

ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

37, N6, 2002

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

37

№ 6



ՀՀ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ ԻԶԴԱՏԵԼՅՏՎՈ «ԴԻՄԻՏՅՈՒՆ» ՆԱՆ ՐԱ
ԵՐԵՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆ
2002

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ 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. Սկրտչյան
Գ. Հ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrтчyan
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 537.87

ОБ ИНТЕНСИВНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ВНУТРИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА

Л.Ш. ГРИГОРЯН, Г.Ф. ХАЧАТРЯН, С.Р. АРЗУМАНЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 марта 2002 г.)

Рассчитана интенсивность излучения электрона с энергией $1 \leq E_e \leq 5$ МэВ, равномерно вращающегося внутри шара с диэлектрической постоянной $\varepsilon = \varepsilon_0$ и окруженного средой с $\varepsilon = \varepsilon_1$. Показано, что для шара, находящегося в вакууме ($\varepsilon_1 = 1$), излучение может быть очень интенсивным, если удовлетворяется условие Черенкова $v > c/\sqrt{\varepsilon_0}$ для электрона внутри шара, а расстояние орбиты электрона от поверхности шара принимает ряд фиксированных значений. Интенсивность излучения не столь велика, когда электрон вращается внутри полости, окруженной диэлектриком ($\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_1 \neq 1$).

1. Введение

В [1,2] показано, что вещество может оказывать существенное воздействие на излучение релятивистской частицы, вращающейся в постоянном магнитном поле (синхротронное излучение [3,4]). Была рассчитана спектральная интенсивность излучения электрона с энергией $1 \leq E_e \leq 5$ МэВ, равномерно вращающегося в вакууме вокруг шара с диэлектрической проницаемостью $1 < \varepsilon_0 \leq 5$, и показано, что в течение одного оборота электрона на заданной гармонике с номером $k \gg 1$ может испускаться $n_k > k$ квантов электромагнитного поля (расчеты проводились в области $1 \leq k \leq 50$). При отсутствии шара или при вращении электрона в бесконечной и однородной среде с той же диэлектрической проницаемостью испускается $n_k \approx 2\pi e^2 / \hbar c \approx 0,05$ квантов электромагнитного поля. Столь значительное отличие в интенсивности излучения имеет место, когда орбита электрона расположена на определенном расстоянии от поверхности шара и когда скорость электрона $v > c/\sqrt{\varepsilon_0}$ (условие Черенкова).

Позднее в [5,6] были начаты аналогичные исследования для слоистой среды, обладающей цилиндрической симметрией. В [5] была рассчитана интенсивность излучения заряда, равномерно вращающегося вокруг диэлектрического цилиндра, погруженного в однородную среду, и показано, что при выполнении условия Черенкова для вещества ци-

цилиндра и скорости заряда появляются узкие пики в угловом распределении числа квантов, излученных во внешнее пространство. Затем в работе [6] было исследовано вращение заряда по окружности внутри цилиндрического волновода в плоскости его поперечного сечения в предположении, что последний заполнен однородным диэлектриком. Полученные результаты указывают на значительное увеличение интенсивности излучения вдоль направления оси волновода при определенных значениях отношения радиуса цилиндра к радиусу орбиты заряда, если, конечно, удовлетворяется условие Черенкова для вещества цилиндра и скорости заряда.

Данная статья является продолжением работ [1,2]. Ниже рассчитана интенсивность излучения электрона, равномерно вращающегося внутри шара с $\varepsilon = \varepsilon_0$, окруженного средой с $\varepsilon = \varepsilon_1$. Отличие от [1,2] в том, что электрон вращается не за пределами, а внутри шара: $r_e < r_0$, где r_e — радиус орбиты электрона, а r_0 — радиус шара. Разумеется, вращение заряженной частицы внутри шара тормозится ионизационными потерями. Однако еще в 1940г. Л.И.Мандельштам указал, что на пути частицы можно удалить вещество, создав таким образом пустой канал, окружающий траекторию частицы, и если размеры канала меньше длины излучаемой волны, то канал не изменит интенсивности излучения (см., например, [7]).

Так же, как и в [1,2], для упрощения расчетов предполагается, что электрон вращается в экваториальной плоскости шара, и не учитываются явление дисперсии и эффекты, связанные с поглощением излучения.

2. Интенсивность излучения

В [8] выведена формула для интенсивности излучения заряженной частицы, движущейся произвольным образом в сферически-симметричной среде, состоящей из $N \geq 1$ слоев с общим центром и различными диэлектрическими проницаемостями (магнитная проницаемость считалась равной единице). Сначала в [9], а затем в [1,2] она была использована для расчета интенсивности излучения частицы, вращающейся вокруг диэлектрического шара. В случае частицы с зарядом $q = -e$ и скоростью $v = r_e \omega_e$, равномерно вращающейся внутри шара, из формул, выведенных в [8], после преобразований следует, что (усредненная по периоду вращения $2\pi/\omega_e$) интенсивность излучения на частоте $\omega = k\omega_e$ определяется выражением

$$I_k = 2 \frac{q^2 \omega_e^2}{c \sqrt{\varepsilon_1}} \sum_{s=0}^{\infty} (|a_{kE}(s)|^2 + |a_{kH}(s)|^2). \quad (1)$$

Как уже отмечалось, ε_1 — диэлектрическая проницаемость среды, окру-

жающей шар,

$$a_{KE}(s) = kb_l(E)P_l^k(0)\sqrt{\frac{(l-k)!}{l(l+1)(2l+1)(l+k)!}}, \quad l = k + 2s,$$

$$a_{KH}(s) = b_l(H)\sqrt{\frac{(2l+1)(l-k)!}{l(l+1)(l+k)!}} \left. \frac{dP_l^k(y)}{dy} \right|_{y=0}, \quad l = k + 2s + 1, \quad (2)$$

– безразмерные величины, описывающие вклады мультиполей электрического $a_{KE}(s)$ и магнитного $a_{KH}(s)$ типов, $P_l^k(y)$ – присоединенные полиномы Лежандра. Фигурирующие в (2) множители $b_l(E)$ и $b_l(H)$ зависят от номера гармоники k , диэлектрической проницаемости шара ε_0 , отношения радиуса шара к радиусу орбиты электрона $x = r_0/r_e$ и ε_1 :

$$b_l(H) = -\frac{1}{x^2} j_l(u_0), \quad u_l = k \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_1},$$

$$b_l(E) = (l+1)b_{l-1}(H) - lb_{l+1}(H) + \frac{1}{x^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right) \cdot [j_{l-1}(xu_0) + j_{l+1}(xu_0)] \times$$

$$\times [j_{l-1}(u_0) + j_{l+1}(u_0)] \frac{l(l+1)u_1 h_l^{(1)}(xu_1)}{lz'_{l-1} + (l+1)z'_{l+1}}, \quad (3)$$

где $j_l(y)$ и $h_l^{(1)}(y)$ – сферические функции Бесселя и Ганкеля, соответственно. В (3) введены следующие обозначения:

$$f_l(y) \equiv \frac{f_l(y)}{[j_l(xu_0), h_l^{(1)}(xu_1)]}, \quad [a(xu_1), b(xu_1)] \equiv a \cdot \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial a}{\partial x} \cdot b,$$

$$z'_l \equiv \frac{u_1 j'_v(xu_0) h_l^{(1)}(xu_1) / \varepsilon_1 - u_0 j_l(xu_0) h'_v^{(1)}(xu_1) / \varepsilon_0}{u_1 j'_v(xu_0) h_l^{(1)}(xu_1) - u_0 j_l(xu_0) h'_v^{(1)}(xu_1)}. \quad (4)$$

В случае однородной среды ($\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = \varepsilon$)

$$b_l(H) = iu j_l(u); \quad u = k \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon}; \quad b_l(E) = iu(2l+1) \left[j'_l(u) + \frac{1}{u} j_l(u) \right], \quad (5)$$

и поэтому (1) не зависит от x . Более того, (1) преобразуется в известную формулу [10-12]

$$I_k = kvq^2 \left[2J'_{2k}(2k\beta\sqrt{\varepsilon}) + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon\beta^2} \right) \int_0^{2k\beta\sqrt{\varepsilon}} J_{2k}(y) dy \right], \quad (6)$$

где $\beta = v/c$, $J_k(y)$ – функция Бесселя целого порядка, а $\varphi'(y) = d\varphi/dy$.

В последующих численных расчетах по формулам (1), (13) и (14) мы ограничимся суммированием по $s = 1, 2, 3, \dots$ до некоторого наибольшего значения $s_{\max} \gg 1$. Значение s_{\max} будет определяться двумя усло-

виями: во-первых, относительные вклады мультиполей с $s = s_{\max} + 1$ и $s = s_{\max}$ много меньше единицы и, во-вторых, интенсивность излучения мультиполей с $s = s_{\max} + 1$, по крайней мере, на порядок меньше интенсивности излучения мультиполей с $s = s_{\max}$.

3. Результаты численных расчетов

На рис.1 в логарифмическом масштабе приведена зависимость числа квантов электромагнитного поля

$$n_k(x) = \frac{2\pi}{k\hbar\omega_c^2} I_k(x) \quad (7)$$

с частотой $\omega = k\omega_c$, испущенных в течение одного периода вращения электрона, в зависимости от $x = r_0 / r_e$. Энергия электрона $E_e = 2$ МэВ. Значение $k = 26$ выбрано условно (интенсивность излучения электрона I_k максимальна на этой гармонике в случае вращения электрона в пустоте). Пунктирная прямая a соответствует $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 1$ (вращение в пустом пространстве [3,4,10,11]), а пунктирная прямая $b - \varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 3$ (вращение в бесконечной сплошной среде, условие Черенкова $v > c/\sqrt{\varepsilon_0}$ удовлетворяется [12]). В обоих случаях нет зависимости от x и поэтому соответствующие графики – прямые, параллельные оси абсцисс. Кривая c соответствует случаю $\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_1 = 3$ (вращение внутри полости). И, наконец, кривая $d - \varepsilon_0 = 3, \varepsilon_1 = 1$ (вращение электрона внутри шара, окруженного вакуумом). В случаях a и b число испущенных квантов $n_{26} \lesssim e^2 / \hbar c$. Та же ситуация при вращении электрона внутри полости (кривая c). С увеличением x кривая c опускается от точки, близкой к прямой b , до прямой a , осциллируя вокруг нее при $x \rightarrow \infty$. Иная ситуация для электрона, вращающегося внутри шара (кривая d). В этом случае наблюдается ряд узких и аномально высоких пиков (соответствующие значения $n_k(x)$ на несколько порядков больше $e^2 / \hbar c$). Например, для второго пика слева $x_2 = 1,028859362$, а $n_k(x_2) = 619151$. Большинство пиков очень узкие, и поэтому в выбранном масштабе их ширина не наблюдаема [1].

На рис.2 приведена зависимость $n_k(x)$ от номера k излучаемой гармоники для тех же случаев a, b, c и d , что и на рис.1. Для удобства дискретные значения $n_k(x)$, соответствующие целочисленным k , соединены прямыми линиями. Напомним, что в случае кривых a и b нет зависимости от x . В случае кривых c и d значение $x = x_2$ фиксировано. Как видно из приведенных данных, в случае бесконечной сплошной среды (кривая b) имеют место характерные осцилляции [12]. Они имеют место и в случае шара (кривая d). Однако в последнем случае имеется также высокий пик. Он расположен над значением $k = 26$, поскольку выбрано значение $x = x_2 = 1,028859362$. Пик можно "перемещать" вдоль оси абсцисс, меняя значение x .

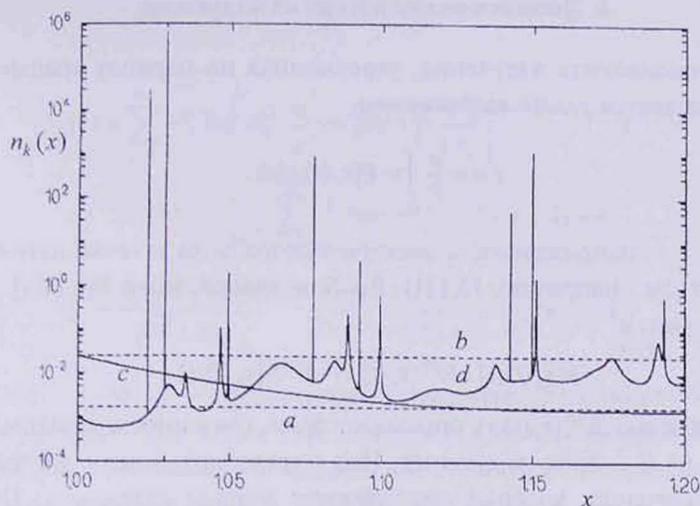


Рис.1. Число квантов электромагнитного поля $n_k(x)$, испущенных в течение одного оборота электрона, в зависимости от $x = r_0/r_e$ (отношение радиуса шара к радиусу орбиты электрона). О прямых a и b см. в тексте. Кривая c соответствует вращению в полости внутри диэлектрика ($\epsilon_1 = 3$), а кривая d — внутри шара ($\epsilon_0 = 3$), окруженного вакуумом ($\epsilon_1 = 1$). Энергия электрона $E_e = 2$ МэВ, номер излучаемой гармоники $k = 26$.

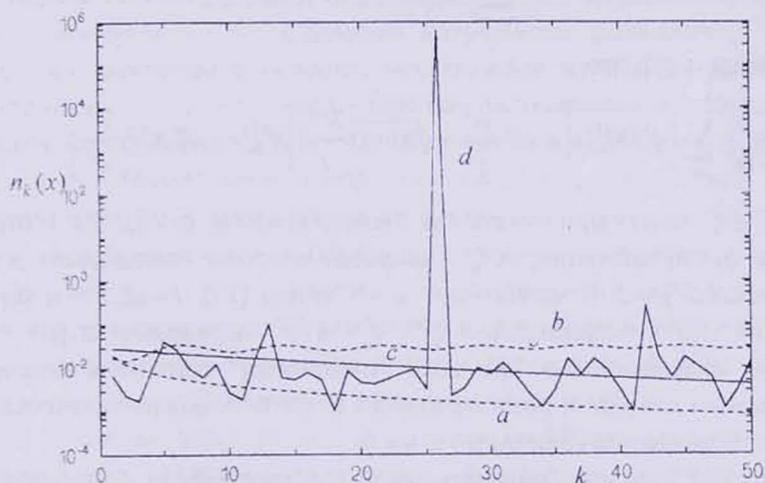


Рис.2. Число испущенных квантов $n_k(x)$ в зависимости от номера излучаемой гармоники k для тех же случаев, что и на рис.1, $x = x_2$.

При других значениях $1 \leq \epsilon_1 < \epsilon_0 \leq 5$, $1 \leq E_e \leq 5$ МэВ и в определенных условиях наблюдается картина, аналогичная той, что и на рис.1 и рис.2.

Численные расчеты дублировались двумя независимыми программами. Одна из них (простая) составлена с помощью Mathematica, а другая (быстродействующая) — на языке Pascal.

4. Энергетические потери на излучение

Интенсивность излучения, усредненная по периоду вращения заряда, определяется также выражением

$$I = -\frac{q}{T} \int_0^T \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}[\mathbf{r}_e(t), t] dt, \quad (8)$$

где $\mathbf{E}[\mathbf{r}_e(t), t]$ — напряженность электрического поля в точке нахождения заряда $\mathbf{r}_e(t)$ (см., например, [3, 11]). Вообще говоря, поле $\mathbf{E}[\mathbf{r}_e(t), t]$ состоит из двух частей

$$\mathbf{E}[\mathbf{r}_e(t), t] = \mathbf{E}^{ch}[\mathbf{r}_e(t), t] + \mathbf{E}^{rad}[\mathbf{r}_e(t), t]. \quad (9)$$

Первое слагаемое $\mathbf{E}^{ch}[\mathbf{r}_e(t), t]$ описывает поле, связанное с зарядом, а второе $\mathbf{E}^{rad}[\mathbf{r}_e(t), t]$ — поле излучения. Нас интересуют потери энергии частицы на излучение, которые описываются вторым слагаемым. Поэтому далее в формуле (8) под \mathbf{E} следует полагать \mathbf{E}^{rad} . Отбрасывание \mathbf{E}^{ch} обусловлено тем, что излучение электромагнитного поля движущимися зарядами, вообще говоря, описывается третьим приближением по v/c [11].

Разлагая в ряд Фурье напряженность электромагнитного поля

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, n\omega_e) \exp(-in\omega_e t), \quad (10)$$

можно показать [8], что

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{i\epsilon}{\omega\epsilon} \sum_{lm} \left\{ q^{lm} \mathbf{X}_{lm}^{(1)} + \left[\epsilon A_2^{lm} \frac{\omega^2}{c^2} + \sqrt{l(l+1)} \frac{b^{lm}}{r} \right] \mathbf{X}_{lm}^{(2)} + \epsilon A_3^{lm} \mathbf{X}_{lm}^{(3)} \frac{\omega^2}{c^2} \right\}. \quad (11)$$

В (11) $\omega = n\omega_e$ может принимать как положительные ($n > 0$), так и отрицательные ($n < 0$) значения; $\mathbf{X}_{lm}^{(\mu)}$ — шаровые векторы продольного $\mu = 1$, электрического $\mu = 2$ и магнитного $\mu = 3$ типов [13], $l = 1, 2, 3, \dots$ и $|m| \leq l$ (выражения для коэффициентов q^{lm} , A_{μ}^{lm} и b^{lm} приведены в [8]). Согласно (10), не зависящая от времени, "постоянная" часть поля описывается слагаемым с $n = 0$, и поэтому замена \mathbf{E} на \mathbf{E}^{rad} («перенормировка») означает отбрасывание слагаемого с $n = 0$.

Перейдя в (8) к новой переменной интегрирования $d\varphi = \omega_e dt$ (начало сферической системы координат r, θ, φ расположено в центре шара), находим

$$I = -\frac{q}{\omega_e T} \int_0^{2\pi} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}^{rad} d\varphi, \quad (12)$$

где $\mathbf{r}_e(t) = (r_e, \pi/2, \omega_e t)$ — радиус-вектор частицы (электрон), вращающейся внутри шара в его экваториальной плоскости. После подстановки соответствующих выражений в (12) приходим к следующей формуле для интенсивности излучения электрона на частоте $\omega = k\omega_e$:

$$I_k = 2qr_e c [U_2(k) + U_3(k)], \quad k = 1, 2, 3, \dots, \quad (13)$$

где

$$U_2(k) = \sum_{s=0}^{\infty} \gamma_2^{lk} \operatorname{Re} \left[A_2^{lk} \frac{\omega^2}{c^2} + \sqrt{l(l+1)} \frac{b^{lk}}{\varepsilon r_e} \right], \quad l = k + 2s,$$

$$U_3(k) = -\frac{\omega^2}{kc^2} \sum_{s=0}^{\infty} \gamma_3^{lk} \operatorname{Re}(iA_3^{lk}), \quad l = k + 2s + 1, \quad (14)$$

$$\gamma_2^{lk} = \frac{Y_{lk}(\pi/2, 0)}{\sqrt{l(l+1)}}, \quad \gamma_3^{lk} = \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \frac{d}{d\theta} Y_{lk}(\theta, 0) \Big|_{\theta=\pi/2},$$

и, наконец, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – сферические гармоники. Результаты численных расчетов по формулам (13) и (14) совпадают с аналогичными результатами предыдущего раздела, что косвенным образом подтверждает корректность наших выкладок.

5. Выводы

Рассчитана интенсивность излучения электрона с энергией $1 \leq E_e \leq 5$ МэВ, равномерно вращающегося внутри шара с $\varepsilon = \varepsilon_0$, окруженного средой $\varepsilon = \varepsilon_1$. Вещество считается прозрачным, а $1 \leq \varepsilon_0, \varepsilon_1 \leq 5$ (дисперсия не учитывается). Численные расчеты проводились для гармоник с номером $k \leq 50$. Согласно полученным результатам, в случае вращения электрона в полости, находящейся внутри бесконечного диэлектрика ($\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_1 \neq 1$), число квантов, испущенных в течение одного оборота электрона $n_k \lesssim e^2 / \hbar c$. Такая же ситуация наблюдается и в случае вращения в бесконечной однородной среде с $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 \neq 1$ или в пустом пространстве ($\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 1$). Иная ситуация при $\varepsilon_0 > \varepsilon_1 \geq 1$. Например, в случае $\varepsilon_0 = 3, \varepsilon_1 = 1$ и $E_e = 2$ МэВ на гармониках с номером $k \gg 1$ может испускаться $n_k \gg e^2 / \hbar c$ квантов электромагнитного поля в течение одного оборота электрона. Столь сильное излучение возможно при определенных значениях отношения радиуса шара к радиусу орбиты электрона и когда удовлетворяется условие Черенкова $v > c / \sqrt{\varepsilon_0}$.

Пики на рис.1 узкие, и поэтому малейшее изменение орбиты вращающейся частицы (из-за потерь энергии на излучение и других причин) приведет к уменьшению интенсивности излучения. Потери можно восполнить электрическим полем, ускоряющим частицу [1], однако перспективнее выбрать другую траекторию частицы и изменить геометрию диэлектрика. Усложнение расчетов можно скомпенсировать существенным упрощением экспериментальной установки по наблюдению обсуждаемого явления интенсивного излучения.

Авторы признательны академику А.Р.Мкртчяну за постоянный интерес к работе, а также А.А.Сааряну и А.С.Котанджян за детальные обсуждения.

Работа выполнена в рамках гранта 1361 Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян. Известия НАН Армении, Физика, 33, 267 (1998); cond-mat/0001322, 2000.
2. L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, P.F.Kazaryan. Proceedings of LS-8, Greifswald, Germany, 30.08-03.09, 1998, p.396.
3. А.А.Соколов, И.М.Тернов. Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
4. И.М.Тернов. УФН, 165, 429 (1995).
5. А.С.Котанджян, Г.Ф.Хачатрян, А.В.Петросян, А.А.Саарян. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 115 (2000).
6. А.С.Котанджян, А.А.Саарян. Изв. НАН Армении, Физика, 36, 310 (2001).
7. Б.М.Болотовский. Свечение Вавилова-Черенкова. М., Наука, 1964.
8. С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян. Изв. НАН Армении, Физика, 30, 99 (1995).
9. С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, Х.В.Котанджян. Изв. НАН Армении, Физика, 30, 106 (1995).
10. М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм.ССР, 1969.
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., Наука, 1973.
12. В.П.Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М., Атомиздат, 1968.
13. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Квантовая электродинамика. М., Наука, 1980.

ԳԻԷԼԵԿՏՐՈՎԱՆ ԳՆԳԻ ՆԵՐՍՈՒՄ ՊՏՏՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԴԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Լ.Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Հ.Ֆ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս.Ր. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ

Հաշվարկված է $\varepsilon = \varepsilon_1$ դիէլեկտրական թափանցելիությամբ միջավայրում գտնվող $\varepsilon = \varepsilon_0$ դիէլեկտրական թափանցելիությամբ գնդի ներսում հավասարաչափ պտտվող $1 \leq E_e \leq 5$ ՄեՎ էներգիայով էլեկտրոնի ճառագայթման ինտենսիվությունը: Վակուումում գտնվող գնդի դեպքում ($\varepsilon_1 = 1$) ցույց է տրված, որ հնարավոր է չափազանց ինտենսիվ ճառագայթում, երբ գնդի ներսում էլեկտրոնի համար բավարարվում է Չերենկովի պայմանը՝ $v > c/\sqrt{\varepsilon_0}$ և էլեկտրոնի ուղեծրի հեռավորությունը գնդի մակերևույթից ընդունում է որոշակի արժեքներ: Ծառագայթման ինտենսիվությունը մնանաչափ մեծ չէ, երբ էլեկտրոնը պտտվում է դիէլեկտրիկի ներսում գտնվող գնդածև խոռոչում ($\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_1 \neq 1$):

ON THE INTENSIVE RADIATION FROM AN ELECTRON ROTATING IN A DIELECTRIC SPHERE

L.SH. GRIGORYAN, H.F. KHACHATRYAN, S.R. ARZUMANYAN

The intensity of radiation from an electron with the energy $1 \leq E_e \leq 5$ MeV at uniform rotation in a sphere with the permittivity $\varepsilon = \varepsilon_0$ immersed in a medium with $\varepsilon = \varepsilon_1$ is calculated. For the case of a sphere in vacuum ($\varepsilon_1 = 1$) the radiation is shown to be highly intensive, when the Cherenkov condition $v > c/\sqrt{\varepsilon_0}$ for an electron in the sphere is satisfied and the distance between the orbit of an electron and the surface of the sphere takes some specific values. When an electron rotates inside a cavity surrounded by a dielectric medium ($\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_1 \neq 1$), the intensity of radiation is not so high.

УДК 548.732

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ В СИСТЕМАХ КРИСТАЛЛ-ВАКУУМ

Л.А. АРУТЮНЯН, Г.М. ОГАНЕСЯН

Ереванский государственный университет

К.Г. ТРУНИ

Интернациональная академия науки и технологии, Глендейл, США

(Поступила в редакцию 29 июля 2002 г.)

На основе одного из широко распространенных алгоритмов численного интегрирования уравнений Такаги развита метод моделирования динамической дифракции рентгеновских лучей в системах кристалл-вакуум (КВ), состоящих из кристаллических и вакуумных областей. В предлагаемом методе не требуется явного задания граничных условий на внутренних границах рассматриваемой системы. В качестве примера новый метод применен в задаче дифракции рентгеновских лучей на ограниченных кристаллах.

1. Введение

В двухволновом приближении динамической дифракции рентгеновского излучения в кристаллах волновое поле внутри кристалла можно представить в виде суммы проходящей и отраженной квазиплоских волн:

$$D^{(cr)}(\mathbf{r}) = D_0^{(cr)}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + D_h^{(cr)}(\mathbf{r}) \exp(i(\mathbf{k}_0 + \mathbf{h}) \mathbf{r}), \quad (1)$$

где \mathbf{h} – вектор обратной решетки рассматриваемого отражения. Квазиамплитуды $D_0^{(cr)}(\mathbf{r})$ и $D_h^{(cr)}(\mathbf{r})$ удовлетворяют уравнениям Такаги [1], которые для недеформированного кристалла представляются в виде

$$\begin{cases} (\mathbf{s}_0 \cdot \text{grad } D_0^{(cr)}(\mathbf{r})) = i \frac{KC\chi_h^-}{2} D_h^{(cr)}(\mathbf{r}), \\ (\mathbf{s}_h \cdot \text{grad } D_h^{(cr)}(\mathbf{r})) = i \frac{KC\chi_h}{2} D_0^{(cr)}(\mathbf{r}). \end{cases} \quad (2)$$

Здесь \mathbf{s}_0 и \mathbf{s}_h – единичные векторы, параллельные волновым векторам \mathbf{k}_0 и $\mathbf{k}_0 + \mathbf{h}$ соответственно, K – волновое число в вакууме, C – поляризационный фактор, χ_h и χ_h^- – коэффициенты Фурье-разложения поляризуемости кристалла, соответствующие прямому (\mathbf{h}) и обратному ($-\mathbf{h}$)

векторам дифракции. В общем случае в уравнениях Такаги имеется некая произвольность в выборе волнового вектора \mathbf{k}_0 , ограниченная медленностью изменения квазиамплитуд $D_0^{(cr)}(\mathbf{r})$ и $D_0^{(vac)}(\mathbf{r})$ по сравнению с экспонентами, входящими в выражение (1). В нашем случае \mathbf{k}_0 определено из условий $\mathbf{k}_0^2 = (\mathbf{k}_0 + \mathbf{h})^2 = K^2(1 + \chi_0)$, где χ_0 – средняя поляризуемость кристалла.

Вакуумное волновое поле представим в форме, аналогичной (1):

$$D^{(vac)}(\mathbf{r}) = D_0^{(vac)}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{K}_0 \mathbf{r}) + D_h^{(vac)}(\mathbf{r}) \exp(i(\mathbf{K}_0 + \mathbf{h}) \mathbf{r}). \quad (3)$$

Так как поляризуемость кристалла для жесткого рентгеновского излучения намного меньше единицы, граничные условия на кристаллических поверхностях приводятся к условиям непрерывности проходящих и отраженных волновых полей¹. В частности, если выбрать $\mathbf{K}_0 = \mathbf{k}_0$ (именно так мы будем считать в дальнейшем), для граничных условий получим более простой вид:

$$D_g^{(cr)}(\mathbf{r}_e) = D_g^{(vac)}(\mathbf{r}_e) \quad (g = 0; h),$$

где \mathbf{r}_e – радиус-вектор произвольной точки вышеупомянутых поверхностей.

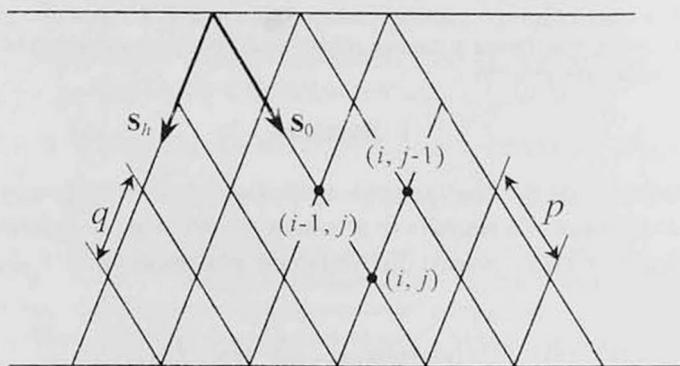


Рис.1. Сетка интегрирования уравнений Такаги, использованная в CSA [2].

Рассмотрим вкратце один из алгоритмов численного интегрирования уравнений Такаги, так называемый “алгоритм с постоянным шагом” (CSA) [2]. Внутри кристалла, в плоскости рассеяния, вводится сетка интегрирования с узлами в точках

¹ Таким упрощением мы исключаем из дальнейшего рассмотрения случаи, когда проходящий или отраженный пучок составляют экстремально малый угол с некоторой областью этой границы.

$$\mathbf{r}_{ij} = ips_0 + jq\mathbf{s}_h, \quad (4)$$

где p и q – шаги сетки по направлениям \mathbf{s}_0 и \mathbf{s}_h соответственно, а i и j – целые числа (рис.1). Согласно этому методу, волновое поле в некоем узле (i, j) введенной сетки определяется линейной комбинацией волновых полей в узлах $(i-1, j)$ и $(i, j-1)$:

$$\begin{bmatrix} D_0^{(cr)}(\mathbf{r}_{ij}) \\ D_h^{(cr)}(\mathbf{r}_{ij}) \end{bmatrix} = \frac{1}{1-AB} \begin{bmatrix} 1 & A & AB & A \\ B & AB & B & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_0^{(cr)}(\mathbf{r}_{i-1j}) \\ D_h^{(cr)}(\mathbf{r}_{i-1j}) \\ D_0^{(cr)}(\mathbf{r}_{ij-1}) \\ D_h^{(cr)}(\mathbf{r}_{ij-1}) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где A и B – параметры, пропорциональные соответственно шагам сетки p и q , и при разумном выборе последних, они намного меньше единицы². Ур.(5) позволяет вычислить значения квазиамплитуд во всех узлах внутри кристалла. Вычисления начинаются с входной поверхности, где квазиамплитуды определяются из граничных условий.

Целью данной работы является обобщение упомянутого выше метода численного интегрирования уравнений Такаги для систем КВ.

2. Распространение рентгеновских лучей в вакууме

Подставляя общее выражение (3) для вакуумного волнового поля в волновое уравнение Пуассона

$$\nabla^2 D + K^2 D = 0,$$

получим уравнения, описывающие распространение проходящих и отраженных квазиплоских волн в вакууме:

$$(\mathbf{s}_g \cdot \text{grad}) D_g^{(vac)} = i \frac{K^2 - \mathbf{k}_g^2}{2K} D_g^{(vac)}, \quad (g = 0, h), \quad (6)$$

где $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{h}$. При выводе последних, как и в случае уравнений Такаги, отброшены члены, пропорциональные второй производной от квазиамплитуд. Это приводит к пренебрежению дифракционными явлениями в вакууме, что обычно допустимо, когда речь идет о расстояниях порядка размеров кристаллических блоков.

Как и в случае кристаллической среды, введем сетку интегрирования в вакууме, с узлами, определенными согласно (4). Поступая аналогичным образом, как при выводе (5), из (6) получим рекуррентные соотношения

² Выражение (5) написано для частного случая недеформированного кристалла, при упомянутом выше выборе волнового вектора \mathbf{k}_0 .

$$\begin{cases} D_0^{(vac)}(\mathbf{r}_{i,j}) = \frac{1+i\beta_0 p/2}{1-i\beta_0 p/2} D_0^{(vac)}(\mathbf{r}_{i-1,j}), \\ \dots \\ D_h^{(vac)}(\mathbf{r}_{i,j}) = \frac{1+i\beta_h q/2}{1-i\beta_h q/2} D_h^{(vac)}(\mathbf{r}_{i-1,j}), \end{cases} \quad (7)$$

где

$$\beta_0 = \frac{K^2 - k_0^2}{2K}, \quad \beta_h = \frac{K^2 - k_h^2}{2K}.$$

Хотя приведенные уравнения не дают ничего нового, а лишь описывают распространение проходящих и отраженных пакетов в вакууме без учета дифракционных явлений, они полезны для дальнейших рассуждений. Являясь формально частным случаем выражения (5), ур-я (7) позволяют распространить упомянутый выше алгоритм интегрирования уравнений Такаги для описания распространения рентгеновских лучей в вакууме.

3. Моделирование дифракции в системе КВ

Разделим мысленно кристалл на маленькие кристаллы, связанные с узлами вышеупомянутой сетки интегрирования. Тогда $D_0(\mathbf{r}_{i,j})$ и $D_h(\mathbf{r}_{i,j})$ будут представлять квазиамплитуды проходящих и отраженных волновых полей на этих кристаллах. Упомянутый выше алгоритм численного интегрирования уравнений Такаги можно интерпретировать как моделирование динамической дифракции рентгеновского излучения в кристалле при условии, что дифракция на одном, достаточно маленьком, кристалле описывается уравнениями (5). Такая трактовка позволяет распространить этот алгоритм и на системы КВ. Если расширим сетку интегрирования на всю систему КВ, то эту систему можно рассматривать как совокупность маленьких кристаллов, связанных только с теми узлами сетки, которые находятся в кристаллической среде (рис.2). Как и раньше, будем последовательно вычислять значения квазиамплитуд на всех узлах сетки, начиная с входной поверхности системы. Для узлов, находящихся внутри кристаллической среды, будем использовать ур.(5), а для вакуумных – ур.(7). Хотя при таком подходе заметно увеличивается объем компьютерных вычислений, этот подход позволяет избежать явного, подчас трудоемкого, применения граничных условий.

Описанный алгоритм можно обосновать следующим образом. Для системы, состоящей из кристаллических и вакуумных областей, мы находим некое волновое поле, которое, с одной стороны, удовлетворяет уравнениям Такаги в кристаллических областях, с другой – уравнению Пуассона в вакуумных. Удовлетворяет оно и граничным условиям, как на входной поверхности общей системы, так и на внутренних границах

кристалл–вакуум, так как на последних сохраняется непрерывность квазиамплитуд (разумеется, при достаточно малых шагах сетки интегрирования). Известно, что эти условия обеспечивают единственность решения волнового уравнения.

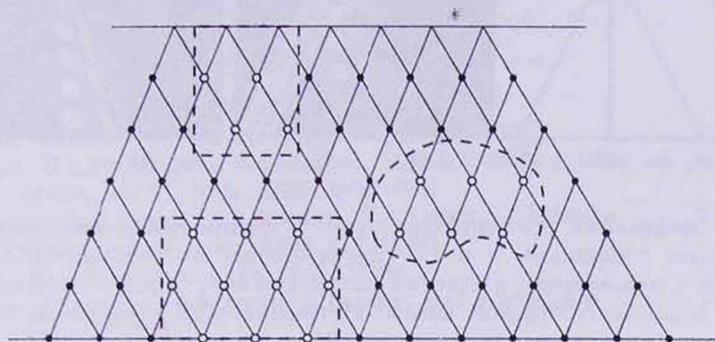


Рис.2. Система КВ и сетка интегрирования. Темными точками отмечены узлы сетки в кристалле, светлыми – узлы сетки в вакууме. Пунктирами отмечены вакуумные области.

Предлагаемый алгоритм можно использовать в случае многоблочных интерферометров. При этом все или отдельные блоки интерферометра могут быть ориентированы как по геометрии Лауэ, так и по геометрии Брэгга. Важно, чтобы во всей системе в дифракции участвовало только одно семейство кристаллических плоскостей, т.е. чтобы двухволновое приближение реализовалось для всей системы в целом. Отметим также необходимость отсутствия разориентаций между блоками интерферометра.

Другой областью применения этого алгоритма могут послужить брэгг-френелевские зонные пластинки, на выходных поверхностях которых нанесен рельеф по френелевскому закону [3-6]. В результате этого на боковых поверхностях вышеупомянутого рельефа могут возникнуть многократные отражения рентгеновских лучей.

В качестве примера предложенный алгоритм был применен для расчета дифракции падающей δ -образной волны на ограниченном кристалле – задача, подробно рассмотренная в литературе [7-9]. На рис.3а показана геометрия дифракции, а на рис.3б и 3в – распределение интенсивностей соответственно проходящего и отраженного волновых полей. Как и следовало ожидать из граничных условий, отраженная волна обращается в нуль на боковой грани кристалла ВС и остается нулевой правее от него, в вакууме. Проходящая же волна выходит в вакуум через эту грань и дальше распространяется по закону параллельного перемещения. При этом в кристалле, в области H_1O_1C образуется дополнительная волна, соответствующая отражению от боковой грани кристалла.

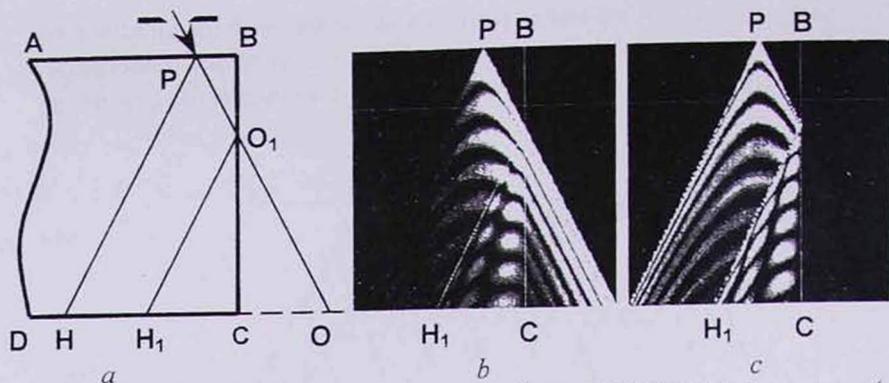


Рис.3. Дифракция рентгеновских лучей в ограниченном кристалле (*a* – геометрия дифракции, *b* и *c* – распределения интенсивностей проходящего и отраженного излучений соответственно). ABCD – кристалл, P – точка падения δ -образной волны. Излучение $\text{MoK}_{\alpha 1}$, отражение $\text{Si}(220)$, толщина кристаллической пластинки (BC) – 290 мкм.

4. Заключение

Известный алгоритм моделирования динамической дифракции рентгеновских лучей в кристаллах – CSA обобщен таким образом, что в качестве частных случаев включает в себя распространение рентгеновских лучей как в кристаллической среде, так и в вакууме. В результате получен алгоритм, моделирующий дифракцию рентгеновских лучей в системах, состоящих из кристаллических и вакуумных областей (интерферометры, ограниченные кристаллы, брэгг-френелевские зонные пластинки и т.д.). При этом отпадает необходимость явного задания граничных условий при переходе рентгеновских лучей от кристаллических областей в вакуумные и наоборот. Эти условия удовлетворяются автоматически, по ходу пошагового интегрирования волнового уравнения. Вышеотмеченная особенность рассматриваемого алгоритма позволяет создать компьютерную программу, в которой переход от одной системы КВ к другой приводит лишь к переопределению программного кода функции, определяющей принадлежность данной точки к кристаллической или вакуумной среде.

В конце упомянем об одной существенной ограниченности предложенного метода. Она связана с тем, что метод CSA был использован нами лишь в частном случае недеформированного кристалла. В нашем случае это приводит к требованию не только идеальности отдельных кристаллических блоков системы, но и существования единой, неискаженной кристаллической решетки для всех блоков системы в целом. Другими словами, все блоки системы должны быть частями единого недеформированного кристалла. Авторы надеются, что предлагаемый алгоритм можно обобщить и для искаженных кристаллических систем, что,

в частности, позволит рассматривать интерферометры с разориентированными блоками.

Авторы благодарят Е.В.Прохоренко и М.К.Баляна за обсуждение работы, а также А.П.Джотян за ценные советы.

Работа поддержана грантом INTAS 99-0469.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Takagi. J. Phys. Soc. Jap., 26, 1239 (1969).
2. Y.Epelboin. Materials Science and Engineering, 73, 1 (1985).
3. Yu.A.Basov, T.L.Pravdivtseva, A.A.Snigirev, M.Belakhovsky, P.Dhez, and A.Freund. Nuclear Instrum. and Methods, A308, 363 (1991).
4. V.V.Aristov, Yu.A.Basov, A.A.Snigirev, V.A.Yunkin, T.Ishikawa, and S.Kikuta. Nuclear Instrum. and Methods, A308, 413 (1991).
5. A.Snigirev. Rev. Sci. Instrum., 66, 2053 (1995).
6. A.Snigirev, I.Snigireva, P.Bosecke, S.Lequien, and I.Schelokov. Optics Communications, 135, 378 (1997).
7. T.Saka, T.Katagawa, and N.Kato. Acta Cryst., A28, 102 (1972).
8. T.Saka, T.Katagawa, and N.Kato. Acta Cryst., A28, 113 (1972).
9. Е.В.Шулаков, И.А.Смирнова, Э.В.Суворов. Материалы совещания "Рентгеновская оптика - 2001", Нижний Новгород, 2001, с.277.

ԲՅՈՒՐԵՂ-ՎԱԿՈՒՌՄ ՀԱՍԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ
ԾԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՄՈԳԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ

Լ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ.Մ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Կ.Գ. ԹՐՈՒՆԻ

Հիմք ընդունելով Տալկազիի հավասարումների թվային ինտեգրման լայն տարածում ստացած ալգորիթմներից մեկը, զարգացված է բյուրեղ-վակուում համակարգերում ռենտգենյան ճառագայթների դինամիկ դիֆրակցիայի մոդելավորման եղանակ: Առաջարկվող եղանակում չի պահանջվում դիտարկվող համակարգի ներքին մակերևույթներին սահմանային պայմանների բացահայտ կիրառումը: Որպես օրինակ զարգացված մեթոդը կիրառված է սահմանափակ բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի խնդրում:

SIMULATION OF X-RAY DIFFRACTION IN CRYSTAL-VACUUM SYSTEMS

L.A. HAROUTUNYAN, G.M. HOVHANNISYAN, K.G. TROUNI

Based on one of the most widely used algorithms of numerical integration of Takagi equations, a method has been developed for modeling of dynamical diffraction of X-rays in crystal-vacuum systems consisting of crystalline and vacuum regions. In the proposed method an explicit setting of boundary conditions at internal borders of the system to be studied is not required. For illustration this method was applied to the problem of X-ray diffraction in polyhedral crystals.



УДК 535.343.4

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ШИРИНЫ ЛАЗЕРА НА СУБДОПЛЕРОВСКУЮ СТРУКТУРУ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ АТОМАРНЫХ ПАРОВ В СВЕРХТОНКИХ ЯЧЕЙКАХ

Д.Г. САРКИСЯН¹, А.В. ПАПОЯН¹, Т.С. ВАРЖАПЕТЯН¹,
Т. БЕККЕР², Г. ВАЛЬТЕР^{2,3}

¹Институт физических исследований НАН Армении

²Sektion Physik der Universität München, Garching, Germany

³Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, Germany

(Поступила в редакцию 5 сентября 2002 г.)

Изготовлена сверхтонкая ячейка с толщиной столба паров атомов рубидия $L \approx 400$ нм. С помощью обычных одночастотных диодных лазеров реализовано субдоплеровское разрешение спектра резонансной флюоресценции D_2 -линии атомарных паров Rb. Это позволило спектрально разрешить переходы между отдельными атомными уровнями сверхтонкой структуры, в то время как в ячейках обычной длины эти переходы спектрально не разрешены из-за доплеровского уширения. Исследовано влияние спектральной ширины лазера в случае 25 МГц и 1 МГц на субдоплеровское разрешение спектра резонансной флюоресценции.

1. Введение

В работах [1,2] было показано, что используя тонкие ячейки с толщиной столба паров атомов $L \sim 10$ мкм, а также применяя специальную технику частотной модуляции (ЧМ) частоты диодного лазера, можно реализовать субдоплеровское разрешение спектра поглощения атомарных паров. Позже, в работе [3] было продемонстрировано, что используя сверхтонкие ячейки (СТЯ) с толщиной столба паров атомов $L \sim 100 - 500$ нм, с помощью обычных диодных лазеров с шириной спектра ~ 25 МГц также можно получить субдоплеровское разрешение спектра резонансной флюоресценции (РФ) и поглощения атомарных паров, причем при этом нет необходимости в ЧМ.

В работе [4] было показано, что при использовании обычных ячеек с толщиной столба паров атомов $L \sim 1 - 100$ мм увеличение интенсивности лазерного излучения накачки выше 1 мВт/см² приводит к умень-

шению интенсивности РФ атомарных паров, что обусловлено эффектом оптической накачки. В случае же применения СТЯ увеличение интенсивности лазерного излучения накачки вплоть до 100 мВт/см^2 приводит к увеличению интенсивности РФ паров, что важно для многих практических применений. Следует отметить также следующее преимущество: в отличие от известной техники "насыщения поглощения" [5], в случае применения СТЯ соотношение амплитуд РФ атомарных паров для переходов между уровнями сверхтонкой структуры остается линейным (то есть амплитуды соотносятся как вероятности переходов). В случае же использования насыщения поглощения (которое является сильно нелинейным процессом) соотношение амплитуд переходов сильно зависит от параметров эксперимента и совершенно не соответствует вероятностям переходов. Таким образом, применение СТЯ позволяет решать новые задачи в лазерной спектроскопии.

В настоящее время широко используются лазерные диоды, имеющие спектральную ширину лазерной линии около 25 МГц . Менее доступными являются лазерные диоды, имеющие спектральную ширину 1 МГц . Целью настоящей работы было исследование влияния ширины спектра лазерного излучения на субдоплеровскую структуру РФ атомарных паров в СТЯ.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Непрерывное излучение лазерного диода направлялось параллельным пучком перпендикулярно к поверхности окна СТЯ для реализации максимального субдоплеровского спектрального разрешения [1]. Конструкция СТЯ аналогична приведенной в [3], с тем лишь отличием, что окна СТЯ в нашем случае изготовлены из технического сапфира, оптическая ось S которого перпендикулярна поверхности окна, чтобы избежать двулучепреломления. Длина L столба паров Rb составляла $\approx 400 \text{ нм}$. Эта величина определялась с помощью спектрометра "Specord" следующим образом: регистрировался спектр пропускания СТЯ в широкой области частот (рис.2). Внутренние поверхности сапфировых окон, которые образуют зазор $\approx 400 \text{ нм}$, в достаточной степени плоско-параллельны, и учитывая $\sim 7,5 \%$ отражение от каждой из них, имеем слабо-добротный эталон Фабри-Перо (этим объясняется неглубокая модуляция интенсивности прошедшего излучения). Частотное расстояние (в единицах см^{-1}) между максимумами (или минимумами) эталона Фабри-Перо определяется как $\Delta(\text{см}^{-1}) = 1/(2L)(\text{см})$. Из рис.2 видно, что $\Delta(\text{см}^{-1}) \approx 12500 \text{ см}^{-1}$, следовательно $L \approx 400 \text{ нм}$.

СТЯ помещалась в печку, которая имела четыре отверстия: два отверстия для прохождения лазерного излучения, два других отверстия –

для регистрации РФ атомарных паров в направлении, перпендикулярном лазерному пучку. Температура бокового отростка СТЯ, которая определяет плотность N атомов рубидия, поддерживалась при 120°C , что соответствует $N \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для предотвращения конденсации паров Rb на окнах температура СТЯ поддерживалась на $\sim 20^{\circ}\text{C}$ выше. Сигнал РФ паров регистрировался фотодиодом ФД24К и усиливался операционным усилителем, подключенным к двухлучевому осциллографу С8-14. Осциллограммы спектральных сигналов подвергались компьютерной обработке. Для получения спектров РФ частота лазера линейно сканировалась в спектральной области $\sim 7 \text{ ГГц}$ вокруг D_2 -линии атомов Rb (780 нм) посредством модуляции тока инжекции. При регистрации спектров РФ применялась пилообразная модуляция с частотой 15 Гц.

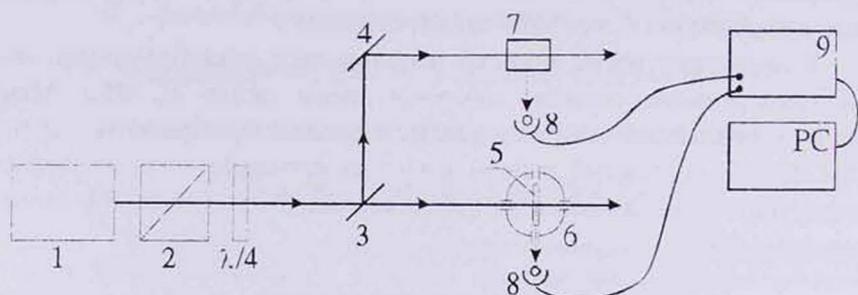


Рис.1. Схема оптической части экспериментальной установки. 1 – лазерный диод; 2 – призма Глана; $\lambda/4$ – просветленная четвертьволновая пластина; 3 – делитель пучка (стеклянная пластина); 4 – 100% зеркало; 5 – сверхтонкая ячейка (СТЯ) с Rb; 6 – печь с четырьмя отверстиями; 7 – ячейка длиной 1 см с парами Rb; 8 – фотоприемники (фотодиоды); 9 – осциллограф; PC – компьютер.

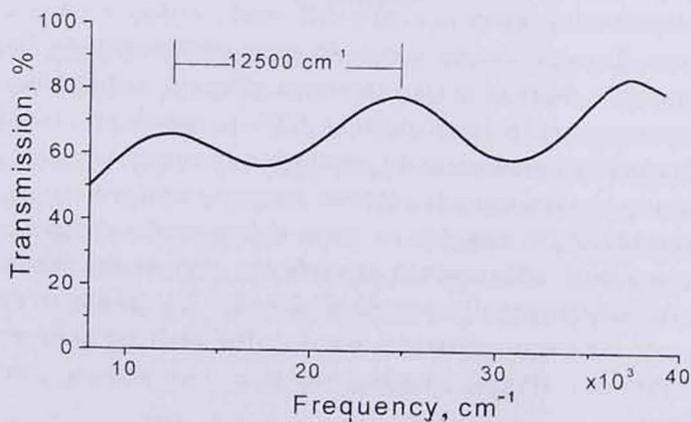


Рис.2. Спектр пропускания СТЯ, полученный на спектрометре "Specord". Толщина зазора L определяется из соотношения $L = 1/(2\Delta) \text{ (см}^{-1}\text{)}$.

Мощность лазерного излучения составляла ~ 3 мВт при диаметре пучка $d = 3$ мм, так что максимальная интенсивность излучения на входе в СТЯ достигала 40 мВт/см². Для измерений в основном использовался лазер со спектральной шириной излучения 25 МГц. Для сравнения спектров РФ использовалось также лазерное излучение примерно той же интенсивности, но со спектральной шириной 1 МГц [6]. Для увеличения степени линейной поляризации возбуждающего излучения, а также для уменьшения влияния обратной связи от отраженного (“паразитного”) излучения на работу диодного лазера использовались призма Глана-Томсона и просветленная четвертьволновая пластинка для длины волны 780 нм.

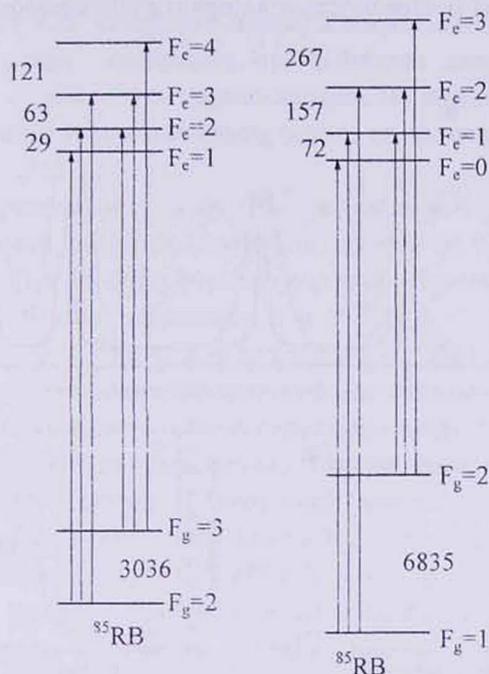


Рис.3. Схема сверхтонкой структуры D_2 -линии атомов рубидия.

На рис.3 приведена схема уровней атомов рубидия и переходов между ними, задействованных в эксперименте. Как видно, линия D_2 состоит из следующих четырех групп переходов: $^{87}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_c=1,2,3$; $^{85}\text{Rb } F_g=3 \rightarrow F_c=2,3,4$; $^{85}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_c=1,2,3$; $^{87}\text{Rb } F_g=1 \rightarrow F_c=0,1,2$, где F_g и F_c – сверхтонкие уровни нижнего и верхнего состояний, соответственно.

Результаты и обсуждение

В работе [3] отмечалось, что спектральное разрешение отдельных атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры достигается лучше в случае РФ, чем в спектре поглощения. По этой причине проводилась только регистрация спектров РФ. На рис.4а приведены спектры

РФ в случае ячейки с Rb длиной ≈ 1 см при комнатной температуре (пунктирная кривая) и спектр РФ в случае использования СТЯ (сплошная кривая). Измерения производились одновременно, при этом часть лазерного пучка (8 %) направлялась в ячейку длиной ≈ 1 см, а основная часть пучка направлялась в СТЯ (рис.1). Спектр РФ состоит из следующих четырех групп (b,c,d,f), каждая из которых состоит из трех переходов между уровнями сверхтонкой структуры (см. рис.3): $^{87}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_c=1,2,3$ (b); $^{85}\text{Rb } F_g=3 \rightarrow F_c=2,3,4$ (c); $^{85}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_c=1,2,3$ (d); $^{87}\text{Rb } F_g=1 \rightarrow F_c=0,1,2$ (f). На рис.4b-f приведены спектры РФ в случае обычной ячейки длиной ≈ 1 см при комнатной температуре (пунктирные кривые) и СТЯ (сплошные кривые) с увеличенным частотным разрешением для каждой отдельной группы (очередность – в порядке возрастания частоты).

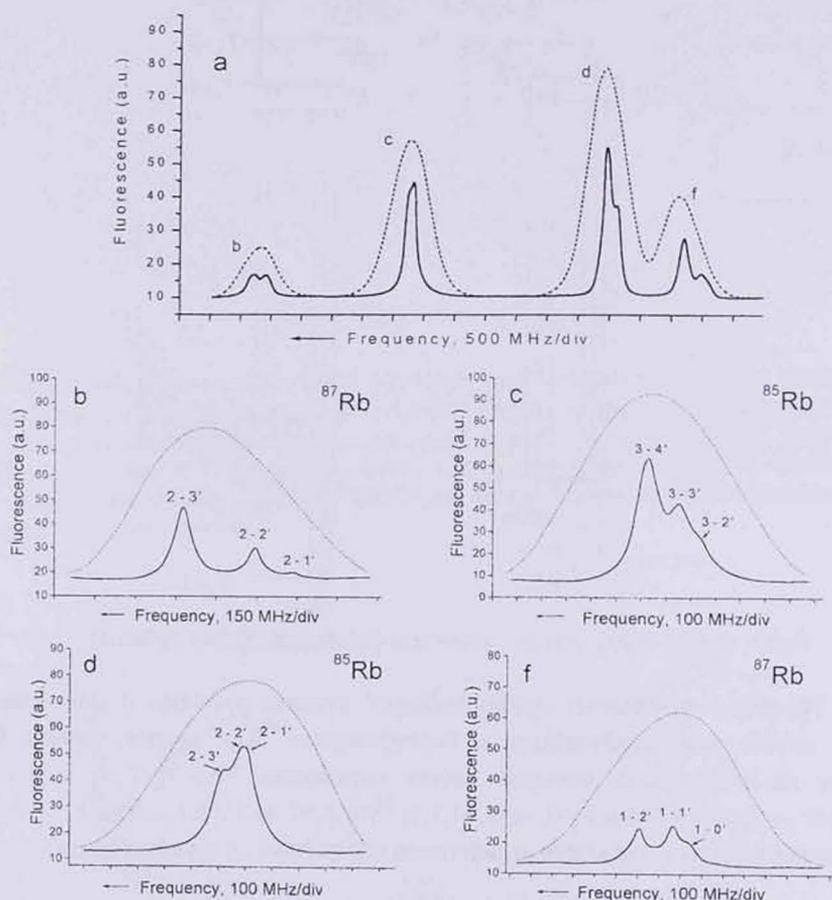


Рис.4. Спектры резонансной флюоресценции в случае обычной ячейки длиной ≈ 1 см (пунктирные кривые) и в случае использования СТЯ (сплошные кривые). Спектральная ширина лазера ≈ 25 МГц. а – спектр резонансной флюоресценции, охватывающий все четыре группы переходов (см. текст); b,c,d,f – участки спектра резонансной флюоресценции с увеличенным частотным разрешением для каждой отдельной группы.

Как известно [5], спектр РФ обычной ячейки доплеровски-уширен (ширина спектра отдельного перехода составляет ~ 500 МГц при комнатной температуре). Как видно из рис.4, использование СТЯ позволяет реализовать субдоплеровское разрешение спектра РФ (сплошная кривая). Физика этого явления подробно описана в [1-3,7-9]. Здесь лишь коротко отметим следующее: атомы со средней тепловой скоростью $v \approx 280$ м/с, летящие в СТЯ вдоль лазерного пучка (именно эти быстрые атомы и обуславливают доплеровское уширение [5]), не успевают поглотить и излучить фотоны, поскольку время пролета между стенками $L/v \sim 1$ нс (после столкновения со стенкой атом оказывается в нижнем состоянии). Поглощение в основном обусловлено медленными атомами, летящими в СТЯ вдоль лазерного пучка, а также всеми атомами, летящими перпендикулярно лазерному пучку (время взаимодействия для этих атомов $d/v \sim 10$ мкс). Эта группа атомов, не имеющая продольной компоненты скорости вдоль лазерного пучка, не вызывает доплеровского уширения [5].

На рис.5 приведены спектры РФ с использованием СТЯ для двух случаев спектральной ширины лазерного излучения: 1 МГц (левая колонка – кривые a-d) и 25 МГц (правая колонка – кривые a'-d'). Буквенные обозначения атомных переходов: a и a': $^{87}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_e=1,2,3$; b и b': $^{85}\text{Rb } F_g=3 \rightarrow F_e=2,3,4$; c и c': $^{85}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_e=1,2,3$; d и d': $^{87}\text{Rb } F_g=1 \rightarrow F_e=0,1,2$.

Для определения спектральной ширины отдельного атомного перехода между уровнями сверхтонкой структуры нами проводилось "фитирование" кривых (пунктирные линии). Полная ширина на полувысоте отдельного перехода в случае спектральной ширины лазерного излучения 1 МГц (кривые a-d) составляла 55–60 МГц, а в случае спектральной ширины 25 МГц (кривые a'-d') ~ 75 МГц. Как видно из сравнения левой и правой частей на рис.5, ухудшение спектрального разрешения при спектральной ширине излучения 25 МГц (правая сторона) отчетливо проявляется для следующих атомных переходов: $^{85}\text{Rb } F_g=3 \rightarrow F_e=2$ (b'); $^{85}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_e=3$ (c'); $^{87}\text{Rb } F_g=1 \rightarrow F_e=0$ (d').

Следует отметить, что поскольку вероятности атомных переходов в ^{87}Rb меньше, чем в ^{85}Rb , в случае ^{87}Rb приходилось повышать температуру отростка СТЯ (т.е. увеличивать плотность атомов) для получения сигналов РФ, достаточно интенсивных для детектирования. Однако, как известно, это приводит к дополнительному спектральному уширению отдельных атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры вследствие резонансных атомных столкновений [5]. Поэтому спектральная ширина отдельного атомного перехода в случае ^{87}Rb несколько больше, чем для ^{85}Rb .

Таким образом, применение диодных лазеров, имеющих спектральную ширину линии излучения ≈ 1 МГц, способствует улучшению субдоплеровского разрешения спектра РФ. Тем не менее, использование

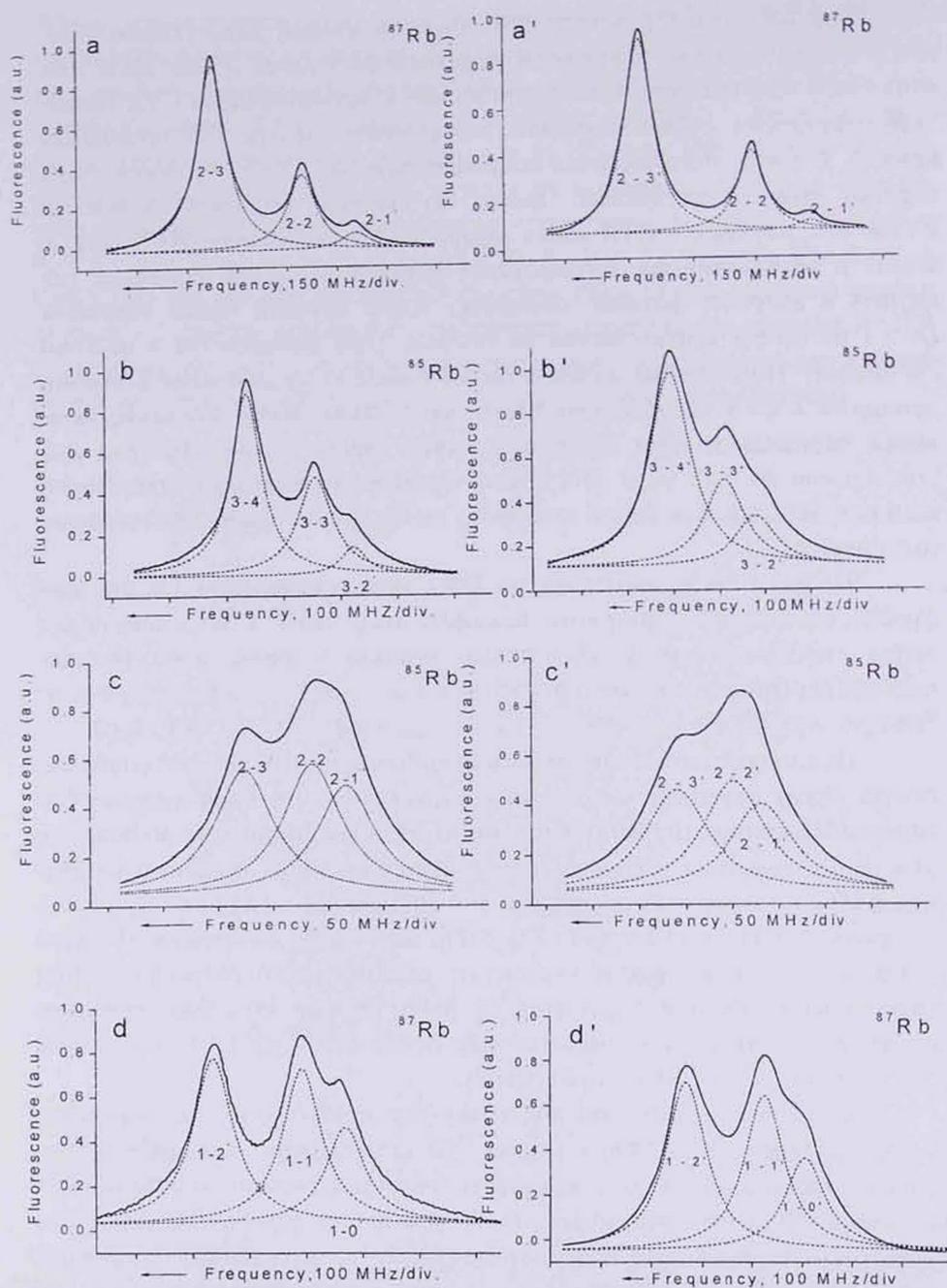


Рис.5. Спектры резонансной флюоресценции в случае использования СТЯ для двух значений спектральной ширины лазерного излучения: 1 МГц (левая колонка – кривые a-d) и ~25 МГц (правая колонка кривые – a'-d').

более доступных лазерных диодов со спектральной шириной ≈ 25 МГц, также позволяющих спектрально разрешать отдельные атомные переходы

ды в СТЯ, является целесообразным для ряда практических задач, таких как исследование влияния внешнего магнитного поля на отдельные атомные переходы между уровнями сверхтонкой структуры.

Заключение

В работе показано, что использование доступных и простых в эксплуатации лазерных диодов, имеющих спектральную ширину ≈ 25 МГц, и применение сверхтонких ячеек с толщиной столба паров атомов $L \approx 400$ нм позволяет реализовать субдоплеровское разрешение спектра РФ D_2 -линии атомов Rb (длина волны 780 нм). Это дает возможность детектировать атомные переходы между отдельными уровнями сверхтонкой структуры, что представляет практический интерес (в частности, для изучения влияния внешних магнитных и электрических полей на отдельные сверхтонкие переходы). Также продемонстрировано, что использование лазерных диодов, имеющих спектральную ширину лазерной линии 1 МГц, улучшает спектральное разрешение атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры.

Авторы выражают глубокую благодарность А.С.Саркисяну за большой вклад в разработку и изготовление СТЯ.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. *Europhysics Letters*, **35**, 337 (1996).
2. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. *Phys. Rev. A*, **59**, 3723 (1999).
3. D.Sarkisyan, D.Bloch, A.Papoyan, M.Ducloy. *Opt. Commun.*, **200**, 201 (2001).
4. D.Sarkisyan, Yu.Malakyan, A.Papoyan, J.Bison, A.Weis. *CLEO 2000, Nice, France, Advance Program QWD8*, p.79 (2000).
5. В.Демтредер. *Лазерная спектроскопия*. М., Наука, 1985.
6. D.Sarkisyan, T.Becker, A.Papoyan, P.Thoumany, H.Walther, to be published in *Appl. Phys. B*.
7. R.H.Romer, R.H.Dicke. *Phys. Rev.*, **99**, 532 (1955).
8. T.A.Vartanyan, D.L.Lin. *Phys. Rev. A*, **38**, 5197 (1995).
9. B.Zambon, G.Nienhuis. *Opt. Commun.*, **143**, 308 (1997).

INFLUENCE OF THE LASER SPECTRAL LINEWIDTH ON THE SUB-DOPPLER STRUCTURE OF RESONANT FLUORESCENCE OF ATOMIC VAPORS IN EXTREMELY THIN CELLS

D.H. SARKISYAN, A.V. PAPOYAN, T.S. VARZHPETYAN, T. BECKER, H. WALTHER

An extremely thin cell containing $L \approx 400$ nm column of Rb atomic vapor is developed. Sub-Doppler resonant fluorescence spectra of the Rb atomic vapor on the D_2 line under excitation by a conventional single-frequency diode laser are recorded. This sub-Doppler resolution allows one to detect separately atomic hyperfine transitions, whereas in a cell of usual cm-range length they are not resolved due to Doppler-broadening. The influence of the laser spectral width in the case of 25 MHz and 1 MHz on the sub-Doppler resolution of fluorescence spectra is studied.

УДК 621.373

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕМНЫХ СОЛИТОНОВ В СПЕКТРАЛЬНОМ КОМПРЕССОРЕ

А.А. КУТУЗЯН, А.А. КИРАКОСЯН, Л.Х. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 января 2002 г.)

Показано, что спектральный компрессор, дополненный пространственной амплитудно-фазовой маской, помещенной в дисперсионной линии задержки, служит эффективным и удобным генератором темных временных солитонов.

1. Введение

Оптические солитоны в силу возможности их экспериментальной реализации и, тем самым, оптического моделирования исследуемых процессов, представляют академический интерес для многих направлений современной науки, разных ввиду разнообразия волновых явлений. Вместе с тем интерес к солитонным явлениям все возрастает с технической точки зрения в связи с успехами и внедрением оптической связи и телекоммуникации. С этой прикладной точки зрения особенно интересны темные солитоны в силу их устойчивости к энергетическим потерям и шумам излучения [1].

В настоящей работе для генерации и исследования темных солитонов предлагается новая, усовершенствованная схема спектральной компрессии, в которой образование темных солитонов осуществляется путем самоформирования. При подаче на вход световода темного импульса, не имеющего параметров солитона, в предложенной системе генерируется темный солитон. Точнее, темный временной солитон самоформируется в световоде из chirпированного нечетно-симметричного темного импульса не тангенс-гиперболической формы и несолитонной мощности, сформированного в системе простой пространственной фильтрацией.

Предлагаемая система – усовершенствованный спектральный компрессор [2], дополненный амплитудно-фазовой маской (рис.1). Спектральный компрессор состоит из дисперсионной линии задержки (ДЛЗ) и одномодового волоконного световода (ОВС). В качестве ДЛЗ может служить пара призм (П) или дифракционных решеток с двойным проходом луча. Амплитудно-фазовая маска (М) размещается перед зеркалом

(3) ДЛЗ. Амплитудный фильтр из центральной части излучения удаляет узкую полосу. Фазовый фильтр сообщает сдвиг фазы π одной половине импульса.

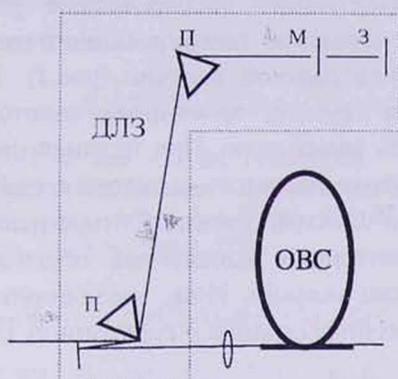


Рис.1. Схема усовершенствованного спектрального компрессора.

Анализ процесса проводился на основе численного моделирования. Распространение излучения в ДЛЗ как в среде с линейной аномальной дисперсией описывается во втором приближении теории дисперсии. Самовоздействие в ОВС как в среде с кубичной нелинейностью и нормальной дисперсией описывается нелинейным уравнением Шредингера [3]

$$i\partial u / \partial \zeta = (1/2)\partial^2 u / \partial t^2 - |u|^2 u.$$

Здесь безразмерная, медленно меняющаяся амплитуда имеет вид $u(\zeta, t) = [y \cdot t_0^2 / |\beta_2|]^{1/2} A$, где y – параметр нелинейности, $A(z, T)$ – размерная амплитуда временной огибающей импульса, $\zeta = z / L_d$ – безразмерное расстояние, $t = (T - z/u) / t_0$ – бегущее время, нормированные соответственно на дисперсионную длину $L_d = t_0^2 / |\beta_2|$ и начальную длительность импульса t_0 . В качестве начальных условий выбирается импульс с гауссовским профилем $A(\zeta, t) = \exp[-0,5 \cdot (t/t_0)^2]$. Для решения уравнения применялась схема расщепления по физическим факторам с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье на дисперсионном шаге [3].

Фильтрация излучения в ДЛЗ приводит к образованию темного импульса нечетной симметрии: в центральной части временного и спектрального профилей появляются впадины с нулевым значением интенсивности в центральных точках. Вместе с тем, проходя через ДЛЗ, излучение приобретает отрицательный chirp. Затем, образованный в ДЛЗ темный импульс при распространении в ОВС сжимается до длительностей, значительно меньших исходного (в ~ 10 раз), формируя темный солитон. Динамика распространения временных и спектральных профилей приведена на рис.2 и рис.3. Наши исследования, проведенные до длин ОВС $6,7 \cdot Z_0$ ($Z_0 = \pi/2 \cdot L_{ds}$ – период солитона), позволяют удостове-

ряться в солитонном характере образованного таким образом темного импульса. В области стабильности излучения ($\zeta_s = 17-28$) изменение длительности темного солитона составляет $\sim 10\%$, при том что общий светлый импульс претерпевает дисперсионное уширение в 2,5 раза (рис.2). Солитонное поведение генерированного темного импульса наглядно видно и в спектральной картине (рис.3). Центральный пик в спектре соответствует темному временному солитону; на центральной частоте интенсивность равна нулю. При нелинейном обогащении общего спектра ширина центрального пика остается стабильной. Устойчивое поведение этой части спектра, имеющей относительно высокую интенсивность, при существенных изменениях общего спектра возможно только при солитонном явлении. Итак, эволюционные картины спектра содержат достаточную информацию о солитонном характере импульса.

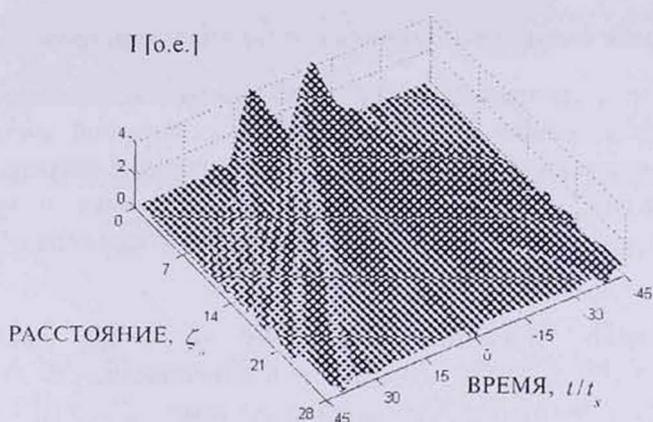


Рис.2. Динамика формирования темного солитона в световоде: временной профиль. Продольная координата $\zeta_s = z / L_{ds}$ нормирована на дисперсионную длину $L_{ds} = t_s^2 / |\beta_2|$, где t_s – длительность темного солитона, I – нормированная интенсивность.

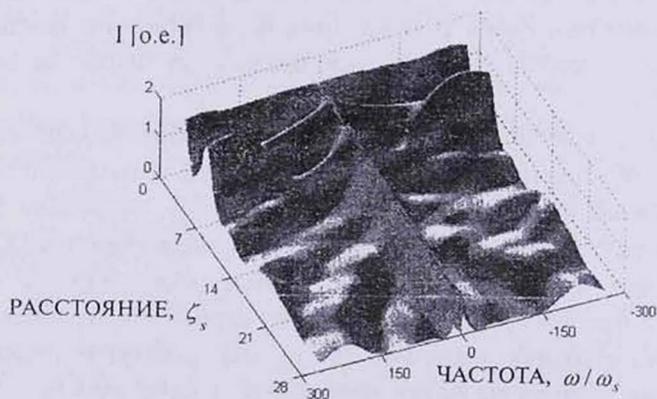


Рис.3. Динамика формирования темного солитона в световоде: спектральный профиль (ω_s – ширина спектра темного солитона).

Таким образом, солитонный характер генерированных темных импульсов проявляется с помощью стандартных спектральных измерений как альтернатива к непростой технике контроля за временным ходом амплитуды и фазы излучения.

Работа выполнена в рамках проекта ANSEF № PS28-00.

ЛИТЕРАТУРА

1. W.Zhao and E.Boukoff. J. Opt. Soc. Am. **B9**, 1134 (1992).
2. Н.Л.Маркарян, Л.Х.Мурадян, Т.А.Папазян. Квантовая электроника, **18**, 7 (1991).
3. G.P.Agrawal. Nonlinear Fiber Optics. San-Diego, Boston, New York, London, Sydney, Tokyo, Toronto. Academic press, 1995.

ՄՈՒԹ ՍՈԼԻՏՈՆՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՍԵՂՄԻՉՈՒՄ

Ա.Ա. ԿՈՒՏՈՒԶՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Լ.Խ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ սպեկտրալ սեղմիչը հագեցված տարածական ամպլիտուդա-փուլային ֆիլտրով՝ տեղակայված դիսպերսիոն հապաղման գծում, ծառայում է որպես էժամանակային մութ սոլիտոնների արդյունավետ և հարմար գեներատոր:

GENERATION OF DARK SOLITONS IN A SPECTRAL COMPRESSOR

A.A. KUTUZYAN, A.A. KIRAKOSYAN, L.KH. MOURADIAN

It is shown that a spectral amplitude-phase mask placed in the dispersive delay of a spectral compressor modifies it to the effective and convenient generator of dark temporal solitons.

УДК 548.0

ВЛИЯНИЕ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТНОЕ СЦЕПЛЕНИЕ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА, КОНТАКТИРУЮЩЕГО С ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПОДЛОЖКОЙ

А.О. АРАКЕЛЯН, В.М. АРУТЮНЯН, А.Л. МАРГАРЯН,
В.А. МЕЛИКСЕТАН, *Н.В. ТАБИРЯН

Ереванский государственный университет

* BEAM Co., Florida, USA

(Поступила в редакцию 18 сентября 2002 г.)

Исследовано явление гигантской оптической нелинейности в жидкокристаллической ячейке, одна из подложек которой представляла собой фоточувствительную полупроводниковую пластину. Рассмотрено влияние температуры, внешнего электрического поля и интенсивности светового облучения на нелинейные характеристики и показано, что наличие полупроводника приводит к повышению чувствительности ячейки, обусловленному уменьшением энергии сцепления молекул жидкого кристалла с полупроводниковой подложкой. Обнаруженные закономерности позволяют предположить, что обнаруженное уменьшение энергии сцепления связано с перезарядкой поверхностных состояний полупроводника при световой генерации.

1. Введение

Исследования границы раздела полупроводник – жидкий кристалл (ГРПЖК) весьма актуальны с прикладной точки зрения, поскольку оба составляющих ее компонента являются одними из наиболее широко используемых материалов для разнообразных практических применений. Очень заманчивым представляется комплексное использование свойств этих двух материалов в единой структуре, что должно, естественно, существенно обогатить функциональные возможности последней. Такие структуры уже нашли свое применение в качестве пространственных модуляторов света, принцип действия которых основан на следующем явлении: при освещении полупроводниковой подложки записывающим лучом, ввиду уменьшения ее сопротивления, происходит перераспределение приложенного к структуре внешнего смещения с соответствующим увеличением падения потенциала на жидком кристалле (ЖК). Последнее приводит к формированию какого-либо ориентационного эффекта в ЖК, в результате чего изменяется интенсивность считыва-

вающего луча, проходящего через ячейку или отражающегося от нее в зависимости от типа ячейки. Хотя в вышеприведенном примере используются только самые общеизвестные и широко используемые эффекты (фотопроводимость полупроводников и ориентационные эффекты в ЖК), тем не менее имеется уже большое число разнообразных модуляторов (см., например, [1]) и интенсивно продолжается разработка новых, что, конечно же, обусловлено бурным развитием фотоники и тенденцией к переходу к оптическим средствам информации.

Следует подчеркнуть, однако, что возможности практического использования ГРПЖК могут быть значительно расширены, для чего необходимы детальные исследования различных свойств этой структуры (особенно при наличии таких внешних воздействий, как лазерный луч и электрическое поле). На наш взгляд, особое внимание следует уделить процессам, происходящим в тонком приконтактном (интерфейсном) слое, тем более, что, как правило, за действие разнообразных структур на базе полупроводников (р-п переход, гетеропереход, диод Шоттки, МДП и МОП структуры и т.д.) ответственны в первую очередь именно явления, происходящие непосредственно на границе раздела. Более того, поскольку в случае ГРПЖК возможно проявление новых эффектов, связанных с особенностями ориентации ЖК на поверхности полупроводниковой подложки, исследования процессов, происходящих при световом воздействии в интерфейсном слое, являются особенно актуальными. В частности, представляет интерес исследование влияния условий сцепления молекул ЖК с твердой поверхностью на гигантскую оптическую нелинейность (ГОН), обусловленную переориентацией директора ЖК под действием световых полей [2,3], поскольку, как было отмечено в [4], эти условия могут существенно повлиять на величину нелинейного набега фазы.

Отметим также, что кроме чисто научного интереса, обусловленного возможностью выяснения механизмов связывания ЖК с твердой кристаллической подложкой, такие исследования интересны и с прикладной точки зрения. Действительно, в [5-7] было предложено использовать явление ГОН в ЖК для диагностики характеристик лазерного луча. Следовательно, использование дополнительных возможностей регулирования процессом переориентации может привести как к понижению порога чувствительности соответствующих датчиков, так и к расширению их функциональных возможностей.

Эксперимент

С целью выяснения влияния электрических полей и поглощения света в приповерхностной области полупроводника на эффект ГОН в структуре ГРПЖК нами были исследованы характеристики эффекта в

случае ячейки с одной обычной подложкой из стекла, покрытого тонким слоем ИТО (оксид индия и олова), и подложкой из полупроводникового монокристалла. В качестве фоточувствительной полупроводниковой подложки был использован GaAs, область собственного поглощения которого ($E_g=1,45$ эВ) находится в хорошем соответствии с длиной волны используемого нами He-Ne лазера. Поскольку в случае массивной полупроводниковой подложки невозможно зарегистрировать образующиеся в результате явления самофокусировки интерференционные кольца или угловую расходимость лазерного луча в режиме его прохождения через ЖК ячейку (нелинейный элемент), нами была собрана установка, позволяющая проводить измерения в режиме отраженного луча (рис.1).

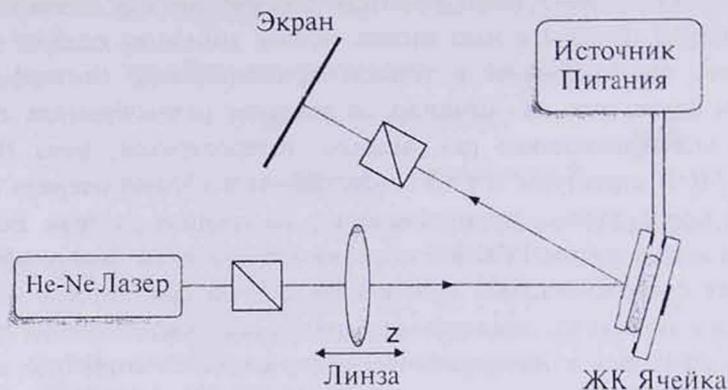


Рис.1. Схема наблюдения эффекта ГОН в режиме отраженного луча.

В качестве ЖК использовался нематик (НЖК) марки E-48 с добавлением красителя AQ-2, толщина ячейки задавалась специальной прокладкой и составляла 36 мкм, поверхность подложек была обработана с целью получения гомеотропной ориентации. Ячейка позволяла прикладывать электрическое поле вдоль структуры, поскольку на стеклянной подложке имелось ИТО покрытие, а на тыльную сторону полупроводниковой подложки был нанесен специальный контакт.

Обсуждение результатов

При приложении к ячейке переменного электрического поля частотой ~ 1 кГц число колец и угол расходимости (см. рис.2а,б) монотонно уменьшаются с ростом амплитуды колебаний, что легко можно интерпретировать следующим образом: в отсутствие поля происходит переориентация директора ЖК под действием лазерного луча, приводя к эффекту ГОН.

Прикладываемое вдоль первоначальной (гомеотропной) ориентации директора поле начинает препятствовать переориентации, вызываемой полем световой волны и в результате при определенном значении

приложенного напряжения приводит к полному подавлению эффекта ГОН. Подчеркнем также, что с понижением температуры наблюдается довольно интенсивный рост числа колец и угла расходимости, а также значений поля, при котором происходит подавление ГОН (рис.3). Такое

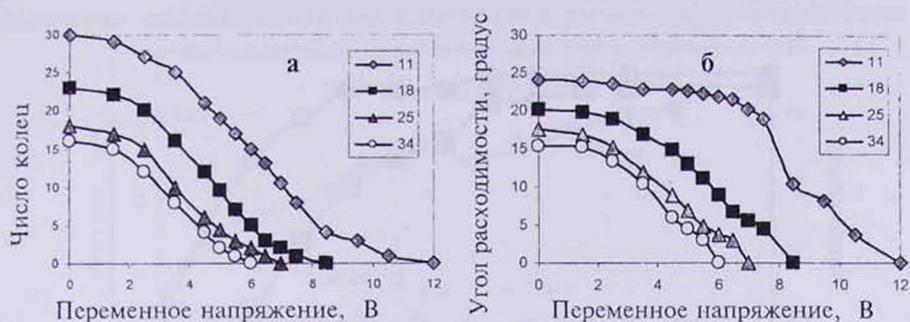


Рис.2. Зависимости числа колец (а) и угла расходимости (б) от переменного ($f=1\text{кГц}$) внешнего поля при различных температурах ячейки: $T=11, 18, 25, 34\text{ }^\circ\text{C}$.

поведение находится в полном согласии с тем, что с понижением температуры резко возрастает анизотропия диэлектрической проницаемости ЖК, а, следовательно, и нелинейный набег фазы. В случае полупроводниковой подложки наблюдается довольно существенное возрастание нелинейного набега фазы и число колец при 7°C достигает 37, что в несколько раз больше, чем в случае ячейки с аналогичными параметрами, но с обычными подложками из ИТО стекла. Особое внимание, однако, следует обратить на то обстоятельство, что скорость роста числа колец с понижением температуры в случае полупроводниковой подложки также существенно выше, чем у обычной ячейки. Последнее, по-видимому, обусловлено уменьшением энергии сцепления молекул ЖК с поверхностью кристалла, причем не исключено, что такое уменьшение может быть индуцировано светом.

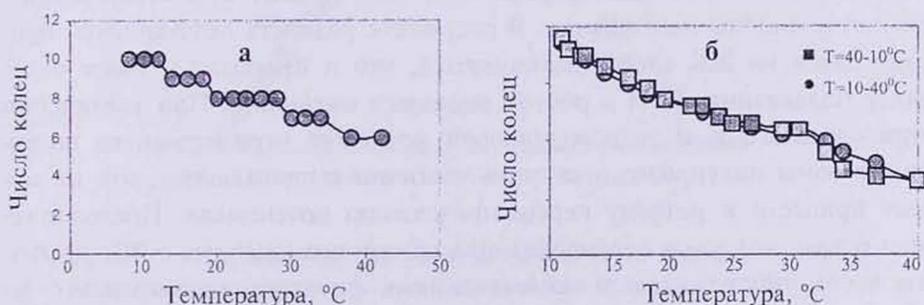


Рис.3. Зависимость числа колец от температуры для обычной ячейки (а) и ячейки на базе ГРПЖК (б) (кривые для ГРПЖК получены как при монотонном повышении, так и монотонном понижении температуры).

Интересной особенностью наблюдаемых характеристик является то, что при приложении постоянного поля вдоль структуры GaAs-ЖК-ИТО ход изменения числа колец от внешнего смещения зависит от полярности последнего (рис.4), что не является характерным для ЖК.

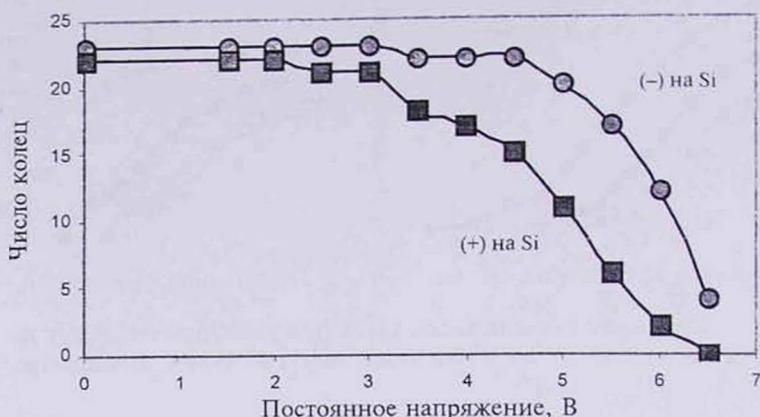


Рис.4. Зависимости числа колец от постоянного внешнего поля при различных полярностях последнего.

Поскольку в исследуемой ячейке используется легированный красителем жидкий кристалл, то его сопротивление относительно невелико и, следовательно, приложенное внешнее напряжение распределяется между слоем ЖК и областью пространственного заряда полупроводника. Как будет показано ниже, при отсутствии внешнего смещения зоны полупроводника у контакта с ЖК изогнуты вверх, т.е. формируется обедненная область с соответственно большим сопротивлением. С увеличением положительного потенциала на тыловом контакте полупроводниковой подложки приповерхностный изгиб зон увеличивается и при определенном потенциале возможно осуществление режима инверсии. С наступлением инверсии сопротивление области пространственного заряда резко уменьшается, приводя, соответственно, к перераспределению внешнего напряжения. В результате разность потенциалов, приходящаяся на ЖК слой, увеличивается, что и приводит к более быстрому подавлению ГОН с ростом внешнего смещения. При увеличении приложенного к полупроводниковой подложке отрицательного потенциала зоны полупроводника лишь частично выпрямляются, что не может привести к резкому перераспределению потенциала. Предположение о том, что зоны полупроводника вблизи его контакта с ЖК изогнуты вверх, подтверждается исследованиями фототока, протекающего через межфазную границу раздела при освещении. Действительно, как видно из рис.5, где показана зависимость абсолютных значений фототока от внешнего напряжения при освещении структуры монохроматичес-

ким светом с длиной волны 800 нм, фототок растет при увеличении положительного потенциала на полупроводниковой подложке и спадает при отрицательном. Последнее обусловлено тем, что число генерированных светом и принимающих участие в фототоке дырок возрастает при увеличении напряженности поля вблизи поверхности ввиду уменьшения



Рис. 5. Абсолютные значения фототока через структуру ГРПЖК при освещении монохроматическим светом с длиной волны 800 нм ($T=300\text{K}$).

потерь на рекомбинацию. Такое поведение фототока позволяет сделать вывод о том, что при формировании контакта полупроводник – ЖК зоны полупроводника изогнуты вверх. Отметим, что, как и в случае исследованной ранее полупроводниковой подложки из Si [8], наблюдаемый фототок обусловлен собственным поглощением GaAs, о чем свидетельствуют спектральные характеристики фототока, полученные при различных внешних смещениях (рис.6).

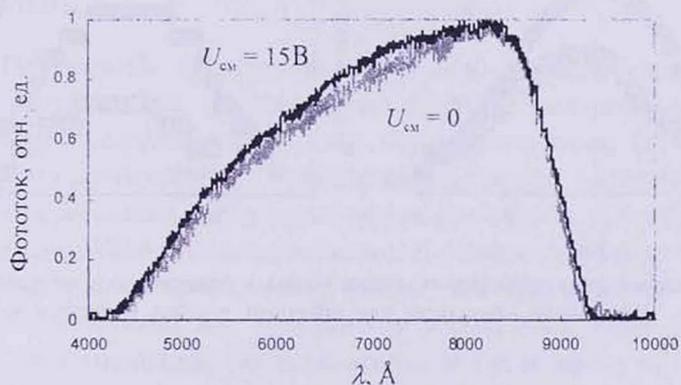


Рис. 6. Спектральные зависимости фототока через границу раздела GaAs – ЖК при различных внешних смещениях ($U_{см}$). $T=300\text{K}$.

Вышеприведенные результаты свидетельствуют о том, что при контакте ЖК с полупроводником вблизи поверхности последнего формируется двойной слой, что приводит к выводу о преобладающей роли

механизма полярного взаимодействия между "болтающимися связями" поверхностных атомов полупроводника и молекулами ЖК. Следовательно, можно предположить, что изменение зарядового состояния поверхности полупроводника должно привести к изменению условий связывания на поверхности и, соответственно, к изменению энергии сцепления ЖК с твердотельной подложкой. Учет же того обстоятельства, что контакт со светочувствительной полупроводниковой подложкой приводит к усилению эффекта ГОН, делает целесообразным более детальные исследования влияния освещения полупроводника на характеристики переходного слоя границы раздела и в результате на эффект ГОН. С этой целью нами полностью идентичным образом была изготовлена также ячейка с обычными ИТО стеклами для сопоставления результатов измерений характеристик ГОН обеих ячеек в зависимости от интенсивности лазерного луча. Для изменения интенсивности жидкокристаллические ячейки просто перемещались вдоль фокальной перетяжки гауссовского пучка, а соответствующая каждому положению ячейки интенсивность рассчитывалась согласно общепринятой методике (см. [2]). Полученные с использованием вышеописанной методики результаты свидетельствуют о существенном влиянии полупроводниковой подложки на эффект переориентации. Действительно, как видно из рис.7, на котором показаны зависимости угла расходимости и числа колец от удаления ячейки от фокальной плоскости для обычной ячейки и ячейки на базе ГРПЖК, соответственно, в последнем случае эффект ГОН проявляется значительно более интенсивно, чем в случае обычной ячейки.

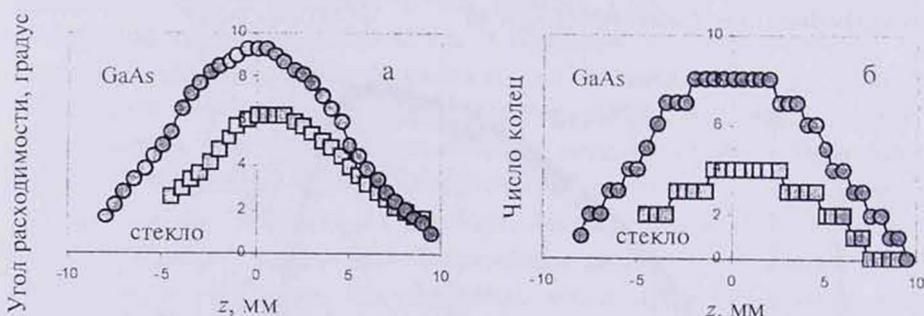


Рис.7. Угловая расходимость и число колец в зависимости от удаления ячейки от фокальной плоскости для обычной ячейки и ячейки на базе ГРПЖК.

Более того, из рис.8, на котором показаны рассчитанные зависимости угла расходимости от интенсивности излучения, следует, что в случае ГРПЖК имеет место не просто непосредственное увеличение степени нелинейности по сравнению с обычной ячейкой, но и наблюдается существенное различие в темпах роста нелинейного набега фаз с увеличением интенсивности облучения. Действительно, если для обыч-

ной ячейки в полном согласии с теорией [2,3] наблюдается практически линейный рост, то в случае ячейки на базе ГРПЖК также наблюдается близкий к линейному, но более быстрый рост, причем с ростом интенсивности заметно также некоторое увеличение темпа роста угловой расходимости. Обнаруженные закономерности однозначно свидетельствуют о существенном влиянии, которое оказывает наличие полупроводника на наблюдаемую в структуре нелинейность, причем следует подчеркнуть, что поскольку оно приводит к росту нелинейного набега фазы, то может найти практическое применение, например, при разработке датчиков профиля интенсивности лазерного луча, основанных на использовании эффекта нелинейности в ЖК ячейках [4-6] ввиду возможности существенного снижения порога чувствительности.

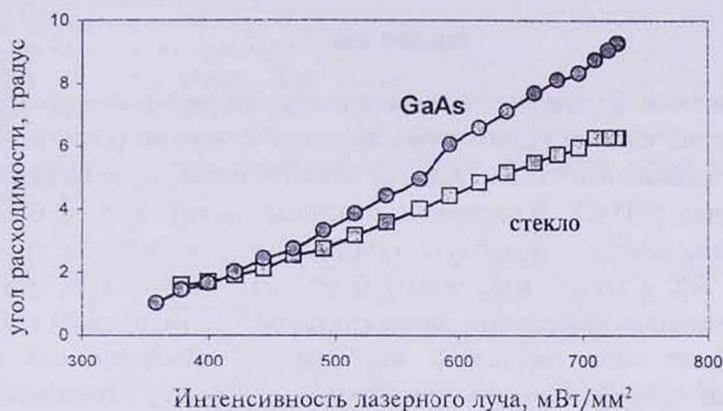


Рис.8. Угловая расходимость эффекта ГОН в зависимости от интенсивности лазерного излучения для обычной ячейки и ячейки на базе ГРПЖК.

Полученные закономерности можно интерпретировать следующим образом. При формировании контакта полупроводника с ЖК происходит накопление заряда как на поверхностных, так и на собственно "интерфейсных" (т.е. возникающих именно в результате формирования переходного слоя) электронных состояниях, в результате чего в приповерхностном слое полупроводника возникает область пространственного заряда. Отметим, что о накопления заряда в "интерфейсном" слое свидетельствуют как зависимости абсолютных значений фототока от внешнего смещения, так и зависимости числа колец от постоянного внешнего смещения, полученные при изменении полярности последнего (см. рис.4). Таким образом, можно полагать, что механизм сцепления молекул ЖК с поверхностью кристаллического полупроводника имеет полярную природу и, следовательно, отличается от случая обычного стекла, причем, согласно анализу рис.8 с учетом развитой в [4] теории, значение энергии сцепления в случае полупроводниковой подложки

меньше. При освещении полупроводника светом из области собственного поглощения в нем генерируются электроны и дырки, которые, пространственно разделяясь полем приповерхностной области пространственного заряда, могут привести к формированию поверхностной фото э.д.с., т.е. к перезарядке поверхностных или "интерфейсных" состояний. Изменение зарядового состояния контактирующей с ЖК поверхности полупроводника может привести к изменению энергии сцепления молекул ЖК с поверхностными атомами полупроводника при полярном механизме их взаимодействия [9,10]. Мы полагаем, что именно такая индуцированная светом перезарядка и является ответственной за экспериментально наблюдаемое увеличение темпа роста угловой расходимости с ростом интенсивности света, что в результате приводит к существенному росту нелинейного набега фазы.

Заключение

В заключение следует подчеркнуть, что проведенные исследования полностью подтверждают предположение о важной роли, которую играет "интерфейсный" слой, и могут открыть новые возможности для использования ГРПЖК. В частности, например, разнообразные подсветки полупроводниковой подложки, приводящие к изменению энергии сцепления ЖК с подложкой, можно будет использовать для осуществления управления процессами, происходящими на межфазной границе раздела. Более того, детальные исследования обнаруженных закономерностей несомненно будут способствовать лучшему пониманию механизмов взаимодействия ЖК молекул с атомами твердой кристаллической подложки. Очень актуальными с этой точки зрения представляются исследования с другими парами полупроводник - ЖК, изучение влияния обработки поверхности полупроводниковой подложки, исследование спектральных характеристик фото э.д.с., фотоемкости, фототока через границу раздела и т.д.

Авторы выражают признательность Б. Я. Зельдовичу за полезное обсуждение. Исследования А.О.Аракеляна, В.М.Арутюняна, А.Л.Маргаряна и В.А.Меликсетяна проводились в рамках гранта ISTC A-321.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Васильев и др. Пространственные модуляторы света. М., изд. "Радио", 1987.
2. Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. УФН, **147**, 633 (1985).
3. N.V.Tabiryany, B.Ya.Zel'dovich. Mol. Cryst. Liquid Cryst., **62**, 237 (1980).
4. Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. ЖЭТФ, **19**, 2388 (1980).
5. T.Vogeler, M.Kreuzer, N.V.Tabiryany, T.Tschudi. Mol. Cryst. Liquid Cryst., **251**, 159 (1994).
6. T.Vogeler, T.Tschudi, N.V.Tabiryany, B.Zel'dovich. US Patent №5,621,525, 1997.
7. N.V.Tabiryany, T.Vogeler, T.Tschudi, B.Ya.Zel'dovich. Journal of Nonlinear Optical

Physics and Materials, 4, 843 (1995).

8. А.Л.Маргарян, В.А.Меликсетян. Материалы III Национальной конф. "Полупроводниковая Электроника". Армения, Севан, 8-12 сентября 2001, с.17.
9. Л.М. Блинов и др. УФН, 152, 449 (1987).
10. Н.Yokoуama, in Handbook on Liquid Crystal Research. Eds. P.Collings and J. Patel. Oxford Univ. Press., p.179, 1997.

ԼՈՒՍԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉ
ՀԱՐԹԱԿԻ ՀԵՏ ԿՈՆՏԱԿՏԻ ԲԵՐՎԱԾ ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ
ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԿԱՊԻ ՎՐԱ

Ա.Հ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ.Լ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ,
Վ.Մ. ՄԵԼԻՔՍԵԹՅԱՆ, Ն.Վ. ԹԱԲԻՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է հսկա օպտիկական ոչ գծայնության երևույթը հեղուկ բյուրեղային բջջում, որի տակդիրներից մեկը իրենից ներկայացնում է կիսահաղորդչային քիթո: Դիտարկված են ջերմաստիճանի, արտաքին էլեկտրական դաշտի և լույսի ինտենսիվության ազդեցությունները ոչ գծային բնութագրերի վրա: Ցույց է տրված, որ կիսահաղորդչի առկայությունը բերում է հեղուկ բյուրեղի մոլեկուլի կիսահաղորդչի մակերևույթի հետ կապի էներգիայի փոքրացմամբ պայմանավորված բջջի զգալունության ավելացման: Ստացված օրինաչափությունները թույլ են տալիս ենթադրել, որ կապի էներգիայի դիտված փոքրացումը պայմանավորված է կիսահաղորդչի մակերևույթային վիճակների լույսով առաջացված վերալիցքավորմամբ:

LIGHT IRRADIATION EFFECT ON THE SURFACE ANCHORING
OF A NEMATIC LIQUID CRYSTAL CONTACTING
WITH A SEMICONDUCTOR SUBSTRATE

A.O. ARAKELYAN, V.M. AROUTIOUNIAN, H.L. MARGARYAN,
V.A. MELIKSETYAN, N.V. TABIRIAN

The phenomenon of giant optical non-linearity in a liquid crystal cell, one substrate of which is a photosensitive semiconductor wafer, is investigated. The temperature, external electric field and light irradiation intensity influence on non-linear characteristics is considered and it is shown that the semiconductor presence leads to the cell sensitivity increase conditioned by the decrease in the anchoring energy of LC molecules with the semiconductor substrate. The discovered regularities allow us to suppose that the observed decrease in the anchoring energy is caused by the semiconductor surface states recharging at light generation.

УДК 621.315

ТЕМП РЕЛАКСАЦИИ ИМПУЛЬСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В РАЗМЕРНО КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.А. КИРАКОСЯН, Ш.Г. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 мая 2002 г.)

Рассмотрено влияние продольного магнитного поля и различия диэлектрических постоянных размерно квантованной проволоки и окружающей среды на примесное рассеяние носителей заряда. Выведены выражения для темпа релаксации импульса при рассеянии на заряженных кулоновских центрах, расположенных на оси проволоки. Найдены зависимости темпа релаксации импульса от индукции магнитного поля, параметра диэлектрической неоднородности, температуры, а также от радиуса проволоки.

1. Введение

Известно, что физические характеристики полупроводниковых наноструктур существенно отличаются от характеристик массивных образцов [1]. Это обусловлено не только перестройкой энергетического спектра носителей заряда (НЗ) и функции плотности состояний, обусловленной размерным квантованием, но и изменением характера рассеяния НЗ в наноструктурах. Так, например, в квазиодномерных системах взаимодействие НЗ с различными дефектами имеет короткодействующий характер из-за больших значений передаваемых импульсов, в отличие от квазидвумерных и трехмерных систем, в которых преобладают рассеяния с малыми передаваемыми импульсами. Такое "подавление" рассеяния приводит к существенному увеличению времени импульсной релаксации и, как следствие, росту подвижности НЗ в квазиодномерных системах [2].

В работах [3-11] исследовано рассеяние НЗ на заряженных примесных центрах и его влияние на релаксационные характеристики в квазиодномерных системах. Влияние внешнего магнитного поля на темп релаксации импульса и подвижность при рассеянии НЗ на различных потенциалах примесных центров исследовано в [12-15].

В данной работе вычислен темп релаксации импульса НЗ в полупроводниковой проволоке круглого сечения, находящейся в продольном

магнитном поле, при рассеянии НЗ на заряженных примесных центрах и с учетом различия диэлектрических постоянных проволоки и окружающей среды. Учет последнего обстоятельства становится особенно важным в низкоразмерных системах, что было отмечено в [15-18].

2. Расчет темпа релаксации импульса

Рассмотрим проволоку круглого сечения с радиусом R и с диэлектрической постоянной (ДП) ϵ_1 , помещенную в среду с ДП ϵ_2 в магнитном поле B , направленном вдоль оси проволоки. В рамках модели бесконечно глубокой потенциальной ямы в поперечном направлении волновая функция НЗ в проволоке имеет вид [14]:

$$\psi_{n,m,k}(r, \varphi, z) = \frac{C_{n,m}^B}{l_B^{|m|+1} \sqrt{2\pi L}} e^{i(m\varphi+kz)} r^{|m|} e^{-\frac{r^2}{4l_B^2}} F(-\lambda_{n,m}^B, |m|+1; \frac{r^2}{2l_B^2}), \quad (1)$$

где $C_{n,m}^B$ – постоянная нормировки, L – длина проволоки, k – волновое число НЗ вдоль оси z , $n = 1, 2, \dots$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – квантовые числа, $F(a, b; t)$ – вырожденная гипергеометрическая функция, $l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$ – магнитная длина. Спектр энергии НЗ дается выражением

$$E_{n,m} = \hbar\omega_c \left(\lambda_{n,m}^B + \frac{|m|+m+1}{2} \right), \quad (2)$$

где $\omega_c = eB/m$ – циклотронная частота. Величины $\lambda_{n,m}^B$ определяются из граничных условий, налагаемых на волновую функцию. В рамках рассматриваемой модели граничное условие имеет вид

$$F(-\lambda_{n,m}^B, |m|+1; \frac{R^2}{2l_B^2}) = 0. \quad (3)$$

Перейдем к расчету темпа релаксации импульса НЗ в проволоке. Предположим, что НЗ рассеиваются на незранированном кулоновском центре с зарядом $e' = Ze$, находящимся на оси проволоки. Рассмотрение рассеяния НЗ на примесях, расположенных на оси проволоки, обусловлено тем, что, как хорошо известно [19-22], именно такие примеси наиболее существенно влияют на характеристики НЗ в проволоке (энергия связи, плотность примесных состояний и т.д.). Далее, в диэлектрически неоднородной среде задача взаимодействия НЗ с примесным центром решается точно благодаря аксиальной симметрии рассматриваемой системы. Следует, наконец, заметить, что в квантовом пределе, рассмотренном при выводе окончательных результатов, плотность вероятности НЗ максимальна на оси проволоки, поэтому наибольший вклад в рассеяние дают именно примеси, находящиеся на оси проволоки.

Для расчета темпа релаксации импульса необходимо знание мат-

ричного элемента энергии взаимодействия НЗ с заряженным центром, потенциал которого дается выражением [23]

$$V(r, z) = -\frac{2ee'}{\varepsilon_1 \pi} \int_0^{\infty} \cos tz [K_0(tr) + N(Rt)I_0(tr)] dt, \quad (4)$$

где $I_n(x)$, $K_n(x)$ – модифицированные функции Бесселя порядка n , соответственно, первого и второго рода, а множитель $N(Rt)$ учитывает различие ДП проволоки и окружающей среды:

$$N(Rt) = \frac{(\gamma - 1)K_0(Rt)K_1(Rt)}{\gamma K_0(Rt)I_1(Rt) + I_0(Rt)K_1(Rt)}, \quad \gamma = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}. \quad (5)$$

В условиях заполнения только первой подзоны поперечного квантования темп релаксации импульса определяется выражением [2]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{(k')} n_i L | \langle k', 1, 0 | V | k, 1, 0 \rangle |^2 \left(1 - \frac{k}{k'} \right) \delta(E_k - E_{k'}), \quad (6)$$

где n_i – линейная концентрация примесных центров, $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ – энергия НЗ вдоль оси проволоки.

С помощью (1), (4) и (6) для темпа релаксации импульса НЗ получим выражение

$$\frac{1}{\tau(k)} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{n_i}{k} \left\{ \frac{\int_0^1 e^{-\alpha t^2} F^2(-\lambda_{1,0}^B, 1; \alpha t^2) [K_0(2kRt) + N(2kR)I_0(2kRt)] t dt}{\int_0^1 e^{-\alpha t^2} F^2(-\lambda_{1,0}^B, 1; \alpha t^2) t dt} \right\}^2, \quad (7)$$

где введены следующие обозначения: $\tau_0 = ma_B^2 / 16Z^2 \hbar$, $a_B = \varepsilon_1 \hbar^2 / me^2$ – эффективный борковский радиус в проволоке, $\alpha = R^2 / 2I_B^2$. Формула (7) определяет темп релаксации импульса НЗ с волновым числом k в зависимости от радиуса проволоки R , концентрации примесных центров n_i , индукции магнитного поля B и диэлектрических постоянных проволоки ε_1 и окружающей среды ε_2 .

Следует особо подчеркнуть зависимость входящего в (7) фактора $N(2kR)$, учитывающего диэлектрическую неоднородность системы, от радиуса проволоки и волнового числа. Как следует из (5), при $kR \gg 1$

$$N(2kR) \approx \pi \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \exp(-4kR), \quad (8)$$

поэтому для значений $k > R^{-1}$ диэлектрической неоднородностью системы можно пренебречь. Это физически обосновано, поскольку в этом случае длина волны НЗ $\lambda < R$ и поэтому он не “чувствует” окружающую среду. С уменьшением радиуса проволоки влияние диэлектрической

неоднородности на темп импульсной релаксации усиливается. На рис. 1 представлена зависимость $[n, \tau(k)]^{-1}$ для проволоки GaAs с радиусом $R=100 \text{ \AA}$, находящейся в вакууме ($\gamma = \epsilon_1 / \epsilon_2 = 13,18$) для трех значений индукции магнитного поля.

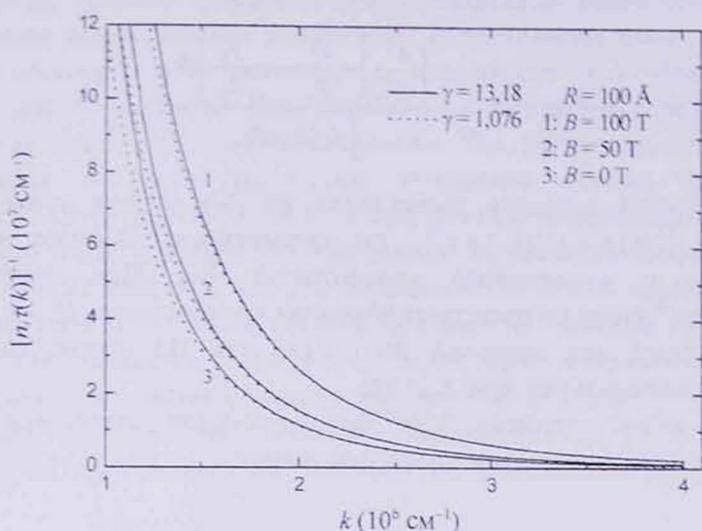


Рис. 1. Зависимость темпа релаксации импульса от волнового числа НЗ для проволоки GaAs с радиусом $R=100 \text{ \AA}$, находящейся в вакууме.

Из (5) и (7) следует, что при $\gamma > 1$ учет диэлектрической неоднородности системы приводит к увеличению темпа релаксации, что обусловлено усилением взаимодействия НЗ с примесным центром через окружающую среду. При $\gamma < 1$ темп релаксации уменьшается, поскольку взаимодействие НЗ с примесным центром осуществляется в основном через проволоку с большим, чем у окружающей среды, ДП.

Для значений $kR \ll 1$ из (7) приходим к следующему асимптотическому выражению для темпа импульсной релаксации НЗ:

$$\frac{1}{\tau(k)} \approx \frac{n_1 R}{\tau_0} \gamma^2 \frac{\ln kR}{kR}. \quad (9)$$

В [10] получено выражение для $\tau^{-1}(k)$ в случае отсутствия магнитного поля. Воспользовавшись соотношением, выражающим вырожденную гипергеометрическую функцию через функции Бесселя, и связью между их корнями [24], из (7) при $B=0$ и в условиях заполнения только первого уровня размерного квантования приходим к выражению для $\tau^{-1}(k)$, несколько отличающемуся от полученного в [10]. Это обусловлено тем, что в [10] для расчета матричного элемента энергии взаимодействия (4) вместо точного выражения (1) использовано приближенное

асимптотическое выражение для волновой функции НЗ в основном состоянии [4].

Для нахождения среднего значения темпа релаксации импульса следует $\tau^{-1}(k)$ усреднить по равновесной функции распределения НЗ $f_0(E_k)$:

$$\langle \tau^{-1}(k) \rangle = \frac{\hbar^2}{m} \frac{\int k^2 \tau(k) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E_k} \right) dk}{\int f_0(E_k) dk}. \quad (10)$$

В условиях сильного вырождения из (10) следует очевидный результат $\langle \tau^{-1}(k) \rangle = \tau^{-1}(k_F) \equiv \tau_F^{-1}$, где фермиевское волновое число $k_F = \pi n_e / 2$, n_e — линейная концентрация НЗ. При значениях $n_e = n_j \cong 10^6 \text{ см}^{-1}$ (чему соответствует объемная концентрация $N_e = n_e / \pi \sim R^2 \sim 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для значений $R \sim 10^{-6} \text{ см}$) газ НЗ можно считать сильно вырожденным уже при $T \leq 50 \text{ К}$.

В условиях применимости бoльцмановской статистики для усредненного темпа релаксации импульса имеем:

$$\tau_B^{-1} \equiv \langle \tau^{-1}(k) \rangle = \frac{\int_0^{\lambda_0 k_{\max}} \tau^{-1}(x) x^2 e^{-x^2/2} dx}{\int_0^{\lambda_0 k_{\max}} e^{-x^2/2} dx}, \quad (11)$$

где $\lambda_0 = \hbar / (mk_B T)^{1/2}$ — длина волны де-Бройля НЗ, а параметр k_{\max} определяется из условия заполнения только первой подзоны поперечного квантования:

$$k_{\max} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E_{11} - E_{10})}, \quad (12)$$

где E_{nm} дается формулой (2).

Из критерия применимости бoльцмановской статистики $\lambda_0 \ll \bar{r} \sim 1/n_e$ следует, что для значений $n_e = n_j \cong 10^5 \text{ см}^{-1}$ газ НЗ можно считать невырожденным при $T \gtrsim 100 \text{ К}$. Как следует из (7), (8) и (10), основной вклад в темп релаксации обусловлен НЗ с волновыми числами $k \sim R^{-1}$.

3. Обсуждение результатов

Численные расчеты темпа релаксации импульса проведены для проволоки GaAs [25], находящейся в среде с произвольной ДП, при рассеянии НЗ на однократно ионизованных ($Z=1$) примесных центрах.

В условиях вырожденности газа НЗ поведение τ_F^{-1} обусловлено соотношениями между характерными параметрами задачи: радиусом

проволоки R , боровским радиусом a_B и магнитной длиной l_B . Для значений магнитного поля $B \geq 7T$ $l_B < a_B \cong 104\text{\AA}$, поэтому для проволок с радиусом $R \geq 150\text{\AA}$ поведение темпа релаксации определяется зависимостью от магнитного поля и практически не зависит от параметра γ . При $R \approx a_B$ (рис.2а) поведение темпа релаксации также определяется магнитным полем, однако уже отчетливо проявляется роль диэлектрической неоднородности системы, т.е. зависимость от γ . Для значений $R < a_B$ (рис.2б) возрастает роль размерного квантования, вследствие чего темп релаксации импульса увеличивается. Так, например, при $\gamma = 1,076$ (проволока в среде $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$) отношение темпов релаксаций $\tau_F^{-1}(R=50\text{\AA})/\tau_F^{-1}(R=100\text{\AA}) \cong 4,41$, а при $\gamma = 13,18$ (проволока в вакууме) оно равно $\cong 6,52$ и практически не зависит от значения индукции поля. Следует также заметить, что для проволоки с $R=100\text{\AA}$ изменение γ от значения 1,076 до 13,18 практически не влияет на значение τ_F^{-1} , в то время как для проволоки с $R=50\text{\AA}$ τ_F^{-1} увеличивается приблизительно на 55% и медленно растет с ростом индукции поля. Такое поведение τ_F^{-1} указывает на усиление влияния диэлектрической неоднородности системы на темп релаксации импульса при уменьшении радиуса проволоки.

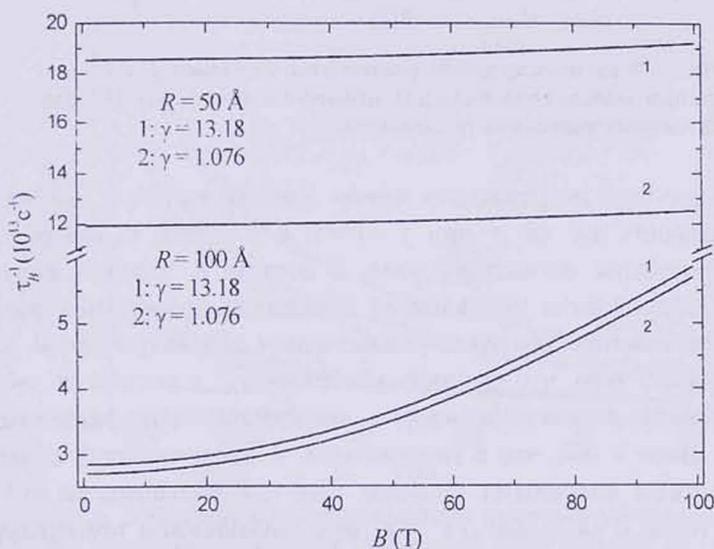


Рис.2. Зависимость темпа релаксации импульса от индукции магнитного поля в условиях вырождения газа НЗ.

На рис.3 представлена зависимость темпа релаксации импульса НЗ для проволоки с радиусом $R=100\text{\AA}$, находящейся в вакууме, от индукции магнитного поля при различных температурах. С повышением температуры τ_B^{-1} уменьшается, поскольку с ростом средней тепловой скорости вероятность рассеяния НЗ на примесном центре уменьшается.

С ростом B τ_B^{-1} медленно убывает, при этом относительное изменение τ_B^{-1} с увеличением температуры меняется от значения 0,33 при $T=100$ К до 0,35 при $T=300$ К. Такое поведение τ_B^{-1} в зависимости от B обусловлено тем, что увеличение скорости НЗ и вызванное этим уменьшение вероятности рассеяния НЗ превалирует над увеличением вероятности рассеяния, обусловленным магнитным квантованием.

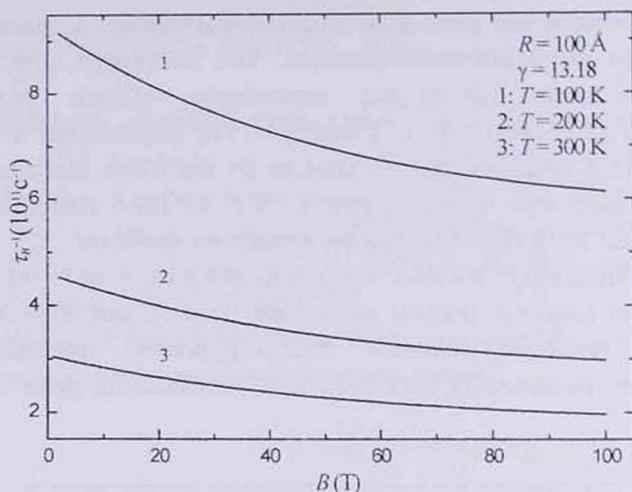


Рис.3. Зависимость темпа релаксации импульса НЗ от индукции магнитного поля для невырожденного газа НЗ при различных значениях температуры.

Интересную информацию можно извлечь из рис.4, где представлена зависимость τ_B^{-1} от γ при $T=100$ К и $T=300$ К и для различных значений индукции магнитного поля. С ростом B влияние диэлектрической неоднородности уменьшается вследствие возрастания роли магнитного квантования. Однако с уменьшением диэлектрической неоднородности, ввиду того, что скорость убывания τ_B^{-1} с ростом B уменьшается, происходит пересечение кривых, соответствующих различным значениям B . Дело в том, что с увеличением B увеличивается вклад в τ_B^{-1} НЗ с большими волновыми числами. Так как большинство НЗ имеет волновые числа $k \sim k_f = (2mk_f T)^{1/2} / \hbar$, то с повышением температуры параметр $2k_f R$ увеличивается, что, в свою очередь, приводит к ослаблению диэлектрической неоднородности системы.

На рис.5 представлена зависимость τ_B^{-1} от температуры для проволоки с $R=100$ \text{ \AA} при различных значениях индукции магнитного поля и параметра γ . С ростом температуры τ_B^{-1} убывает, а ее относительное изменение при фиксированном значении B практически постоянно. При $\gamma=1,076$ имеет место изменение порядка чередования кривых, соответствующих различным значениям B .

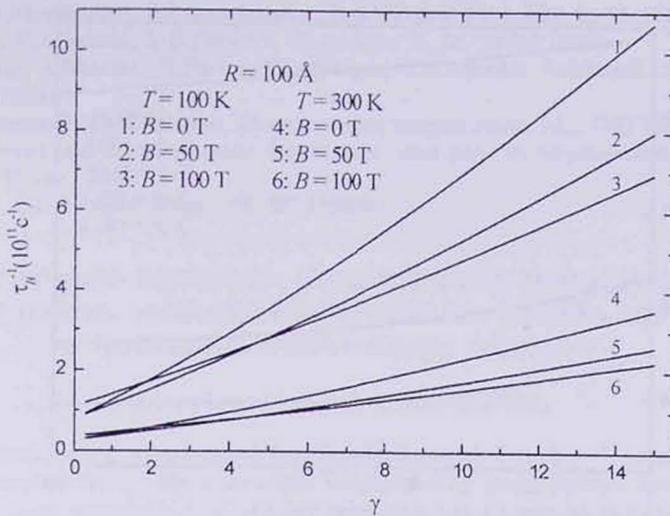


Рис. 4. Зависимость темпа релаксации импульса от параметра диэлектрической неоднородности системы при различных значениях магнитного поля.

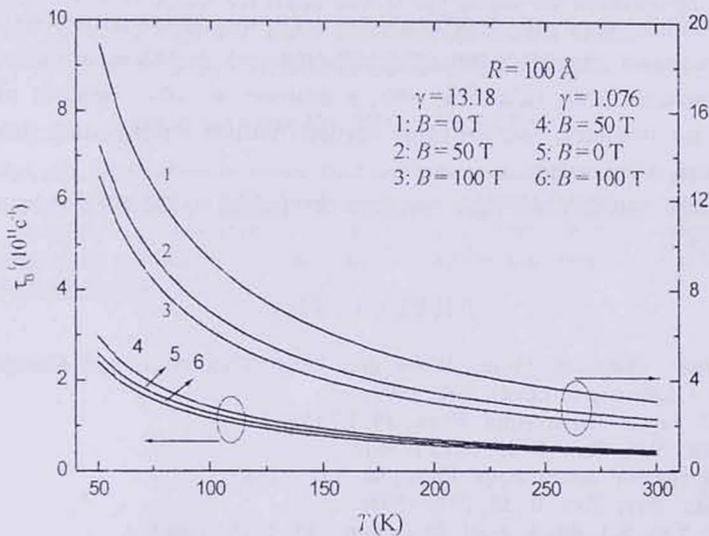


Рис. 5. Зависимость темпа релаксации импульса от температуры при различных значениях магнитного поля (кружки со стрелками указывают значения τ_B^{-1} для каждой тройки кривых).

На рис. 6 представлена зависимость τ_B^{-1} от индукции магнитного поля для проволоки, находящейся в вакууме, при различных значениях температуры и радиуса проволоки. С увеличением радиуса проволоки темп релаксации импульса уменьшается: так, при $B=0$ $\tau_B^{-1}(R=150 \text{ \AA})/\tau_B^{-1}(R=50 \text{ \AA}) \cong 0,3$ а при $B=100 \text{ T}$ это отношение равно $0,21$, что является следствием слабой зависимости τ_B^{-1} от B .

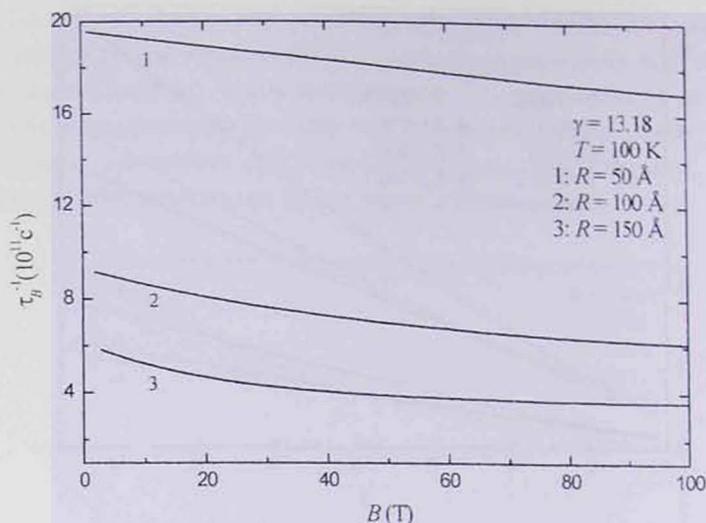


Рис.6. Зависимость темпа релаксации импульса от индукции магнитного поля для проволоки GaAs в вакууме при $T = 100 \text{ K}$ и при различных значениях радиуса проволоки.

Наконец, следует отметить, что в случае отсутствия вырождения темп релаксации импульса по крайней мере на порядок меньше, чем в случае вырожденного газа НЗ, что, в основном, обусловлено различающимися на порядок значениями концентраций примесных центров в двух предельных случаях.

Работа выполнена при поддержке гранта А-322 ISTC и гранта PS-24-01 ANSEF.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Harrison. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics. University of Leeds, UK, 1999.
2. H.Sakaki. Japan. Journ. Appl. Phys., **19**, L735 (1980).
3. V.K.Arora. Phys. Rev. B, **23**, 5611 (1981).
4. J.Lee, H.Spector. Journ. Appl. Phys., **54**, 3921 (1983).
5. G.Fishman. Phys. Rev. B, **34**, 2394 (1986).
6. Perng-fei Yuh, K.L.Wang. Appl. Phys. Lett., **49**, 1738 (1986).
7. С.К.Саркар, S.Kundu, P.K.Basu. Superlattices and Microstructures, **6**, 395 (1989).
8. P.Vasilopoulos, F.M.Peeters. Phys. Rev. B, **40**, 10079 (1989).
9. Y.Weng, J.P.Leburton. Journ. Appl. Phys., **65**, 4983 (1989).
10. А.А.Киракосян, Ш.Г.Гаспарян. Изв. НАН Армении, Физика, **29**, 73 (1994).
11. P.Vagner, M.Mosko. Journ. Appl. Phys., **81**, 3196 (1997).
12. Б.А.Тавгер, М.Д.Блох, Е.Л.Фишман. ФММ, **33**, 1137 (1972).
13. М.Д.Блох, Б.А.Тавгер. ФММ, **34**, 691 (1972).
14. Hui Lin Zhao, Yun Zhu, Shechao Feng. Phys. Rev. B, **40**, 8107 (1989).
15. M.M.Aghasyan, A.A.Kirakosyan. Physica E, **8**, 281 (2000).
16. N.S.Rytova. Vestnik MGU, **3**, 30 (1967).
17. L.V.Keldysh. Pisma v ZhETF, **29**, 716 (1979).
18. S.Fraizzoli, F.Bassani, R.Buczko. Phys. Rev. B, **41**, 5096 (1990).
19. J.W.Brown, H.N.Spector. Journ. Appl. Phys., **59**, 1179 (1986).

20. N.Porras-Montenegro, J.Lopez-Gondar, L.E.Oliveira. Phys. Rev. B, **43**, 1824 (1991).
21. G.Weber, P.A.Schulz, L.E.Oliveira. Phys. Rev. B, **38**, 2179 (1988).
22. C.A.Duque, A.Montes, N.Porras-Montenegro, L.E.Oliveira. Semicond. Sci. Techn., **14**, 496 (1999).
23. Д.Д.Иваненко, А.А.Соколов. Классическая теория поля. М., ГИТТЛ, 1951.
24. Справочник по специальным функциям, под ред. М.Абрамовица и И.Стиган. М., Наука, 1979.
25. S.Adachi. Journ. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).

ԼԻՑԺԱԿԻՐՆԵՐԻ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՌԵԼԱՔՍԱՑԻԱՅԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՉԱՓԱՅՆՈՐԵՆ ԶՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ
ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Շ.Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է երկայնական մագնիսական դաշտի և լարի ու միջավայրի դիէլեկտրական հաստատունների տարբերության ազդեցությունը լիցքակիրների խառնուրդային ցրման վրա: Լարի առանցքի վրա գտնվող կալտնյան խառնուրդային կենտրոնների վրա ցրման դեպքում ստացված են լիցքակիրների իմպուլսի ռելաքսացիայի արագության կախումները մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից, դիէլեկտրական անհամասեռության պարամետրից, ջերմաստիճանից և լարի շառավղից:

MOMENTUM RELAXATION RATE OF CHARGE CARRIERS
IN A SIZE-QUANTIZED SEMICONDUCTOR WIRE
IN A LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

A.A. KIRAKOSYAN, SH.G. GASPARYAN

The effect of a longitudinal magnetic field and difference of dielectric constants of the wire and surrounding medium on the impurity scattering of charge carriers is considered. The momentum relaxation rate dependences on the magnetic field, dielectric inhomogeneity parameter, temperature and radius of the wire are obtained for scattering of charge carriers on the on-center Coulomb impurities.

УДК 621.315

ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ЭНЕРГИЮ СВЯЗИ ВОДОРОДОПОДОБНОЙ ПРИМЕСИ В ТОНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ ТИПА A^3B^5

Б.Ж. ПОГОСЯН

Гюмрийский государственный педагогический институт

(Поступила в редакцию 8 февраля 2002 г.)

Рассмотрено влияние окружающей среды на энергию связи водородоподобной примеси в квантовой проволоке A^3B^5 с кейновским законом дисперсии носителей заряда. Вариационным методом вычислены полная энергия и энергия связи водородоподобной примеси, находящейся на оси проволоки из $InSb/GaAs$, в зависимости от радиуса проволоки.

1. Введение

В настоящей работе вариационным методом вычислена энергия связи водородоподобной примеси в квантовой проволоке (КП) типа A^3B^5 в двухзонном приближении кейновского закона дисперсии (ЗД) носителей заряда при учете влияния ограничивающей среды. Аналогичная задача рассмотрена в работе [1] с параболическим ЗД носителей заряда.

2. Теория

Рассмотрим состояния свободного электрона в полупроводниковой проволоке A^3B^5 с круглым сечением радиуса d , ограничивающий потенциал которой имеет вид

$$V(\mathbf{r}) = \begin{cases} 0, & \rho < d, \\ V_0, & \rho \geq d. \end{cases} \quad (1)$$

Волновые функции и энергетический спектр электрона определим из уравнений Шредингера в проволоке [2]

$$\left(m^2 s^4 + s^2 \hat{\mathbf{p}}^2\right) \Psi_{10} = (E_0 + ms^2)^2 \Psi_{10}, \quad (2)$$

и в среде

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi_{20} + V_0 \Psi_{20} = E_0 \Psi_{20}, \quad (3)$$

где V_0 – величина скачка потенциальной энергии на границе проволоки и ограничивающей среды, m – эффективная масса электрона в проволоке и в среде, s – параметр, характеризующий непараболичность зон ($s \approx 10^8$ см/с для A^3B^5), связанный с шириной запрещенной зоны E_g соотношением $E_g = 2ms^2$, с граничным условием $\Psi_0(d) = 0$.

Нормированное решение рассматриваемой задачи в цилиндрических координатах имеет вид [1]

$$\Psi_0(\rho, \varphi, z) = \begin{cases} N_0 e^{ikz} e^{il\varphi} J_l(r_{nl}\rho), & \rho \leq d, \\ N_0 e^{ikz} e^{il\varphi} \frac{J_l(r_{nl}d)}{K_l(b_{nl}d)} K_l(b_{nl}\rho), & \rho \geq d, \end{cases} \quad (3)$$

где $N_0^{-2} = \pi L d^2 \left(\frac{K_{l-1}(b_{nl}d) K_{l+1}(b_{nl}d) J_l^2(r_{nl}d)}{K_l^2(b_{nl}d)} - J_{l-1}(r_{nl}d) J_{l+1}(r_{nl}d) \right)$ – постоянная нормировки, L – длина проволоки, k, n, l – квантовые числа, J_{nl} – функция Бесселя первого рода порядка l , $r_{nl} = \lambda_{nl}/d$ – параметр, зависящий от энергии электрона ($r_{nl} = \sqrt{E_0(E_0 + E_g)/\hbar^2 s^2 - k^2}$), $b_{nl} = \sqrt{2m(V_0 - E_0)/\hbar^2 + k^2}$, λ_{nl} – n -ый корень функции Бесселя порядка l .

Для энергетического спектра электрона, из условия непрерывности логарифмических производных волновых функций в точке $\rho = d$, находим

$$E_0 = -ms^2 + \sqrt{m^2 s^4 + \hbar^2 s^2 (k^2 + r_{10}^2)} = \frac{\hbar^2}{2m} (k^2 - b_{10}^2) + V_0. \quad (4)$$

Уравнения для определения состояний электрона внутри полупроводниковой проволоки A^3B^5 и в среде, под действием неподвижного кулоновского центра, локализованного на оси проволоки, с потенциалом

$$U(\rho, z) = -\frac{e^2}{\chi \sqrt{\rho^2 + z^2}}$$

имеют вид

$$\left(m^2 s^4 + s^2 \hat{p}^2 \right) \Psi = (\varepsilon + U(\rho, z))^2 \Psi, \quad (5)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V_0 \Psi - U(\rho, z) \Psi = E \Psi, \quad (6)$$

где $\varepsilon = E + ms^2$.

Для определения состояний водородоподобной примеси воспользуемся вариационным методом, развитым в [1]. Пробную волновую

функцию для основного состояния ($n=0, l=0$) выберем в виде

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = \begin{cases} Ne^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} J_0(r_{10}\rho), & \rho \leq d, \\ Ne^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} \frac{J_0(r_{10}d)}{K_0(b_{10}d)} K_0(b_{10}\rho), & \rho \geq d, \end{cases} \quad (7)$$

где λ – вариационный параметр, $N^{-2} = -2\pi(d/d\lambda)(H+M)$ – постоянная нормировки, $K_0(2\lambda\rho)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода.

Для среднего значения оператора кинетической энергии находим

$$\langle T \rangle = \frac{\hbar^2 \lambda^2}{2m} - \frac{\pi \hbar^2 N^2}{m} \left(r_{10}^2 \frac{dH}{d\lambda} - b_{10}^2 \frac{dM}{d\lambda} \right), \quad (8)$$

а для среднего значения оператора потенциальной энергии получаем

$$\langle V_e \rangle = -\frac{4\pi N^2 e^2}{\chi} \left(\frac{\varepsilon}{ms^2} H + M \right) - 2\pi N^2 V_0 \frac{dM}{d\lambda} + \frac{4\pi \lambda N^2 e^4}{ms^2 \chi^2} G, \quad (9)$$

где

$$H = \int_0^d J_0^2(r_{10}\rho) K_0(2\lambda\rho) \rho d\rho, \quad M = \frac{J_0^2(r_{10}d)}{K_0^2(b_{10}d)} \int_d^\infty K_0^2(b_{10}\rho) K_0(2\lambda\rho) \rho d\rho,$$

$$G = \int_0^d J_0^2(\alpha_{10}\rho) K_0(2\lambda\rho) {}_1F_2(1; 1/2, 3/2; \lambda^2 \rho^2) \rho d\rho + \\ + 2\lambda \int_0^d J_0^2(\alpha_{10}\rho) K_1(2\lambda\rho) {}_1F_2(1; 3/2, 3/2; \lambda^2 \rho^2) \rho^2 d\rho,$$

${}_p F_q(a_1, \dots, a_p; b_1, \dots, b_q; z)$ – обобщенная гипергеометрическая функция.

Энергия связи примеси определяется как разность энергии основного состояния системы без примеси, т.е. E_0 , и энергии $E_1(d) = \langle T \rangle + \langle V_e \rangle$ основного состояния с примесью: $E_b(d) = E_0(d) - E_1(d)$.

3. Обсуждение результатов

В численных расчетах, проведенных для проволоки из InSb в ограничивающей среде из GaAs (рис.1.1), использованы следующие значения параметров: энергия Ридберга $E_R = 0.6 \cdot 10^{-3}$ eV, борковский радиус $a_B = 500$ Å, масса электрона в проволоке $m = 0.016m_0$, $V_0 = (E_{g2} - E_{g1})Q$ ($Q = 0.6$ – доля разрыва потенциальной энергии, приходящаяся на зону проводимости). Для сравнения приведена кривая 2 для проволоки GaAs в ограничивающей среде из AlAs [1].

Как следует из полученных зависимостей (рис.1), учет непараболичности ЗД носителей заряда приводит к значительному уменьшению полной энергии водородоподобной примеси. Последнее обусловлено тем обстоятельством, что в случае квадратичного ЗД $E \sim P^2$, а при кейновском ЗД $E \sim P$. С другой стороны, согласно соотношению неопределенностей $P \sim 1/d$. Отсюда ясно, что с увеличением P (уменьшением d) энергия растет быстрее при квадратичном ЗД, чем при кейновском. Аналогичная ситуация рассмотрена в работе [3].

Как следует из полученных зависимостей (рис.2), учет непараболичности ЗД носителей заряда приводит к значительному увеличению энергии связи водородоподобной примеси в тонкой проволоке A^3B^5 (рис.2.2) по сравнению с аналогичной величиной в проволоке со стандартной дисперсией (рис.2.1) [1]. Это увеличение существенно при толщинах проволоки, меньших боровского радиуса a_B примесного электрона ($d/a_B < 1$).

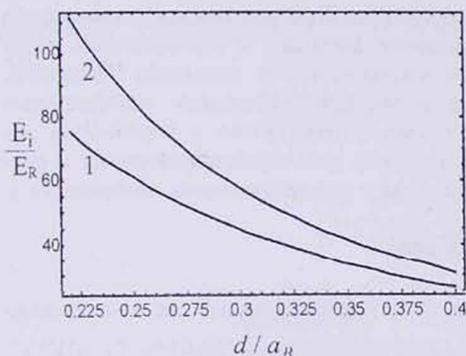


Рис.1. Зависимость полной энергии основного состояния водородоподобной примеси от d/a_B .

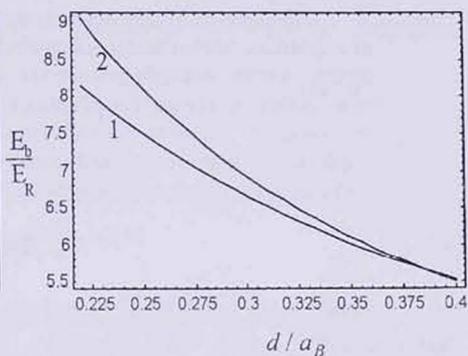


Рис.2. Зависимость энергии связи основного состояния водородоподобной примеси от d/a_B .

Возрастание энергии связи основного состояния примеси в кейновском полупроводнике можно объяснить возникновением дополнительного притяжения к примесному центру, обусловленным непараболичностью [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. J.W.Brown, H.N.Spector. J. Appl. Phys., **59**, 1179 (1986).
2. А.А.Аветисян, А.Р.Джотян, Е.М.Казарян, В.Ж.Погосян. Phys. Stat. Sol.(b), **218**, 441 (2000).
3. А.А.Аветисян, Э.М.Казарян, А.А.Саркисян. Изв. НАН Армении, Физика, **35**, 250 (2000).

УДК 539.143

СТОХАСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ АДСОРБЦИИ ЛИГАНДОВ НА МАКРОМОЛЕКУЛАХ

Г.Г. ПОТИКЯН, А.В. АРАКЕЛЯН*, С.Ю. БАБАЯН*,
А.Ш. МАРГАРЯН*

Ереванский физический институт

*Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 февраля 2002 г.)

Адсорбция представлена как стационарный марковский процесс и в его рамках вычислены корреляционная функция и спектральная плотность числа адсорбированных на макромолекуле лигандов. Показано, что сопоставление теоретических и экспериментальных спектральных плотностей позволяет получить новую информацию о параметрах адсорбции, а именно, определить константы скоростей образования и распада комплекса адсорбируемого лиганда с адсорбционным центром.

1. Введение

Проблема адсорбции лигандов на макромолекулах занимает важное место в физике макромолекул. В подавляющем большинстве случаев адсорбция исследуется в условиях, когда число адсорбированных лигандов на макромолекуле велико, и тогда с большой степенью точности число лигандов на макромолекуле равно своему среднему [1,2]. Однако во внутриклеточной среде, как правило, число лигандов невелико, и по этой причине число адсорбированных лигандов на макромолекуле должно флуктуировать. В настоящее время эти флуктуации не исследованы и возникает необходимость описания этих флуктуаций.

Как и в [3], эволюцию во времени числа адсорбированных лигандов представим как дискретный марковский процесс и опишем адсорбцию лигандов на макромолекуле в рамках стохастической модели с привлечением аппарата теории марковских процессов, что позволяет вычислить среднее значение числа адсорбированных лигандов, дисперсию и корреляционную функцию. Анализ корреляционной функции позволяет получить информацию о кинетических параметрах адсорбции. При описании адсорбции лигандов на макромолекуле введем функцию условной вероятности $P(x, t/x', t')$ того, что на макромолекуле в момент времени t имеется x лигандов, при условии, что в предшествующий

момент времени t' на ней было x' лигандов. Так как число лигандов на макромолекуле может увеличиться или уменьшиться на единицу, то легко показать, что $P(x, t/x', t')$ удовлетворяет уравнению [4]

$$\frac{\partial P(x, t/x', t')}{\partial t} = t^+(x-1)P(x-1, t/x', t') + t^-(x+1, t/x', t') - (t^+(x) + t^-(x))P(x, t/x', t'), \quad (1)$$

где $t^+(x)$ и $t^-(x)$ – вероятности переходов в единицу времени из состояния x в состояние $x+1$ и из x в $x-1$, соответственно [4]. Вид $t^+(x)$ и $t^-(x)$ зависит от стехиометрии связывания лигандов с адсорбционным центром. При вычислении стационарной корреляционной функции будем исходить из ее определения [4]

$$k(t) = \overline{x(t)x(0)} - \bar{x}_s^2, \quad (2)$$

где \bar{x}_s^2 – квадрат среднего от стационарного значения x , а $\overline{x(t)x(0)}$ выражается через стационарную условную среднюю $\overline{x(t|x', 0)}$ по формуле [4]

$$\overline{x(t)x(0)} = \sum_{x'} x' \overline{x(t/x', 0)} P(x, t/x', 0), \quad (3)$$

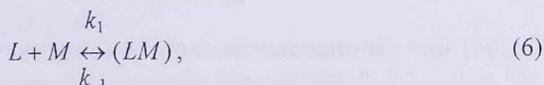
в которой

$$\overline{x(t/x', 0)} = \sum_x x P(x, t/x', 0), \quad (4)$$

а $P(x, t/x', 0)$ – стационарная условная вероятность, изменение которой со временем также описывается уравнением (1) [4]. В формулах (3) и (4) (и далее везде в этой статье) суммирование по x проводится от минимального его значения 0 до максимального числа адсорбционных центров на макромолекуле N_0 . Заменяв в (1) $P(x, t/x', t')$ на стационарную условную вероятность $P(x, t/x', 0)$, умножив обе части получившегося уравнения на x и просуммировав по всем x , получим

$$\frac{d\overline{x(t/x', 0)}}{dt} = \overline{t^+(x)} - \overline{t^-(x)}. \quad (5)$$

Для определения $t^+(x)$ и $t^-(x)$ рассмотрим простейший случай, когда адсорбируется один сорт лигандов и с одним адсорбционным центром связывается один лиганд. В этом случае квазихимическую реакцию связывания лиганда L из раствора со свободным адсорбционным центром (M) на макромолекуле можно представить в виде



где (LM) – комплекс лиганда с адсорбционным центром; k_1 и k_{-1} – кон-

танты скоростей образования и распада комплекса (LM). Если на макромолекуле адсорбировано x лигандов, то для реакции (6) вероятность $t^-(x)$ равна

$$t^-(x) = k_{-1}x. \quad (7)$$

При определении $t^+(x)$ воспользуемся тем обстоятельством, что при равновесии, как видно из (5), $t^+(x) = t^-(x)$. Для определения $t^+(x)$ воспользуемся выражением

$$\frac{x}{Nc_f} = \frac{k_1}{k_{-1}} n_f(x), \quad (8)$$

полученным в работе [5]. Рассмотрим случай малых заполнений ($x \ll 1$). Тогда разложив $n_f(x)$ в ряд и оставив линейные по x члены, получим следующее выражение для $n_f(x)$:

$$n_f(x) = 1 - (2n-1)x/N. \quad (9)$$

Подставив (9) в (8), получим для $t^+(x)$ выражение

$$t^+(x) = k_1c_f(N - (2n-1)x). \quad (10)$$

Далее, подставив $t^+(x)$ и $t^-(x)$ в (5) и решив это уравнение при начальном условии $x(0/0,0) = 0$, получим $x(t/x',0)$ в виде

$$\overline{x(t/x',0)} = \frac{k_1c_fN}{k_{-1} + (2n-1)k_1c_f} [1 - \exp\{-(k_{-1} + (2n-1)k_1c_f)t\}]. \quad (11)$$

Из (11) легко определить $\overline{x_s}$:

$$\overline{x_s} = \frac{k_1c_fN}{k_{-1} + k_1c_f(2n-1)}. \quad (12)$$

Для вычисления корреляционной функции проифференцируем (2) по t :

$$\frac{dk(t)}{dt} = \sum_{x'} x' \frac{d\overline{x(t/x',0)}}{dt} P_s(x'). \quad (13)$$

Далее, подставив в (13) значение производной от условной средней из формулы (5), с учетом значений $t^+(x)$ и $t^-(x)$ после несложных, но громоздких преобразований получим

$$\frac{dk(t)}{dt} = -(k_{-1} + (2n-1)k_1c_f)k(t). \quad (14)$$

Из (14) можно определить корреляционную функцию:

$$k(t) = k(0) \exp[-(k_{-1} + (2n-1)k_1c_f)t], \quad (15)$$

где $k(0)$ представляет собой стационарную дисперсию, т.е. $k(0) = \overline{\Delta x^2}$. Для вычисления дисперсии из (1) получим уравнение для моментов $\overline{x^k}$. Вначале следует записать уравнение изменения вероятности состояния x , а затем, умножив обе части полученного уравнения на x^k и усреднив его по всем x , получим

$$\frac{\partial \overline{x^k}}{\partial t} = t^+(x)((x+1)^k - x^k) + t^-(x)((x-1)^k - x^k) \quad (16)$$

Из (16) легко получить уравнения для первого и второго моментов, из решения которых можно получить \overline{x} и $\overline{x^2}$, а затем и дисперсию $\Delta x^2 = \overline{x^2} - \overline{x}^2$ в виде

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{k_1 c_f N k_{-1}}{[k_{-1} + k_1 c_f (2n-1)]^2} \quad (17)$$

Подставив (17) в (15), получим выражение для корреляционной функции, а затем по стандартной формуле вычислим спектральную плотность

$$S(\omega) = \frac{S(0)}{1 + (\omega / \omega_c)^2}, \quad (18)$$

$$S(0) = \frac{2Kc_f}{Nk_{-1}[1 + (2n-1)Kc_f]^3}, \quad \omega_c = k_{-1}[1 + (2n-1)Kc_f],$$

где $K = k_1 / k_{-1}$ – константа равновесия реакции (6), ω – частота.

Из (18) следует, что спектральная плотность имеет лоренцеву форму. Видно также, что при больших k_1 и k_{-1} уменьшается амплитуда плотности спектра флуктуаций $S(0)$, а резкий спад кривой $S(\omega)$ наступает при больших ω . Сопоставив экспериментальные и теоретические зависимости стационарных значений среднего числа адсорбированных лигандов и его дисперсии от концентрации лигандов в растворе c_f , можно определить N и K . Измерение же плотности спектра флуктуаций (18) позволяет получить новую информацию о параметрах адсорбции, а именно, значения констант скоростей образования k_1 и распада k_{-1} комплекса лиганда с макромолекулой.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Crothers. Biopolymers, **6**, 575 (1968).
2. А.С.Заседателев, Г.В.Гурский, М.В.Волькенштейн. Молекулярная биология, **5**, 245 (1974).
3. В.Б.Аракелян. Биофизика, **45**, 853 (2000).
4. К.В.Гардинер. Стохастические методы в естественных науках. М., Мир, 1986.
5. Ю.Д.Нечипуренко, А.С.Заседателев, Г.В.Гурский. Молекулярная биология, **18**, 798 (1984).

УДК 548.0

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ЛИОТРОПНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Г.Г. БАДАЛЯН, Х.М. КАЗАРЯН, М.А. СТЕПАНЯН,
М.Х. МИНАСЯНЦ, А.А. ШАГИНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 11 октября 2001 г.)

Методом поляризационной микроскопии исследована доменная структура жидко-кристаллических систем лецитин (фосфатидилхолин) – вода и пентадецилсульфонат натрия – вода. Дано определение домена для лиотропных жидких кристаллов. Выявлены некоторые механизмы, присущие дефектам доменов. Установлено существование доменов сферолитного типа и доменов типа цепочек в зависимости от концентрации.

1. Введение

В работах [1,2] показано, что лиотропные жидкие кристаллы (ЛЖК) имеют многодоменную структуру. Причем в таких системах междоменное пространство при малых концентрациях мезогенного вещества заполнено растворителем, а при больших концентрациях – мезогенным веществом. Согласно общепринятым представлениям, с точки зрения ферромагнетизма, домены – малые области спонтанной намагниченности до полного насыщения, а для ЛЖК домены – области, имеющие одинаковую структуру и физические свойства.

В настоящей работе была поставлена задача определения понятия домена и изучения механизмов возникновения дисинклинаций в доменах ЛЖК.

Эксперимент проводился при комнатной температуре (25°C) поляризационным микроскопом MPI-3, с призмой Бертрана, увеличение которого составляло $\times 800$. Определение размеров структурных единиц проводилось стандартным способом при помощи окуляр-микрометра. Источником света служила галогенная лампа мощностью 150 Вт. Падающий луч, проходя через поляризатор и конденсор, падал на образец. Рассеянный луч проходил через анализатор и падал на регистрирующее устройство.

Образцы готовились следующим образом: между двумя покровными стеклами помещались водные суспензии амфифильного вещества

определенных концентраций. Исследования проводились для ЛЖК систем фосфатидилхолин – вода (ФХ – вода) и пентадецилсульфонат – вода (ПДСН – вода).

В системе ФХ – вода при концентрациях $< 40\%$ получают отдельные мальтийские кресты, плавающие в воде, а при концентрациях $> 60\%$ – цепи (рис.1а), соединенные между собой тонкими цепочками. В последнем случае мальтийские кресты отсутствуют. При дальнейшем увеличении концентрации вместе с цепочками снова появляются мальтийские кресты (рис.1б), число которых со временем увеличивается, а их размеры уменьшаются. Между цепочками образуются аморфные водные области, которые не дают двулучепреломления.

Для системы ПДСН – вода при малых концентрациях ($< 35\%$) также получают отдельные кресты, которые впоследствии при больших концентрациях ($> 55\%$) образуют цепи (рис.1в), более монолитные и похожие на трубки. Дальнейшее увеличение концентрации амфифила приводит к укрупнению этих трубок (рис.1г).

Исходя из вышеизложенных данных, попытаемся теперь сделать некоторые заключения. Прежде всего, мальтийские кресты получаются от сферолитов, строение и свойства которых хорошо изложены в работе [3]. Многие авторы возникновения мальтийских крестов объясняют возникновением дисинклинаций. Если это верно, то следует полагать, что область, примыкающая к кресту, должна быть доменом. Однако эта область не дает двулучепреломления, т.е. она изотропна и представляет из себя водную фазу.

С другой стороны, при малых концентрациях отношение суммы объемов доменов и дисинклинаций к общему объему должно было быть приблизительно равно концентрации ЛЖК. Однако это вовсе не так: отношение объема одних только сферолитов к общему объему уже равно концентрации ЛЖК.

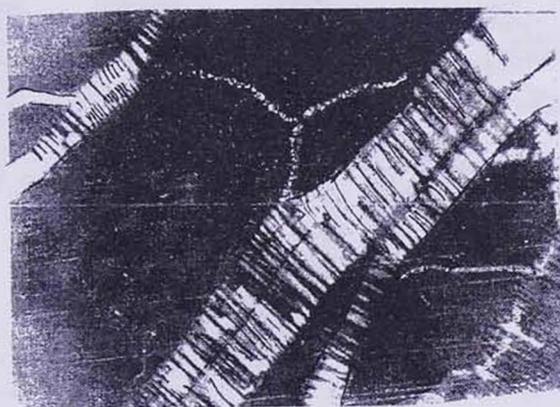


Рис.1а. Поляризационно-микроскопическая картина 61%-ной смеси ФХ – вода, укрупнение цепочек.

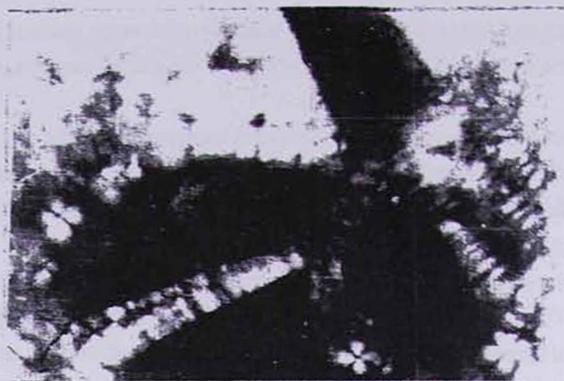


Рис.1б. Поляризационно-микроскопическая картина 65%-ной смеси ФХ-вода, образование цепей типа труб.

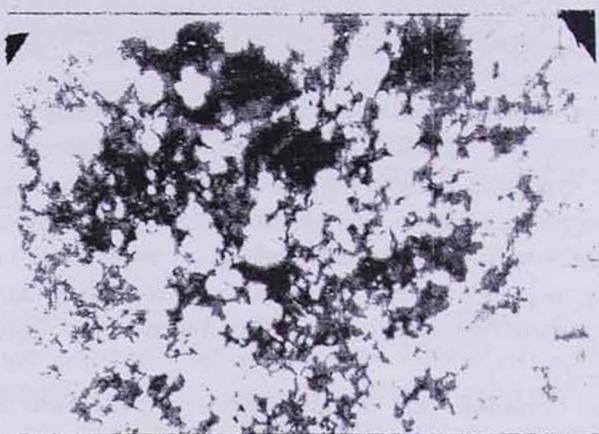


Рис.1в. Поляризационно-микроскопическая картина 55%-ной смеси ПДСН-вода, образование цепочек.



Рис.1г. Поляризационно-микроскопическая картина 65%-ной смеси ПДСН-вода, укрупнение трубок.

Эти факты наводят на мысль, что сферолиты представляют из себя не дисинклинации, а домены. Чтобы убедиться в этом, после съемки с края образца удалили пиццин и оставили на высыхание (вода вышла из образца). На местах мальтийских крестов образовались кристаллиты ФХ (рис.2). Это прямое доказательство нашего предположения, что доменами являются сами сферолиты.

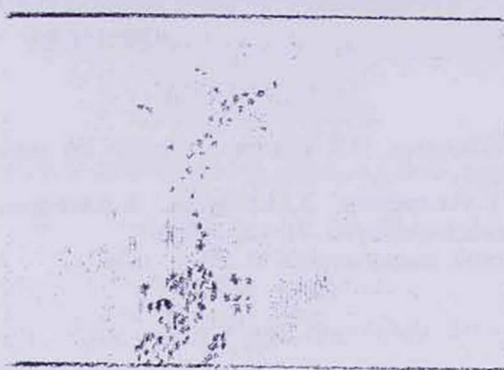


Рис.2. Образование кристаллов лещитина.

Попробуем объяснить возникновение цепей. Как показали опыты, цепи получились из раздавленных сферолитов под действием сил поверхностного натяжения при больших концентрациях. При малых же концентрациях эти силы ослабевают, тем самым цепи переходят в отдельные кресты.

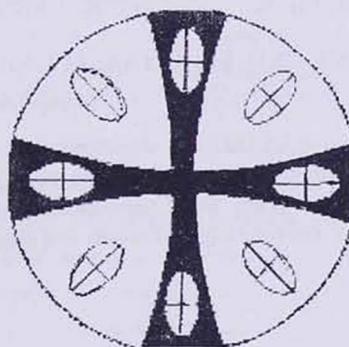


Рис.3. Сосхематическая картина сферолита и расположение ламеллы в нем.

С другой стороны, известно, что в твердых кристаллах под действием силы давления или других воздействий дефекты, проявляя тенденцию накопления, выходят на поверхность. Однако при давлении на наши образцы кресты остались неподвижными, а водяные области, откры-

вая новые каналы, присоединились друг к другу. Эти данные также указывают на то, что сферолиты не дефекты, а домены.

Исходя из вышесказанного, можно предложить модель домена ЛЖК (рис.3) как сферолита, состоящего из плоскостей, которые параллельны поверхности сферы: межламеллярное пространство наполнено водой, которая сообщается межсферолитной свободной водой. Приблизительные размеры сферолитов составляют около 10^{-3} см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Г.Бадалян, Х.М.Казарян, М.Х.Минасянц. Межвуз. сб. научных тр., Физика, 8-9, 284-287(1987).
2. А.Г.Саркисян, Г.М.Саркисян, Л.М.Гарибян, В.А.Асланян, М.Х.Минасянц, А.А.Шагинян. Кристаллография, 31, 128 (1986).
3. Б.Вундерлих. Физика макромолекул. М., Мир, 1976.

ԼԻՈՏՐՈՊ ԼՇՂՈՒԿ ԲՅՈՒԲՐՆԵՐԻ ԴՈՄԵՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾԲԸ

Հ.Գ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Խ.Մ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ, Մ.Ա. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ,
Մ.Խ. ՄԻՆԱՍՅԱՆՑ, Ա.Ա. ՇԱՀԻՆՅԱՆ

Բևեռային մանրադիսակով հետազոտված է լիոտրոպ հեղուկ բյուրեղի (ԼՀԲ) դոմենային կառուցվածքը լեցիտին-ջուր և մատրիումի պենտոդեցիլսուլֆոնատ-ջուր համակարգերի հիման վրա: Տրված է ԼՀԲ-ի համար դոմենի նոր սահմանումը: Բացահայտվել են դոմենների բերորյուններին (դիսինկլինացիաներին) հատուկ որոշ մեխանիզմներ: Ապացուցված է կոնցենտրացիայից կախված սֆերոլիտային տիպի և շղթայական տիպի դոմենների գոյությունը:

DOMAIN STRUCTURE OF LYOTROPIC LIQUID CRYSTALS

G.G. BADALYAN, Kh.M. KAZARYAN, M.A. STEPANYAN,
M.Kh. MINASYANTS, A.A. SHAGINYAN

The lyotropic liquid crystal (LLC) domain structure is investigated on the lecithin – water and pentadecylsulfonate sodium – water basis by the microscopic polarization method. A new definition for LLC domain is given. Some mechanisms are found which are proper to domain defects. The existence of spherulite-type domains and chain-type domains depending on the concentration is revealed.

УДК 536.51

ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ТЕРМОДАТЧИК ДЛЯ КРИОГЕННЫХ ПРИМЕНЕНИЙ, РАБОТАЮЩИЙ В ШИРОКОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ

О.Г. ШИРИНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 16 сентября 2002 г.)

Обсуждены возможности использования автогенератора на туннельном диоде в качестве термодатчика для прецизионной стабилизации температуры в широком интервале криогенных температур. Приведены экспериментальные результаты испытания тестового термосенсора и оценки чувствительности, а также возможные пути улучшения его характеристик.

Как известно, принцип действия термометров основан на различных физических явлениях, зависящих от температуры: на тепловой зависимости электросопротивления, термоэде, магнитной восприимчивости парамагнетиков, на тепловом расширении веществ и т.д. В криогенной технике обычно используются термометры сопротивления и полупроводниковые термометры, лучшими из которых считаются платиновые термометры сопротивления, точность которых в диапазоне 4–300K достигает $\sim 1\text{mK}$. Однако для различного рода экспериментов (при наличии сильных магнитных полей, ионизирующего излучения и т.д.) в зависимости от температурного диапазона целесообразно использовать различные типы сенсоров. Термометры в зависимости от приложений должны обладать теми или иными характеристиками: для стабилизации температуры не столь важна абсолютная повторяемость, но необходима высокая чувствительность в данном, относительно узком температурном интервале, а для абсолютных температурных измерений, в особенности при наличии электромагнитных полей, термометр должен обладать высокой повторяемостью и стабильностью к магнитному полю.

Генераторы на туннельных диодах (ТД) (рис. 1а) широко используются в экспериментальной физике низких температур как чувствительные приборы для исследования сверхпроводников [1,2]. Обычно во избежание температурного влияния (для компенсации приборного хода) используют пару идентичных генераторов на ТД и, вычитывая сигналы, в качестве измеряемого сигнала берут разностную частоту генерации.

Исследуемый объект помещается в катушку (или на катушку, в зависимости от ее геометрии) [3] L резонансного контура. Таким образом, изменение свойств образца, находящегося в поле катушки, вызывает изменение индуктивности и добротности контура, что приводит к изменению как частоты, так и амплитуды осцилляций автогенератора. С помощью нестандартного прибора, основанного на ТД генераторе с плоской катушкой, был обнаружен ряд тонких характеристик сверхпроводящих купратов: особенность в узком температурном интервале в начале сверхпроводящего перехода $YBa_2Cu_3O_x$ тонкой пленки (так называемый “парамагнитный эффект”) [4], аномальное поглощение тестирующего радиочастотного (РЧ) поля $YBa_2Cu_3O_x$ пленкой в магнитном поле [5], а также были выявлены особенности тонкой структуры магнитной фазовой диаграммы вихрей магнитного потока в $YBa_2Cu_3O_x$ монокристалле [6]. Для выявления таких тонких особенностей физики сверхпроводников, во избежание “размывания” эффекта, необходима точная и долговременная температурная стабилизация (лучше 5мК), которую можно достичь лишь с использованием исключительно чувствительных термосенсоров с чувствительностью, превосходящей 1 мК.

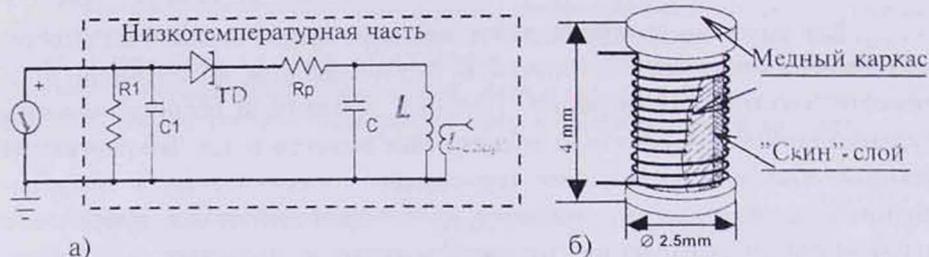


Рис.1. а) Схема автогенератора на ТД. б) Схематическое изображение термосенсора-катушки индуктивности L резонансного контура автогенератора.

Принцип действия описываемого термодатчика основан на температурной зависимости индуктивности L цилиндрической катушки-термосенсора (рис.1), входящего в резонансный контур генератора на ТД. Для повышения чувствительности в катушку можно поместить цилиндрический металлический сердечник (например, из меди). С изменением температуры изменяется проводимость металла σ , а, следовательно, и “скин”-слой δ сердечника:

$$\delta(t) = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu\sigma(T)F}},$$

где F – частота автогенератора, c – скорость света, μ – магнитная восприимчивость. Это приводит к изменению эффективного объема катушки (объема внутри катушки индуктивности, занимаемого РЧ полем).

Таким образом, изменяется и самоиндукция катушки, и частота генерации будет изменяться с изменением "скин"-слоя металла (меди). Очевидно, что чувствительность термодатчика тем выше, чем больше температурная зависимость проводимости (температурный коэффициент α) сердечника катушки, т.е. чем чище металл, тем выше чувствительность термосенсора. Катушка индуктивности тестового термодатчика была намотана на каркасе с диаметром 2 мм из электротехнической меди (рис.1б). При комнатной температуре генерация была достигнута на частоте ~16 МГц, при этом стабильность генератора составляла $\pm(1-3)$ Гц во всем температурном диапазоне испытания термодатчика. Зависимость частоты генератора от температуры приведена на рис.2.

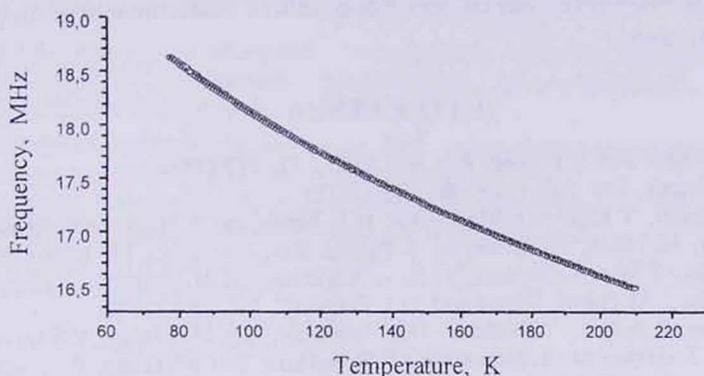


Рис.2. Экспериментальная кривая зависимости измеряемой частоты генерации автогенератора от температуры термодатчика.

Выявленная из эксперимента чувствительность изготовленного тестового термосенсора составила ~0,2 мК во всей области тестировки. Тем не менее эти данные далеко не предельные для такого типа термодатчиков, поскольку есть методы, с помощью которых возможно улучшить характеристики термосенсора на несколько порядков. Это, во-первых, использование в качестве "каркаса" чистой меди, имеющей больший температурный коэффициент электропроводности по сравнению с использованной электротехнической медью. Во-вторых, при комнатной температуре на радиочастоте (16 МГц) "скин"-слой составляет всего лишь ~10-20 мкм, и тепловое изменение "скина" приводит к достаточно малому изменению эффективного объема катушки. При использовании же сердечника из многожильных изолированных проволок коэффициент заполнения возрастет и чувствительность термосенсора улучшится.

Заметим, что термодатчики такого типа имеют некоторые недостатки: относительно плохая абсолютная повторяемость и приборный ход при развертке сильных магнитных полей. Первый недостаток не позволяет их использование в качестве абсолютного измерителя температуры, а второй, в принципе, частично возможно преодолеть калибровкой (экс-

периментальным определением и устранением приборного хода). Однако использование даже такого "несовершенного" тестового термометра, обладающего вышеописанными характеристиками, является шагом вперед для многих экспериментальных приложений в криогенной технике. Обладая малой массой и размерами, и в то же время имея высокую чувствительность в довольно широком температурном диапазоне, термометры этого типа являются перспективными сенсорами для прецизионной стабилизации температуры.

Данная работа частично поддержана научной темой №02-1359, финансируемой из государственных централизованных источников Республики Армения. Автор выражает благодарность С.Г.Геворгяну за поддержку и полезные советы при проведении экспериментов и обсуждении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.T.Van Degrift and D.P.Love. Rev. Sci. Instr., **52**, 712 (1981).
2. C.T.Van Degrift. Rev. Sci. Instr., **46**, 712 (1975).
3. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, Y.Hanayama, H.Katsube, T.Ohyama, M.Takeo, T.Matsushita, K.Funaki. Rev. Sci. Instr., **71**, 1488 (2000).
4. S.Gevorgyan, T.Kiss, T.Ohyama, M.Inoe, A.Movsisyan, H.Shirinyan, V.Gevorgyan, T.Matsushita, M.Takeo. Supercond. Sci. Technol., **14**, 1009 (2001).
5. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, T.Nishizaki, H.G.Shirinyan, A.A.Movsisyan, V.S.Gevorgyan, M.Inoue, T.Harayama, T.Matsushita, N.Kobayashi, and M.Takeo, Proceedings of 9-th International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-9), Madison, WI, AIP Conference Proceedings, v.605, p.123 (2001).
6. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, M.Inoe, A.Movsisyan, H.Shirinyan, T.Harayama, T.Matsushita, T.Nishizaki, N.Kobayashi, M.Takeo. Physica C: "Superconductivity and its Applications", **378-181**, 531 (2002).

ԼԱՅՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԱՇԽԱՏՈՂ ԶԳԱՅՈՒՆ
ՋԵՐՄԱՍԵՆՍՈՐ ԿՐԻՈԳԵՆ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Հ.Գ. ՇԻՐԻՆՅԱՆ

Քննարկված է բունելային դիոդի վրա ինքնազեննրատորի որպես ջերմաչափ օգտագործելու հնարավորությունը՝ ցածր ջերմաստիճանների լայն տիրույթում ջերմաստիճանի ճշգրիտ կայունացման համար: Բերված են ջերմաստիճանի փորձարկման էքսպերիմենտալ տվյալները և նրա զգայունության գնահատականը:

SENSITIVE THERMOSENSOR FOR CRYOGENIC APPLICATIONS WORKING IN A WIDE TEMPERATURE RANGE

H.G. SHIRINYAN

The possibility of creation of a sensitive thermosensor based on the tunnel diode oscillator for fine thermostabilization in cryogenic temperature range is discussed. Preliminary experimental test-results of the thermosensor, its sensitivity and possible ways of thermo-sensor's performance improvement are considered. The working range of this type thermosensors, their advantages and disadvantages are presented.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Լ.Շ.Գրիգորյան, Հ.Ֆ.Խաչատրյան, Ս.Ռ.Արզումանյան Դիէլեկտրիական գնդի ներսում պտտվող էլեկտրոնի ինտենսիվ ճառագայթման մասին.....	327
Լ.Ա.Հարությունյան, Գ.Մ.Հովհաննիսյան, Կ.Գ.Թրունի Բյուրեղ-վակուում համակարգերում ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի մոդելավորումը.....	335
Դ.Հ.Սարգսյան, Ա.Վ.Պապոյան, Տ.Ս.Վարժապետյան, Թ.Բեքեր, Հ.Վալթեր Լազերի սպեկտրալ գծի լայնության ազդեցությունը գերկարճ բջիջներում ատոմային զուրյուռու ռեզոնանսային ֆլուորեսցենտման ենթադրալերային կառուցվածքի վրա.....	342
Ա.Ա.Կուտուզյան, Ա.Ա.Կիրակոսյան, Լ.Խ.Սուրադյան Մութ սոլիտոնների գեներացումը սպեկտրալ սեղմիչում.....	350
Ա.Հ.Առաքելյան, Վ.Ս.Հարությունյան, Հ.Լ.Սարգսյան, Վ.Ս.Սելիքսթեյան, Ն.Վ.Թափրյան Լուսային ճառագայթման ազդեցությունը կիսահաղորդիչ հարթակի հետ կոնտակտի բերված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի մակերևույթային կապի վրա.....	354
Ա.Ա.Կիրակոսյան, Շ.Գ.Գասպարյան Լիցքակիրների իմպուլսի ռելաքսացիայի արագությունը չափանորեն քվանտացված կիսահաղորդչային լարում երկայնական մագնիսական դաշտում.....	364
Բ.Ժ.Պողոսյան Միջավայրի ազդեցությունը A^3B^5 տիպի բարակ կիսահաղորդչային լարում ջրածնանման խառնուրդի կապի էներգիայի վրա.....	374
Գ.Հ.Փոթիկյան, Ա.Վ.Առաքելյան, Ս.Յու.Բաբայան, Ա.Շ.Սարգսյան Մակրոմոլեկուլների վրա լիզանդների ադսորբցիայի ստոխաստիկ նկարագրություն.....	378
Հ.Գ.Բադալյան, Խ.Մ.Ղազարյան, Մ.Ա.Ստեփանյան, Մ.Խ.Մինասյանց, Ա.Ա.Շահինյան Լիոտրոպ հեղուկ բյուրեղների դոմենային կառուցվածքը.....	382
Հ.Գ.Շիրինյան Լայն ջերմաստիճանային տիրույթում աշխատող զգայուն ջերմասենսոր կրիոգեն կիրառությունների համար.....	387

CONTENTS

L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, S.R.Arzumanyan. On the intensive radiation from an electron rotating in a dielectric sphere.....	327
L.A.Haroutunyan, G.M.Hovhannisyan, K.G.Trouni. Simulation of X-ray diffraction in crystal-vacuum systems.....	335
D.H.Sarkisyan, A.V.Papoyan, T.S.Varzhapetyan, T.Becker, H.Walther. Influence of the laser spectral linewidth on the sub-Doppler structure of resonant fluorescence of atomic vapors in extremely thin cells.....	342
A.A.Kutuzyan, A.A.Kirakosyan, L.Kh.Mouradian. Generation of dark solitons in a spectral compressor.....	350
A.O.Arakelyan, V.M.Aroutiounian, H.L.Margaryan, V.A.Meliksetyan, N.V.Tabirian. Light irradiation effect on the surface anchoring of a nematic liquid crystal contacting with a semiconductor substrate.....	354
A.A.Kirakosyan, Sh.G.Gasparyan. Momentum relaxation rate of charge carriers in a size-quantized semiconductor wire in a longitudinal magnetic field.....	364
B.Zh.Poghosyan. Effect of surrounding medium on the binding energy of a hydrogen-like impurity in a A^3B^5 thin semiconductor wire.....	374
G.H.Potikyan, H.V.Arakelyan, S.Yu.Babayan, A.Sh.Margaryan. Stochastic description of adsorption of ligands on macromolecules.....	378
G.G.Badalyan, Kh.M.Kazaryan, M.A.Stepanyan, M.Kh.Minasyants, A.A.Shaginyan. Domain structure of lyotropic liquid crystals.....	382
H.G.Shirinyan. Sensitive thermosensor for cryogenic applications working in a wide temperature range.....	387

СОДЕРЖАНИЕ

Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян. Об интенсивном излучении электрона, вращающегося внутри диэлектрического шара.....	327
Л.А.Арутюнян, Г.М.Оганесян, К.Г.Труни. Моделирование дифракции рентгеновской волны в системах кристалл-вакуум.....	335
Д.Г.Саркисян, А.В.Папоян, Т.С.Варжапетян, Т.Беккер, Г.Вальтер. Влияние спектральной ширины лазера на субдоплеровскую структуру резонансной флюоресценции атомарных паров в сверхтонких ячейках.....	342
А.А.Кутузян, А.А.Киракосян, Л.Х.Мурадян. Генерация темных солитонов в спектральном компрессоре.....	350
А.О.Аракелян, В.М.Арутюнян, А.Л.Маргарян, В.А.Меликсетян, Н.В.Табирян. Влияние светового излучения на поверхностное сцепление нематического жидкого кристалла, контактирующего с полупроводниковой подложкой.....	354
А.А.Киракосян, Ш.Г.Гаспарян. Темп релаксации импульса носителей заряда в размерно квантованной полупроводниковой проволоке в продольном магнитном поле.....	364
Б.Ж.Погосян. Влияние ограничивающей среды на энергию связи водородоподобной примеси в тонкой полупроводниковой проволоке типа A^3B^5	374
Г.Г.Потикян, А.В.Аракелян, С.Ю.Бабаян, А.Ш.Маргарян. Стохастическое описание адсорбции лигандов на макромолекулах.....	378
Г.Г.Бадалян, Х.М.Казарян, М.А.Степанян, М.Х.Минасянц, А.А.Шагинян. Доменная структура лиотропных жидких кристаллов.....	382
О.Г.Ширинян. Чувствительный термодатчик для криогенных применений, работающий в широком температурном диапазоне.....	387

Заказ №197. Тираж 150.

Сдано в набор 12.11.2002. Подписано к печати 21.11.2002.

Печ. л. 4,25. Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография издательства "Гитутюн" НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.