных размеров, от расстояния. Вычисления проведены для частиц с различными начальными фазами относительно входа в волну и с различными координатами z (свободная координата) частиц.

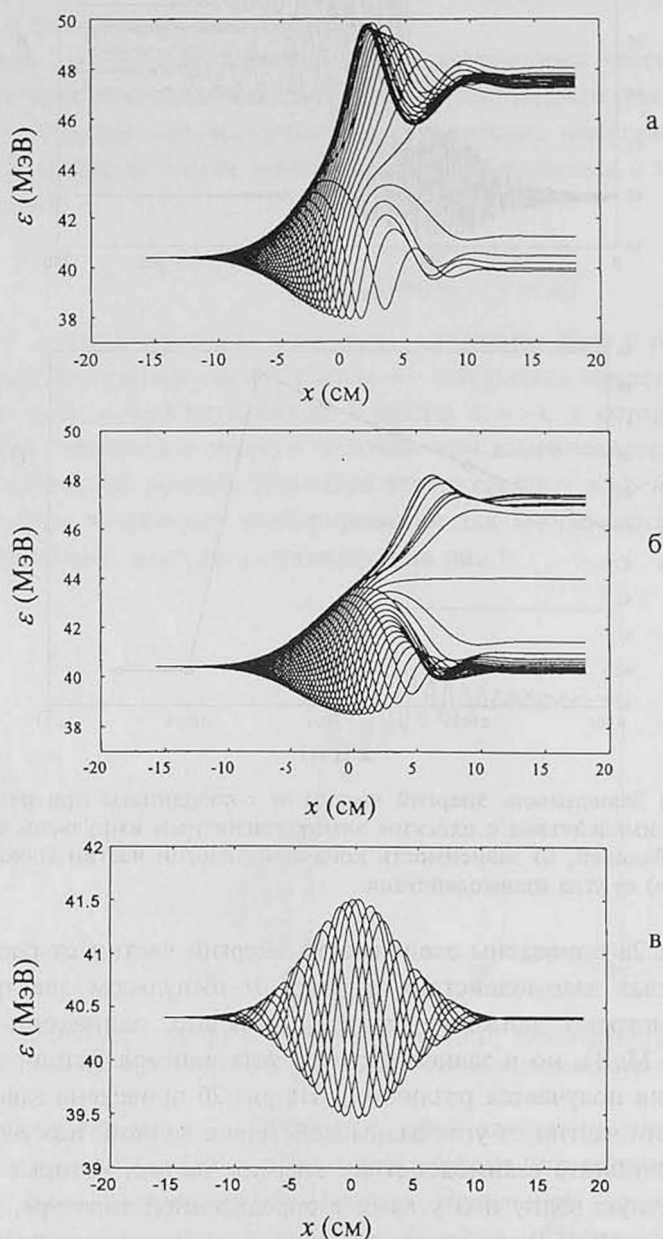


Рис.3. Зависимость энергий заряженных частиц, взаимодействующих с лазерным импульсом, имеющим конечный поперечный размер, от x -координат частиц. Графики соответствуют частицам с различными начальными фазами относительно входа в волну и с различными z -координатами (свободная координата) частиц: а) $z = 0$, б) $z = d/4$, в) $z = d/2$.

Рассмотрено взаимодействие пучка заряженных частиц с лазерным импульсом, имеющим поперечный гауссовый профиль в среде с постоянным показателем преломления. Частицы с одинаковыми начальными импульсами, но с различными начальными фазами взаимодействуют с волной, которая имеет следующий вид:

$$E_x = E_z = 0, \quad E_y = E_0 \exp\left(-\frac{4\rho^2}{d^2}\right) \frac{\cos(\omega(nx-t+\varphi_0))}{\cosh((nx-t+\varphi_0)/\tau)}, \quad (2)$$

где $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, а d – параметр, характеризующий поперечный размер импульса. Рассмотрено взаимодействие пучка частиц с лазерным импульсом с поперечным размером $d=1000\lambda$ и продолжительностью $\tau=50T$. Частицы в пучке имеют одинаковую начальную энергию ~ 40 МэВ.

На рис.3а приведены зависимости энергий частиц от расстояния в случае, когда частицы с различными начальными фазами взаимодействуют с лазерным импульсом, входя в волну с координатой $z=0$; на рис.3б представлен случай, когда частицы с различными начальными фазами входят в волну с координатой $z=d/4$, а на рис.3в – когда частицы взаимодействуют с волной с $z=d/2$.

Как видно из рис.3, число “отраженных” частиц тем больше, чем ближе частицы налетают к “центру” волны, а энергии частиц с координатой $z=d/2$ вовсе не претерпевают изменений в результате взаимодействия с лазерным импульсом, вне зависимости от начальной фазы частиц.

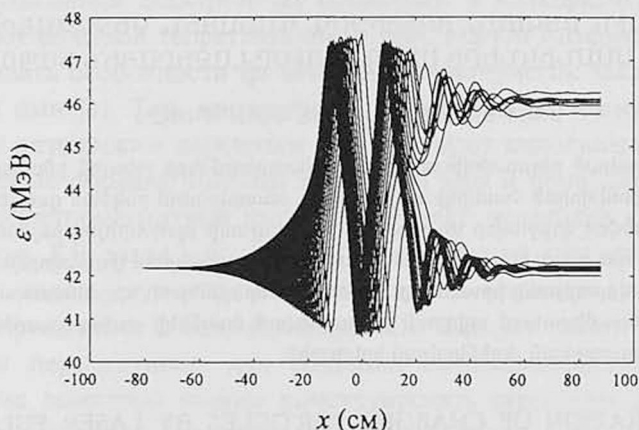


Рис.4. Зависимость энергий частиц, взаимодействующих с широким лазерным импульсом, от x -координат частиц.

Представляет интерес также рассмотрение взаимодействия пучка частиц с импульсом электромагнитной волны, который имеет относительно большие поперечные размеры ($d=5000\lambda$). Рассмотрен случай, когда частицы в пучке, имея одинаковую начальную энергию (~ 42 МэВ), взаимодействуют с волной с различными начальными фазами. На рис.4 приведена зависимость

энергий частиц от расстояния, в результате взаимодействия с широким импульсом электромагнитной волны. Частицы, имея небольшой поперечный импульс, входят в волну под определенным углом, но с различными начальными фазами и z -координатами. Как видно из рис.4, в результате взаимодействия с широким импульсом волны происходит “захват” частиц электромагнитной волной. Так как рассмотрено движение частиц с различными начальными фазами, то некоторая часть частиц выходит из волны ускоренными, а остальные частицы – почти без изменения энергии.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Г.К.Аветисяну за ценные советы и многочисленные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.X.Wang et al. Appl. Phys. Lett., **78**, 2253 (2001); Y.L.Salamin, C.K.Keitel. Phys. Rev. Lett., **88**, 095005 (2002); Ch.Varin, M.Piche, M.A.Porras. Phys. Rev. E, **71**, 026603 (2005).
2. T.Tajima, J.M.Dawson. Phys. Rev. Lett., **43**, 267 (1979); E.Esarey et al. IEEE Trans. Plasma Sci., **24**, 252 (1996); E.Esarey et al. IEEE J. Quant. Electr. **33**, 1879 (1997).
3. Th.Stohlker et al. Phys. Rev. Lett., **86**, 983 (2001); M.Drescher et al. Sci. Expr., 1058561 (2001).
4. K.McDonald. Phys. Rev. Lett., **80**, 1350 (1998); P.Mora, B.Quesnel. Phys. Rev. Lett., **80**, 1351 (1998).
5. S.P.D.Mangles et al. Nature, **431**, 535 (2004); C.G.R.Geddes et al. Nature, **431**, 538 (2004); J.Faure et al. Nature, **431**, 541 (2004).
6. В.М.Арутюнян, Г.К.Аветисян. Квантовая электроника, **1**, 54 (1972).
7. В.М.Арутюнян, Г.К.Аветисян. ЖЭТФ, **62**, 1639 (1972).
8. Г.К.Аветисян. Докторская диссертация. Москва, 1982.

ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԲԵԿՍԱՆ ՑՈՒՑԻՉՈՎ ԳԱԶԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ
ԼԻՑԵՆԿԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՑՈՒՄԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐՈՎ

Ս.Ս. ԻՍՐԱԵԼՅԱՆ, Խ.Վ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Շարժման դասական ռելյատիվիստական հավասարումների թվային ինտեգրման միջոցով հետազոտված է լիցքավորված մասնիկի դինամիկան, հաստատուն բեկման ցուցչով ($n>1$). Բեկող միջավայրում տարածվող վերջավոր տևողությամբ և որոշակի պարուրիչով լայնական էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում: Դիտարկված է գազային միջավայրում լիցքավորված մասնիկների արագացման հնարավորությունը իրական լազերային իմպուլսներով, որը համապատասխանում է լայնական էլեկտրամագնիսական ալիքում լիցքավորված մասնիկի «անդրադարձման» և զավթման n_2 -գծային հարկադրական չերենկովյան երևույթին:

ACCELERATION OF CHARGED PARTICLES BY LASER PULSES IN A GASEOUS MEDIUM WITH A CONSTANT REFRACTION INDEX

S.S. ISRAELYAN, KH.V. SEDRAKYAN

The dynamics of charged particles is investigated by means of numerical integration of the classical relativistic equations of motion in the field of a transverse electromagnetic wave of finite duration and the certain form of the envelope function of the field in the refractive medium with a constant refraction index ($n>1$). The possibility of acceleration of charged particles by actual laser pulses in the gaseous medium corresponding to the nonlinear induced Cherenkov effect of "reflection" and capture of the charged particle by a transverse electromagnetic wave is considered.

УДК 621.315

ГИБРИДИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СТУПЕНЧАТОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М.Г. БАРСЕГЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 22 января 2005 г.)

Исследованы квантовые состояния и энергетические уровни электрона в прямоугольной ступенчатой квантовой яме в магнитном поле, параллельном плоскости двумерного электронного газа. Показано, что совместное действие магнитного поля и ограничивающего потенциала квантовой ямы приводит к радикальному изменению спектра энергии электрона. Рассчитаны зависимости уровней энергии от параметров квантовой ямы, индукции магнитного поля и проекции волнового вектора в направлении магнитного поля. Численные расчеты проведены для ступенчатой квантовой ямы $AlAs/GaAlAs/GaAs/AlAs$.

1. Введение

Исследования электронных состояний в низкоразмерных структурах представляют большой теоретический и прикладной интерес, поскольку позволяют выявить особенности физических характеристик таких систем и пути управления ими [1]. Так, например, в симметричных квантовых ямах (КЯ) межзонным оптическим переходам соответствуют дипольные матричные элементы, которые порядка ширины квантовой ямы и приводят к сильному поглощению электромагнитной волны [2]. Однако некоторые оптические переходы в таких КЯ запрещены в силу соображений симметрии. В [3] была предложена модель ступенчатой КЯ и показана возможность оптических переходов, запрещенных в симметричной КЯ. Следует заметить, что КЯ сложной формы перспективны для создания оптоэлектронных приборов, поскольку с их помощью можно конструировать структуры с необходимыми временами релаксации. Задавая последовательность, толщину и состав слоев КЯ сложной формы, можно управлять величинами скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинаций, что, в свою очередь, создает возможность получения межподзонной инверсии населения в лазерах на КЯ [4-7]. Специфика ступенчатых КЯ проявляется также в том, что в них коэффициент генерации второй гармоники более чем на три порядка больше, чем в массивном образце $GaAs$ [8]. В [9-13] были наблюдаемы экстремально большие оптические нелинейности второго порядка.

Управлять параметрами КЯ можно также с помощью магнитных и электрических полей. Согласно [14-18], с помощью магнитного поля, параллельного поверхности плоскости двумерного электронного газа, можно управлять энергетическим спектром и распределением электронов в одиночной и двойной КЯ, что открывает широкие перспективы применений рассмотренных квантовых структур для создания многофункциональных магнитооптических приборов.

В данной работе рассмотрена задача определения энергетического спектра и волновых функций электрона в прямоугольной ступенчатой квантовой яме в магнитном поле, параллельном плоскости двумерного электронного газа.

2. Определение волновых функций и спектра энергии

Рассмотрим прямоугольную ступенчатую квантовую яму (СКЯ) в однородном магнитном поле, вектор индукции которого находится в плоскости электронного газа. В калибровке Ландау с вектор-потенциалом $\mathbf{A}(0, Bz, 0)$, чему соответствует направление магнитного поля вдоль оси y , уравнение Шредингера для электрона имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial y} + eBz \right)^2 + V(Z) \right] \psi(\mathbf{R}) = E\psi(\mathbf{R}), \quad (1)$$

где m – эффективная масса электрона, которую будем считать одинаковой в области ямы и барьеров, $V(Z)$ – одномерный ступенчатый потенциал. Решение (1) представим в виде

$$\psi_{\mathbf{K}}(\mathbf{R}) = (L_x L_y)^{-1/2} e^{i(K_x X + K_y Y)} \varphi(Z), \quad (2)$$

где $\mathbf{K}(K_x, K_y)$ – двумерный волновой вектор в плоскости электронного газа, L_x, L_y – поперечные размеры СКЯ. После подстановки (2) в (1) и перехода к безразмерным величинам получим следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \varphi_{k_y}}{dz^2} + (\varepsilon_{k_y} - v_{eff}(z)) \varphi_{k_y} = 0 \quad (3)$$

с эффективным потенциалом

$$v_{eff}(z) = \gamma^2 (z - z_0)^2 - v. \quad (4)$$

В (3) и (4) использованы обозначения:

$$z = \frac{Z}{a_B}, \quad \varepsilon_{k_y} = \frac{1}{E_R} \left(E - \frac{\hbar^2 K_x^2}{2m} \right), \quad v_{a,b} = \frac{V_{a,b}}{E_R}, \quad \gamma = \left(\frac{a_B}{l_B} \right)^2, \quad z_0 = -\frac{k_y}{\gamma}, \quad k_y = a_B K_y,$$

$l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$ – магнитная длина, a_B – эффективный боровский радиус, E_R – эффективная ридберговская энергия. Параметр v в областях I ($z < -a$), II

($-a \leq z \leq 0$), III ($0 \leq z \leq b$) и IV ($z > b$) принимает, соответственно, значения $v=0$, $v=v_a$, $v=v_b$ и $v=0$ ($a=a_0/a_B$, $b=b_0/b_B$ – безразмерные ширины СКЯ). На рис.1 представлена зависимость эффективного потенциала от z для различных значений k_y . Видно, что увеличение значения k_y в положительном (отрицательном) направлении равносильно смещению центра эффективного потенциала влево (вправо).

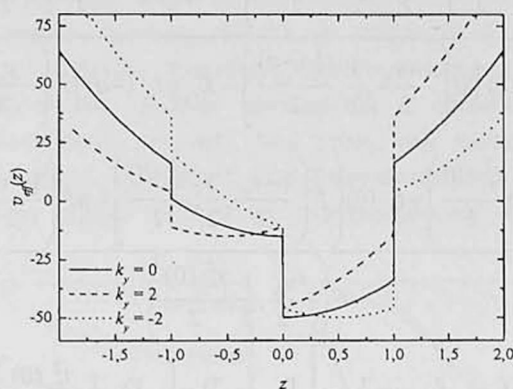


Рис.1. Зависимость эффективного потенциала от z при $\gamma=4$, $v_a=15$, $v_b=50$, $a=b=1$.

Решения уравнения (3) для областей I–IV даются формулами

$$\begin{aligned}\varphi_{k_y}^{(I)}(z) &= C\alpha \exp\left[-\frac{t_{k_y}^2(z)}{4}\right] t_{k_y}(z) U\left(\frac{1-v_0}{2}, \frac{3}{2}, \frac{t_{k_y}^2(z)}{2}\right), \\ \varphi_{k_y}^{(II)}(z) &= C \exp\left[-\frac{t_{k_y}^2(z)}{4}\right] \left[\beta F\left(-\frac{v_a}{2}, \frac{1}{2}, \frac{t_{k_y}^2(z)}{2}\right) + t_{k_y}(z) F\left(\frac{1-v_a}{2}, \frac{3}{2}, \frac{t_{k_y}^2(z)}{2}\right) \right], \\ \varphi_{k_y}^{(III)}(z) &= C \exp\left[-\frac{t_{k_y}^2(z)}{4}\right] \left[\delta F\left(-\frac{v_b}{2}, \frac{1}{2}, \frac{t_{k_y}^2(z)}{2}\right) + \zeta t_{k_y}(z) F\left(\frac{1-v_b}{2}, \frac{3}{2}, \frac{t_{k_y}^2(z)}{2}\right) \right], \\ \varphi_{k_y}^{(IV)}(z) &= C\eta \exp\left[-\frac{t_{k_y}^2(z)}{4}\right] t_{k_y}(z) U\left(\frac{1-v_0}{2}, \frac{3}{2}, \frac{t_{k_y}^2(z)}{2}\right), \\ v_0 &= \frac{\varepsilon_{k_y}}{2\gamma} - \frac{1}{2}, \quad v_{a,b} = \frac{\varepsilon_{k_y} + v_{a,b}}{2\gamma} - \frac{1}{2}, \quad t_{k_y}(z) = \sqrt{2\gamma}(z - z_0),\end{aligned}\quad (5)$$

$$(6)$$

$U(p, q; z)$, $F(p, q; z)$ – вырожденные гипергеометрические функции [19], C – коэффициент нормировки. Входящие в (5) коэффициенты $\alpha, \beta, \delta, \zeta$ и η определяются из условий непрерывности логарифмической производной волновой функции в плоскостях $z=-a$, $z=0$ и $z=b$ и даются выражениями

$$\alpha = \frac{\beta V_{v_a} [t_{k_y}(-a)] + D_{v_a} [t_{k_y}(-a)]}{K_{v_0} [t_{k_y}(-a)]}, \quad \eta = \frac{\delta F \left(-\frac{v_b}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(b)}{2} \right) + m t_{k_y}(b) F \left(\frac{1-v_b}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(b)}{2} \right)}{t_{k_y}(b) U \left(\frac{1-v_0}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(b)}{2} \right)},$$

$$\beta = \frac{t_{k_y}(-a) \left(K_{v_0} [t_{k_y}(-a)] F \left(\frac{1-v_a}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(-a)}{2} \right) - D_{v_a} [t_{k_y}(-a)] U \left(\frac{1-v_0}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(-a)}{2} \right) \right)}{t_{k_y}(-a) V_{v_a} [t_{k_y}(-a)] U \left(\frac{1-v_0}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(-a)}{2} \right) - K_{v_0} [t_{k_y}(-a)] F \left(-\frac{v_a}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(-a)}{2} \right)},$$

$$\delta = \frac{\beta F \left(-\frac{v_a}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right) + t_{k_y}(0) \left(F \left(\frac{1-v_a}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right) - n F \left(\frac{1-v_b}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right) \right)}{F \left(-\frac{v_b}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right)}, \quad (7)$$

$$\zeta = \frac{\left(\beta V_{v_a} [t_{k_y}(0)] + D_{v_a} [t_{k_y}(0)] \right) F \left(-\frac{v_b}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right)}{D_{v_b} [t_{k_y}(0)] F \left(-\frac{v_b}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right) - t_{k_y}(0) V_{v_b} [t_{k_y}(0)] F \left(\frac{1-v_b}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right)} -$$

$$\frac{V_{v_b} [t_{k_y}(0)] \left(\beta F \left(-\frac{v_a}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right) + t_{k_y}(0) F \left(\frac{1-v_a}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right) \right)}{D_{v_b} [t_{k_y}(0)] F \left(-\frac{v_b}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right) - t_{k_y}(0) V_{v_b} [t_{k_y}(0)] F \left(\frac{1-v_b}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(0)}{2} \right)}.$$

Собственные значения энергии определяются из трансцендентного уравнения

$$\delta V_{v_b} [t_{k_y}(b)] + \zeta D_{v_b} [t_{k_y}(b)] - \eta K_{v_b} [t_{k_y}(b)] = 0, \quad (8)$$

где

$$V_{v_{a,b}} [t_{k_y}(z)] = -\frac{t_{k_y}(z)}{2} F \left(-\frac{v_{a,b}}{2}, \frac{1}{2}; \frac{t_{k_y}^2(z)}{2} \right) - v_{a,b} t_{k_y}(z) F \left(\frac{2-v_{a,b}}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(z)}{2} \right),$$

$$D_{v_{a,b}} [t_{k_y}(z)] = \left(1 - \frac{t_{k_y}^2(z)}{2} \right) F \left(\frac{1-v_{a,b}}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(z)}{2} \right) + \frac{1-v_{a,b}}{3} t_{k_y}^2(z) F \left(\frac{3-v_{a,b}}{2}, \frac{5}{2}; \frac{t_{k_y}^2(z)}{2} \right), \quad (9)$$

$$K_{v_0} [t_{k_y}(z)] = U \left(\frac{1-v_0}{2}, \frac{3}{2}; \frac{t_{k_y}^2(z)}{2} \right) \left[1 - \frac{t_{k_y}^2(z)}{2} \right] - \frac{1-v_0}{3} t_{k_y}^2(z) U \left(\frac{3-v_{a,b}}{2}, \frac{5}{2}; \frac{t_{k_y}^2(z)}{2} \right).$$

3. Обсуждение результатов

Численные расчеты проведены для СКЯ $\text{AlAs}/\text{GaAlAs}/\text{GaAs}/\text{AlAs}$ с использованием значений $a_B = 104 \text{ \AA}$, $E_R = 5.2 \text{ мэВ}$ для GaAs [20].

На рис.2А представлена зависимость энергии электрона от параметра b СКЯ для различных значений v_a при $k_y = 0$, $a = 1$, $v_b = 50$ и $\gamma = 4$. В случае $v_a = 0$ (пунктирные линии) получаются уровни энергии для симметричной ямы [18]. Основной уровень в яме появляется при отличных от нуля значениях параметра b , которые, однако, вплоть до значений индукции магнитного поля $B \leq 72 \text{ Т}$ ($\gamma \approx 12$) меньше толщины одного монослоя GaAs. При увеличении v_a энергетические уровни смещаются в область низких энергий (рис.2А, штрих-пунктирные линии), при этом, чем выше уровень энергии, тем больше его смещение. Наоборот, при фиксированном значении v_a ($< v_b$) изменение v_b больше влияет именно на нижние уровни энергии.

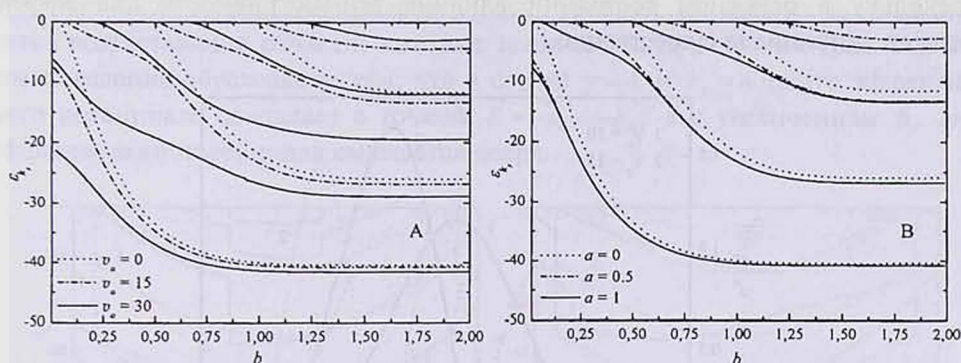


Рис.2. Зависимость энергетических уровней электрона от параметра b при $\gamma = 4$, $k_y = 0$, $v_b = 50$: А — $a = 1$, В — $v_a = 15$.

С увеличением b все больше проявляется роль магнитного квантования. Так, при значении $a = 5a_B$ частица практически не “чувствует” левую стенку ямы. Начиная со значений $b > a_B$ основной энергетический уровень в случае симметричной ямы практически не зависит от b и выходит на основной уровень Ландау. С уменьшением v_a энергетические уровни смещаются в область высоких энергий из-за асимметрии дна эффективного потенциала, которая слабо влияет на состояния с высокими энергиями. По этой причине в асимметричном случае ($v_a < v_b$) эквидистантность уровней проявляется при больших энергиях. Важно отметить, что, начиная с некоторого значения v_a , в СКЯ уровни Ландау отсутствуют.

На рис.2В представлена зависимость энергии электрона от параметра b для различных значений параметра a при $k_y = 0$, $v_a = 15$, $v_b = 50$, $\gamma = 4$. В случае $a = 0$ (пунктирные линии) уровни энергии совпадают с уровнями симметричной ямы. С ростом параметра a энергетические уровни смещаются в область низких энергий, причем это смещение, как и в предыдущем

случае, больше для высоких уровней, поскольку частица лучше “чувствует” потенциальный барьер.

С ростом индукции магнитного поля область локализации частицы уменьшается, что приводит к подъему энергетических уровней. При увеличении v_a уровни смещаются вниз, а величина смещения больше для высоких уровней. Численные расчеты показывают, что для значений $|\varepsilon_{k_y}| < v_a$ при изменении ширины a_0 левой части СКЯ энергетические уровни в зависимости от индукции магнитного поля почти не смещаются.

На рис.3 представлена зависимость безразмерной плотности вероятности для основного и первого возбужденного состояний в симметричном случае $v_a = v_b = 50$ и для $v_a = 15$, когда $k_y = 0$, $a = b = 1$, $v_b = 50$ и $\gamma = 4$. Видно, что уменьшение v_a приводит к росту и смещению максимумов плотности вероятности вправо. Расчеты показывают, что вероятность нахождения электрона в центре КЯ резко изменяется при изменении v_a с $v_a = 50$ до $v_a = 40$, поскольку в основном состоянии влияние асимметричности дна эффективного потенциала существенно.

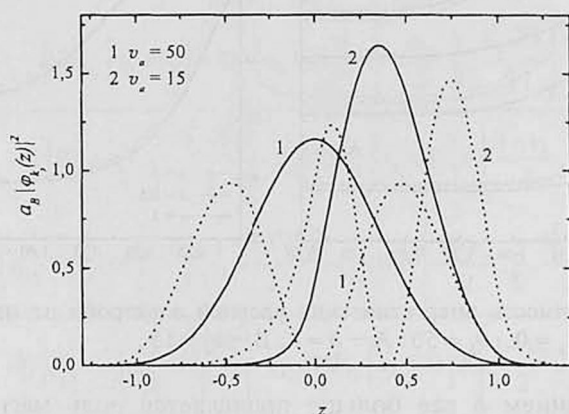


Рис.3. Зависимость плотности вероятности от координаты в СКЯ при $\gamma = 4$, $k_y = 0$, $a = b = 1$, $v_a = 15$, $v_b = 50$ (сплошные линии — основное состояние, пунктирные — первое возбужденное) состояние).

Рассмотрим теперь зависимость энергии от k_y . Как известно, в отсутствие ограничивающего потенциала уровни энергии электрона в магнитном поле вырождены по k_y , а в отсутствие магнитного поля зависят от k_y по квадратичному закону. В результате совместного действия магнитного поля и ограничивающего потенциала возникают гибридные электронные состояния. В слабых магнитных полях, когда магнитная длина больше, чем ширина СКЯ, в формировании квантовых состояний преобладает роль ограничивающего потенциала, и смещения энергетических уровней от уровней Ландау значительны. С ростом магнитного поля уменьшается влияние ограничивающего потенциала, и смещение энергетических уровней от уровней Ландау становится меньше.

На рис.4А представлена зависимость энергии электрона от k_y в СКЯ шириной $2a_B$ для двух значений γ . При $\gamma=1$ (сплошные линии) магнитная длина $l_B = a_B$, и электронные состояния соответствуют поверхностным состояниям, однако при $\gamma=4$ (пунктирные линии) в области $-4 \leq k_y \leq 4$ энергетические уровни близки к уровням Ландау.

На рис.4В представлена зависимость энергии электрона от k_y для различных значений v_a при $\gamma=4$. С уменьшением v_a область локализации электрона уменьшается, и энергетические уровни в положительном направлении k_y лежат выше соответствующих уровней для симметричной КЯ (штрих-пунктирные линии). Заметим также, что при $v_a=15$ (пунктирные линии) самый верхний уровень в области $k_y=0$ до $k_y=1.47$ опускается. Дело в том, что при смещении центра эффективного потенциала влево частица с большей энергией сначала не "чувствует" правую стенку ($k_y=0$ до $k_y=1.47$). Дно эффективного потенциала в левой области опускается, что приводит к смещению вниз энергетических уровней. На кривых ε_{k_y} имеются резко возрастающие области, которые начинаются при $k_y = \pm 4$ (рис.4А). Такое поведение обусловлено тем, что в случае $\gamma=4$ и $k_y=4$ центр эффективного потенциала совпадает с точкой $Z=-a_0=-a_B$, а с увеличением k_y дно эффективного потенциала смещается вверх.

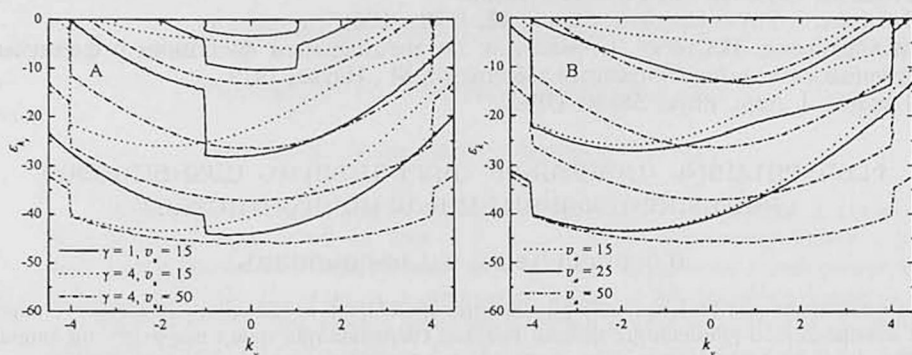


Рис.4. Зависимость энергетических уровней от k_y при $a=b=1$, $v_b=50$.

При $v_a=15$ энергия основного уровня меняется непрерывно (рис.4В), однако при $v_a=25$ (сплошные линии) для значения $k_y=4$ имеет место скачок. Дело в том, что при меньших значениях v_a изменение дна эффективного потенциала в области $(-a_0, 0)$ сильнее влияет на частицу с большей энергией, чем магнитное поле в области барьера. Отметим также, что чем больше v_a , тем больше этот скачок.

Таким образом, полученные результаты указывают на возможность эффективного управления положениями энергетических уровней и плотностями распределения носителей заряда в квантовой яме и, тем самым, контролируемого изменения параметров исследуемых квантовых структур путем изменения как параметров КЯ (ширин a_0 , b_0 , глубин V_a и V_b), так и внешнего магнитного поля.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения "Полупроводниковая наноэлектроника".

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Harrison. Quantum wells, wires, and dots. Theoretical and computational physics. John Wiley & Sons ltd, NY, 1999.
2. L.C.West, S.J. Eglash. Appl. Phys. Lett., **46**, 1156 (1985).
3. P.F.Yuh, K.L.Wang. J. Appl. Phys., **65**, 4377 (1989).
4. А.Г.Алексанян, Р.Г.Аллахвердян, Ал.Г.Алексанян. Квантовая электроника, **2**, 1648 (1975).
5. А.Г. Алексанян. Квантовая электроника, **12**, 837 (1985).
6. W.T.Tsang. Semiconductors and Semimetals, Light-wave Communications Technology, ed. by W.T.Tsang, Academic Press, v.22, 1985.
7. В.Л.Зерова, Л.Е.Воробьев, Г.Г.Зегря. ФТП, **38**, 716 (2004).
8. E.Rosencher, P.Bois. Phys. Rev. B, **44**, 11315 (1991).
9. E.Rosencher, P.Bois. J. Nagle. SPIE Proc., **1273**, 138 (1990).
10. E.Rosencher, P.Bois, B.Vinter, J.Nagle, D.Kaplan. Appl. Phys. Lett., **56**, 1822 (1990).
11. E.Rosencher, P.Bois, J.Nagle, E.Costard, S.Delaotie. Appl. Phys. Lett., **55**, 1597 (1989).
12. P.Boucaud, F.H.Julien, D.D.Yang, J.M.Lourtioz, E.Rosencher, P.Bois, J.Nagle. Appl. Phys. Lett., **57**, 215 (1990).
13. R.P.Karunasiri, Y.J. Mii, K.L.Wang. IEEE Electron Dev. Lett., **11**, 227 (1990).
14. M.P.Stopa, D.Das Sarma. Phys. Rev. B, **40**, 3970 (1989).
15. W.Xu. Phys. Rev. B, **51**, 9770 (1995).
16. G.Marx, B.Hackenstein, R. Kummel. J. Phys.: Condens. Matter, **3**, 6425 (1991).
17. G.Gumbs. Phys. Rev. B, **54**, 11354 (1996).
18. G.Gumbs. J. Phys.: Condens. Matter, **12**, 1789 (2000).
19. М.Абрамовиц, И.Стиган. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. М., Наука, 1979.
20. S Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՀԻՔՐԻԴԱՑՈՒՄՆ ԱՍՏԻՃԱՆԱԶԵՎ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ ՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Մ.Գ. ԲԱՐՍԵԳՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված են էլեկտրոնի քվանտային վիճակներն ու էներգիական սպեկտրն ուղղանկյուն աստիճանաձև քվանտային փոստում երկչափ էլեկտրոնային գազի հարթությանը զուգահեռ մագնիսական դաշտում: Յույց է տրված, որ մագնիսական դաշտի և սահմանափակող պոտենցիալի համատեղ ազդեցությունը բերում է էլեկտրոնի էներգիայի սպեկտրի արմատական փոփոխության: Հաշվարկված են էլեկտրոնի էներգիական մակարդակների կախումները քվանտային փոսի պարամետրերից, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից և մագնիսական դաշտի ուղղությամբ ալիքային վեկտորի պրոյեկցիայից: Թվային հաշվարկները կատարված են $AlAs/GaAlAs/GaAs/AlAs$ աստիճանաձև քվանտային փոսի համար:

HYBRIDIZATION OF ELECTRON STATES IN A STEP QUANTUM WELL IN A MAGNETIC FIELD

M.G. BARSEGHYAN, A.A. KIRAKOSYAN

The quantum states and energy levels of an electron in a rectangular step quantum well in a magnetic field, parallel to the plane of two-dimensional electron gas are investigated. It is shown that the joint effect of the magnetic field and confining potential of the quantum well results in radical change of the electron spectrum. The dependences of the electron energy levels on the quantum well parameters, magnetic field induction and projection of the wave-vector along the magnetic field induction are calculated. Numerical calculations are carried out for a $AlAs/GaAlAs/GaAs/AlAs$ step quantum well.

УДК 539.12

СЕЧЕНИЕ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ПРОТОНЕ С БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ИМПУЛЬСА

В.Г. МАМЯН^{1,2}, А. ДАНАГУЛЯН³, К. ЕГИЯН¹, Д. ХАМИЛТОН^{4,5},
Ч. ХАЙД-РАЙТ⁶, А. КЕТИКЯН¹, А. НАТАН³, А. РАДЮШКИН^{2,6},
М. РЕДЕЛЬБРОНН³, А. ШАГИНЯН¹, А. ВОСКАНЯН¹,
Б. ВОЙЦЕХОВСКИЙ²

¹Ереванский физический институт

²Национальная Ускорительная Лаборатория им. Томаса Джефферсона, США

³Университет штата Иллинойс, Урбана-Шампань, США

⁴Университет Глазго, Шотландия, СК

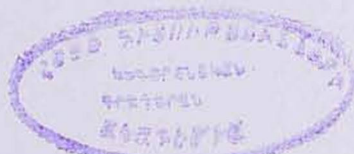
⁵Кембриджский университет, Кембридж, СК

⁶Университет Олд Доминион, Норфолк, США

(Поступила в редакцию 9 февраля 2005 г.)

Измерено сечение комптоновского рассеяния на протоне в кинематических диапазонах $s = 5-11$ ГэВ² и $-t = 2-7$ ГэВ². Фотонный поток с высокой интенсивностью, полученный в результате тормозного излучения электронов, падал на 15 см жидководородную мишень. Рассеянный фотон и протон отдачи регистрировались электромагнитным калориметром и магнитным спектрометром, соответственно. Полученные результаты находятся в согласии с предсказаниями, основанными на handbag-механизме реакции, в котором предполагается, что фотон взаимодействует с отдельным кварком протона, и не согласуется с предсказаниями пертурбативной КХД, основанными на механизме двухглюонного обмена.

Комптоновское рассеяние (КР) реальных фотонов на протоне с большой передачей импульса, наряду с другими жесткими эксклюзивными процессами, такими как глубоко-упругое *ep* рассеяние, глубоковиртуальное комптоновское рассеяние (ГКР) и эксклюзивное фоторождение мезонов, является уникальным инструментом исследования структуры нуклона. Общей чертой этих реакций является то, что мандельштамовские переменные s, t и u велики по сравнению с массой протона, что соответствует режиму жесткого рассеяния. В этом режиме КР было рассмотрено в рамках двух различных теоретических подходов, которые отличаются числом активных кварков,



участвующих в реакции.

В пертурбативном КХД (пКХД) подходе (рис.1), три активных кварка распределяют между собой переданный импульс посредством обмена двумя жесткими глюонами [1-5]. Общеизвестно, что при достаточно высоких энергиях должен доминировать двух-глюонный обменный механизм, хотя, насколько велики "достаточно высокие энергии" – все еще открытый вопрос. Альтернативный подход – "handbag" механизм [6] (см. рис.2), в котором имеется единственный активный кварк, взаимодействующий с внешними фотонами, а переданный импульс распределяется через перекрытие мягких волновых функций. Важная характеристика handbag-диаграммы – факторизация жестких и мягких подпроцессов. В изначальном подходе [6,7], развитом для расчета handbag-диаграммы, используется формализм обобщенных партонных распределений (ОПР). Недавно вклад handbag-диаграммы был рассчитан также на основе модели релятивистских конституентных кварков (РКК) [8]. Обобщенные партонные распределения объединяют известные фейнмановские распределения партонов и электромагнитные формфакторы нуклонов в гибридных функциях, дающих более полное и универсальное описание внутренней структуры нуклона, не зависящее от типа реакции. На их использовании основан новый способ описания жестких эксклюзивных реакций [9,10]. Для нуклонов наиболее важны четыре функции ведущего твиста: $H(x, \xi, t)$, $\tilde{H}(x, \xi, t)$, $E(x, \xi, t)$, $\tilde{E}(x, \xi, t)$ (см. недавний обзор [11]), где $(x + \xi)$ и $(x - \xi)$ – доли плюсовой компоненты среднего импульса нуклона $P = (p + p')/2$, переносимые уходящим и возвращающимся партонами, $\xi = -r^+ / 2P^+$ – так называемый параметр перекоса (skewness), а $t = r^2$ – квадрат переданного 4-импульса r . Обобщенные партонные распределения (H, E) и ($\tilde{H}, \tilde{E}$) связаны с вкладами, усредненными по спиральности партонов, и с поляризованными, соответственно. Для процесса глубоковиртуального комптоновского рассеяния параметр ξ связан с виртуальностью начального фотона. В случае нулевой виртуальности, т.е. для комптоновского рассеяния реальных фотонов, мы имеем $\xi = 0$.

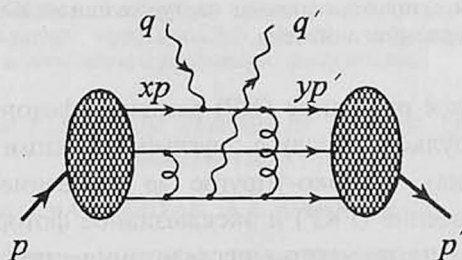


Рис.1. Диаграмма Фейнмана для процесса КР согласно пКХД механизму: переданный импульс распределяется между тремя активными валентными кварками в результате обмена двумя жесткими глюонами.

В данной статье используются вычисления на основе формализма ОНР [6,7,12], в которых учитываются фотон-партоновые подпроцессы с учетом поправок α_s в следующем за ведущим порядке. Эти вычисления предполагают, что сечение КР факторизуется в произведение сечения Клейна-Ниссины (КН) и множителя формфакторного типа [7]:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{RCS} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{KN} [f_V R_V^2 + (1 - f_V) R_A^2], \quad (1)$$

где $f_V = \frac{1}{2}(\hat{s} - \hat{u})^2 / (\hat{s}^2 + \hat{u}^2)$ — кинематический фактор, и $\hat{s} = s - m_p^2$, $\hat{u} = u - m_p^2$. Вклад тензорного формфактора R_T [12] в нашем анализе опущен, поскольку его величина относительно мала. Формфакторы R_V и R_A связаны с $1/x$ моментами ОНР следующим образом:

$$R_V(t) = \sum_a e_a^2 \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{x} H^a(x; 0, t), \quad (2)$$

$$R_A(t) = \sum_a e_a^2 \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{x} \text{sign}(x) \tilde{H}(x; 0, t), \quad (3)$$

где a обозначает аромат кварка. Полезно сравнить эти выражения с формулами для упругих электромагнитных формфакторов протона:

$$F_1(t) = \sum_a e_a \int_{-1}^{+1} dx H^a(x; 0, t), \quad (4)$$

$$F_2(t) = \sum_a e_a \int_{-1}^{+1} dx E^a(x; 0, t), \quad (5)$$

где $F_1(t)$ и $F_2(t)$ — формфакторы Дирака и Паули, соответственно. Новая физика, специфичная для процесса КР, содержится в формфакторах R_V и R_A . Они имеют простую физическую интерпретацию: комбинация $|R_V(t) + R_A(t)|^2$ пропорциональна вероятности того, что фотон упруго рассеивается на протоне, передавая четырехмерный импульс r единственному активному кварку, спиральность которого ориентирована по спиральности протона. В свою очередь, $|R_V(t) - R_A(t)|^2$ пропорционально вероятности того, что активный кварк имеет спиральность, направленную противоположно спиральности протона. Выражение (1) аналогично формуле для сечения упругого рассеяния электрона на протоне, за исключением того, что сечение КН надо заменить сечением Мотта. Необходимо подчеркнуть, что несмотря на схожесть, между формфакторами комптоновского рассеяния (2,3) и формфакторами электронного рассеяния (4,5) имеются и значительные различия. Во-первых, весовые множители квадратичны по заряду кварков в первом случае и линейны во втором. Таким образом, КР чувствительно к ароматной

структуре протона иначе, чем электромагнитное (а также слабое) рассеяние, тем самым потенциально обеспечивая еще один метод анализа структуры протона, в дополнение к исследованию нарушения четности при рассеянии электронов. Во-вторых, формфакторы КР имеют дополнительный множитель $1/x$ под интегралом, что иным образом взвешивает доли импульса, переносимые кварками, а кроме того, приводит к общему повышению их величины по сравнению с формфакторами электронного рассеяния. Другое различие состоит в том, что пары $q\bar{q}$ также по-другому вносят вклад в формфакторы КР по сравнению с F_1 и F_2 : в то время как электромагнитные формфакторы чувствительны к $q - \bar{q}$, КР формфакторы, из-за e_q^2 веса, даются $q + \bar{q}$ комбинациями. Вклад морских $q\bar{q}$ пар становится очень большим при $-t \leq 2 \text{ ГэВ}^2$ [7].

В модели РКК [8] используются волновые функции, которые обеспечивают хорошее описание всех четырех нуклонных электромагнитных формфакторов [13-15]. В этой модели диаграмма рис.2 оценивается способом, который позволяет учитывать эффект несохранения кварковой спиральности в жестком подпроцессе. Существенной особенностью является то, что релятивистские эффекты и эффекты, обусловленные массами кварков, порождают значительный кварковый орбитальный угловой момент, который приводит к значительному нарушению адронной спиральности.

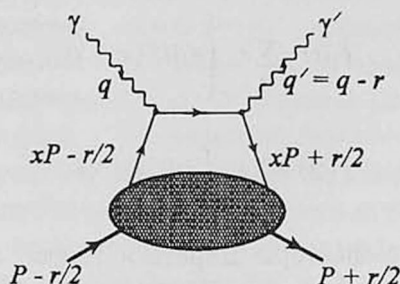


Рис.2. Handbag-диаграмма для КР. Информация о структуре нуклона дается обобщенными партонными распределениями.

Единственные данные для КР в режиме жесткого рассеяния были получены 25 лет назад в Корнелле [16]. Было обнаружено, что экспериментальные сечения, по крайней мере, в 10 раз больше, чем результаты расчетов, основанных на пКХД [5]. Это наблюдение привело к предположению о незначительной роли пКХД механизма в КР процессе при энергиях порядка нескольких ГэВ. С другой стороны, вычисления, выполненные на основе handbag-диаграммы, оказались довольно близки к данным. Цель нового эксперимента [17] состояла в том, чтобы обеспечить более строгую проверку механизма реакции путем значительного улучшения статистической и систематической точности данных и расширения их кинематического диапазона.

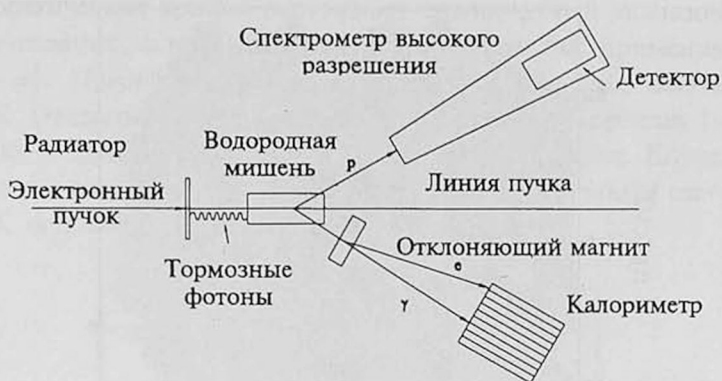


Рис.3. Схема экспериментальной установки E99-114.

Эксперимент E99-114 был выполнен в зале А Лаборатории Джефферсона, с использованием аппаратуры, описанной частично в [18]. Схема экспериментальной установки показана на рис.3. Электронный пучок с высокой скважностью и током до 40 мкА падал на медный радиатор толщиной 0.9 мм, который был расположен перед жидководородной мишенью длиной 15 см. Для начальных фотонов и электронов при энергиях, лежащих вблизи конечной точки спектра тормозного излучения, протон отдачи и рассеянный фотон (так же, как и электрон) регистрировались в магнитном спектрометре высокого разрешения (МСВР) и в электромагнитном калориметре. Высокое импульсное и угловое разрешение МСВР позволило точно реконструировать энергию первичной частицы. События КР были отобраны на основе кинематической корреляции между рассеянным фотоном и протоном отдачи (см. рис.4). Фоновые события, основным источником которых являются фото рождение π^0 и тормозное излучение электронов, были учтены, используя упомянутую корреляцию и распределение энергии в калориметре. Фоновые события, происходящие от упругого ep рассеяния, кинематически не различимы от событий КР. Они были идентифицированы, используя отклоняющий магнит, расположенный между мишенью и калориметром.

Измерение сечения было выполнено в 25 кинематических точках. На рис.5 показаны результаты настоящего эксперимента. Они находятся в качественном согласии с данными Корнелла и намного превышают предсказания пКХД [5], рассчитанные при значениях $\alpha_s = 0.3$ для КХД константы связи и $f_N = 5.3 \cdot 10^{-3}$ ГэВ² для константы, характеризующей величину проекции трехваркового состояния на протоне. Механизм пКХД ведет к асимптотическому правилу конституентного счета. При фиксированных углах θ_{CM} сечение имеет скейлинг $d\sigma/dt = f(\theta_{CM})/s^n$, где $n=6$ для КР [1]. Один из способов анализа результатов эксперимента состоит в том, чтобы определить степень скейлинга n в угловом интервале $\theta_{CM} = 70^\circ - 110^\circ$ (см. рис.6). С невысокой точностью данные Корнелла [16] (открытые точки на рис.6) соответствуют скейлингу с $n = 6$ (прерывистая линия). Сплошная линия основана на расче-

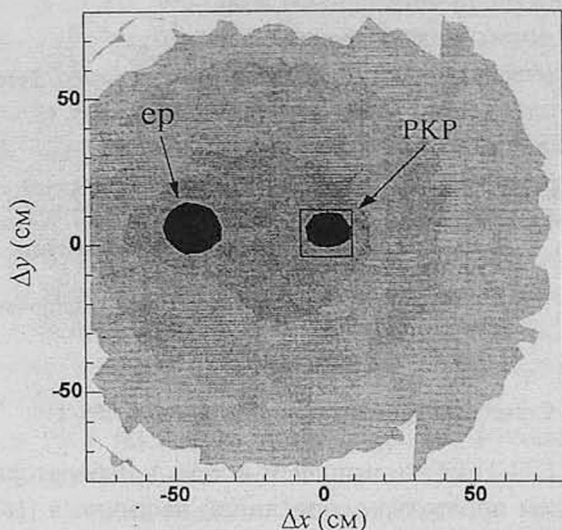


Рис.4. Двухмерное распределение иллюстрирует идентификацию процесса через корреляции $\Delta x - \Delta y$ для измеренной и предсказанной точки регистрации частицы в калориметре. События в отобранной области используются для определения сечения КР путем сравнения с гладким распределением событий преимущественно связанных с рождением пиона.

те [6], предполагающем доминантность handbag-диаграммы. Заполненными точками даны результаты нынешнего эксперимента. Они соответствуют скейлингу с n большим, чем 6. Предварительные результаты настоящего эксперимента, наряду с теоретическими предсказаниями, основанными на расчете handbag-диаграммы, показаны на рис.7. Ширины заштрихованных областей указывают неопределенность, возникшую вследствие поправок на массовые эффекты для переменных Мандельштама в жестких подпроцессах

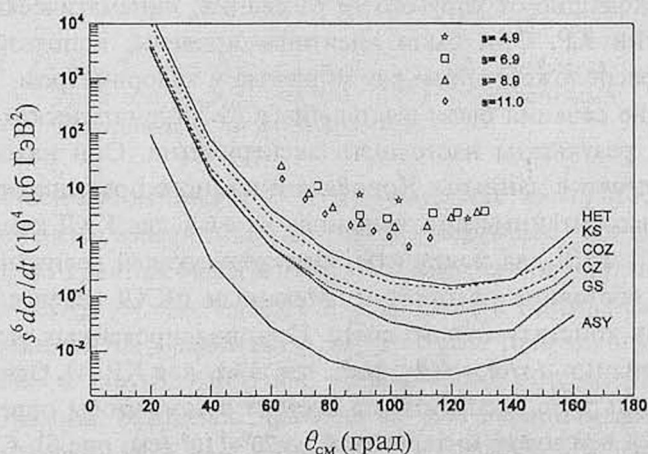


Рис.5. Неполаризованное сечение [4] для шести вариантов амплитуды распределения, при $\alpha_s = 0.3$ и $f_N = 5.2 \cdot 10^{-3}$ ГэВ^2 , в сравнении с результатами данного эксперимента.

[19]. Эти теоретические кривые охватывают ограниченный диапазон по t , потому что вычисления, основанные на handbag-механизме, применимы только для $s, t, u \gg m_p^2$. Прерывистыми линиями даны результаты, основанные на модели РКК. Открытые точки – данные эксперимента Корнелла [16], заполненные точки – данные нынешнего эксперимента. Данные Корнелла были приведены к значениям s настоящего эксперимента, используя степень скейлинга $n=7.5$, основанную на наших результатах.

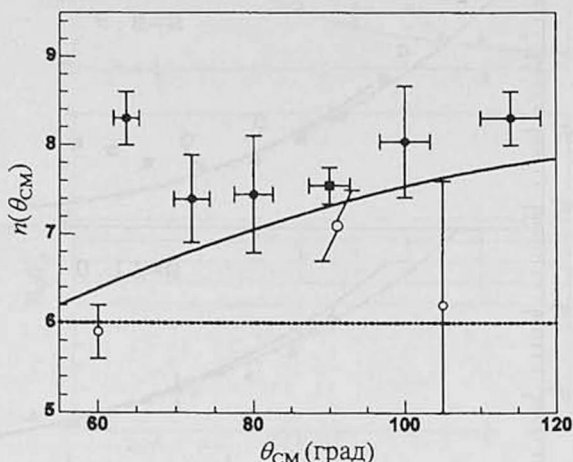


Рис.6. Скейлинг сечения КР при заданном θ_{CM} . Прерывистая линия соответствует правилу конституентного счета и скейлингу с фиксированным $n = 6$. Открытые точки – данные эксперимента Корнелла [16]. Сплошная линия – вычисление, основанное на работе [6]. Заполненные точки – результаты данного эксперимента.

Измерение сечения в широком диапазоне t позволяет извлекать форм-фактор, определенный выражением (1). Кинематическая переменная f_V , которая для нынешнего эксперимента изменяется между 0.74 и 0.98, зависит преимущественно от угла рассеяния θ_{CM} и довольно слабо от энергии фотона. Следовательно, для неполяризованных фотонов сечения в значительной степени не чувствительны к R_A . Это позволяет извлечь R_V в широком диапазоне t . Отношение $R_V/R_A = 0.81$ взято из нашего измерения коэффициента переноса поляризации [20], предполагая его независимость от s и t . Это предположение может привести к систематической неопределенности до 10% в значении R_V , хотя для $s=11$ ГэВ² эта неопределенность меньше, чем 5%. Результаты для R_V показаны на рис.8. Из верхнего графика видно, что s -независимость выполняется только для малых t и больших s . Это указывает на то, что формфакторное представление не работает для КР при низких энергиях, $s=7$ и 9 ГэВ². На нижнем графике показано отношение R_V и формфактора Дирака F_1 для $s=11$ ГэВ². Довольно сходное поведение R_V и F_1 для больших t может быть признаком близости скейлингового режима.

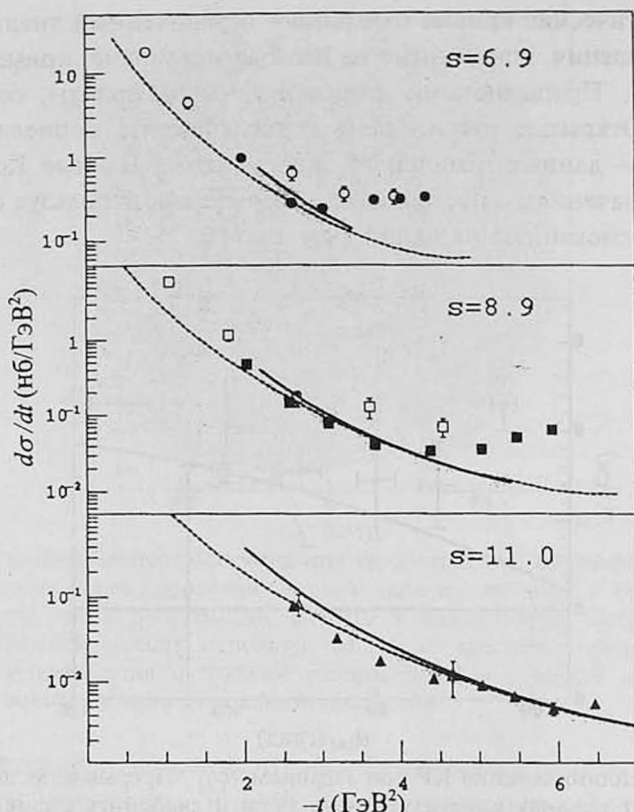


Рис.7. Зависимость сечения КР от переданного импульса для трех значений s . Заполненные точки – данные нашего эксперимента. Открытые точки – данные эксперимента Корнелла [16]. Сплошные линии и заштрихованные области – вычисления, основанные на ОПР с поправками на массу протона [19] и с формфакторами из работы [11]. Пунктирные линии – результаты вычислений, основанных на модели РКК [8].

Таким образом, в эксперименте E99-114 было измерено сечение КР на протоне в диапазоне энергий 2.1–5.4 ГэВ и при больших переданных импульсах, а также продольная и поперечные компоненты поляризации протона отдачи при $s=7$, $-t=4$ ГэВ² [20]. Вычисления (ОПР, РКК), основанные на handbag-диаграмме, находятся в согласии с экспериментальными данными приблизительно с 20%-ой точностью, указывая на то, что при энергиях в пределах нескольких ГэВ доминирует механизм реакции, в котором внешние фотоны взаимодействуют с одним и тем же кварком. Дополнительным фактором в пользу этого заключения является измерение передачи поляризации [20], еще раз указывающее, что вычисления, основанные на handbag-диаграмме, отражают истинную природу реакции КР в данном кинематическом режиме. В дальнейшем было бы интересно измерить сечение КР для более высоких энергий с тем, чтобы проверить – является ли формфакторное представление для КР на самом деле обоснованным для s выше 11 ГэВ².

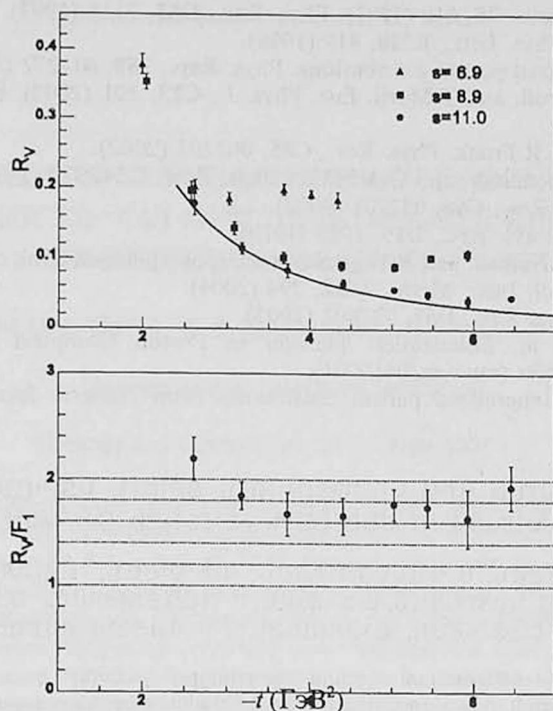


Рис.8. Верхний график: извлеченный формфактор R_V КР, сплошная линия – вычисление с использованием ОПР [21]. Нижний график: отношение КР формфактора R_V ($s=11.0$ ГэВ²) и формфактора Дирака F_1 .

Мы благодарим членов коллаборации Зала А и персонал Лаборатории Джефферсона за их вклад в реализацию эксперимента E99-114. Авторы также признательны администрации ЕрФИ за постоянное внимание и поддержку этого проекта. Мы благодарны профессору П. Кроллу за ценные комментарии. Эта работа поддержана Национальным Научным Фондом США, Советом по инженерным и физическим научным исследованиям Великобритании, и Департаментом энергетики США в рамках контракта DE-AC05-84ER40150, модификация номер M175, по которому Исследовательская Ассоциация юго-восточных Университетов (SURA) управляет Национальной Ускорительной Лабораторией им. Томаса Джефферсона.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.J.Brodsky and G.P.Lepage. Phys. Rev., **D22**, 2157 (1980).
2. G.R.Farrar and H.Zhang. Phys. Rev. Lett., **41**, 1721 (1990), Phys. Rev., **D41**, 3348 (1990).
3. A.S.Kronfeld and B. Nizic. Phys. Rev., **D44**, 3445 (1991).
4. M.Vanderhaeghen, P.A.M.Guichon, and J.Van de Wiele. Nucl. Phys., **A622**, 144 c (1997).
5. T.Brooks and L.Dixon. Phys. Rev., **D62**, 114021 (2000).
6. A.V.Radyushkin. Phys. Rev., **D58**, 114008 (1998).
7. M.Diehl, T.Feldmann, R.Jakob, and P.Kroll. Eur. Phys. J., **C8**, 409 (1999).

8. G.A.Miller. Phys. Rev., C69, 052201(R) (2004).
9. X.Ji. Phys. Rev. Lett., 78, 610 (1997), Phys. Rev., D55, 7114 (1997).
10. A.V.Radyushkin. Phys. Lett., B380, 417 (1996).
11. M.Diehl. Generalized parton distributions. Phys. Rep., 388, 41-277 (2003).
12. H.W.Huang, P.Kroll, and T.Morii. Eur. Phys. J., C23, 301 (2002). Erratum, ibid., C31, 279 (2003).
13. G.A.Miller and M.R.Frank. Phys. Rev., C65, 065205 (2002).
14. M.R.Frank, B.K.Jennings, and G.A.Miller. Phys. Rev., C54, 920 (1996).
15. G.A.Miller. Phys. Rev., C66, 032201 (2002).
16. M.A.Shupe et al. Phys. Rev., D19, 1929 (1979).
17. C.Hyde-Wright, A.Nathan, and B.Wojtsekhowski, spokespersons, JLab experiment E99-114.
18. J.Alcorn et al. Nucl. Instr. Meth., A522, 294 (2004).
19. M.Diehl et al. Phys. Rev., D67, 037502 (2003).
20. D.J.Hamilton et al. Polarization Transfer in Proton Compton Scattering at High Momentum Transfer (nucl-ex/0410001).
21. M.Diehl et al. Generalized parton distribution from nucleon form-factor data (hep-ph/0408173).

ՊՐՈՏՈՆԻ ՎՐԱ ԿՈՄՊՏՈՆՅԱՆ ՑՐՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԸ ՓՈԽԱՆՑՎԱԾ ՄԵԾ ԻՄՊՈԼԼՄՆԵՐԻ ԴԵՊԸՈՒՄ

Վ.Հ. ՄԱՄՅԱՆ, Ա. ԴԱՆԱԳՈՒԼԻԱՆ, Կ. ԵԴԻՅԱՆ, Դ. ՀԱՄԻԼՏՈՆ,
Չ. ՀԱԵԴ-ՌԱԵԴԴ, Ա. ԿԵՏԻԿՅԱՆ, Ա. ՆԱԹԱՆ, Ա. ՌԱԴՅՈՒՏԿԻՆ, Մ. ՌՈԴԵԼԲՐՈՆՆ,
Ա. ՇԱՀԻՆՅԱՆ, Հ. ՈՍԿԱՆՅԱՆ, Բ. ՎՈՅՏԵԽՈՎՍԿԻ

Պրոտոնի վրա Կոմպտոնյան ցրման կտրվացքը չափվել է $s = 5-11$ ԳԷՎ² և $-t = 2-7$ ԳԷՎ² կինեմատիկ տիրույթում: Արգելակային ճառագայթումից ստացված բարձր ինտենսիվության ֆոտոնների փունջը ընկել է 15 սմ հաստություն ունեցող հեղուկ ջրածնային քիրախի վրա: Ցրված ֆոտոնը և ետհարվածի պրոտոնը համապատասխանորեն գրանցվել են էլեկտրամագնիսական կալորիմետրում և մագնիսական սպեկտրոմետրում: Ստացված արդյունքները համաձայնության մեջ են գտնվում «handbag» ռեակցիայի մեխանիզմի վրա հիմնված հաշվարկի հետ, որը ենթադրում է, որ ֆոտոնի փոխազդեցությունը տեղի է ունենում պրոտոնի միայն մի քվարկի հետ, բայց անհամաձայնության մեջ են գտնվում պերտուրբատիվ ՔԲԴ-ի վրա հիմնված հաշվարկների հետ, որոնց համաձայն փոխազդեցությունը տեղի է ունենում երկու գլյուոնների փոխանակման միջոցով:

CROSS-SECTION OF THE COMPTON SCATTERING FROM A PROTON AT HIGH MOMENTUM TRANSFER

V.H. MAMYAN, A. DANAGOU LIAN, K. EGIYAN, D.J. HAMILTON,
C. HYDE-WRIGHT, A. KETIKYAN, A. NATHAN, A. RADYUSHKIN,
M. ROEDELBRONN, A. SHAHINYAN, H. VOSKANYAN, B. VOJTSEKHOWSKI

Cross-sections for the Compton scattering on a proton are measured in the kinematic range $s = 5-11$ GeV² and $-t = 2-7$ GeV². A high intensity photon flux originated from electron bremsstrahlung was incident on a 15-cm liquid-hydrogen target. The scattered photon and recoil proton were detected in an electromagnetic calorimeter and a high-resolution spectrometer, respectively. The results we obtained are in agreement with predictions based on the handbag reaction mechanism in which a photon interacts with a single quark of a proton and they are in disagreement with predictions of the pQCD-based two-gluon exchange mechanism.

УДК 539.173

ПРОЯВЛЕНИЕ ПРИЗНАКОВ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ–ГАЗ ПРИ ЭЛЕКТРООБРАЗОВАНИИ ФРАГМЕНТОВ НА ЯДРАХ ^{197}Au

Г.Е. МАРКАРЯН, Г.В. БАДАЛЯН, Д.М. БЕГЛАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 ноября 2004 г.)

Проведен анализ энергетических спектров и зарядовых выходов фрагментов ($5 < Z_F < 12$), полученных в реакции $e + ^{197}\text{Au} \rightarrow F + X$, при энергии налетающих электронов 1.5, 2, 3 и 4.5 ГэВ. Анализ указывает на наличие корреляции между уменьшением выхода фрагмента и увеличением его кулоновской энергии при возрастании заряда фрагмента. На основе этой корреляции, для всех энергий электронов получены значения для температуры фрагментирующей системы. Используя эти значения, показано, что в реакции проявляется тепловой скейлинг, согласующийся с капельной моделью Фишера для ядерного фазового перехода жидкость–газ. С помощью этой модели получены значения коэффициента поверхностной энергии при нулевой температуре, критического показателя, характеризующего отношение размерности поверхности к размерности объема, а также сделана оценка критической температуры T_c .

Образование фрагментов промежуточных масс (ФПМ: $2 < Z_F < 20$) в реакциях взаимодействия энергичных налетающих частиц с ядрами является предметом интенсивного экспериментального и теоретического изучения в течение последних ~ 20 лет [1-26]. Основываясь на особенностях образования ФПМ при достаточно высоких энергиях возбуждения (>2 МэВ/нуклон), в эти годы были предложены принципиально новые теоретические подходы для выяснения механизма развала возбужденных ядер (см., например, обзоры [25,26] и ссылки в них). По-видимому, наибольшее внимание привлекла идея о возможном осуществлении в нагретой ядерной материи фазового перехода жидкость–газ [1-4]. Эта идея стимулировала проведение исследований по поиску убедительных указаний на осуществление ядерного фазового перехода, которые продолжают по настоящее время [12-15]. Наряду с исследованиями на ионных пучках, проводятся исследования образования ФПМ в реакциях взаимодействия с ядрами легких релятивистских частиц (p , π и т.д.) [8,9,12-15,20-24]. Хотя наиболее эффективно возбуждение ядра достигается в реакциях столкновения тяжелых ионов с ядрами, однако в этом случае нагрев сопровождается сжатием и вращением ядра, что сильно затрудняет выделение эффектов, обусловленных чисто термодинамическими процессами

[8]. Эти проблемы отсутствуют при фрагментации ядер легкими налетающими частицами. Кроме того, анализ получаемых результатов в этом случае облегчается из-за испускания фрагментов только из источника (или источников), относящегося к ядру мишени. Эти преимущества дают возможность более надежно изучать т.н. тепловую мультифрагментацию ядер. Так, например, недавно в исследованиях взаимодействия энергичных (~ 8 ГэВ) легких налетающих частиц (π^- , p) с ядрами золота были получены результаты, указывающие на осуществление в этих реакциях тепловой мультифрагментации и ядерного фазового перехода жидкость-газ [12-15]. В последнее время значительное внимание уделяется также выяснению наблюдаемого при образовании ФПМ теплового скейлинга [14-17], который состоит в том, что выход фрагмента зависит от температуры фрагментирующей системы, согласно выражению $Y(A) \sim \exp(-B/T)$, где B – “барьер”, зависящий от массового числа A фрагмента. Для изучения тепловой мультифрагментации и теплового скейлинга также подходят электроны и фотоны высоких (>1 ГэВ) энергий. К сожалению, исследований по фрагментации ядер энергичными электронами или фотонами проводится слишком мало [20-24].

В нашей предыдущей работе [21] был проведен анализ энергетических спектров, полученных на Ереванском синхротроне в инклюзивной реакции образования ФПМ ($4 \leq Z_F \leq 10$) под углами 50° , 90° и 120° , при взаимодействии электронов с энергией $1.5 - 4.5$ ГэВ с ядрами ^{197}Au . Проведенный анализ показал, что измеренные фрагменты изотропно испускаются из движущегося источника, размеры которого существенно меньше ($\sim 50 - 60$ нуклонов) ядра мишени. Для всех энергий налетающих электронов были получены значения для скорости источника, кулоновских энергий фрагментов, сечений образования фрагментов под указанными углами, а также оценены полные сечения их образования. В настоящей работе проводится анализ полученных результатов с целью выявления признаков, указывающих на механизм образования рассматриваемых фрагментов в исследуемой реакции.

Как было показано [21], полученные нами энергетические спектры фрагментов имеют форму максвелл-большцмановского распределения по кинетической энергии, аналогичную спектрам ФПМ, полученным на протонных и ионных пучках [1-5,11,19]. На рис.1а показаны спектры фрагментов Be-Mg под углом 90° в лабораторной системе при энергии налетающих электронов 4.5 ГэВ. Обычно для лучшего визуального рассмотрения спектров используются некоторые масштабные коэффициенты. Так, например, на рис.1а дифференциальные сечения каждого фрагмента начиная с бора уменьшены в 10 раз по сравнению с предыдущим фрагментом с меньшим Z . Однако представляет интерес совместное рассмотрение спектров без использования масштабных коэффициентов. На рис.1b рассматриваемые спектры показаны без использования масштабных коэффициентов. Обращает на себя внимание тот факт, что в лабораторной системе имеет место наложение высокоэнергетических частей спектров различных фрагментов друг на друга, при-

чем для фрагментов с $Z > 5$ такое наложение начинается непосредственно с максимумов спектров, которые располагаются приблизительно на одной прямой. Расположение максимумов спектров приблизительно на одной прямой также видно из рассмотрения рис. 1а. Таким образом, в лабораторной системе наблюдается экспоненциальный характер спада максимумов дифференциальных сечений с ростом Z фрагмента.

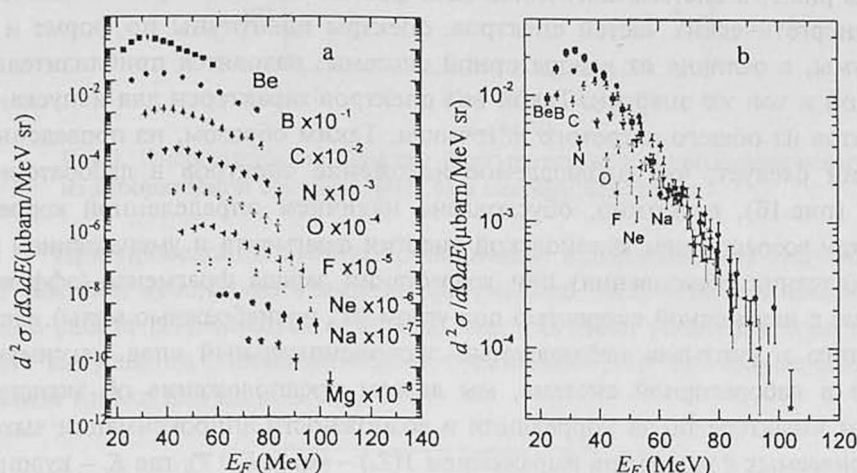


Рис.1. Энергетические спектры фрагментов Be-Mg в лабораторной системе под углом 90° , при энергии налетающих электронов 4.5 ГэВ: а) спектры представлены с использованием масштабных коэффициентов, указанных на рисунке; б) спектры представлены без использования масштабных коэффициентов.

Аналогичная картина наблюдается и для других измеренных углов и энергий налетающих электронов. Наложение высокоэнергетических частей спектров ФПМ в лабораторной системе ранее отмечалось в работе по образованию фрагментов в реакции взаимодействия протонов с энергией 5.5 ГэВ с мишенью ^{238}U [19]. На первый взгляд, такое наложение кажется странным, так как дифференциальные сечения фрагментов, отличающихся по выходу почти на порядок [21], для этих частей спектров в пределах экспериментальных ошибок совпадают. Для выяснения причины такого наложения мы провели преобразование спектров из лабораторной системы в систему источника, испускающего фрагменты. При этом использовались значения скорости источника и кулоновских энергий фрагментов, полученные в нашей предыдущей работе [21]. Следует отметить, что преобразование проводилось после вычитания вклада кулоновской энергии из кинетической энергии фрагмента в лабораторной системе, что соответствует предполагаемому тепловому характеру испускания фрагментов в системе источника [5]. На приводимых ниже рис.2 и 3 иллюстрируется характер испускания фрагментов в исследуемой реакции. На рис.2а в качестве типичного примера показаны энергетические спектры бора в лабораторной системе под углами 50° , 90° и 120° , при энергии налетающих электронов 3 ГэВ, а на рис.2б эти же спектры, после проведен-

ного преобразования, показаны в системе источника. Как видно из рис.2б, в системе источника спектры под разными углами практически совпадают. Аналогичная картина наблюдается и для других фрагментов и энергий налетающих электронов, что указывает на изотропность испускания фрагментов в системе источника. На рис.3 показаны спектры фрагментов Be-Na после их преобразования из лабораторной системы (рис.1б) в систему источника. Как видно из рис.3, в системе источника (для фрагментов с $Z > 5$) нет наложения высокоэнергетических частей спектров, спектры идентичны по форме и их максимумы, в отличие от лабораторной системы, находятся приблизительно при одной и той же энергии. Такой вид спектров характерен для испускания фрагментов из общего нагретого источника. Таким образом, из проведенных сравнений следует, что наблюдаемое наложение спектров в лабораторной системе (рис.1б), возможно, обусловлено наличием определенной корреляции между возрастанием кулоновской энергии фрагмента и уменьшением его выхода (сечения образования) при возрастании заряда фрагмента (эффекты, связанные с переносной скоростью под углом 90° , пренебрежимо малы). Исходя из этого и учитывая наблюдаемый экспоненциальный спад максимумов спектров в лабораторной системе, мы делаем предположение об экспоненциальном характере такой корреляции и возможности аппроксимации выхода рассматриваемых фрагментов выражением $Y(Z_F) \sim \exp(-E_c/T)$, где E_c – кулоновская энергия фрагмента, T – некоторый параметр. Для проверки этого предположения мы аппроксимировали зависимость сечений образования фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$) от соответствующих кулоновских энергий выражением

$$d\sigma/d\Omega = N \exp(-E_c/T), \quad (1)$$

где N – нормировочная константа, T – свободный параметр.

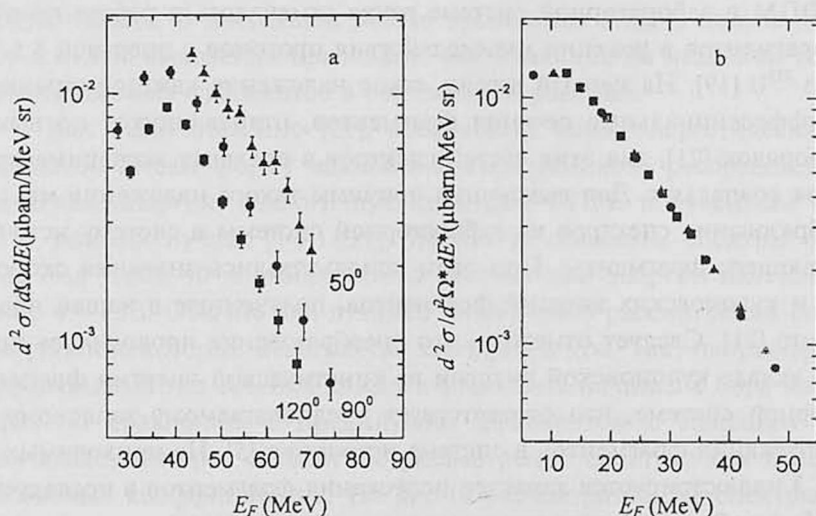


Рис.2. Энергетические спектры бора при энергии налетающих электронов 3 ГэВ: а) – в лабораторной системе под углами 50° , 90° и 120° ; б) те же спектры, преобразованные из лабораторной системы в систему источника.

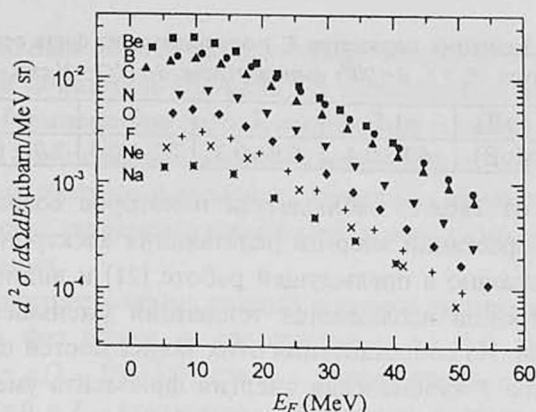


Рис.3. Энергетические спектры фрагментов Be-Na, преобразованные из лабораторной системы (рис.1b) в систему источника.

При проведении этой аппроксимации использовались значения сечений $d\sigma/d\Omega$ и кулоновских энергий фрагментов, полученные в нашей предыдущей работе [21]. Следует отметить, что, учитывая установленную изотропность испускания рассматриваемых фрагментов [21], достаточно проведение анализа только для одного угла 90° .

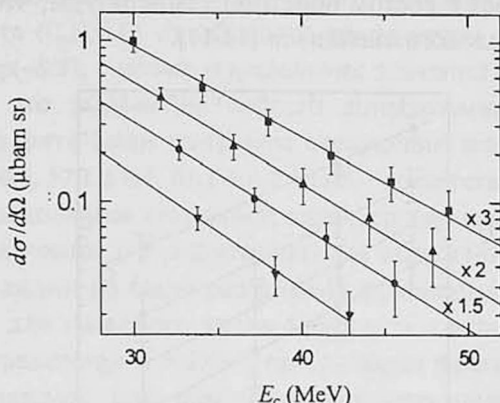


Рис.4. Зависимость сечений образования фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$) от соответствующих кулоновских энергий фрагментов в лабораторной системе, для энергий налетающих электронов 1.5 - 4.5 ГэВ: ($\blacksquare$) $E_c = 4.5$ ГэВ, сечения фрагментов (C - Na) умножены на 3; ($\blacktriangle$) $E_c = 3$ ГэВ, сечения фрагментов (C - Ne) умножены на 2; ($\bullet$) $E_c = 2$ ГэВ, сечения фрагментов (C - F) умножены на 1.5; ($\blacktriangledown$) $E_c = 1.5$ ГэВ, сечения фрагментов (C - O). Сплошными линиями показаны результаты фита, описанного в тексте.

На рис.4 показана зависимость сечений образования фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$) от соответствующих кулоновских энергий фрагментов и аппроксимация этой зависимости выражением (1). Как видно из рисунка, для всех энергий налетающих электронов выражение (1) хорошо аппроксимирует рассматриваемую зависимость и из проведенного фита для параметра T были получены значения, представленные в Табл.1.

Табл.1. Значения параметра T , полученные из фита сечений фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$) выражением: $d\sigma/d\Omega = N \exp(-E_c/T)$.

E_c (ГэВ)	1.5	2	3	4.5
T (МэВ)	6.3 ± 0.4	6.8 ± 0.3	7.3 ± 0.3	7.7 ± 0.3

Как видно из Табл.1, наблюдается некоторое возрастание значений параметра T при возрастании энергии налетающих электронов. С другой стороны, как было показано в предыдущей работе [21] и видно из рис.4, с ростом энергии электронов наблюдается тенденция уменьшения кулоновских энергий фрагментов. Из сопоставления этих зависимостей следует, что с возрастанием параметра T кулоновская энергия фрагмента уменьшается. Также следует отметить, что экспонента в выражении (1) имеет вид больцмановского множителя для заданной температуры. Учитывая все эти факторы, можно предположить, что параметр T в выражении (1) является температурой источника, испускающего фрагменты. Принимая полученные значения для T в качестве температуры источника, для каждого фрагмента были построены т.н. графики Аррениуса, т.е. зависимость логарифма выхода фрагмента от обратной температуры ($1/T$). На рис.5 такая зависимость показана для фрагментов C, N, O и F. Как видно из рисунка, для каждого фрагмента наблюдается линейный спад его выхода с ростом обратной температуры, что является характерным признаком теплового скейлинга [14-17].

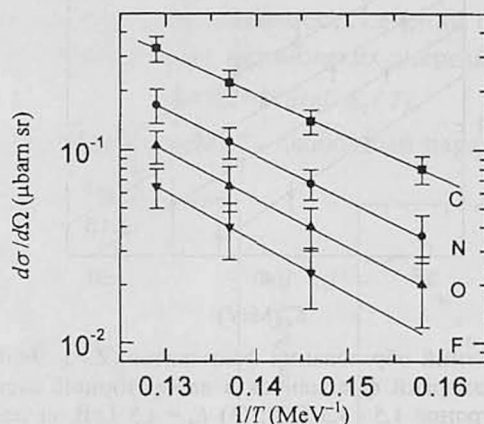


Рис.5. Зависимость сечений образования фрагментов C, N, O, F под углом 90° от обратной температуры (графики Аррениуса). В качестве температуры использовались значения параметра T , полученные для энергий налетающих электронов 1.5, 2, 3 и 4.5 ГэВ. Сплошными линиями показаны результаты фита, описанного в тексте.

Тепловой скейлинг присущ статистическим моделям и, в частности, он присутствует в капельной модели Фишера [15,27], согласно которой в случае фазового перехода жидкость-газ в ядерной материи выход фрагмента с числом нуклонов A дается выражением

$$Y(A) = Y_0 A^{-\tau} \exp(A \Delta\mu/T - c A^\sigma/T), \quad (2)$$

где Y_0 – нормировочная константа, зависящая только от значения показателя τ , τ – критический показатель Фишера, не зависящий от температуры и равный ~ 2 [6,27], T – температура фрагментирующей системы, $\Delta\mu = \mu_g - \mu_l$ – разность химических потенциалов газовой и жидкой фаз, c – плотность свободной поверхностной энергии фрагмента, зависящая от температуры, σ – критический показатель, характеризующий отношение размерности поверхности к размерности объема.

В области сосуществования жидкой и газовой фаз химические потенциалы газовой и жидкой фаз равны и, следовательно, $\Delta\mu = 0$. В этой области при параметризации $c = c_0(1 - T/T_c)$ [15], где c_0 – коэффициент поверхностной энергии при температуре $T=0$, а T_c – критическая температура, выражение (2) для заданного фрагмента принимает вид, характерный для теплового скейлинга:

$$Y(A) \sim \exp(-c_0 A^\sigma / T), \quad (3)$$

где $B = c_0 A^\sigma$ – “барьер” выхода фрагмента.

Так как в исследуемой реакции, по крайней мере для фрагментов с $Z > 5$, наблюдается проявление теплового скейлинга (рис.5), то интересно его сравнить с тепловым скейлингом в капельной модели Фишера. Сравнение проводилось следующим образом. Сначала полученная зависимость выхода каждого фрагмента (C,N,O,F) от обратной температуры фитировалась выражением $d\sigma/d\Omega = N \exp(-B/T)$, с целью определения значений для “барьеров” B . Как видно из рис.5, это выражение хорошо аппроксимирует рассматриваемые зависимости и из фита были получены следующие значения для “барьеров” B : 49.2 ± 0.7 , 53.9 ± 0.6 , 57.1 ± 0.8 , 61.1 ± 0.7 МэВ, соответственно, для фрагментов C,N,O,F. Затем, предполагая степенной характер зависимости “барьеров” от A фрагмента, эти значения для B фитировались выражением $B = c_0 A^\sigma$. Так как в исследуемой реакции не было разделения фрагментов по изотопам, то при проведении фита для массового числа фрагмента A использовались значения, определяемые выражением $A = 2Z + 1$, где Z – заряд фрагмента. Это выражение учитывает наблюдаемое при фрагментации ядер преобладание выхода из тяжелых ядер нейтронно-избыточных изотопов, по сравнению с нейтронно-дефицитными изотопами фрагментов [2,3,19]. В результате проведенного фита для c_0 и σ были получены значения $c_0 = 11.8 \pm 0.8$ МэВ, $\sigma = 0.56 \pm 0.03$, которые близки к ожидаемым и согласуются с приводимыми в других работах [14,15]. Так, например, полученное для c_1 значение находится в диапазоне значений, используемых в капельной модели ядра, а значение для σ близко к значению $2/3$, ожидаемому для трехмерных сферических систем и обычно применяемому в расчетах по модели фазового перехода [3,4,6,18]. Таким образом, полученные из наших данных значения для c_0 и σ указывают на то, что тепловой скейлинг, проявляющийся в исследуемой реакции, согласуется с ожидаемым по капельной модели Фишера. Это дает основание использовать выражение (2) для анализа полученных нами зарядовых выходов фрагментов.

На рис.6 показаны зарядовые выходы фрагментов ($Z \geq 4$) под углом 90°

для энергий налетающих электронов 1.5 – 4.5 ГэВ. Как видно из рисунка, сечения фрагментов, начиная с углерода, линейно падают с ростом Z фрагмента. Следует отметить, что отклонение от линейной зависимости для фрагментов бериллий, бор также наблюдалось во многих работах по фрагментации ядер протонами и ионами [3,5,8-12]. Заниженный выход Be, по-видимому, обусловлен распадом нестабильного изотопа ^8Be [12,15]. Линейный спад сечений фрагментов ($Z > 5$) хорошо аппроксимируется степенной функцией

$$d\sigma/d\Omega = nZ_F^{-\tau'(T)}, \quad (4)$$

где $\tau'(T)$ – т.н. эффективный показатель, учитывающий все факторы зависимости выхода фрагментов от температуры фрагментирующей системы.

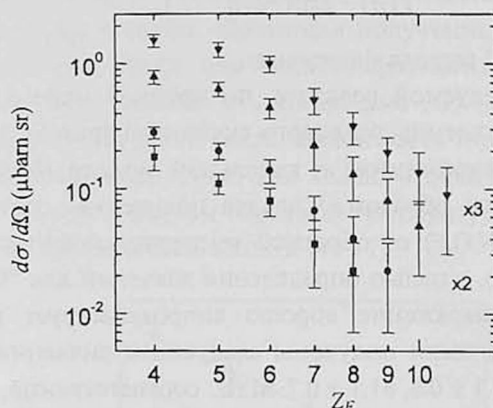


Рис.6. Зарядовые выходы фрагментов ($Z \geq 4$, $\theta = 90^\circ$) для энергий налетающих электронов 1.5-4.5 ГэВ; (■) $E_e = 1.5$ ГэВ; (●) $E_e = 2$ ГэВ; (▲) $E_e = 3$ ГэВ, сечения умножены на 2; (▼) $E_e = 4.5$ ГэВ, сечения умножены на 3.

На рис.7 показаны полученные из фита значения для τ' в зависимости от энергии налетающих электронов. Как видно из рисунка, τ' уменьшается с ростом энергии электронов. Уменьшение τ' с ростом энергии налетающих частиц наблюдалось во многих работах по образованию ФПМ [2-4,8-12] и согласуется с капельной моделью Фишера [27]. Относительно высокие полученные значения для $\tau' (\sim 4)$ могут указывать, согласно этой модели, на образование рассматриваемых фрагментов при температурах существенно ниже критической температуры T_c . В критической точке (при температуре $T = T_c$), наряду с равенством химических потенциалов жидкой и газовой фаз ($\Delta\mu = 0$), свободная поверхностная энергия капли (фрагмента) обращается в нуль и выражение (2) для выхода фрагментов принимает вид

$$Y(A) = Y_0 A^{-\tau}, \quad (5)$$

где τ – критический показатель Фишера, который, в отличие от τ' , не зависит от температуры и равен ~ 2 .

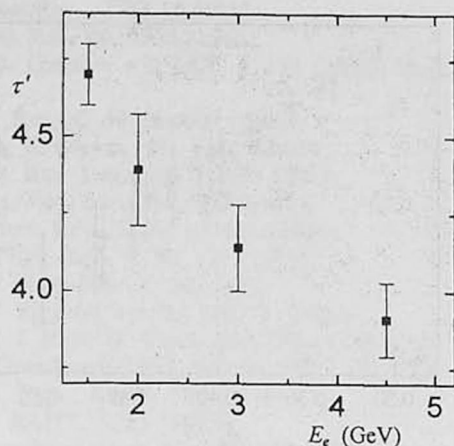


Рис.7. Зависимость показателя τ' от энергии налетающих электронов, при аппроксимации зарядовых выходов фрагментов, начиная с углерода, степенной функцией $d\sigma/d\Omega = n Z_F^{-\tau'}$.

Оценки критической температуры, полученные в экспериментальных и теоретических работах по фрагментации ядер, охватывают довольно широкий интервал значений: 5 – 20 МэВ [2-4,12-15]. Поэтому интересно также получить оценку критической температуры из наших данных. С этой целью, для всех энергий электронов, был проведен анализ зарядовых выходов фрагментов ($Z > 5$, $\theta = 90^\circ$) в рамках капельной модели Фишера с использованием выражения (2) при $\Delta\mu = 0$ и параметризации $c = c_0(1 - T/T_c)$. При этом использовались полученные нами значения для c_0 , σ и T , а для критического показателя принималось значение $\tau = 2$. В результате проведенного анализа была получена оценка критической температуры $T_c \sim 18$ МэВ, приблизительно одинаковая для всех энергий налетающих электронов. Следует отметить, что полученная оценка близка к значению для T_c , недавно полученному в работе [12], а также к теоретическим оценкам этой температуры.

Используя эту оценку $T_c \sim 18$ МэВ, были определены значения параметра $\varepsilon = (1 - T/T_c)$, характеризующего меру удаленности фрагментирующей системы от критической точки, и построена зависимость приведенного выхода фрагментов от приведенной температуры [15], которая показана на рис.8. По оси ординат отложены приведенные сечения образования фрагментов под углом 90° ($d\sigma/d\Omega/A^{-1}$), а по оси абсцисс – приведенная температура ($A^\varepsilon \varepsilon/T$). Как видно из рисунка, приведенные сечения для всех фрагментов ($Z_F > 5$) и энергий налетающих электронов, в зависимости от значений приведенной температуры, лежат на одной прямой, в соответствии с капельной моделью Фишера для фазового перехода жидкость–газ в области сосуществования фаз. Эта прямая представляет собой линию сосуществования фаз [15], а наклон определяет коэффициент поверхностной энергии при нулевой температуре c_0 , который равен найденному нами значению $c_0 \sim 12$ МэВ.

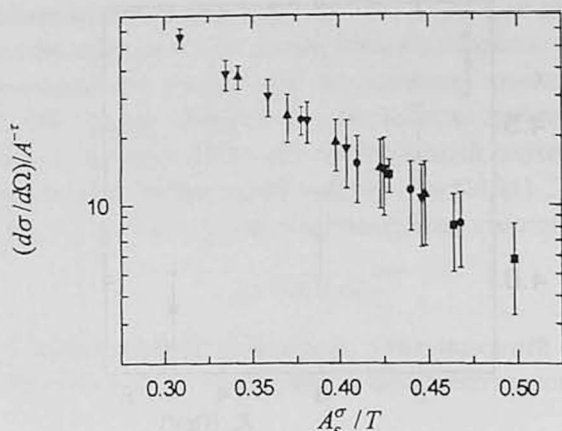


Рис.8. Зависимость приведенных сечений образования фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$, $E_e = 1.5, 2, 3$ и 4.5 ГэВ) от соответствующих значений приведенной температуры: ($\blacksquare$) $E_e = 1.5$ ГэВ; ($\bullet$) $E_e = 2$ ГэВ; ($\blacktriangle$) $E_e = 3$ ГэВ; ($\blacktriangledown$) $E_e = 4.5$ ГэВ.

Таким образом, анализ энергетических спектров и зарядовых выходов фрагментов ($5 < Z_F$) в реакции $e + {}^{197}\text{Au} \rightarrow F + X$ ($E_e = 1.5 - 4.5$ ГэВ) указывает на наличие корреляции между уменьшением выхода фрагмента и возрастанием его кулоновской энергии при возрастании заряда фрагмента. На основе этой корреляции, для всех энергий электронов получены значения температуры фрагментирующей системы. Используя эти значения, показано, что в реакции проявляется тепловой скейлинг, согласующийся с капельной моделью Фишера. Применяя эту модель, получены значения коэффициента поверхностной энергии при нулевой температуре $c_0 = 11.8 \pm 0.8$ МэВ, критического показателя, характеризующего отношение размерности поверхности к размерности объема, $\sigma = 0.56 \pm 0.03$, а также получена оценка критической температуры $T_c \sim 18$ МэВ. Полученные результаты не противоречат возможности образования рассматриваемых фрагментов согласно капельной модели Фишера для ядерного фазового перехода жидкость-газ.

Авторы признательны проф. Г.В.Вартапетяну за интерес к этой работе, Г.М.Айвазяну, В.Н.Арутюняну, Г.Г.Зограбяну, М.А.Микаэляну и Я.Д.Нерсисяну за участие в измерениях на ускорителе и помощь при обработке экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.E.Finn et al. Phys. Rev. Lett., **49**, 1321 (1982).
2. A.S.Hirsh et al. Phys. Rev., C **29**, 508 (1984).
3. N.T.Porile et al. Phys. Rev., C **39**, 1914 (1989).
4. A.D.Panagiotou et al. Phys. Rev., C **36**, 53 (1985).
5. D. J.Fields et al. Phys. Rev., C **30**, 1912 (1984).
6. L.P.Csernai and J.I.Kapusta. Phys. Rep., **131** (1986).
7. J.Aichelin and J.Hufner. Phys. Lett., B **136**, 15 (1984).
8. V.A.Karnauehov et al. ЯФ, **62**, 272 (1999).
9. S.P.Avdeev et al. ЯФ, **64**, 1628 (2001).

10. S.J.Yenello et al. Phys. Rev., C **48**,10 (1993).
11. V.V.Avddeichikov et al. ЯФ, **48**, 1736 (1988).
12. V.A.Karnauchov et al. Письма в ЭЧАЯ, **4**, 113 (2002); Phys. Rev., C **67**, P011601 (R) (2003).
13. T. Lefort et al. Phys. Rev., C **64**, 064603 (2001).
14. J.B.Elliott et al. Phys. Rev. Lett., **85**, 1194 (2000).
15. J.B.Elliott et al. Phys. Rev. Lett., **88**, 042701 (2002).
16. L.Beaulieu et al. Phys. Rev. Lett., **81**, 770 (1998).
17. L.G.Moretto et al. Phys. Rev., C **60**, 031601 (1999).
18. A.L.Goodman et al. Phys. Rev., C **30**, 127 (1984).
19. A.M.Poskanzer et al. Phys. Rev., C **30**, (882).
20. G.E.Markaryan et al. Preprint YerPhI **143**(1) (1995).
21. G.E.Markaryan et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **25**, L101 (1999).
22. Г.М.Айвазян и др. Препринт ЕФИ, **857**(8), **859** (10) (1986).
23. S.Liberto et al. Nucl. Phys., A **296**, 519 (1978).
24. Р.А.Астабатьян и др. ВАНТ, **5**, 65 (1991).
25. W.G.Lynch. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **37**, 493 (1987).
26. J.Richert and P.Wagner. Phys. Rep., **350**, 1 (2001).
27. M.E.Fisher. Physics (N.-Y.), **3**, 255 (1967).

**¹⁹⁷Au ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ ՖՐԱԳՄԵՆՏՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ
ՀԵՂՈՒԿ-ԳԱԶ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ՆՇԱՆՆԵՐԻ ԴՐՍԵՎՈՐՈՒՄԸ**

Գ.Ե. ՄԱՐԿԱՐՅԱՆ, Հ.Վ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Զ.Մ. ԲԵԳԼԱՐՅԱՆ

Վերլուծված են $e + {}^{197}\text{Au} \rightarrow F + X$ ռեակցիայիում 1.5, 2, 3 և 4.5 ԳէՎ էներգիայի էլեկտրոններով ստացված ($5 < Z_F < 12$) ֆրագմենտների էներգիական սպեկտրները և լիցքային ելքերը: Վերլուծությունը ցույց է տալիս ֆրագմենտների լիցքի մեծացման ժամանակ կորելյացիայի առկայություն ֆրագմենտի ելքի նվազման և նրա կոլոմյան էներգիայի միջև: Այդ կորելյացիայի հիման վրա էլեկտրոնների բոլոր էներգիաների համար ստացված են ֆրագմենտացվող սխտեմի ջերմաստիճանի արժեքները: Օգտագործելով վերջինները, ցույց է տրված, որ ռեակցիայում դրսևորված է ջերմային սկեյլինգ, որը համաձայնվում է հեղուկ-գազ միջուկային փուլային անցման համար Ֆիշերի կաթիլային մոդելի հետ: Օգտագործելով այդ մոդելը, ստացվել են արժեքներ զրոյական ջերմաստիճանի դեպքում մակերևութային էներգիայի գործակցի համար, մակերևութի և ծավալի չափողականությունների հարաբերությունը բնութագրող կրիտիկական ցուցչի համար, ինչպես նաև արվել է կրիտիկական ջերմաստիճանի գնահատականը:

**INDICATIONS OF LIQUID-GAS PHASE TRANSITION
IN ELECTROPRODUCTION OF FRAGMENTS ON ¹⁹⁷AU NUCLEI**

G.E. MARKARYAN, H.V. BADALYAN, D.M. BEGLARYAN

The energy spectra and the fragment charge yields ($5 < Z_F < 12$) obtained in the reaction $e + {}^{197}\text{Au} \rightarrow F + X$ at incident electron energies 1.5, 2, 3, and 4.5 GeV are analyzed. The analysis indicates correlation between decrease in the fragment yield and increase in its Coulomb energy with increasing charge of the fragment. On the basis of this correlation, for all electron energies the values for the temperature of the fragmenting system are obtained. By using these values, it is shown that the reaction exhibits a thermal scaling in accordance with Fisher's droplet model for the nuclear liquid-gas phase transition. Applying this model, values of the zero-temperature surface energy coefficient, critical exponent, as well as an estimation of the critical temperature T_c are obtained.

УДК 548.0

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С НЕОДНОРОДНЫМИ СРЕДАМИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

О.С. ЕРИЦЯН, А.А. ПАПОЯН, О.М. АРАКЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 28 декабря 2004 г.)

Решена задача наклонного прохождения электромагнитной волны через слой со спиральной структурой (СС). Проанализированы особенности дифракционного отражения (ДО). В случае отрицательных электромагнитных параметров (ОЭП) объяснена обнаруженная ранее авторами инверсная к поляризации селективность ДО. Проведен расчет накопителя на СС из кристалла MgF_2 в частотной области наличия ОЭП. Показана возможность дифракции волн оптических частот на периодических неоднородностях кристалла при наличии ОЭП.

1. Введение

Наблюдавшийся в 1960-х–70-х годах интерес к оптике спиральных структур охватывал в основном случай распространения вдоль оси спиральности среды. В отличие от этого случая, задача наклонного распространения решена только приближенно [1,2]. Между тем, хорошо известный метод сложения слоев Амбарцумяна [3], а также основанные на нем работы (см., например, [4]) дают возможность решить эту задачу, что и сделано во втором параграфе настоящей статьи. В последнее время наблюдается интерес к искусственным средам с отрицательными параметрами [5–11]. При этом внимание уделяется однородным изотропным средам. Сочетание отрицательных параметров со спиральной неоднородностью структуры приводит к новым особенностям сред со СС, которые рассмотрены в §3.

Необратимость волн, заключающаяся в нарушении принципа оптической обратимости [12] и имеющая в связи с этим принципиальный интерес, приводит также к неодинаковости оптических характеристик слоев при прохождении через них электромагнитной волны. Такая неодинаковость дает возможность создавать оптические диоды и накопители. Оптическая асимметрия может быть создана также без необратимости волн [13,14]. В [15] рассмотрены разные возможности создания накопителей; при этом указано на возможность создания оптической асимметрии не только для электромагнитных волн, но и для механических.

В настоящей работе, в четвертом параграфе, рассмотрен вопрос о создании накопителей электромагнитной энергии на спиральных структурах из кристалла MgF_2 , у которого имеются как положительные, так и отрицательные электромагнитные параметры. Использование этого кристалла дает возможность получить оптическую асимметрию в микронной области длин волн, в отличие от упомянутых выше случаев оптической асимметрии, относящихся к видимой и СВЧ областям спектра. В последнем, 5-ом параграфе обсуждаются задачи, относящиеся к дифракции волн оптических частот на периодических неоднородностях кристалла при наличии ОЭП и учету пространственной дисперсии. Длины волн, необходимо короткие для дифракции на неоднородностях кристалла, обеспечиваются соответствующим выбором направления распространения – с использованием открытого характера поверхности волновых векторов [16]. Ввиду малых длин волн может оказаться существенной также пространственная дисперсия (ПД) диэлектрической проницаемости, включая волны рентгеновских частот.

2. Решение задачи наклонного прохождения электромагнитной волны через слой со спиральной структурой

Спиральную структуру представим, как обычно, в виде сложенных в стопку анизотропных пластинок одинаковой толщины из одноосного кристалла, оптическая ось которых лежит в плоскости их границы. В случае однородной спирали каждая из пластинок повернута относительно предыдущей в одну и ту же сторону на один и тот же угол. Если спираль неоднородная, то указанный угол не постоянен при переходе от одной пластинки к другой. Проведем ось z перпендикулярно стопке. Направление оси z будем называть направлением "слева направо". Пусть внешняя волна падает на стопку слева. Обозначим коэффициенты отражения и прохождения a -ой пластинки через R_a и T_a , а соседней – b -ой пластинки (находящейся правее) через R_b и T_b . Соответствующие величины при падении волны справа обозначим через $\tilde{R}_a, \tilde{T}_a, \tilde{R}_b, \tilde{T}_b$. Для пары пластинок a и b имеем [3,4]:

$$\begin{aligned} R_{a+b} &= \tilde{T}_a R_b (I - \tilde{R}_a R_b)^{-1} T_a + R_a, & \tilde{R}_{a+b} &= T_b \tilde{R}_a (I - R_b \tilde{R}_a)^{-1} \tilde{T}_b + \tilde{R}_b \\ T_{a+b} &= T_b \tilde{R}_a (I - \tilde{R}_a R_b)^{-1} T_a, & \tilde{T}_{a+b} &= \tilde{T}_a (I - R_b \tilde{R}_a)^{-1} \tilde{T}_b. \end{aligned} \quad (1)$$

Пользуясь формулами (1), можно вычислить величины R, T для всей стопки – последовательным добавлением все новых и новых пластинок, каждую вновь добавляемую пластинку считая пластинкой b , а уже сформированную неполную стопку – пластинкой a .

На рис.1 приведены кривые частотной зависимости коэффициента отражения для углов падения $\theta = 45^\circ$ (рис.1а) и $\theta = 75^\circ$ (рис.1б). С увеличением угла падения наблюдается смещение области дифракционного отражения в сторону больших частот. Это можно в общих чертах понять, имея в виду, что при увеличении угла падения нормальные к границе компоненты волновых

векторов уменьшаются, и для восстановления ситуации брэгговского отражения они должны быть увеличены, что достигается увеличением частоты. Это – общее для дифракции в периодических средах свойство, известное из физики рентгеновских лучей в обычных кристаллах и проявляющееся здесь в средах со спиральной структурой. Имеет место также постепенное вовлечение области дифракционного отражения в область осцилляций.

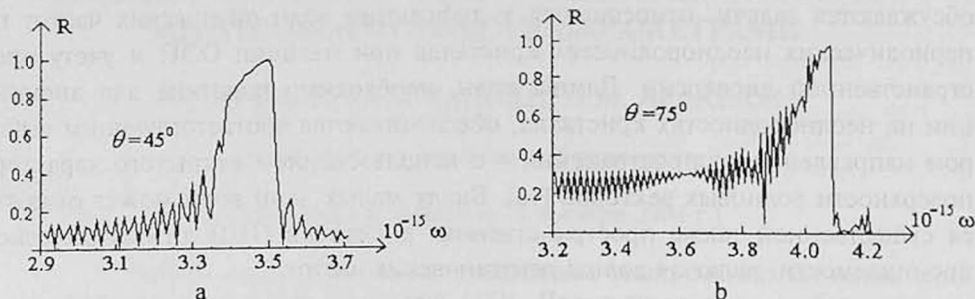


Рис.1. Частотная зависимость энергетического коэффициента отражения от среды с параметрами: $\varepsilon_{\parallel} = 2,29$, $\varepsilon_{\perp} = 2,143$, толщина слоя $d=100 \sigma$, шаг спирали $\sigma = 0,42$ мкм, угол падения $\theta = 45^{\circ}$ (а), $\theta = 75^{\circ}$ (б).

В отличие от однородных толстых слоев ($d/\sigma \cdot |\varepsilon_1 \varepsilon_2| / |\varepsilon_1 + \varepsilon_2| \gg 1$, d – толщина слоя, σ – шаг спирали, $\varepsilon_{1,2}$ – компоненты диэлектрического тензора), в случае неоднородных или тонких однородных слоев дифракционная теория неприменима даже приближенно. Метод сложения слоев пригоден также для таких случаев. На рис.2 приведены частотные зависимости коэффициента отражения для однородного (рис.2а) и неоднородного (рис.2б) твист-слоев (на толщине слоя помещается всего один виток, и нет периодичности вообще).

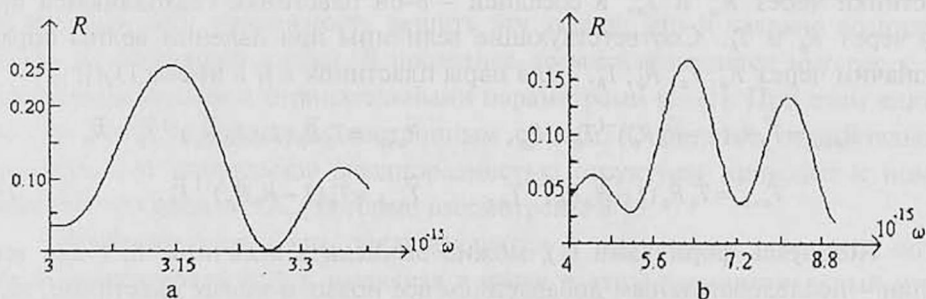


Рис.2. Частотная зависимость энергетического коэффициента отражения от твист-слоя (а – однородный слой, б – неоднородный слой). Параметры однородного твист-слоя: $\varepsilon_{\parallel} = 2,1$, $\varepsilon_{\perp} = 1,5$, шаг спирали $\sigma = 0,42$ мкм, толщина слоя $d = 0,42$ мкм. Параметры неоднородного твист-слоя: $\varepsilon_{\parallel} = 2,1$, $\varepsilon_{\perp} = 1,5$, дифференциальный шаг спирали меняется линейно от 7,7 мкм на первой границе слоя (на которую падает внешняя волна) до 0,42 мкм на второй границе; толщина слоя $d = 0,42$ мкм.

3. Спиральные структуры с отрицательными ЭП. Инверсная селективность к поляризации при дифракции

Известно [1], что одной из самых характерных особенностей сред со спиральной структурой является селективность к поляризации при дифракционном отражении: волна с правой (левой) круговой поляризацией испытывает дифракционное отражение в среде, закрученной по правой (левой) спирали. С другой стороны, как показано в [15], при наличии отрицательных параметров имеет место обратная селективность: волна с правой (левой) круговой поляризацией испытывает дифракционное отражение в среде, закрученной по левой (правой) спирали. В настоящем пункте дано объяснение этому свойству спиральных структур, обнаруженному впервые в [15].

Как известно, в ситуации дифракционного отражения поле волны в среде можно представить как сумму двух встречных волн с одинаковой круговой поляризацией, знак которой совпадает со знаком спирали среды [17] (см. также [12], третья работа). Частоты ω_1 , ω_2 границ области дифракционного отражения определяются из [12]:

$$\frac{\omega_1}{c} \varepsilon_1 \mathcal{E}_x - ia H_x = 0, \quad ia \mathcal{E}_x + \frac{\omega_1}{c} \mu_1 H_x = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\omega_2}{c} \varepsilon_2 \mathcal{E}_y + ia H_y = 0, \quad ia \mathcal{E}_y + \frac{\omega_2}{c} \mu_2 H_y = 0, \quad (16)$$

где $\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y, H_x, H_y$ – проекции полей на локальные оси среды, $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \mu_1, \mu_2$ – компоненты диэлектрического и магнитного тензоров на эти оси, $a = 2\pi/\sigma$, σ – шаг спирали. В литературе встречаются только ситуации, когда $\varepsilon_{1,2} > 0$, $\mu_{1,2} > 0$. Если же среди $\varepsilon_{1,2}$, $\mu_{1,2}$ есть отрицательные компоненты, то картина дифракции по отношению к селективности к поляризации меняется, как отмечено выше.

Инверсную селективность можно объяснить, рассматривая вместе с направлениями фазовых скоростей выше отмеченных прямой и обратной циркулярно поляризованных волн также направления потоков энергии. Усредненные по периоду волны z -компоненты векторов Пойнтинга для прямой и обратной волн имеют вид

$$\bar{S}_{\text{прям.}} = \frac{1}{16\pi} \frac{\omega \varepsilon_1}{a} |\mathcal{E}_x|^2, \quad (2a)$$

$$\bar{S}_{\text{обр.}} = -\frac{1}{16\pi} \frac{\omega \varepsilon_1}{a} |\mathcal{E}_x|^2; \quad (26)$$

при этом прямой волной в среде названа та, у которой фазовая скорость сонаправлена с фазовой скоростью падающей волны (последняя падает из вакуума). Соотношения (2a), (26) относятся к частоте

$$\alpha_1 = \frac{ac}{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}}, \quad (3)$$

определяемой из (1а). Предполагая действительность частоты, мы считаем, что в случае $\epsilon_1 < 0$ должно быть отрицательным также и μ_1 .

Пусть, для конкретности, спираль правая, а ϵ_1 и μ_1 положительны. Тогда в падающей волне в случае положительных ЭП электрическое поле вращается во времени по левому винту вокруг оси z (направленной в глубину среды из области, откуда падает волна). В среде возбуждается прямая волна с тем же направлением обхода поля, уносящая энергию вглубь среды. Обратная волна возвращает эту энергию назад. Сказанное есть известное представление картины ДО. Если же ϵ_1 и μ_1 отрицательны, то уносящей энергию вглубь среды волной окажется, согласно (2а), (2б), обратная волна, у которой поле вращается вокруг оси z по правому винту. Энергию от падающей волны должна получать именно эта волна в среде, поэтому в падающей волне также должно иметь место вращение поля по левому винту вокруг оси z , т.е. падающая волна должна быть левополяризованной. Таким образом в случае отрицательных ЭП селективность дифракционного отражения к поляризации получается обратной селективности в случае сред с положительными ЭП.

4. Накопители электромагнитной энергии на кристалле MgF_2 при наличии отрицательных ЭП

В работе [15] рассмотрены разные типы накопителей волновой энергии, основанных на необратимости волн и разных видах оптической асимметрии, установленных в [12-14]. Накопители на асимметрии при дифракции, рассмотренные в [15], могут быть основаны, например, на холестерических жидких кристаллах и работать в видимой области частот. В [15] рассмотрена также возможность создания асимметрии для механических волн. Возможность осуществления оптической асимметрии в области СВЧ рассмотрена в [14]. В настоящем параграфе рассмотрены накопители для излучения в микронной области, основанные на спиральной структуре из кристалла MgF_2 при наличии у него отрицательной компоненты действительной части диэлектрического тензора. Мы приведем здесь результаты расчета коэффициента накопления.

На рис.3а представлена частотная зависимость коэффициента накопления для накопителя с асимметричным элементом и зеркалом (см. [15]), работающего на многослойной (10 слоев) спиральной структуре из MgF_2 ; толщина каждого слоя 1.06 мкм, спираль содержит один виток (твист-слой). Расстояние между спиральным слоем и зеркалом 1 см. Область, в которой одна из компонент ϵ'_{ij} отрицательна, показана жирным отрезком на оси абсцисс. Падающая волна имеет s -поляризацию. На рис.3б приведена зависимость коэффициента накопления от расстояния между спиральным слоем и зеркалом.

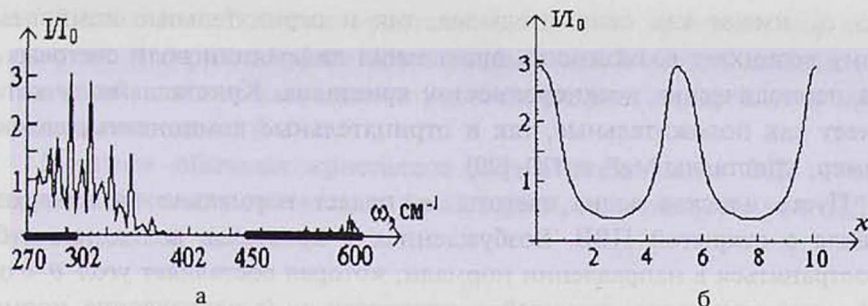


Рис.3. а) Частотная зависимость коэффициента накопления I/I_0 . Спиральный слой состоит из 10 подслоев, толщина каждого подслоя $d = 1,06$ мкм. б) Зависимость коэффициента накопления I/I_0 от расстояния d между спиральным слоем и зеркалом в интервале $1 \text{ см} \leq d \leq 1 \text{ см} + \chi\lambda$; длина падающей волны $\lambda = 3,3$ мкм, $\epsilon'_1 = 8,068$, $\epsilon''_1 = 0,512i$, $\epsilon'_2 = 0,315$, $\epsilon''_2 = 0,33i$. Спиральный слой состоит из 10 подслоев, толщина каждого подслоя $1,06$ мкм.

Отметим, что, несмотря на большую величину мнимых частей у ϵ_{ij} , наблюдается заметное накопление. Как следует из экспериментальных результатов, приведенных в работе [18], присутствие больших мнимых частей приводит не к большому поглощению при обычных значениях отражения, а к большим значениям коэффициента отражения. По-видимому, это способствует процессу накопления. Тем не менее следует подчеркнуть, что при малых значениях мнимых частей ϵ_{ij} в спиральных структурах при наличии отрицательных ЭП коэффициент накопления достигает больших значений. Так, например, при $\epsilon'_1 = -1,5$, $\epsilon'_2 = -2,1$, $\mu'_1 = \mu'_2 = -1$, $\epsilon''_1 = \epsilon''_2 = \mu''_1 = \mu''_2 = 10^{-4}$ коэффициент накопления I/I_0 достигает 60 [15].

5. О дифракции и ПД при наличии ОЭП

В настоящем пункте коротко рассмотрим некоторые ситуации проявления ПД и дифракции в кристаллах, в частности – при наличии ОЭП; обстоятельное решение соответствующих задач отложим на последующие сообщения.

В однородных кристаллах, у которых диэлектрический тензор имеет как положительные компоненты, так и отрицательные, поверхность волновых векторов (ПВВ) в отсутствие поглощения открыта [16]. В случае одноосных кристаллов ПВВ для необыкновенной волны – гиперболоид вращения, поэтому при приближении направления распространения к направлениям асимптот гиперболоида модуль волнового вектора стремится к бесконечности (а длина волны – к нулю). При наличии поглощения ПВВ "замыкается", но возможность осуществления на оптических частотах необычно коротких длин волн остается (в связи с тем, что указанная особенность, относящаяся к длине волны, а также другие особенности, остаются также и при поглощении [19], мы назовем ПВВ открытой также при наличии поглощения, если

только ε'_{ij} имеют как положительные, так и отрицательные компоненты). Поэтому возникает возможность проявления дифракции волн световых частот на периодических неоднородностях кристалла. Кристаллами, у которых ε'_{ij} имеет как положительные, так и отрицательные компоненты, являются, например, кристаллы MgF_2 и TiO_2 [20].

Пусть плоская волна частоты ω падает нормально на поверхность кристалла с открытой ПБВ. Возбужденная в кристалле волна также будет распространяться в направлении нормали, которая составляет угол θ с оптической осью кристалла, лежащей в плоскости xu (z -направление нормали). Волновой вектор преломленной необыкновенной волны определяется из соотношения

$$k^2 = k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\perp}} \right)^{-1} \quad (4)$$

($\varepsilon_{\parallel}$ — компонента ε_{ij} вдоль оптической оси, $\varepsilon_{\perp}$ — компонента в перпендикулярных к этой оси направлениях).

Ввиду больших значений k_z , при θ , близких к $\theta_0 = \arctg \sqrt{\varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp}}$, будем учитывать периодическую неоднородность кристалла. Для этого представим диэлектрическую проницаемость в виде

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}^0 + \hat{\varepsilon}^{(1)}(e^{irz} + e^{-irz}), \quad (5)$$

считая $|\varepsilon_{ij}^{(1)}| \ll |\varepsilon_{ij}^0|$. Поступая так же, как в [21], для частного решения неоднородного волнового уравнения, определяющего поле, возникающее из-за наличия периодической неоднородности кристалла, получаем (выписываем только x -компоненту)

$$E_{\text{хнеод.}}^{-1} = \frac{(\varepsilon_{xx}^1 \varepsilon_{zz}^0 - \varepsilon_{zx}^1 \varepsilon_{xx}^0) E_x^0 + (\varepsilon_{xz}^1 \varepsilon_{zz}^0 - \varepsilon_{zz}^1 \varepsilon_{xz}^0) E_z^0}{\varepsilon_{zz}^0 [(k_z - \tau)^2 c^2 \omega^{-2} - \varepsilon_{xx}^0] + \varepsilon_{xz}^0 \varepsilon_{zx}^0}, \quad (6)$$

где E_z^0 — z -компонента поля преломленной волны без учета периодической неоднородности кристалла.

Пусть частоты — оптические, т.е. $(\omega/c) \sim 10^5$. Так как $\tau \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$ ($\tau \sim 1/a_0$, a_0 — межатомные расстояния), а в случае обычных кристаллов $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$, то $|\tau| \gg k_z$, и значение первого члена в квадратных скобках в знаменателе (6) — порядка 10^6 . Указанный член будет иметь меньшее значение, и, следовательно, амплитуда $E_{\text{неод.}}^{-1}$ будет иметь сравнительно большие значения, если k_z будет близко к τ . Именно это, согласно (4), осуществляется в кристаллах с открытой ПБВ.

Ввиду малых значений длин волн в кристаллах с разными знаками у компонент ε'_{ij} , могут стать значительными также эффекты ПД. Рассмотрим ПД во втором порядке, пользуясь материальными уравнениями [22]

$$D = \hat{\varepsilon} E + \delta \text{rot rot } E, \quad B = H, \quad (7)$$

считая δ скаляром. В случае кристалла, в котором ε'_{ij} имеют как положительные, так и отрицательные компоненты, $\text{rot rot } \mathbf{E}$ может достигать больших значений, пока не сказывается уменьшение угла между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{E}$ при росте $\mathbf{k}$ в зависимости от θ .

В случае обычных кристаллов (без отрицательных ЭП) в области рентгеновских частот, считая ε и δ скалярами, получаем, что учет ПД эквивалентен замене ε на

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{1 - \frac{\omega^2}{c^2} \delta}. \quad (8)$$

Таким образом, учет ПД сводится к тому, что вместо ε фигурирует $\tilde{\varepsilon}$. При переходе от оптических частот к более высоким частотам эффект ПД определяется не одним только параметром пространственной дисперсии δ , но также и частотой, рост которой может обеспечить ощутимый эффект отличия $\tilde{\varepsilon}$ от ε , несмотря на то, что с увеличением ω можно ожидать уменьшения δ . Поэтому не исключается проявление ПД в рентгеновской области частот, о чем было сказано во Введении. Отметим появление в последнее время интереса к ПД для рентгеновских лучей в кристаллах [23].

Настоящая статья от имени О.С.Ерицяна посвящается 80-летию его учителя акад. Г.М.Гарибяна, указавшему ему в 1970-х годах на возможность проявления ПД в рентгеновской области длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Беляков, А.С.Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
2. В.А.Киеня, И.В.Семченко. Кристаллография, **39**, 514 (1994).
3. В.А.Амбарцумян. Научные труды, т. I, Ереван, АН Арм. ССР, 1960.
4. О.В.Микичян. Сообщения Бюраканской обсерватории, **BLV**, **5**, (1984).
5. В.Г.Веселаго. УФН, **92**, 517 (1967).
6. D.R.Smith et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000).
7. J. V.Pendry. Phys. Rev. Lett., **85**, 3966 (2000).
8. N.Carcia et al. Opt. Lett., **27**, 885 (2002).
9. M.Notomi et al. Opt. and Quantum Electronics, **34**, 133 (2002).
10. J.V.Pendry et al. Phys. Rev. Lett., **76**, 4773 (1996).
11. Y.Zhang et al. Phys. Rev. Lett., **91**, 157404, (2003).
12. О.С.Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика. **3**, 217 (1968); УФН, **138**, 645 (1982); Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов, Ереван, "Айастан", 1988, ЖЭТФ, **117**, 115 (2000); Mol. Cryst. and Liq. Crust., **E9**, **348**, 79 (2000).
13. О.С.Ерицян и др. Изв. НАН Армении, Физика, **29**, 52 (1994).
14. О.С.Ерицян и др. Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 244 (2002).
15. О.С.Ерицян и др. Изв. НАН Армении, Физика **39**, 301 (2004).
16. О.С.Ерицян. Кристаллография, **33**, 461 (1978).
17. Е.И.Кац. ЖЭТФ, **59**, 1854 (1970).
18. О.С.Ерицян и др. Изв. НАН Армении, Физика (в печати).
19. О.С.Ерицян и др. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 312 (2003).
20. В.В.Брыксин и др. ФТТ, **15**, 1118 (1973).
21. О.С.Мергелян и др. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **5**, 233 (1970).

22. В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург. Кристаллография с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1972.
23. В.Е.Дмитриенко и др. Тезисы докладов Национ. конфер. по применению рентгеновского излучения. М., ДК РАН, 2001, с. 419.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՄԱԿԱՆ ԱԼԻԶՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՅԱՍՄԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՄԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐՈՎ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՀԵՏ

Հ.Ս. ԵՐԻՏՅԱՆ, Ա.Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Հ.Մ. ԱՌԱԲԵԼՅԱՆ

Լուծված է պարուրային միջավայրի շերտով էլեկտրամագնիսական ալիքի քեր անցման խնդիրը: Վերլուծված են դիֆրակցիոն անդրադարձման առանձնահատկությունները: Բացատրված է հեղինակների կողմից բացասական էլեկտրամագնիսական պարամետրերի դեպքում նախապես հայտնաբերած հակադարձ ընտրողականությունը քննադատման նկատմամբ: Կատարված է MgF_2 բյուրեղի վրա հիմնված կուտակիչի հաշվարկը: Ցույց է տրված ալիքների դիֆրակցիայի հնարավորությունը բացասական էլեկտրամագնիսական պարամետրերով բյուրեղի անհամասեռությունների վրա օպտիկական հաճախությունների դեպքում:

INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES WITH INHOMOGENEOUS MEDIA HAVING NEGATIVE ELECTROMAGNETIC PARAMETERS

H.S. ERITSYAN, A.A. PAPOYAN, H.M. ARAKELYAN

The problem of transmission of an electromagnetic wave oblique incident onto a helical medium layer is solved. The features of the diffractive reflection are analyzed. The inverse selectivity property with respect to the polarization in the case of negative electromagnetic parameters is explained. The calculations for a storage based on a MgF_2 crystal are made. The possibility of diffraction on the inhomogeneities of a crystal with negative electromagnetic parameters is shown.

УДК 548.0

ГИРОТРОПНЫЕ СВОЙСТВА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ СВЕТА

Г.А. ВАРДАНЯН¹, А.А. ГЕВОРГЯН², А.Н. КОЧАРЯН³

¹Интерконтинентальный государственный университет (США)

²Ереванский государственный университет

³Калифорнийский государственный университет (США)

(Поступила в редакцию 16 ноября 2004 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через планарный слой холестерического жидкого кристалла (ХЖК). Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей поляризационных характеристик (поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации) от длины волны, угла падения и толщины слоя и влияния поглощения на эти зависимости. Выявлен уникальный эффект, а именно, изменение знака вращения при изменении толщины слоя. Показано, что данный эффект является проявлением эффекта пенделезунга.

1. Введение

Холестерическая жидкокристаллическая фаза имеет локально двупреломляющую структуру, которая равномерно вращается вокруг определенного направления (называемого направлением оптической оси среды). Образующаяся в результате геликоидальная структура фазы вызывает многие интересные оптические свойства, а именно, селективное по отношению к циркулярным поляризациям брэгговское отражение, аномальное пропускание и т.д. [1-3]. Ячейки ХЖК находят широкое применение в высокоэффективных жидкокристаллических дисплеях, в качестве поляризационных фильтров и зеркал, в поляризационных системах освещения изображения, как источники круговой поляризации, модуляторы и т.д. [1-15]. В этих и других случаях приходится иметь дело как со случаем нормального падения света на ХЖК ячейку, так и со случаем наклонного падения. Точное решение задачи о распространении света в таких системах удалось получить только для случая нормального падения света [1-3]. Для общего случая наклонного падения света существуют эффективные численные процедуры построения решения [1,13,16-21]. Однако, в последнем случае обычно ограничиваются рассмотрением амплитудных характеристик системы, тогда как поляризационные особенности остаются практически незатронутыми. Ряд особенностей поляриза-

ционных характеристик рассмотрены в работах [13,20]. С другой стороны, вследствие дифракционной природы взаимодействия света с ХЖК вращение плоскости поляризации и эллиптичность поляризации в них обладают уникальными свойствами. В частности, при нормальном падении вращение сильно зависит от частоты, и направление вращения оказывается различным по разные стороны от брэгговской частоты. В настоящей работе приведены результаты изучения зависимостей поляризационных характеристик от длины волны и угла падения и влияния поглощения на эти зависимости.

2. Теория

Рассмотрим отражение и пропускание света через планарный слой ХЖК. Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции, параллельные (p -поляризация) и перпендикулярные (s -поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где индексы i, r, t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а $\mathbf{n}_p$ и $\mathbf{n}_s$ – орты p - и s -поляризации.

Решение задачи представим в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{R} \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T} \mathbf{E}_i \quad (2)$$

где $\hat{R}$ и $\hat{T}$ – 2×2 матрицы Джонса данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для одного шага. Для этого слой ХЖК с толщиной $d = \sigma$ (σ – шаг спирали) разобьем на большое число тонких слоев с толщиной $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$. Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что каждый слой представляет собой пластинку с линейным двулучепреломлением, а сам слой с $d = \sigma$ – стопкой параллельных, весьма тонких двулучепреломляющих слоев, причем главные оси каждого последующего слоя повернуты относительно осей предыдущего на малый угол $2\pi/N$. Тогда согласно, в частности, [12] задача определения $\hat{R}$ и $\hat{T}$ слоя с $d = \sigma$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \hat{t}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \end{aligned} \quad (3)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$, $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ – матрицы Джонса для сред с j и $j-1$ двулучепреломляющими слоями, соответственно, $\hat{r}_j, \hat{t}_j$ – матрицы Джонса j -ого двулучепреломляющего слоя, $\hat{0}$ – нулевая матрица, $\hat{I}$ – единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае об-

ратного направления распространения света. Например, в случае, когда слой среды с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы Джонса при падении света "справа" и "слева" связаны между собой соотношениями

$$\tilde{T} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \tilde{R} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (4)$$

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ при круговых базисных поляризациях и $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц Джонса двулучепреломляющего слоя. Аналитическое решение этой задачи хорошо известно. В Приложении представлены выражения для матриц отражения и пропускания для однородного двулучепреломляющего слоя.

Для вычисления матриц отражения и пропускания всей системы мы снова используем систему разностных матричных уравнений (3), однако в этом случае уже $\hat{r}_j, \hat{l}_j$ — матрицы Джонса для слоя ХЖК с толщиной $d = \sigma$. При помощи (1)-(3) можно вычислить отражение $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$ и пропускание $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$, поворот плоскости поляризации $\psi = \arctg[2\operatorname{Re}(\chi)/(1 - |\chi|^2)]/2$ и эллиптичность поляризации $e = \arcsin[2\operatorname{Im}(\chi)/(1 + |\chi|^2)]/2$ ($\chi = E_t^p / E_t^s$), круговой и линейный дихроизмы и т.д.

3. Результаты. Обсуждение

1. Зависимость от длины волны. Известно, что вращение плоскости поляризации в среде происходит из-за различия фазовых скоростей волн с правой и левой круговыми поляризациями. В планарном слое ХЖК при определенных длинах волн эта разность фазовых скоростей может быть очень большой, так как волна с одной круговой поляризацией испытывает сильное дифракционное отражение, а волна с обратной круговой поляризацией слабо взаимодействует со слоем. Из-за этого в ХЖК в области селективного (дифракционного) отражения (ОСО) вращение оказывается намного больше "собственного вращения", обусловленного просто оптической активностью молекул ХЖК. Известно также, что поворот плоскости поляризации в ХЖК сильно зависит от частоты и направления вращения различны по разные стороны от брэгговской длины волны $\lambda_B = \sigma \sqrt{\epsilon_m}$ (при нормальном падении). Для самой λ_B поворот плоскости поляризации обращается в нуль. Такая зависимость вращения от длины волны обусловлена тем, что из двух собственных волн, имеющих круговую поляризацию и дифрагирующих на структуре ХЖК, одна обладает меньшей фазовой скоростью ("медленная" дифрагирующая волна), чем круговая волна, не дифрагирующая на ХЖК (амплитуда другой недифрагирующей волны практически равна нулю), а другая — большей ("быстрая" дифрагирующая волна). В зависимости от знака расстройки длины падающей волны относительно λ_B в кристалле в основном возбуждается либо "медленная", либо "быстрая" дифрагирующая волна, что

и приводит к наблюдаемой зависимости величины и знака вращения от длины волны [1].

При наклонном падении света на планарный слой ХЖК появляются новые особенности. На рис.1 представлена зависимость эллиптичности поляризации (кр.1) и поворота плоскости поляризации (кр.2) от длины волны при различных углах падения падающей волны. Если при нормальном падении слой ХЖК вращает практически одинаково и вправо, и влево, т.е. кривая $\psi(\lambda)$ симметрична относительно λ_B , то при наклонном падении теряется эта симметрия, что свидетельствует о том, что в этом случае "медленная" и "быстрая" дифрагирующие волны в среде возбуждаются с различными интенсивностями. Появляются сильные изменения в спектрах $\psi(\lambda)$ вблизи границ ОСО.

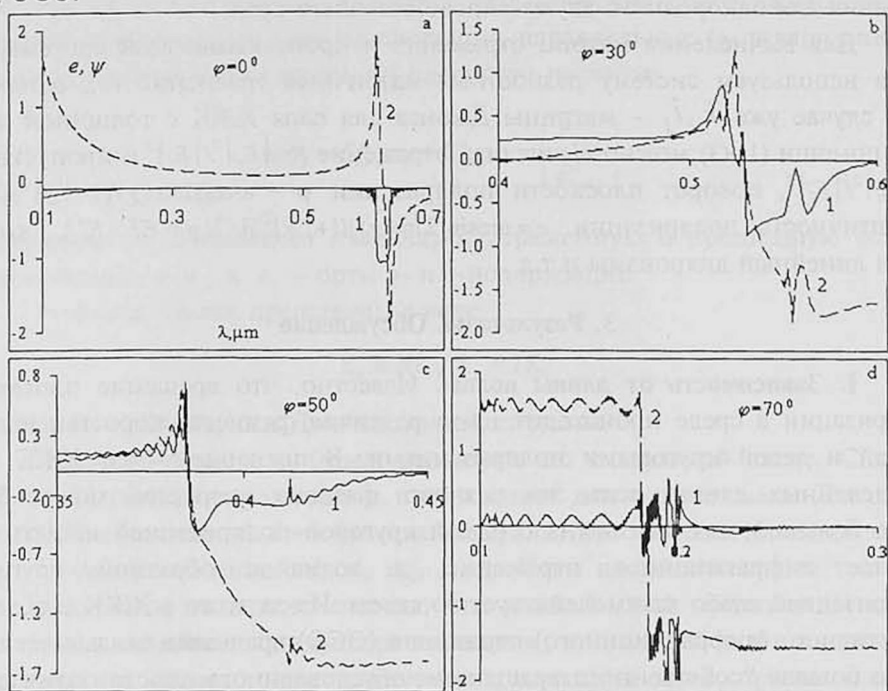


Рис.1. Зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и поворота плоскости поляризации ψ (кр.2) от длины волны при различных углах падения света φ . Параметры системы таковы: $\varepsilon_1=2.29$, $\varepsilon_2=2.143$, $\sigma=0.42$ мкм, $d=50\sigma$.

Если при нормальном падении ход зависимости $e(\lambda)$ практически аналогичен зависимости $R(\lambda)$ (в нашем случае они отличаются знаком), то при наклонном падении в спектрах $e(\lambda)$ появляются резкие изменения, причем как внутри ОСО, так и на ее границах. При больших углах падения в области дифракционного отражения эллиптичность претерпевает резкое изменение (рис.1b,c). В сравнительно малой области длины волны в ОСО положительный пик заменяется отрицательным пиком. При определенных углах падения происходит изменение эллиптичности от значения $+1$ к

значению -1 . Это свойство слоя ХЖК дает возможность, например, получить на практике два близких друг к другу ($\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = 10\text{\AA}$) пучка круговой поляризации с взаимно противоположными направлениями обхода.

Наличие анизотропного поглощения также сильно влияет на эти зависимости. Это обусловлено тем, что "медленная" и "быстрая" дифрагирующие волны испытывают существенно различное поглощение: на одних длинах волн имеет место аномально сильное поглощение, на других – аномально слабое поглощение.

II. Зависимость от угла падения. На рис.2 представлена зависимость эллиптичности поляризации (кр.1) и поворота плоскости поляризации (кр.2) от угла падения в случае падения на слой света с длиной волны как значительно превышающей λ_B (а), так и значительно уступающей ей (б). Резонансные изменения вращения и эллиптичности вблизи угла $\varphi = 50^\circ$ на длине волны $\lambda = 0.4\text{ мкм} < \lambda_B$ (рис.2а) обусловлены тем обстоятельством, что на этой длине волны ОСО формируется именно в окрестности $\varphi = 50^\circ$.

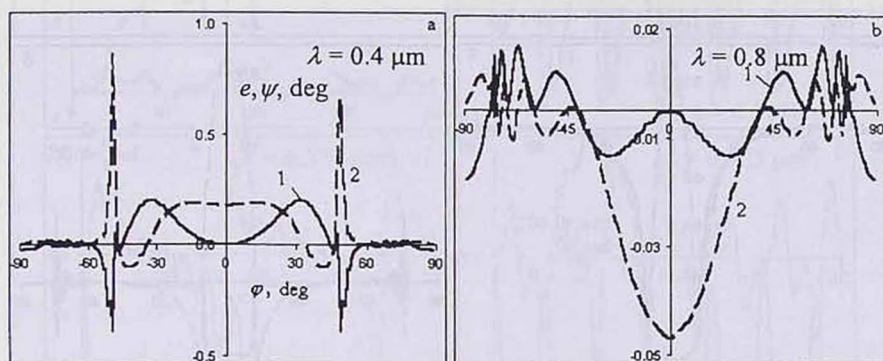


Рис.2. Зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и поворота плоскости поляризации ψ (кр.2) от угла падения света φ при различных длинах волн падающего света. Параметры те же, что и на рис.1.

На рис.3 представлена зависимость эллиптичности поляризации (кр.1) и поворота плоскости поляризации (кр.2) от угла падения в случае падения на слой света с длиной волны λ_B при отсутствии поглощения (а), при наличии изотропного поглощения (б) и при наличии анизотропного поглощения (с,д). При наличии изотропного поглощения качественных изменений не происходит, наблюдаются определенные количественные изменения, обусловленные эффективным уменьшением параметра $d\delta/\sigma$, характеризующего эффективность дифракции. Наличие анизотропного поглощения сильно влияет на зависимости $\psi(\varphi)$ и $e(\varphi)$. Эти изменения обусловлены тем, что теперь уже "медленная" и "быстрая" дифрагирующие волны испытывают существенно различное поглощение. Это приводит, в частности, к тому, что одна из волн оказывается подавленной и, как следствие, происходит вращение преимущественно в одну сторону, а при определенных значениях ани-

зотропии поглощения вообще отсутствует вращение в обратную сторону. Так, если на длине волн λ_B при отсутствии поглощения вращение отсутствует, то при анизотропном поглощении оно отличается от нуля, причем и при $(\text{Im}\varepsilon_1 - \text{Im}\varepsilon_2) < 0$, и при $(\text{Im}\varepsilon_1 - \text{Im}\varepsilon_2) > 0$ вращение происходит в одном и том же направлении. Отметим существование резонансных изменений $\psi(\varphi)$ и $e(\varphi)$ при $(\text{Im}\varepsilon_1 - \text{Im}\varepsilon_2) < 0$ в окрестности угла падения $\varphi = 80^\circ$.

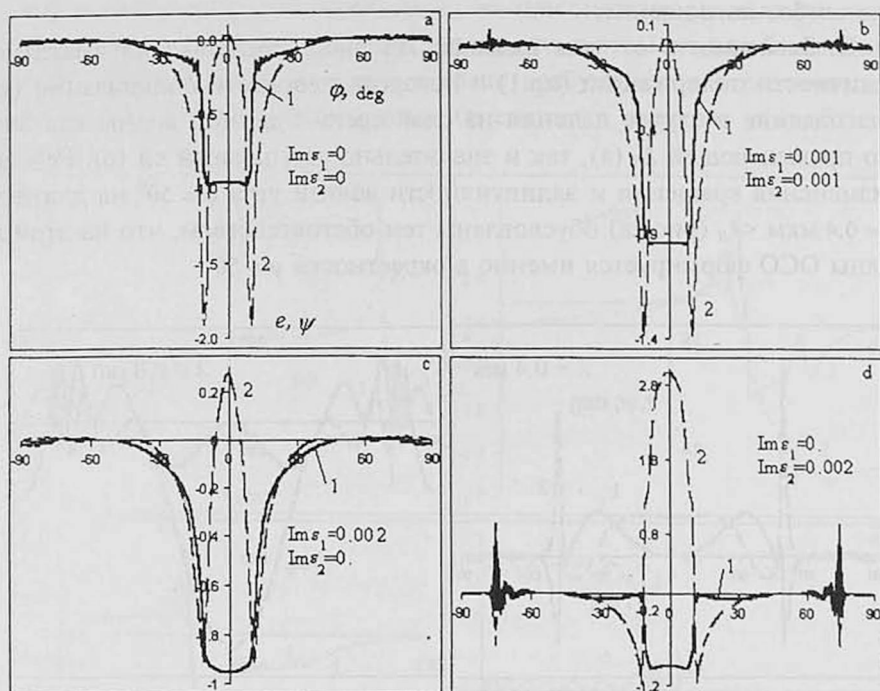


Рис.3. Зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и поворота плоскости поляризации ψ (кр.2) от угла падения света φ на длине волн λ_B при наличии поглощения. Параметры те же, что и на рис.1.

III. Зависимость от толщины слоя. На рис.4 представлена зависимость эллиптичности поляризации (кр.1) и поворота плоскости поляризации (кр.2) от толщины слоя (точнее, от числа витков спирали d/σ) при различных длинах волн падающего света (угол падения $\varphi = 60^\circ$). Как видно из представленных графиков, на определенных длинах волн падающего света наблюдается уникальный эффект, а именно, эффект изменения знака вращения при изменении толщины слоя. Уникальность заключается в том, что изменение знака вращения не обусловлено чередованием сред с различными знаками спиралей или чередованием левовращающей и правовращающей сред, а обусловлено особенностями дифракции света в ХЖК при наклонном падении. Имеет место также изменение знака эллиптичности при изменении толщины слоя.

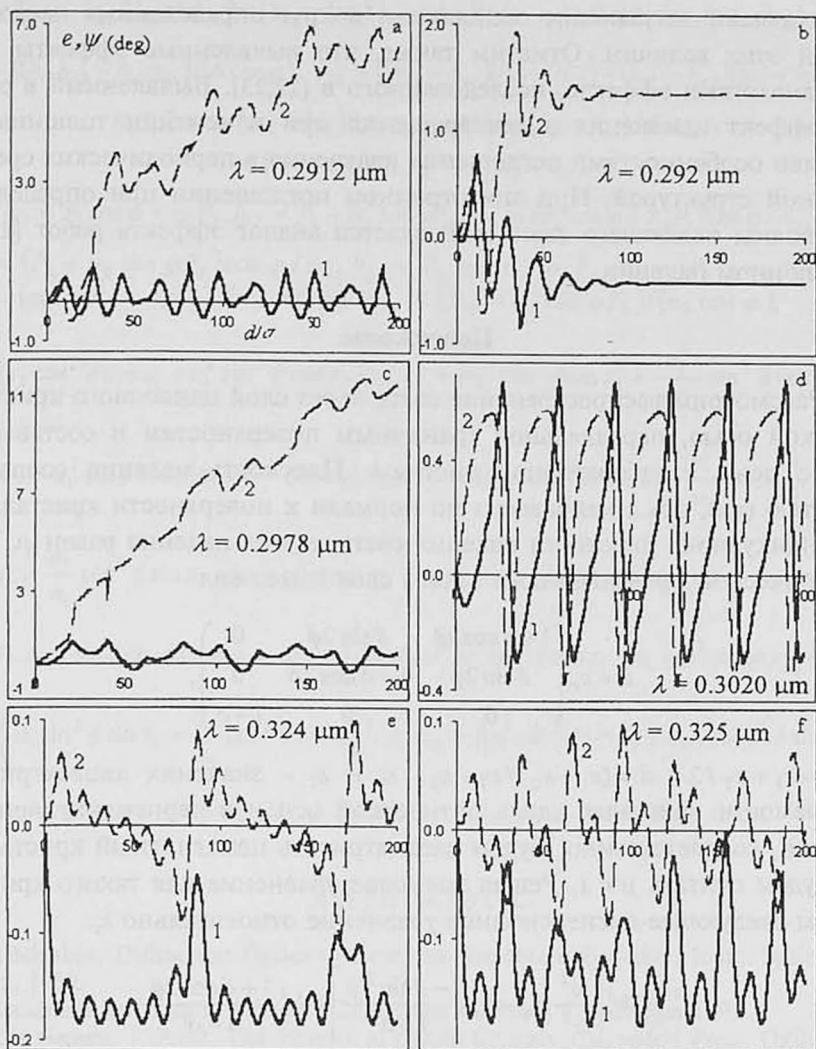


Рис.4. Зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и поворота плоскости поляризации ψ (кр.2) от числа витков спирали d/σ при различных длинах волн падающего света (угол падения света $\varphi=60^\circ$). Параметры те же, что и на рис.1.

Как показывает детальный анализ, выявленный эффект изменения знака вращения при изменении толщины слоя (при отсутствии поглощения) является проявлением хорошо известного (в том числе в теории дифракции рентгеновских лучей) эффекта пенделезунга, заключающегося, в частности, в том, что интенсивность возбуждения "медленной" или "быстрой" дифрагирующих волн зависит от толщины слоя. Отметим, что, как показывает анализ, при нормальном падении света аналогичные проявления эффекта пенделезунга отсутствуют. При наличии изотропного поглощения наблюдается насыщение вращения и эллиптичности: после резких изменений эти па-

параметры делают затухающие осцилляции вокруг определенных постоянных значений этих величин. Отметим также, что выявленные эффекты не являются аналогами эффекта, исследованного в [22,23]. Выявленный в работах [22,23] эффект изменения знака вращения при изменении толщины слоя обусловлен особенностями поглощения излучения в периодических средах со спиральной структурой. При анизотропном поглощении при определенных длинах волны падающего света наблюдается аналог эффекта работ [22,23] и при наклонном падении.

Приложение

Рассмотрим распространение света через слой одноосного кристалла с оптической осью, параллельной граничным поверхностям и составляющей угол ϕ с осью x лабораторной системы. Плоскость падения совпадает с плоскостью (x,z) , ось z направлена по нормали к поверхности кристалла, ось y перпендикулярна плоскости падения света, а угол падения равен φ . Тензор диэлектрической проницаемости такого слоя имеет вид

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta \cos 2\phi & \delta \sin 2\phi & 0 \\ \delta \sin 2\phi & 1 - \delta \cos 2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta \end{pmatrix}, \quad (\text{П1})$$

где $\epsilon_m = \epsilon_1 + \epsilon_2 / 2$, $\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2) / \epsilon_1 + \epsilon_2$, ϵ_1 и ϵ_2 — значения диэлектрической проницаемости кристалла вдоль оптической оси и в перпендикулярном направлении, соответственно. Будем рассматривать немагнитный кристалл, поэтому будем считать $\mu \equiv 1$. Решая волновое уравнение для такого кристалла, получаем следующее дисперсионное уравнение относительно k_z :

$$k_z^4 - 2k_z^2 \left[\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_m - k_x^2 \frac{1 - \delta \sin^2 \phi}{1 - \delta} \right] + k_x^4 \frac{1 + \delta \cos 2\phi}{1 - \delta} - 2 \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_m (1 + \delta \cos^2 \phi) k_x^2 + \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon_m^2 (1 - \delta^2) = 0, \quad (\text{П2})$$

где $k_x = (\omega/c)n_0 \sin \varphi$, n_0 — коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон с рассматриваемым слоем. Решения этого уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} k_{z1,2} &= \pm \frac{\omega}{c} n_{1,2} = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_m (1 - \delta - \eta^2 \sin^2 \varphi)}, \\ k_{z3,4} &= \pm \frac{\omega}{c} n_{3,4} = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_m \left(1 + \delta - \eta^2 \frac{1 + \delta \cos 2\phi}{1 - \delta} \sin^2 \varphi \right)}, \end{aligned} \quad (\text{П3})$$

где $\eta = n_0 / \sqrt{\epsilon_m}$.

Решая граничную задачу для такого слоя, для элементов матриц Джонса $\hat{r}, \hat{t}$ получаем (см. также [24]):

$$r_{11} = [(h_{11} - h_{21})(h_{32} + h_{42}) - (h_{12} - h_{22})(h_{31} + h_{41})] / \Delta, \quad r_{12} = 2 \cos \varphi (h_{31} h_{42} - h_{32} h_{41}) / \Delta,$$

$$r_{21} = -2(h_{11} h_{22} - h_{12} h_{21}) / (\Delta \cos \varphi), \quad r_{22} = [(h_{31} - h_{41})(h_{12} + h_{22}) - (h_{32} - h_{42})(h_{11} + h_{21})] / \Delta,$$

$$t_{11} = 2 \cos \varphi (h_{32} - h_{42}) / \Delta, \quad t_{12} = -2 \cos \varphi (h_{31} + h_{41}) / \Delta, \quad t_{21} =$$

$$= -2(h_{12} + h_{22}) / \Delta, \quad t_{22} = 2(h_{11} + h_{21}) / \Delta,$$

где $h_{11} = P_1 \cos \varphi + n_0 P_2, h_{12} = P_3 + n_0 \cos \varphi P_4, h_{21} = (P_5 \cos \varphi + n_0 P_1) \cos \varphi / n_0,$

$$h_{22} = (P_6 + n_0 \cos \varphi P_7) \cos \varphi / n_0, \quad h_{31} = P_7 \cos \varphi + n_0 P_4, \quad h_{32} = P_8 + n_0 \cos \varphi P_9,$$

$$h_{41} = (\cos \varphi P_6 + n_0 P_3) / (n_0 \cos \varphi), \quad h_{42} = (P_{10} + n_0 \cos \varphi P_3) / (n_0 \cos \varphi),$$

$$P_1 = (\varepsilon_2 \cos^2 \phi \cos x_1 + n_1^2 \sin^2 \phi \cos x_3) / a, \quad P_2 = i n_1 \left(\cos^2 \phi \sin x_1 + \frac{n_1^3}{n_3 \varepsilon_2} \sin^2 \phi \cos x_3 \right) / a,$$

$$P_3 = n_1^2 \sin \phi \cos \phi (\cos x_1 - \cos x_3) / a, \quad P_4 = i \sin \phi \cos \phi \left(n_1 \sin x_1 - \frac{n_1^2}{n_3} \sin x_3 \right) / a,$$

$$P_5 = i \varepsilon_2 \left(\frac{\varepsilon_2}{n_1} \cos^2 \phi \sin x_1 + n_3 \sin^2 \phi \sin x_3 \right) / a, \quad P_6 = i \varepsilon_2 \sin \phi \cos \phi (n_1 \sin x_1 - n_3 \sin x_3) / a,$$

$$P_7 = \varepsilon_2 \sin \phi \cos \phi (\cos x_1 - \cos x_3) / a, \quad P_8 = (n_1^2 \sin^2 \phi \cos x_1 + \varepsilon_2 \cos^2 \phi \cos x_3) / a,$$

$$P_9 = i \left(n_1 \sin^2 \phi \sin x_1 + \frac{\varepsilon_2}{n_3} \cos^2 \phi \sin x_3 \right) / a, \quad P_{10} = i (n_1^3 \sin^2 \phi \sin x_1 + \varepsilon_2 n_3 \cos^2 \phi \sin x_3) / a,$$

$$a = \varepsilon_2 - n_0^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \phi, \quad x_i = k_i d, \quad i = 1, \dots, 4, \quad d - \text{толщина слоя.}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A.Belyakov. Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media. Springer, New York, 1992.
2. S.Chandrasekhar. Liquid Crystals. Cambridge U. Press, Cambridge, 1992.
3. P.G.de Gennes. J. Prost. The Physics of Liquid Crystals. Clarendon Press, Oxford, 1993.
4. D.Subacius, S.V.Shiyanovskii, Ph.Bos, O.D.Lavrentovich. Appl. Phys. Lett, **71**, 3323 (1997).
5. K.A.Suresh, Y.Sah, P.B.S.Kumar, G.S.Ranganath. Phys. Rev. Lett., **72**, 2863 (1994).
6. A.Lakhtakia. Opt. Commun., **157**, 193 (1998).
7. V.C.Venugopal, A.Lakhtakia. Opt. Commun., **145**, 171 (1998).
8. D. Sunal Paul, A.Lakhtakia, R.Messier. Opt. Commun., **158**, 119 (1998).
9. A.Lakhtakia, I.J.Hodgkinson. Opt. Commun., **167**, 191 (1999).
10. A.Lakhtakia, M.McCall. Opt. Commun., **168**, 457 (1999).
11. M.McCall, A.Lakhtakia. J. Mod. Opt., **47**, 743 (2000).
12. A.H.Gevorgyan, K.V.Papoian, O.V.Pikichian. Opt. Spectrosc., **88**, 586 (2000).
13. N.P.M.Huck, I.Staue, A.Thirouard, D.K.G.De Broer. Jpn. J. Appl. Phys., **42**, 5189 (2003).
14. D.J.Broer, G.N.Mol, J.A.M.M.Haaren, J.Lub. Adv. Mater., **11**, 573 (1999).
15. S.M.P.Blom, H.P.M.Huck, H.J. Cornelissen, H.Greiner. J. Soc. Inf. Display, **10**, 209 (2002).
16. V.D.Dmitrienko, V.A.Belyakov. Sov. Phys. Solid State, **15**, 2365 (1974).
17. D.W.Berreman, T.J.Sheffer. Phys. Rev. Lett., **25**, 577 (1970).
18. R.Dreher, G.Meier. Phys. Rev. A, **8**, 1616 (1973).
19. H.Takazoe, Y.Ouchi, M.Hara, A.Hara, A.Fukuda, E.Kuze. Jpn. J. Appl. Phys., **22**, 1080 (1983).

20. A.A.Муравский, А.П.Хапалюк, В.С.Рачкевич, А.И.Комяк. Опт. и спектр., 56, 91 (1984).
21. Y.Sah, K.A.Suresh. J. Opt. Soc. Am. A., 11, 740 (1994).
22. A.H.Gevorgyan. Tech. Phys., 44, 935 (1999).
23. A.A.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 64 (2000).
24. H.Wohler, M.Fritsch, G.Haas, D.A.Mlynski. J. Opt. Soc. Am. A., 8, 536 (1991).

ԽՈՒԼԵՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԳԻՐՈՏՏՐՈՊ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԼՈՒՅՍԻ ԹԵՔ ԱՆԿՍԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ.Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ա.Ն. ԿՈՇԱՐՅԱՆ

Զննարկված է խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի պլանար շերտով լույսի թեք անցումը: Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մեթոդով: Ուսումնասիրված են միջավայրի քննության բնութագրերի՝ ալիքի երկարությունից, անկման անկյունից և շերտի հաստությունից ունեցած կախվածությունների առանձնահատկությունները: Հայտնաբերվել է նոր երևույթ, այն է՝ պտույտի նշանի փոփոխություն շերտի հաստությունից կախված:

GYROTROPIC PROPERTIES OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS AT OBLIQUE INCIDENCE OF LIGHT

G.A. VARDANYAN, A.H. GEVORGYAN, A.N. KOCHARIAN

Light oblique incidence onto a planar layer of cholesteric liquid crystal is considered. We use the Hambartsumyan layer addition method. The results of investigation of dependences of polarization characteristics (polarization plane rotation and polarization ellipticity) on the light wavelength, incidence angle and layer thickness are presented. A unique effect, namely, the change in the sign of rotation with the layer thickness is revealed.

УДК 621.315

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИЛЬНО СПЛЮСНУТОЙ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Д.Б. АЙРАПЕТАН, К.Г. ДВОЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 октября 2004 г.)

В адиабатическом приближении исследованы энергетические состояния электрона в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке (КТ) во внешнем электрическом поле. Для КТ из GaAs выявлена сложная зависимость величины штарковского расщепления от значения электрического поля.

1. Введение

Современные технологии сделали реальной возможность выращивания квантовых точек (КТ) различных форм и размеров [1]. Большинство работ в этой области посвящены сферическим КТ. Однако в ряде работ было показано, что даже малое изменение внешней геометрической формы КТ сильно влияет на спектр носителей заряда (НЗ) в таких структурах [2]. Иными словами, выбор геометрической формы во время роста КТ является рычагом управления спектра НЗ в них. С этой точки зрения эллипсоиды вращения по сравнению со сферами обладают добавочными геометрическими параметром (две полуоси вместо радиуса сферы). Наличие электрического поля, в свою очередь, открывает достаточно широкие возможности для управления энергетическим спектром в КТ.

В настоящей работе рассмотрены электронные состояния в сильно сплюснутом эллипсоиде вращения при наличии внешнего однородного электрического поля.

2. Теория

Рассмотрим непроницаемую, сильно сплюснутую эллипсоидальную КТ в электрическом поле. Тогда потенциальную энергию электрона можно записать в виде

$$U(X, Y, Z) = \begin{cases} 0, & (X^2 + Y^2)/a^2 + Z^2/c^2 \leq 1, \\ \infty, & (X^2 + Y^2)/a^2 + Z^2/c^2 > 1, \end{cases} \quad a \gg c, \quad (1)$$

где a и c — соответственно, большая и малая полуоси эллипсоида. Гамильтониан системы в цилиндрических координатах имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{\partial}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right] + eFZ + \hat{U}(\rho, \varphi, Z). \quad (2)$$

В безразмерных величинах его можно представить в виде суммы "быстрой" $\hat{H}_1$ и "медленной" $\hat{H}_2$ систем, $\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{U}(r, \varphi, z)$, где

$$\hat{H}_1 = -\partial^2 / \partial z^2 + eFz, \quad (3)$$

$$\hat{H}_2 = -\left(\partial^2 / \partial r^2 + \partial / r \partial r + \partial^2 / r^2 \partial \varphi^2 \right), \quad (4)$$

$r = \rho / a_B$, $z = Z / a_B$, $\hat{H} = \hat{H} / E_R$, e и μ — соответственно, заряд и эффективная масса электрона, а $E_R = \hbar^2 / 2\mu a_B^2$ и $a_B = \hbar^2 / \mu e^2$ — эффективная энергия Ридберга и боровский радиус электрона. Внешнее однородное электрическое поле направлено вдоль оси z и задается в виде $\mathbf{F} = \mathbf{F}(0, 0, F)$. Решим задачу в адиабатическом приближении. Волновую функцию (ВФ) ищем в виде $\psi(r, \varphi, z) = e^{im\varphi} \chi(z; r) R(r)$. При фиксированном значении координаты r движение частицы локализовано в одномерной потенциальной яме с эффективной шириной $c(r) = 2c_1 \sqrt{1 - r^2 / a_1^2}$, где $c_1 = c / a_B$, $a_1 = a / a_B$.

Решим уравнение Шредингера быстрой подсистемы

$$-\left[\partial^2 / \partial z^2 + \gamma z \right] \chi(z; r) = \varepsilon_1(r) \chi(z; r), \quad (5)$$

где введены обозначения $\gamma = 2Fea_B^3 \mu / \hbar^2$, $\varepsilon_1(r) = E_1(r) / E_R$. После замены переменной $\xi = -\gamma^{1/3} z + \gamma^{-2/3} \varepsilon_1(r)$ приходим к уравнению Эйри

$$\chi''(\xi) + \xi \chi(\xi) = 0, \quad (6)$$

решения которого задаются в виде $\chi(\xi) = C_1 A_i(\xi) + C_2 B_i(\xi)$, где $A_i(\xi)$ и $B_i(\xi)$ — функции Эйри, соответственно, первого и второго рода. Энергетический спектр определяется из граничных условий, налагаемых на ВФ:

$$A_i(\xi^+) B_i(\xi^-) - A_i(\xi^-) B_i(\xi^+) = 0, \quad (7)$$

где введено обозначение $\xi^\pm = \mp \gamma^{1/3} c(r) / 2 + \gamma^{-2/3} \varepsilon_1(r)$. Считая, что частица в основном локализована в промежутке $r \ll a_1$, для одномерной энергии численно получим

$$\varepsilon_1(r) = \alpha_n + \beta_n r^2, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (8)$$

где α_n и β_n — некоторые константы, зависящие от электрического поля. Выражение (8) является неким эффективным потенциалом, входящим в уравнение Шредингера "медленной" системы

$$-\left[\partial^2 / \partial r^2 + \partial / r \partial r - m^2 / r^2 \right] R(r) + (\alpha_n + \beta_n r^2) R(r) = \varepsilon R(r). \quad (9)$$

ВФ ищем в виде $R(\eta) = e^{-\eta/2} \eta^{|m|/2} \Omega(\eta)$, где $\eta = \sqrt{\beta_n} r^2$, после чего получим уравнение Куммера

$$\eta \Omega''(\eta) + (|m| + 1 - \eta) \Omega'(\eta) + (\delta - (|m| + 1)/2) \Omega(\eta) = 0, \quad (10)$$

решения которого задаются вырожденными гипергеометрическими функциями первого рода $\Omega(\eta) = {}_2F_1\{-(\delta - (|m| + 1)), |m| + 1, \eta\}$ где $\delta = (\varepsilon - \alpha_n)/4\sqrt{\beta_n}$. Окончательно для энергии имеем

$$\varepsilon = \alpha_n + 4\sqrt{\beta_n} \left(n_r + \frac{|m| + 1}{2} \right), \quad n_r = 0, 1, \dots \quad (11)$$

3. Обсуждение

Как видно из полученных результатов (см.(11)), при наличии электрического поля спектр частицы является эквидистантным, что имеет место также и в его отсутствие [3]. Однако, частота перехода между уровнями, которая при наличии поля зависит от параметра β_n , получается больше, чем в его отсутствие. Так, например, при $F = 5 \cdot 10^3$ В/см, $a = 2.5a_B$ и $c = 0.5a_B$ (в частности, для GaAs $a_B = 104$ А, $E_R = 5.275$ мэВ), частота перехода получается $\omega = 5.71 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, что соответствует инфракрасному диапазону частот. При отсутствии же поля имеем $\omega = 2.17 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, что почти в два с половиной раза меньше.

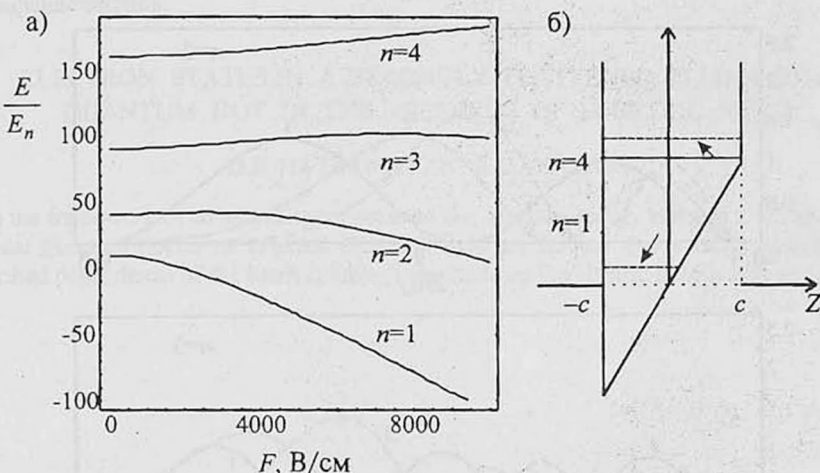


Рис.1. а) Зависимость одномерных уровней энергии электрона от величины электрического поля при фиксированном значении координаты $z=0.3$. б) Изменение диаграммы под воздействием поля.

Отметим, что выявлена сложная зависимость штарковского расщепления от величины приложенного поля. На рис.1а приведена зависимость одномерной (направление OZ) энергии электрона в сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ от величины электрического поля при фиксированном зна-

чении γ . Энергия основного состояния с увеличением поля убывает, тогда как все остальные уровни сначала увеличиваются, а затем с увеличением поля понижаются.

На рис.2. приведены зависимости $|\chi(Z)|^2$ от эффективной ширины ямы для первых трех уровней энергии одномерного движения электрона при различных величинах электрического поля. Как видно из рисунка, для первого состояния ($n=1$) сдвиг $|\chi(Z)|^2$ отрицателен, что является следствием наложения поля, которое в свою очередь приводит к появлению силы, направленной противоположно по отношению к полю. Картина становится иной для возбужденных состояний. При сравнительно малых полях сдвиг $|\chi(Z)|^2$ положителен. Это обстоятельство объясняется изменением дна ямы вследствие наложения поля. Иными словами, частица с большей вероятностью локализуется в положительном участке ямы и энергия возрастает. Дальнейшее же увеличение поля снова понижает энергию частицы.

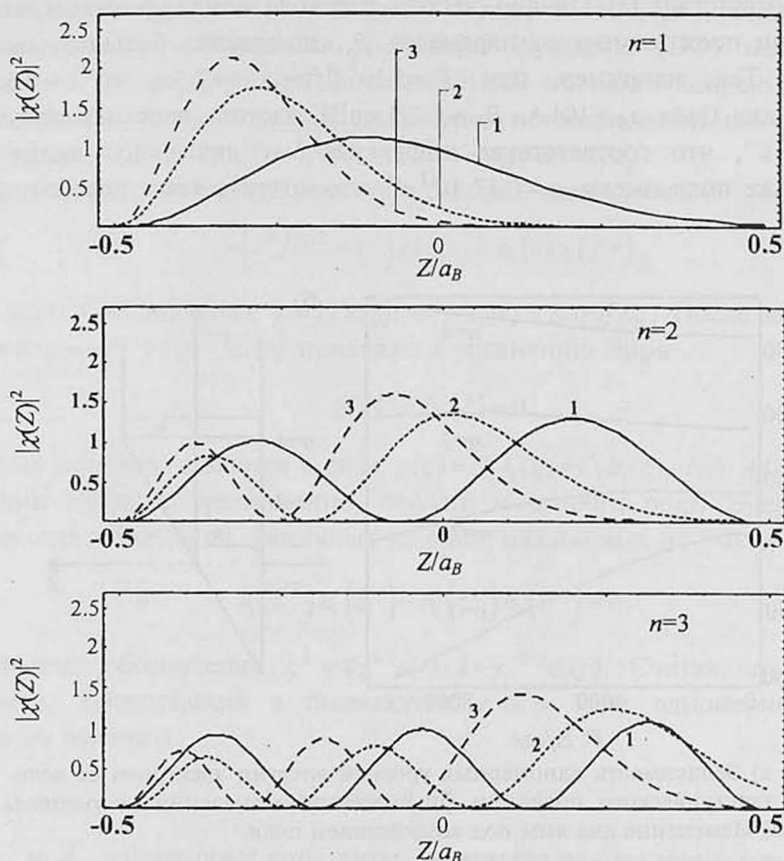


Рис.2. Зависимость $|\chi(Z)|^2$ от эффективной ширины ямы (от координаты Z) для первых трех уровней энергии одномерного движения электрона при различных величинах электрического поля. 1 – $F=100$ В/см, 2 – $F=500$ В/см, 3 – $F=1000$ В/см.

Аналогичное поведение спектра было выявлено авторами [4] в случае квантовой пленки. Такая сложная зависимость штарковского расщепления объясняется конкуренцией размерного квантования и воздействия поля. Воздействие поля приводит к искривлению дна потенциальной ямы, которая по-разному влияет на уровни (см. рис.1б), что и является причиной этого сложного поведения спектра.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы РА "Полупроводниковая наноэлектроника".

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Harrison. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics. University of Leeds, Leeds, United Kingdom, 1999.
2. К.Г.Двоян, Е.М.Казарян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 130 (2001).
3. В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган. Задачи по квантовой механике. М., Наука, 1981.
4. M.Matsuura, T.Kamizato. Phys. Rev. B, 33, 8385 (1986).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԽԻՍՏ ՍԵՂՍՎԱԾ ԷԼԻՊՍԱԴԱՅԻՆ
ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Դ.Բ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ, Կ.Գ. ԴՎՈՅԱՆ

Աղիարատական մոտավորությամբ ուսումնասիրված են էլեկտրոնի էներգիական վիճակները խիստ սեղմված էլիպսարդային քվանտային կետում արտաքին էլեկտրական դաշտում: GaAs-ի քվանտային կետի համար ի հայտ է բերված շտարկյան ճեղքման էլեկտրական դաշտից ունեցած բարդ կախվածությունը:

ELECTRON STATES IN A STRONGLY FLATTENED ELLIPSOIDAL QUANTUM DOT IN THE PRESENCE OF ELECTRIC FIELD

D.B. HAYRAPETYAN, K.G. DVOYAN

In the framework of adiabatic approximation the electron energy states in a strongly flattened ellipsoidal quantum dot in an external electrical field are studied. For a GaAs quantum dot the complicated dependence of the Stark splitting magnitude on the electric field is revealed.

УДК 533.9

ПРОВОДИМОСТЬ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗМУЩЕНИИ

А.Р. МКРТЧЯН¹, А.С. АБРААМЯН¹, Р.Б. КОСТАНЯН²,
К.П. АРОЯН¹, К.С. МКРТЧЯН¹

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении

²Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Исследовано поведение аргоновой плазмы в акустическом поле. Изучена величина порога контракции разряда. В области скачкообразного изменения вольтамперных характеристик наблюдались резкие изменения дифференциального сопротивления, проводимости и энерговклада при переходе плазмы из невозмущенного состояния в состояние плазмы с акустическим возмущением. Поведение электрической проводимости плазмы с акустическим возмущением после скачка становится аналогичным поведению электрической проводимости твердого тела и энерговклад в плазму возрастает в 2-3 раза.

Управление параметрами низкотемпературной неравновесной плазмы является одним из актуальных вопросов в физике газового разряда. В последние годы проведено много работ по управлению параметрами плазмы с помощью различных внешних воздействий. Особое место среди них занимает воздействие акустических полей на плазму [1].

В настоящей работе исследовался разряд атомарного газа аргона с индуцированным в нем акустическим полем. Акустическое поле создавалось модуляцией разрядного тока [2], содержащего постоянную и синусоидальную переменную компоненты. Ток в разрядной трубке управлялся при помощи лампы высоковольтного модулятора, включенной последовательно с разрядной трубкой. Исследовались поведение внутреннего и дифференциального сопротивления, проводимости разряда и энерговклад в разряд.

При подаче только постоянной компоненты тока в разрядной трубке формировался цилиндрический положительный столб диаметром 8-20 мм (зависит от давления газа и величины разрядного тока). Изменение постоянного тока от 15 до 50 мА не приводит к контракции разряда. При модуляции разрядного тока переменной компонентой диаметр положительного столба уменьшается по мере увеличения переменной компоненты. Начиная с определенного значения переменной компоненты имеет место скачкообразная контракция разряда, диаметр плазменного шнура становится равным 1.5-2 мм.

Дальнейшее увеличение доли переменной компоненты тока разряда не приводит к изменению состояния контракции.

При обратном ходе величины переменной компоненты разрядного тока наступает расконтрагирование разряда и диаметр положительного столба доходит до прежних значений. Расконтрагирование наступает при меньших значениях переменной компоненты разрядного тока, т.е. имеет место гистерезис.

Величина переменной компоненты ($I(\sim)$), при которой наступает контракция (порог контракции), зависит от давления газа (P), частоты модуляции (f) и величины постоянной компоненты разрядного тока ($I(=)$). На частотах акустических резонансов разрядной трубки контракция наступает при меньших глубинах модуляции, чем на нерезонансных. С увеличением частоты модуляции величина порога контракции существенно уменьшается, т.е. контракция наступает при меньших амплитудах переменной компоненты разрядного тока.

В дальнейшем проводились исследования зависимости поведения дифференциального сопротивления и проводимости от параметров плазмы при постоянном значении переменной компоненты тока ниже порога контракции, где диаметр разряда практически не менялся с изменением переменной компоненты разрядного тока. Результаты этих исследований приведены на рис.1 и 2. Дифференциальные сопротивления были получены расчетным путем из вольтамперной характеристики (ВАХ), приведенной на рис.3.

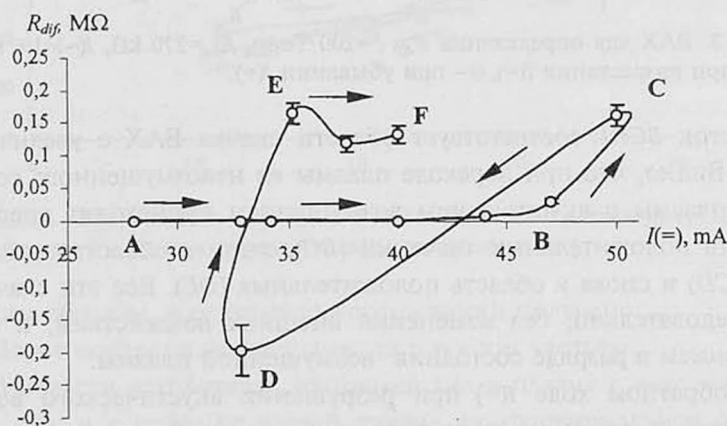


Рис.1. Зависимость дифференциального сопротивления R_{dif} от величины постоянной компоненты разрядного тока I_0 ; $P_0=200$ Торр, $R_{bal}=270$ kΩ.

На рис.1 представлена зависимость дифференциального сопротивления разряда R_{dif} от величины $I(=)$, при фиксированной $I(\sim)=1,6$ mA, $P=200$ Торр, и балластном сопротивлении $R_{bal}=270$ kΩ.

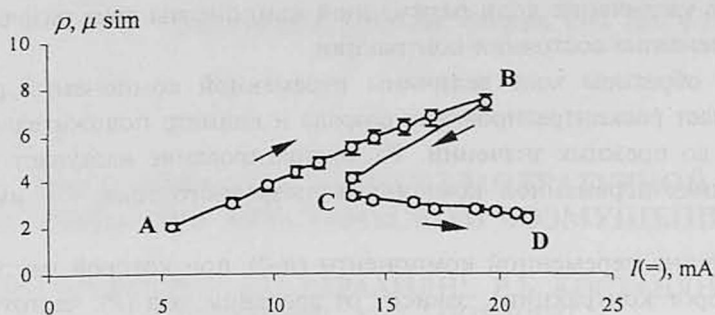


Рис.2. Зависимость электропроводности плазмы ρ от постоянной компоненты разрядного тока $I(=)$ для плазмы с акустическим возмущением; $P=350$ Торр, $I(\sim)=1.58$ мА, $f=0.402$ кГц при возрастании $I(=)$.

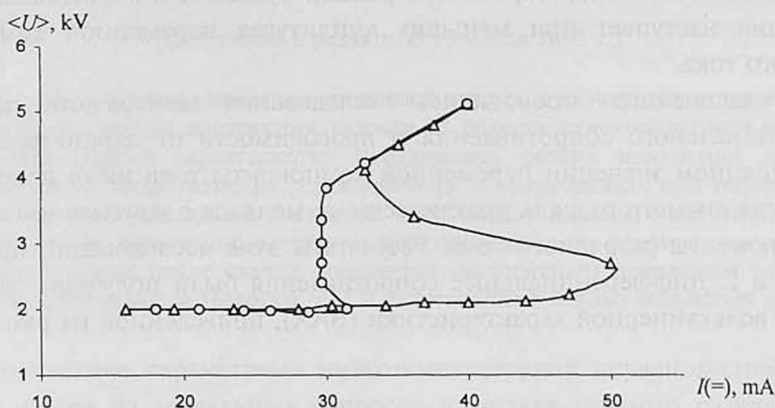


Рис.3. ВАХ для определения R_{dif} . $P=200$ Торр, $R_{bal}=270$ кΩ, $I(\sim)=1.6$ мА. Δ – при возрастании $I(=)$, $\circ$ – при убывании $I(=)$.

Участок $BCDE$ соответствует области скачка ВАХ с увеличением напряжения. Видно, что при переходе плазмы из невозмущенного состояния в состояние плазмы с акустическим возмущением происходит сперва скачок R_{dif} в область положительных значений (BC), затем в область отрицательных значений (CD) и снова в область положительных (DE). Все эти скачки происходят последовательно, без изменения внешних воздействий, и связаны с возникновением в разряде состояния возмущенной плазмы.

На обратном ходе $I(=)$ при разрушении акустического возмущения плазмы сперва происходит положительный скачок R_{dif} , а затем отрицательный. Таким образом, в обоих случаях при скачке ВАХ дифференциальное сопротивление принимает отрицательное значение.

На рис.2 представлена зависимость ρ от $I(=)$ при наличии переменной компоненты разрядного тока $I(\sim)=1.58$ мА, $f=0.402$ кГц. Из рисунка следует, что первоначально ρ возрастает с увеличением тока (участок AB), как и в невозмущенной плазме, т.е. плазма находится в состоянии, близком к невозмущенному.

При дальнейшем увеличении $I(=)$, в момент перехода плазмы в возмущенное состояние (точка В) происходит скачок ρ (BC), ρ уменьшается почти в два раза и практически остается постоянной при дальнейшем увеличении $I(=)$ (CD), т.е. поведение ρ при $I(\sim) \neq 0$ аналогично поведению проводимости твердых тел. При обратном ходе $I(=)$ ρ плазмы повторяет свое поведение, но в обратном направлении. Отметим, что проводимость не зависит от акустической моды системы.

На рис.4 приведены результаты исследований энерговклада в разряд для невозмущенной плазмы (кривая 1) и плазмы с акустическим возмущением (кривая 2). Видно, что после скачка ВАХ кривая 2 меняет угол наклона, что позволяет увеличить энерговклад в 2-3 раза по сравнению с невозмущенной плазмой.

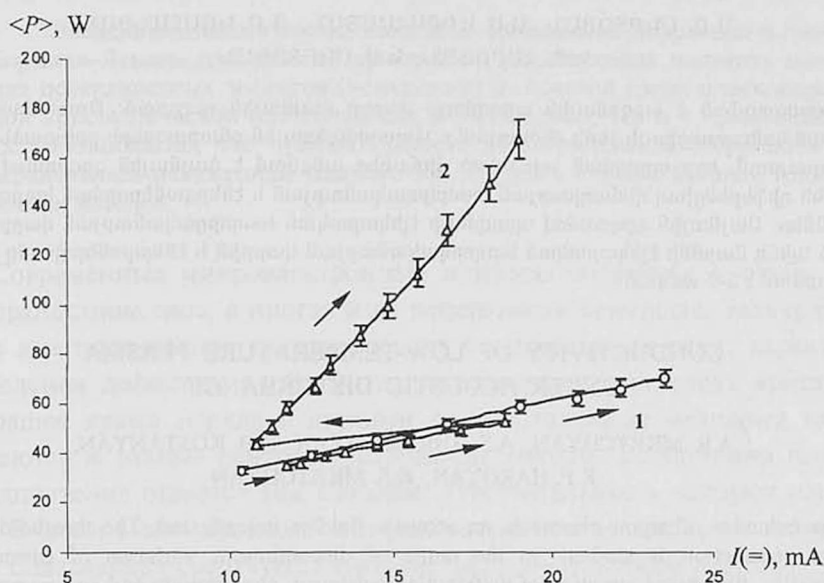


Рис.4. Энерговклад в разряд; $P_0=350$ Торр. 1 – невозмущенная плазма; 2 – плазма с акустическим возмущением.

Таким образом, в результате исследований получено:

1. Порог контракции уменьшается с ростом частоты;
2. В области устойчивых состояний как в плазме с акустическим возмущением, так и в невозмущенной плазме дифференциальное сопротивление имеет малую положительную величину. В области скачка ВАХ дифференциальное сопротивление меняет знак.
3. Поведение электрической проводимости плазмы с акустическим возмущением после скачка ВАХ становится аналогичным поведению электрической проводимости твердого тела и не зависит от частоты модуляции.
4. Для плазмы с акустическим возмущением после скачка ВАХ энерговклад возрастает в 2-3 раза, по сравнению с невозмущенной плазмой.

Эти результаты можно также представить с помощью описания состояния газоразрядной плазмы уравнением Ван-дер-Ваальса и трактовать с помощью катастрофы сборки [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А.Галечян, А.Р.Мкртчян. Акустоплазма. Ереван, 2005.
2. А.С.Абраамян, К.П.Ароян, Т.Ж.Бежанян, С.А.Геворкян, Р.Б.Костанян. Труды конф. "Лазерная физика - 2003", 14-17 октября 2003, Аштарак, Армения, с.73.
3. А.Р.Мкртчян, А.С.Абраамян, Р.Б.Костанян, К.П.Ароян, К.С.Мкртчян. Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 209 (2005).

ՑԱՇՐԱԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ՁԱՅՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ա.Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա.Ս. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ, Ռ.Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ,
Կ.Պ. ՀԱՐՈՅԱՆ, Կ.Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Հետազոտված է արգոնային պլազմայի վարքը ձայնային դաշտում: Ուսումնասիրված է պարզման կոնտրակցիայի շեմի մեծությունը: Վոլտամպերային բնութագրերի թռիչքաձև փոփոխման տիրույթում, երբ պլազման չգրգռված վիճակից անցնում է ձայնային գրգռումով վիճակի, դիտվել են դիֆերենցիալ դիմադրության, հաղորդականության և էներգաներդրման կտրուկ փոփոխություններ: Ձայնային գրգռումով պլազմայի էլեկտրական հաղորդականության վարքը նման է դառնում պինդ մարմնի էլեկտրական հաղորդականության վարքին և էներգաներդրումը պլազմայում մեծանում է 2-3 անգամ:

CONDUCTIVITY OF LOW-TEMPERATURE PLASMA UNDER ACOUSTIC DISTURBANCE

A.R. MKRTCHYAN, A.S. ABRAHAMYAN, R.B. KOSTANYAN,
K.P. HAROYAN, K.S. MKRTCHYAN

The behavior of argon plasma in an acoustic field is investigated. The threshold value of discharge contraction is studied. In the range of discontinuous variation of current-voltage characteristics, the abrupt variation of differential resistance, conductivity and energy contribution under transition of plasma from the undisturbed state into the state with acoustic disturbance is observed. The behavior of electrical conductivity with acoustic disturbance after jump becomes similar to the electrical conductivity of a solid and the energy contribution to plasma increases 2-3 times.

УДК 548.732

ОТОБРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ ЛАУЭ-БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Р.Ц. ГАБРИЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 ноября 2004 г.)

Экспериментально исследована лауэ-брэгговская дифракция в геометрии Бормана–Лемана для толстых кристаллов, позволяющих получить изображение поверхностных дефектов (искажений) от боковой грани плоскопараллельной кристаллической пластинки как в отраженном, так и в проходящем пучках. Установлено, что чувствительность лауэ-брэгговской дифракции к поверхностным искажениям намного выше, чем в случае обычных топографических методов.

Современные микроэлектронные приборы создаются в очень узком приповерхностном слое, а иногда и на поверхности кристалла. Задача применяемого диагностического метода состоит в определении типа, характера и распределения дефектов, особенно на приповерхностных слоях кристаллов. В настоящее время наряду с другими диагностическими методами широко применяются и разные рентгенографические методы. Естественно полагать, что предпочтение отдается тем методам, чувствительность которых наиболее высока. В связи с этим большой интерес вызывает рентгеновская интерферометрия, обладающая сверхчувствительностью к нарушениям периодов решетки кристаллов (вплоть до $\Delta d/d = 10^{-8}$). К сожалению, этот сверхчувствительный метод имеет очень ограниченное применение. Это связано с тем, что можно исследовать только тот кристалл, из которого сделан интерферометр. Несмотря на это, а также на трудности, связанные с изготовлением интерферометра (требуется большая точность), в задачах по выявлению незначительных дефектов в почти идеальных кристаллах рентгеновская интерферометрия просто незаменима. На примере рентгеновской интерферометрии можно сделать однозначный вывод – сверхчувствительными являются те методы, в которых осуществляется интерференция дифракционных пучков.

Оказывается, что если в ограниченном кристалле сочетать одновременное отражение и по Лауэ, и по Брэггу, то можно получить интерференционную картину в одной кристаллической пластинке, которая после исследования вполне пригодна для дальнейшего использования. Этим можно объяснить большой интерес, который проявляют исследователи к данной за-

даче дифракционной оптики [1–3].

Очевидно, что такую схему можно реализовать, если кристаллическая пластинка ограничена и с боковой стороны, т.е. когда точка падения первичного излучения находится довольно близко к боковой грани кристаллической пластинки. Такую схему впервые осуществили Борман и Леман на монокристалле кремния излучением $\text{Cu K}\alpha_1$ [4,5]. Волновое поле, возникающее в кристалле в угловом интервале 2θ между векторами S_0 и S_1 , распространяется до выходной грани, а другая часть, достигающая боковой грани, подвергается отражению по Брэггу. Таким образом, во-первых, реализуется дифракция и по Лауэ, и по Брэггу в одном и том же кристалле, а во-вторых, происходит интерференция между разными частями волнового поля.

В работе [1] расчеты сделаны в приближении падающей сферической волны. Дифракционная картина представляется как результат действия двух точечных источников излучения, расположенных симметрично боковой грани. Авторы приводят выражение для волн, прошедших через кристалл без отражения на боковых гранях, и для волн, претерпевших такое отражение.

Исследование по схеме Бормана–Лемана на синхротронном излучении проведено в работах [1,6] на кристалле алмаза при малом поглощении ($\mu_0 t = 1.6$, $\mu_0 t = 0.47$). По результатам теоретических расчетов и проведенных экспериментов делается вывод, что для обнаружения дефектов кристаллической решетки схема Бормана–Лемана является очень чувствительной, а с точки зрения технического осуществления схема является довольно простой по сравнению с методом на двухкристалльных спектрометрах.

Демонстрации высокой чувствительности метода по отображению дефектов на боковой поверхности была посвящена работа [2]. В этой работе теоретические расчеты проведены на основе формул, полученных в [1]. Экспериментально и методом компьютерного моделирования изучено формирование приповерхностных дефектов в зависимости от их положения относительно треугольника потока энергии. Показано, что изображение дефектов в кристаллах высокого совершенства определяется двумя типами контрастов – кинематическим и динамическим. На основе полученных рентгенограмм высокого качества авторами делается вывод, что кинематический контраст связан с изменениями межплоскостных расстояний и ориентации отражающих плоскостей вблизи ядра дефекта, а динамический контраст проявляется в виде интерференционных полос вокруг изображения дефекта и связан с дальними полями напряжений.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению некоторых аспектов влияния дефектов боковой грани кристаллической пластинки на формирование волнового поля по схеме Бормана–Лемана для толстых кристаллов.

Образцы были изготовлены из высокосовершенного монокристалла кремния, их толщина после механической и химической обработки составила около 16 мм, т.е. для $\text{Mo K}\alpha_1$ излучения $\mu_0 t = 23$. Эксперимент проводил-

ся на установке УРС-2 с помощью рентгеновской камеры А-3 фирмы Regaku Denki, были использованы рентгеновские трубки БСВ-25, диаметр фокусного пятна 0,1 мм.

Для коллимации первичного пучка использовалась жесткая щель шириной 0,4 мм около трубки, а также еще одна щель перед образцом, ширину и высоту которой можно изменять с помощью микровинтов. В процессе эксперимента размеры щели составляли 0,1×10 мм. Дифракционное изображение регистрировалось на рентгеновской пленке типа Primax RDX-58. Камера была снабжена сканирующим механизмом, который был использован для юстировки и топографии образцов. Чтобы определить состояние поверхностей кристалла после механической и химической обработки, была снята топограмма от боковой грани кристалла. Топограмма не выявила каких-либо существенных искажений поверхности. Отражающая плоскость (220) параллельна боковой поверхности. Большая толщина образцов дала возможность регистрировать дифракционные пучки не только в направлении отражения, но и в направлении первичного пучка. Это имеет существенное значение, т.к. при маленьких толщинах последний сливается со следом первичного пучка и информация, содержащаяся в нем, теряется.

В наших экспериментах, несмотря на большую толщину кристалла, след падающего непрерывного излучения также сильно расширился и нам пришлось использовать свинцовый поглотитель (k) толщиной 1 мм (см. рис.1а). Результат применения поглотителя хорошо виден на рис.2б, где верхняя часть первичного пучка получена без поглотителя. Из рис.1 и 2 видно, что поглотитель не полностью устраняет след первичного излучения на рентгенограммах, но довольно сильно сужает его, превращая в тонкую линию, которая необходима для геометрических расчетов.

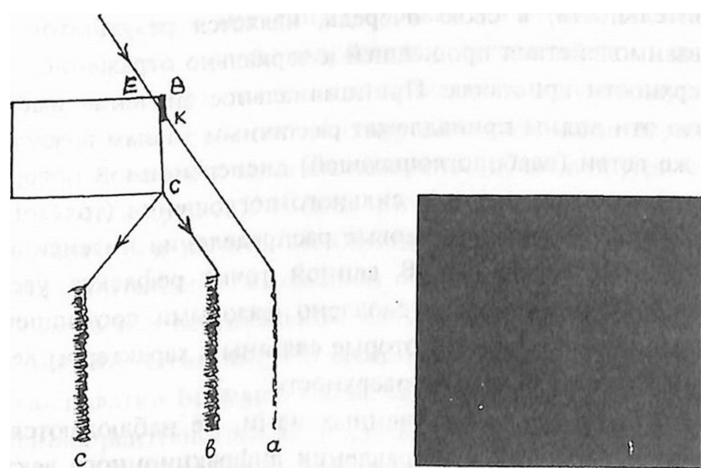


Рис.1. Схема эксперимента (а). Полученная рентгенограмма (б).

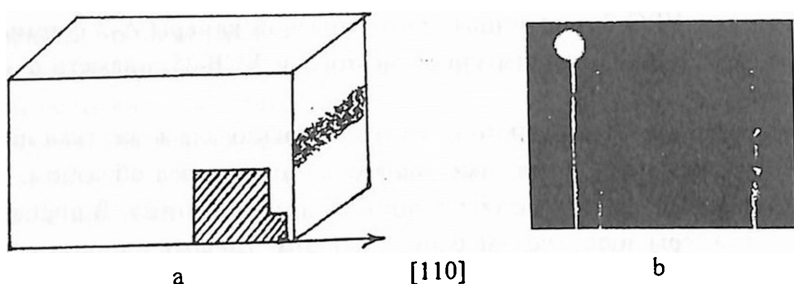


Рис.2. Образец со слегка отшлифованной областью в центральной части боковой грани (затемненная полоска) и свинцовый экран на выходной поверхности (а). Схема эксперимента та же самая, что и на рис.1а. Полученная рентгенограмма (б).

На рис.1 расстояние точки падения первичного излучения от боковой поверхности составляет 1,1 мм. Режим съемки 35–40 кВ, 10 мА, время экспозиции 4–8 часов.

Из полученной рентгенограммы, приведенной на рис.1б, видно, что лучи внутри кристалла, достигающие области ВС на боковой грани, полностью отражаются. Об этом свидетельствует почти нулевая интенсивность соответствующей области ab в дифрагированном пучке – в направлении первичного пучка. Неравномерное распределение интенсивности (разрезанная форма) в рефлексах b и c свидетельствует о дефектной поверхности ВС. С одной стороны, это доказывает, что как бы тщательно мы не проводили механическую и химическую обработку кристалла, полученные поверхности нельзя считать идеальными: они содержат некоторые микрошероховатости, выявление которых недоступно обычным топографическим методам. С другой стороны, обнаружение таких незначительных поверхностных дефектов свидетельствует о высокой чувствительности метода Бормана–Лемана. А высокая чувствительность, в свою очередь, является результатом интерференционного взаимодействия прошедшей и зеркально отраженной волны от боковой поверхности кристалла. Принципиальное значение имеет то обстоятельство, что эти волны принадлежат различным точкам возбуждения на одной и той же ветви (слабопоглощающей) дисперсионной поверхности и поэтому не исчезают при наличии сильного поглощения (толстого кристалла). Об этом свидетельствуют одинаковые распределения интенсивностей (контрастность) в этих рефлексах. В данной точке рефлекса увеличение или уменьшение интенсивности обусловлено фазовыми соотношениями между интерферирующими волнами, которые связаны с характером дефекта в соответствующей точке на боковой поверхности.

В рентгенограммах, полученных нами, не наблюдаются интерференционные линии (полосы) в направлении дифракционного вектора, которые хорошо видны в работе [2]. Это объясняется разницей используемых экспериментальных параметров (диаметр фокусного пятна, ширина входной щели, разрешение используемой рентгеновской пленки и т.д.).

Для сравнительного анализа важно исследование таких поверхностных дефектов, изображение которых легко получается и традиционными топографическими методами. С этой целью слегка была отшлифована центральная часть боковой поверхности кристалла в виде полоски (рис.2а). Одновременно, чтобы определить распределение волновой энергии на выходной грани образца, был использован свинцовый экран определенной формы на выходной грани кристалла (рис.2б). Изучение полученных рентгенограмм показало, что поток энергии в кристалле, в основном, находится в области, непосредственно примыкающей к боковой грани, и медленно спадает с удалением от боковой грани. На расстоянии 0.4 мм от боковой грани имеет место сильное излучение в дифрагированных пучках как в отраженном, так и в падающем направлениях. Интенсивность, соответствующая искаженной (отшлифованной) части боковой грани, полностью отсутствует в пучке, дифрагированном в направлении первичного пучка, а в отраженном пучке интенсивность сильно увеличена и приобрела тонкую структуру, имеющую высокую контрастность. Фактически, вследствие макроискажений боковой грани возникает явление переброса интенсивности от проходящего пучка к отраженному. Явление переброски интенсивности пучка, дифрагированного в направлении падающего излучения, в направлении отраженного пучка под влиянием внешних воздействий (ультразвук, температурный градиент и т.д) экспериментально хорошо изучено [7], но оно имеет место при слабом поглощении ($\mu_0 t \sim 1$) и с увеличением поглощения полностью исчезает. Этот результат (явление переброски интенсивности при больших поглощениях) будет способствовать, с одной стороны, поиску более всестороннего объяснения явления переброски интенсивности, а с другой стороны, раскрывает возможность схемы Бормана-Лемана по изучению дефектной структуры поверхностей монокристаллов.

Для более глубокого изучения дифракции в ограниченном кристалле (распределение волновых полей, направление потока энергии, а также изображение поверхности дефектов и их влияние на вышеупомянутые характеристики) проводился эксперимент и по другой схеме, когда первичное излучение падает в ту же точку E входной поверхности, но с другой стороны отражающих плоскостей (рис.3а). Иными словами, мы поворачивали образец вокруг вертикальной оси на угол 2θ . Одновременно на боковой грани кристалла, кроме горизонтальной искаженной области, такая же отшлифованная полоска создавалась и в вертикальном направлении на расстоянии 5 мм от края образца (рис.3б). Отметим, что созданный вертикальный дефект находится в пределах палатки Бормана. Схема эксперимента, вид бокового блока, а также полученная рентгенограмма приведены на рис.3.

Фактически, нижняя часть кристалла по-прежнему оставалась без искажений (совершенной), что нужно было для сравнения картин полученных рефлексов от совершенной и искаженной областей. Картина, полученная от

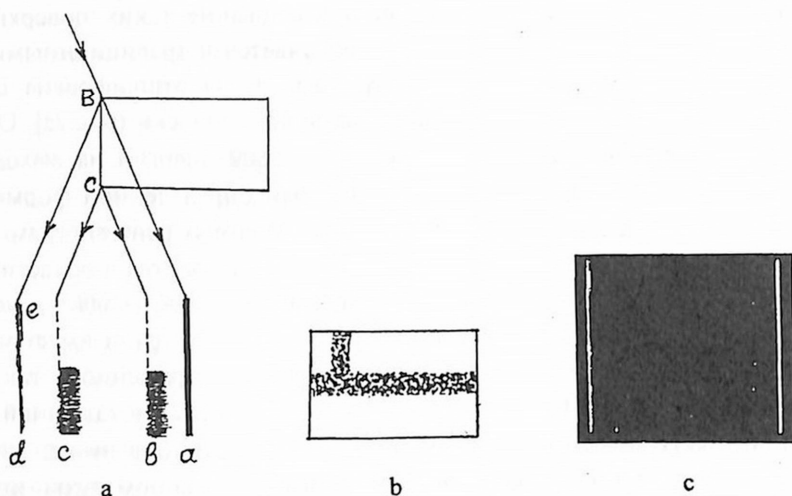


Рис.3. Схема эксперимента (а). Вид боковой поверхности с отшлифованными областями (б). Полученная рентгенограмма (с).

нижней (совершенной) части образца, как и следовало ожидать, почти полностью повторяет результат прежней схемы эксперимента (рис.1б) – неравномерное (полосатое) распределение интенсивности по высоте рефлекса. Оба рефлекса, как и прежде, со стороны, прилегающей к боковой грани образца, имеют разрезанную структуру и одинаковую контрастность. Общая интенсивность этих рефлексов намного ниже, чем при первой схеме эксперимента, ниже также контрастность их тонкой структуры. Понижение общей интенсивности рефлексов объясняется тем, что основная доля падающей интенсивности уносит с собой мощное отражение по Лауэ, происходящее в точке *E*, которая затем только частично отражается от боковой грани обратно в кристалл и участвует в дальнейшем формировании волнового поля в кристалле. В рентгенограмме (рис.3с) отраженный пучок в точке *E* представлен сильным рефлексом *d*, верхняя часть которого в области, охватывающей дефект в виде вертикальной полоски на боковой грани, сопровождается параллельным тонким рефлексом *e*. Появление рефлекса *e* свидетельствует о том, что оставшаяся часть энергии в кристалле, поток которой направлен в основном по отражающим плоскостям, выбрасывается из кристалла в области вертикального дефекта. Подтверждением этому служит тот факт, что в верхних областях рефлексов *c* и *b* интенсивность полностью отсутствует.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.Saka, T.Katagava, N.Kato. *Acta Cryst.*, A28, 102 (1972).
2. Е.В.Шулаков, И.А.Смирнова, Э.В.Суворов. *Поверхность*, №1, 100 (2002).
3. A.R.Lang, G.Kowalski, A.P.W.Makepeace, M.Moore. *Acta Cryst.*, A42, 501 (1986).
4. G.Borrmann, K.Lehmann. In: *Crystallography and Crystal Perfection*. London, Academic Press, 1963, pp.101-108.

5. K. Lehmann, G. Borrmann. Z. Crystall., 125, 234 (1967).
6. A. R. Lang, G. Kowalski, A. P. W. Makepeace. Acta Cryst., A46, 215 (1990).
7. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. ЖТФ, 8, 677 (1982).

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԱՐԱՏՆԵՐԻ ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՈՒՄԸ
ԼԱՍԻԵ-ԲՐԵԳՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ռ.Յ. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ

Փորձնականորեն ուսումնասիրված է լատե-բրեզյան դիֆրակցիան Բորման-Լեմանի երկրաչափությամբ հաստ բյուրեղների համար, որը հնարավորություն է ընձեռնում ստանալ հարթ զուգահեռ քիթեղի կողային մակերևույթի արատների պատկերը ինչպես անցնող, այնպես էլ անդրադարձող փնջում: Հաստատված է, որ լատե-բրեզյան դիֆրակցիայի միջոցով մակերևութային արատների արտապատկերման զգայունությունը էապես գերազանցում է սովորական տոպոգրաֆիկ մեթոդների զգայունությունը:

SURFACE DEFECT MAPPING
BY THE LAUE-BRAGG DIFFRACTION

R. Ts. GABRIELYAN

The Laue-Bragg diffraction for thick crystals with the Borrmann-Lehmann geometry is investigated experimentally which makes possible to obtain the defect patterns of the lateral surfaces of plane reflected beams. It is shown that the sensitivity of the surface defect mapping by the Laue-Bragg diffraction is essentially higher than that of usual topographic methods.

УДК 577.3

АНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СВЯЗЫВАНИЯ ЛИГАНДОВ С ДНК ПРИ МАЛЫХ ЗАПОЛНЕНИЯХ

С.Ю. БАБАЯН

Российско-Армянский (Славянский) государственный университет

(Поступила в редакцию 26 апреля 2005 г.)

На основе анализа статистических параметров связывания лигандов с ДНК показано, что угол наклона линейной изотермы адсорбции увеличивается с увеличением как константы связывания, так и числа мест связывания. Показано также, что с увеличением числа мест связывания дисперсия числа связанных лигандов уменьшается.

Хорошо известно, что анализ экспериментальных кривых связывания лигандов с молекулой ДНК с применением изотермы адсорбции Крозерса-Гурского довольно часто не приводит к желательному эффекту [1-3]. Причины, по которым не удается описать экспериментальную кривую теоретической, заключаются в том, что условия, которые оговорены при получении теоретической кривой, часто не согласуются с условиями, которые реализуются на эксперименте [4,5]. По этой причине весьма удобным является анализ экспериментальных кривых в рамках упрощенной линейной изотермы связывания лигандов с молекулой ДНК, которая описывает адсорбцию лигандов на ДНК при малых заполнениях [6,7]. Малые заполнения не только позволяют относительно просто описать процесс адсорбции, но имеют и самостоятельный интерес. В условиях реальной клеточной системы в подавляющем большинстве случаев заполнение лигандами макромолекул можно считать малым. Малые заполнения представляют интерес еще и потому, что малое количество лигандов на макромолекуле, при прочих равных условиях, слабо возмущает систему и полученные результаты адекватно описывают систему.

В данной работе при помощи линейной изотермы адсорбции анализируются изотерма адсорбции в координатах Скэтчарда и дисперсия числа связанных с ДНК лигандов.

При малых заполнениях изотерму адсорбции можно описать уравнением [6]

$$\frac{r}{c_f} = K(1 - (2n-1)r), \quad (1)$$

где $r = c_b/c_p$; c_f и c_b — концентрации свободного и связанного с ДНК лигандов, c_p — концентрация ДНК в расчете на пару оснований, K — константа связывания, n — число мест на ДНК, с которым связывается одна адсорбированная молекула лиганда.

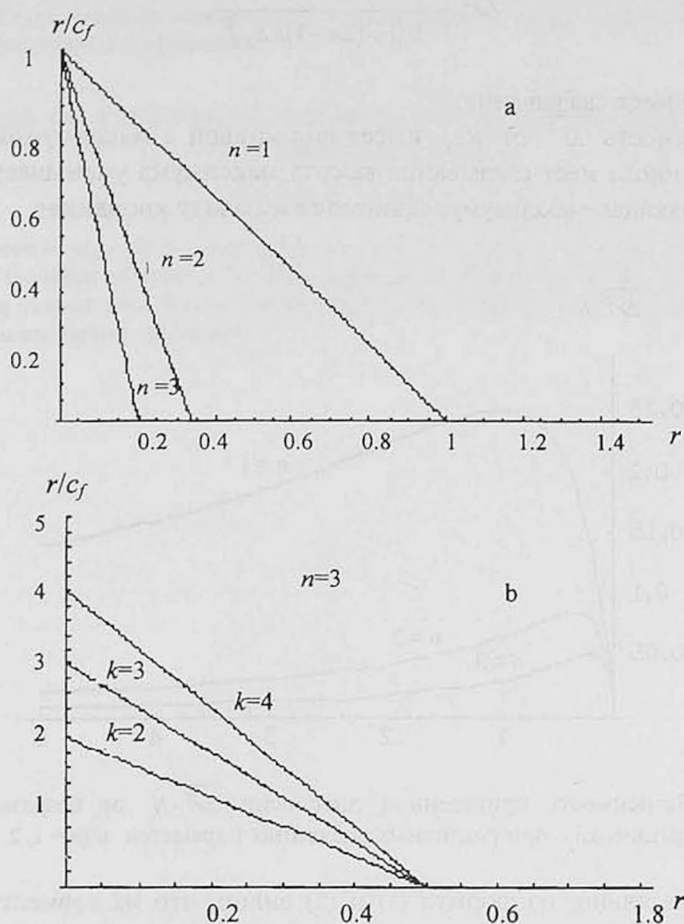


Рис.1. Зависимость вида линейной изотермы адсорбции от числа мест на ДНК, с которыми связывается одна молекула лиганда (а), и от константы связывания (б). Для удобства построения графиков считаем, что K принимает целочисленные значения. На рис.1а $K = 1$ при $n = 1, 2, 3$, а на рис.1б $K = 2, 3, 4$ при $n = 3$. Кривые качественно не изменяются при других значениях K .

Анализ статистических параметров связывания лигандов с ДНК (K и n) показывает, что линейная изотерма адсорбции, построенная в координатах Скэтчарда, позволяет довольно просто оценить K и n (рис.1). Как следует из рис.1а, угол наклона прямой зависит от числа мест связывания и увеличивается с увеличением числа мест связывания. А из рис.1б видно, что при заданном n угол наклона увеличивается с увеличением K .

Учитывая то обстоятельство, что процесс адсорбции лиганда на ДНК имеет вероятностный характер, в работе [6] получено выражение для стационарной дисперсии числа связанных лигандов, которое имеет вид

$$\overline{\Delta r^2} = \frac{Kc_f}{N(1 + (2n-1)Kc_f)^2}, \quad (2)$$

где N – число мест связывания.

Зависимость $\overline{\Delta r^2}$ от Kc_f имеет вид кривой с максимумом (рис.2). С увеличением числа мест связывания высота максимума уменьшается, а координата, отвечающая максимуму, сдвигается к началу координат.

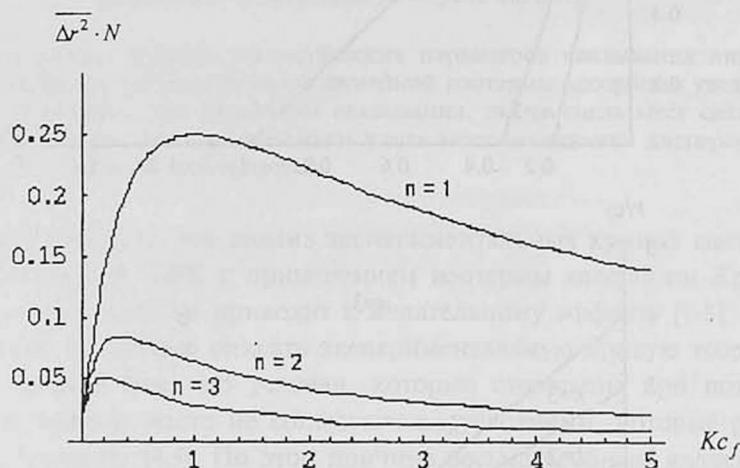


Рис.2. Зависимость приведенной дисперсии $\overline{\Delta r^2} \cdot N$ от безразмерной концентрации Kc_f при различных значениях параметра n ($n=1, 2, 3$).

Следовательно, из формул (1) и (2) видно, что их совместный анализ позволяет при известном значении полного числа мест на ДНК по координате максимума оценить как константу связывания, так и число мест на ДНК, с которыми связывается одна молекула лиганда.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Crothers. Biopolymers, 6, 574 (1968).
2. А.С.Заседателев, Г.В.Гурски, В.М. Волькенштейн. Мол. биология, 5, 245 (1974).
3. J.D.McGee, P.H.Von Hippel. J. Mol. Biol., 86, 469 (1974).
4. Yu.S.Babayan, G.Manzini, F.Quadrifoglio. Nucleic Acids Res., 15, 5803 (1987).
5. Ю.С.Бабаян, Дж.Манзини, Ф.Квадрофолье. Мол. биология, 22, 898 (1988).
6. V.B.Arakelyan, Yu.S.Babayan, G.Potikyan. J. Biomol. Str. Dyn., 18, 231 (2000).
7. Ю.С.Бабаян, В.Б.Аракелян, Г.Г.Потикян. Р.С.Казарян. Биофизика, 46, 1003 (2001).

ԴՆԹ-ի ՀԵՏ ԼԻԳԱՆԴՆԵՐԻ ԿԱՊՄԱՆ ՍՏԱՏԻՍՏԻԿ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ
ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ ՓՈԶՐ ԼՅՈՒՄՆԵՐԻ ԴԵՊՈԻՄ

Ս.ՅՈՒ. ԲԱԲԱՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ կապման հաստատունի և կապման տեղերի թվի մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է գծային իզոթերմի ադսորբցիայի թեքման անկյունը: Ցույց է տրված նաև, որ կապման տեղերի թվի դիսպերսիան փոքրանում է:

ANALYSIS OF STATISTICAL PARAMETERS OF LIGAND-DNA BINDING
AT SMALL FILLINGS

S.Yu. BABAYAN

On the basis of analysis of statistical parameters of ligand-DNA binding, it is shown that the slope angle of the linear adsorption isotherm increases with increasing binding constant, as well as with increasing binding sites. It is also shown that with the increase in binding sites the dispersion of number of bound ligands decreases.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 10 страниц, а краткого сообщения – 3 страниц текста и 2 рисунков. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на машинке или на принтере через 2 интервала.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

6. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

7. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

8. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ս.Ս.Իսրայելյան, Խ.Վ.Սեդրակյան. Հաստատուն բեկման ցուցչով զազային միջավայրում լիցքավորված մասնիկների արագացումը լազերային իմպուլսներով...	311
Մ.Գ.Բարսեղյան, Ա.Ա.Կիրակոսյան. Էլեկտրոնային վիճակների հիբրիդացումն աստիճանաձև քվանտային փոխում մագնիսական դաշտում...	317
Վ.Յ.Մամյան, Ա.Դանազուլյան, Կ.Եղիյան, Դ.Համիլտոն, Չ.Հայդ-Ռայդ, Ա.Կետիկյան, Ա.Նաթան, Ա.Ռադյուշկին, Ս.Ռոդելբրոնն, Ա.Շահինյան, Բ.Վոյտեխովսկի. Պրոտոնի վրա իրական կոմպտոնյան ցրման կտրվածքը փոխանցված մեծ իմպուլսների դեպքում...	325
Գ.Ե.Մարգարյան, Դ.Վ.Բադալյան, Զ.Մ.Բեգլարյան. ¹⁹⁷ Au միջուկների վրա ֆրագմենտների էլեկտրաժնման ժամանակ հեղուկ-գազ փուլային անցման նշանների դրսևորումը...	335
Դ.Ս.Երիցյան, Ա.Ա.Պապոյան, Դ.Մ.Առաքելյան. Էլեկտրամագնիսական ալիքների փոխազդեցությունը բացասական էլեկտրամագնիսական պարամետրերով անհամասեռ միջավայրերի հետ...	346
Գ.Ա.Վարդանյան, Ա.Դ.Գևորգյան, Ա.Ն.Քոչարյան. Խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղների գիրոտրոպ հատկությունները լույսի թեք անկման դեպքում...	355
Դ.Բ.Հայրապետյան, Կ.Գ.Դվյոյան. Էլեկտրոնային վիճակները խիստ սեղմված էլիպսարդային քվանտային կետում էլեկտրական դաշտի առկայությամբ...	365
Ա.Ռ.Սկրտչյան, Ա.Ս.Աբրահամյան, Ռ.Բ.Կոստանյան, Կ.Պ.Հարոյան, Կ.Ս.Մկրտչյան. Ցածրաջերմաստիճան պլազմայի հաղորդականությունը ձայնային զրգռման առկայությամբ...	370
Ռ.Ց.Գաբրիելյան. Մակերևութային արտաների արտապատկերումը Լաուե-Բրեգգյան դիֆրակցիայի միջոցով...	375
Ս.Յու.Բաբայան. ԴՆԹ-ի հետ լիգանդների կապման ստատիստիկ պարամետրերի վերլուծությունը փոքր լցումների դեպքում...	382

CONTENTS

S.S.Israelyan, Kh.V.Sedrakyan. Acceleration of charged particles by laser pulses in a gaseous medium with a constant refraction index...	311
M.G.Barseghyan, A.A.Kirakosyan. Hybridization of electron states in a step quantum well in a magnetic field...	317
V.H.Mamyan, A.Danagoulian, K.Egiyan, D.J.Hamilton, C.Hyde-Wright, A.Ketikyan, A.Nathan, A.Radyushkin, M.Roedelbronn, A.Shahinyan, H.Voskanyan, B.Vojtsekhowski. Cross-section of the Compton scattering from a proton at high momentum transfer...	325
G.E.Markaryan, H.V.Badalyan, D.M.Beglaryan. Indications of liquid-gas phase transition in electroproduction of fragments on ¹⁹⁷ Au nuclei...	335
H.S.Eritsyanyan, A.A.Papoyan, H.M.Arakelyan. Interaction of electromagnetic waves with inhomogeneous media having negative electromagnetic parameters...	346
G.A.Vardanyan, A.H.Gevorgyan, A.N.Kocharian. Gyrotropic properties of cholesteric liquid crystals at oblique incidence of light...	355
D.B.Hayrapetyan, K.G.Dvovyan. Electron states in a strongly flattened ellipsoidal quantum dot in the presence of electric field...	365
A.R.Mkrtchyan, A.S.Abrahamyan, R.B.Kostanyan, K.P.Haroyan, K.S.Mkrtchyan. Conductivity of low-temperature plasma under acoustic disturbance...	370
R.Ts.Gabrielyan. Surface defect mapping by the Laue-Bragg diffraction...	375
S.Yu.Babayan. Analysis of statistical parameters of ligand-DNA binding at small fillings...	382

СОДЕРЖАНИЕ

С.С.Израелян, Х.В.Седракян. Ускорение заряженных частиц лазерными импульсами в газовой среде с постоянным показателем преломления.	311
М.Г.Барсегян, А.А.Киракосян. Гибридизация электронных состояний в ступенчатой квантовой яме в магнитном поле.	317
В.Г.Мамян, А.Данагулян, К.Егиян, Д.Хамилтон, Ч.Хайд-Райт, А.Кетикян, А.Натан, А.Радюшкин, М.Редельбронн, А.Шагинян, А.Восканян, Б.Войцеховский. Сечение комптоновского рассеяния на протоне с большой передачей импульса.	325
Г.Е.Маркрян, Г.В.Бадалян, Д.М.Бегларян. Проявление признаков фазового перехода жидкость-газ при электрообразовании фрагментов на ядрах ^{197}Au	335
О.С.Ерицян, А.А.Папоян, О.М.Аракелян. Взаимодействие электромагнитных волн с неоднородными средами с отрицательными электромагнитными параметрами.	346
Г.А.Варданян, А.А.Геворгян, А.Н.Кочарян. Гиротропные свойства холестерических жидких кристаллов при наклонном падении света.	355
Д.Б.Айрапетян, К.Г.Двоян. Электронные состояния в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке при наличии электрического поля.	365
А.Р.Мкртчян, А.С.Абраамян, Р.Б.Костанян, К.П.Ароян, К.С.Мкртчян. Проводимость низкотемпературной плазмы при акустическом возмущении.	370
Р.Ц.Габриелян. Отображение поверхностных дефектов с помощью лауэ-брегговской дифракции.	375
С.Ю.Бабаян. Анализ статистических параметров связывания лигандов с ДНК при малых заполнениях.	382

Тираж 150. Сдано в набор 12.08.2005.

Подписано к печати 22.08.2005. Печ. л. 5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.