ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

39, N4, 2004

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ
39

№ 4

ՀՀ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН
2004

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

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.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.211-215 (2004)

УДК 539.951

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭКРАНИРОВКУ НЕПОДВИЖНОГО ЗАРЯДА В ПЛАЗМЕ

Э.А. АКОПЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 июля 2003 г.)

Рассмотрен потенциал неподвижной заряженной частицы в максвелловской плазме при наличии однородного переменного электрического поля. Получено аналитическое выражение усредненного по периоду внешнего поля потенциала на прямой, проходящей через точку нахождения частицы параллельно вектору напряженности внешнего поля. Выражение получено без наложения ограничений на величину внешнего поля. Показано, что усредненный потенциал сильно зависит от расстояния на расстояниях порядка радиуса осцилляций электронов плазмы.

Вопросы, связанные с взаимодействием заряженных частиц с внешними электромагнитными полями в среде (в частности, в плазме) остаются в ряду актуальных проблем современной физики (см., например, [1-3]), поскольку связаны с такими важнейшими проблемами, как построение последовательной кинетической теории, конструирование принципиально новых (более компактных при том же темпе ускорения) ускорителей заряженных частиц, осуществление ионного термоядерного синтеза и т.п. В настоящей работе исследуется потенциал φ неподвижного "пробного" заряда величиной q в плазме при наличии внешнего однородного электрического поля $\mathbf{E}=\mathbf{E}_0\sin(\omega_0 t+\beta)$.

Плазму и потенциал φ в плазме будем описывать системой самосогласованных уравнений Максвелла–Власова:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t}+;\frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}}+\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left\{-\frac{\partial\varphi}{\partial \mathbf{r}}+\mathbf{E}_0\sin(\omega_0 t+\beta)\right\}\frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}}=0,$$
$$-\Delta\varphi=4\pi\left\{q\delta(\mathbf{r})+\sum_\alpha e_\alpha\int f_\alpha d\mathbf{v}\right\}, \tag{1}$$

где суммирование идет по всем α сортам частиц плазмы; $e_\alpha, m_\alpha, f_\alpha$ – заряд, масса и функция распределения частиц сорта α, соответственно.

Основным состоянием плазмы, как и в работе [4], будем считать состояние плазмы, находящейся во внешнем электрическом поле $\mathbf{E}$. В линейном по полю пробной частицы приближении система уравнений (1) имеет следующий вид:

$$f_\alpha = F_\alpha + \delta f_\alpha,$$

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial F_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial F_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\mathbf{E}_0 \sin(\omega_0 t + \beta)\frac{\partial F_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0, \\
&\frac{\partial \delta f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial \delta f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\mathbf{E}_0 \sin(\omega_0 t + \beta)\frac{\partial \delta f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} - \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}}\frac{\partial F_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0, \qquad (2) \\
&-\Delta\varphi = 4\pi\left\{q\delta(\mathbf{r}) + \sum_\alpha e_\alpha \int \delta f_\alpha d\mathbf{v}\right\},
\end{aligned}$$

где $F_\alpha = F_\alpha\left[\mathbf{v} + \mathbf{v}_\alpha \cos(\omega_0 t + \beta)\right]$ – функция распределения основного состояния частиц плазмы сорта α, δf_α – возмущения соответствующих функций основного состояния, $\mathbf{v}_\alpha = e_\alpha \mathbf{E} / m_\alpha \omega_0$.

В дальнейшем мы будем рассматривать случай плазмы, состоящей из электронов и положительно заряженных ионов одного сорта, считая последние неподвижным фоном, обеспечивающим электронейтральность плазмы. Применяя к системе уравнений (2) метод фурье-преобразований (более детальное применение этого метода изложено, напр., в [4]) найдем для фурье-образа потенциала и потенциала, усредненного по периоду внешнего поля $<\varphi(r)>$, следующие выражения:

$$\varphi(\mathbf{k},\omega) = \frac{4\pi q}{(2\pi)^3}\frac{1}{k^2\varepsilon(\omega,\mathbf{k})}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\mathbf{k}\mathbf{r}_E)e^{-in\beta}\delta(\omega - n\omega_0), \qquad (3)$$

$$<\varphi(\mathbf{r})> = \frac{4\pi q}{(2\pi)^3}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\int\frac{d\mathbf{k}}{k^2}J_n^2(\mathbf{k}\mathbf{r}_E)e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}\frac{1}{\varepsilon(n\omega_0,\mathbf{k})}, \qquad (4)$$

где $\mathbf{r}_E = e\mathbf{E}_0 / m\omega_0^2$, $e(\omega,k)$ – продольная диэлектрическая проницаемость плазмы, $J_n(x)$ – функция Бесселя порядка n, $\mathbf{r}$ – координата точки наблюдения.

В плазме с максвелловским распределением продольная диэлектрическая проницаемость описывается хорошо известным выражением (см., напр., [5])

$$\varepsilon(\omega,\mathbf{k}) = 1 + \frac{1 - J_+\left(\dfrac{\omega}{k v_{Te}}\right)}{k^2 r_{De}^2}, \qquad (5)$$

$$J_+(x) = x e^{-\frac{x^2}{2}}\int_{i\infty}^{x} e^{\frac{t^2}{2}} dt, \qquad (6)$$

где v_{Te} и r_{De} – тепловая скорость и дебаевский радиус электронов плазмы, соответственно.

С учетом (5) и (6) запишем величину среднего потенциала в следующем виде:

$$< \varphi > = \frac{4\pi q}{(2\pi)^3 r_{De}} \int \frac{\mathbf{dk}}{k^2} J_n^2(\mathbf{k z}_E) \cos(\mathbf{kz}) \frac{-1 + J_+\left(\frac{n\omega_0}{k\omega_{Le}}\right)}{k^2 + 1 - J_+\left(\frac{n\omega_0}{k\omega_{Le}}\right)} + \frac{q}{r_{De}|\mathbf{z}|}, \tag{7}$$

где $\mathbf{z}_E = \mathbf{r}_E / r_{De}$, $\mathbf{z} = \mathbf{r} / r_{De}$, $\omega_{Le} = v_{Te} / r_{De}$ — ленгмюровская частота электронов плазмы.

Вычислим величину потенциала на прямой, проходящей через точку нахождения пробного заряда параллельно вектору $\mathbf{E}_0$.

Запишем выражение (7) в цилиндрической системе координат с началом координат в указанной точке $\{z\}$, направленной вдоль вектора $\mathbf{E}_0$:

$$\begin{gathered} < \varphi > = \frac{4\pi q}{(2\pi)^3 r_{De}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \int_0^{\infty} k_\perp dk_\perp \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{k_z^2 + k_\perp^2} J_n^2(k_z z_E) \cos(k_z z) \times \\ \times \frac{-1 + J_+\left(\frac{n\omega_0}{\omega_{Le}\sqrt{k_z^2 + k_\perp^2}}\right)}{(k_\perp^2 + k_z^2) + 1 - J_+\left(\frac{n\omega_0}{\omega_{Le}\sqrt{k_z^2 + k_\perp^2}}\right)} + \frac{q}{z r_{De}}, \end{gathered} \tag{8}$$

где $z_E = |\mathbf{z}_E|$, $z = |\mathbf{z}|$.

Как показывают численные расчеты [6], функция $J_+(x)$ с достаточно хорошей точностью описывается своим асимптотическим выражением $J_+(x) = 1 + 1/x^2$ уже при значении аргумента $x \geq 3{,}3$. В дальнейшем мы будем считать, что выполняется условие $\omega_0 / 3{,}3\omega_{Le} > 1$.

Вместе с тем использование асимптоты функции $J_+(x)$ вместо точного ее выражения приводит к необходимости введения обрезающего по переменной $k_\perp$ параметра, который определяется следующими условиями:

$$\frac{n\omega_0}{\omega_{Le}\sqrt{k_z^2 + k_\perp^2}} \geq 3{,}3 \ , \quad \text{т.е.} \quad \sqrt{k_z^2 + k_\perp^2} \leq \frac{n\omega_0}{3{,}3\omega_{Le}},$$

так что во всяком случае $k_\perp \leq \omega_0 / 3{,}3\omega_{Le} > 1$.

Просуммировав ряд, получающийся при этом в формуле (8), можно получить потенциал $<\varphi>$ на расстояниях, больших радиуса осцилляций электронов под действием внешнего поля, а именно, на дистанциях, удовлетворяющих неравенству $z > 2z_E$. Как показывают соответствующие оценки, суммарный вклад высших гармоник в величину потенциала, при сделанных выше предположениях, по порядку величины не превышает $\omega_{Le}^2 / \omega_0^2$. Пренебрегая указанным вкладом, получим следующее выражение:

$$< \varphi > = \frac{q}{z r_{De}} - \frac{q}{r_{De}} \int_0^1 e^{-zx} I_0^2(z_E x) dx \, . \tag{9}$$

В случае слабых полей (а именно, $z_E < 1$) из выражения (9) следует $<\varphi> \sim z_E^2 / z^3$, что совпадает с асимптотикой усредненного потенциала на больших от частицы расстояниях в слабых полях, полученной в работе [7].

На рис.1 приведены графики зависимости потенциала $<\varphi>$ от переменной z, с использованием формулы (9). Примечательной является сильная зависимость производной по z потенциала $<\varphi>$ в окрестности точки $z = 2z_E$, что позволяет предполагать наличие сильных электрических полей на расстояниях порядка радиуса осцилляций электронов плазмы, являющегося для последних "точкой поворота".

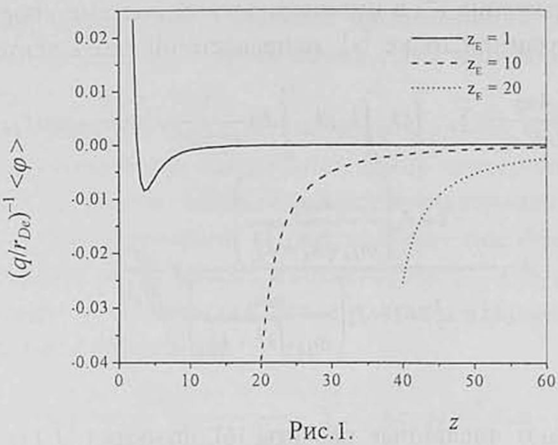

Рис.1.

В случае сильных полей ($z_E > 1$) величину усредненного потенциала можно выразить через хорошо известные специальные функции:

$$<\varphi> = \frac{q}{z r_{De}} - \frac{q}{r_{De}} \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{4}{z} K\left(\frac{2z_E}{z}\right) + E_i(2z_E - z) \right\}, \quad (10)$$

где $K(a)$ – полный эллиптический интеграл первого рода, $E_i(a)$ – интегральная показательная функция.

В заключение отметим, что приближение однородного поля справедливо, если длина волны внешнего поля больше размеров характерных неоднородностей плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Q.Spreiter, C.Toepffer**. J. Phys. B., At. Mol. Opt. Phys., **33**, 2347 (2000).
2. **Yuan-Hong Song, You-Nian Weng, Z.L.Miskovic**. Phys. Lett. A, **285**, 183 (2001).
3. **Г.Б.Нерсисян, Д.М.Седракян, Г.Г.Матевосян**. Астрофизика, **45**, 69 (2002).
4. **Ю.М.Алиев, Л.М.Горбунов, Р.Р.Рамазашвили**. ЖЭТФ, **61**, 1477 (1971).
5. **В.П.Силин, А.А.Рухадзе**. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М., Госатомиздат, 1961.
6. **Э.А.Акопян, Г.Г.Матевосян, Р.А.Геворкян, А.В.Оганесян**. Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 11 (2002).
7. **Г.Г.Матевосян**. Краткие сообщения по физике (ФИАН), **12**, 9 (1979).

ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՈՒԺԵՂ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՆՇԱՐԺ ԼԻՑՔԻ ԷԿՐԱՆԱՎՈՐՄԱՆ ՎՐԱ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Է.Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ա.ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Դիտարկված է արտաքին համասեռ փոփոխական էլեկտրական դաշտում լիցքավորված անշարժ մասնիկի պոտենցիալը մաքսվելյան պլազմայում: Արտաքին դաշտի լարվածության վեկտորին զուգահեռ, լիցքի գտնվելու կետով անցնող ուղղի վրա ստացված է արտաքին դաշտի պարբերությամբ միջինացված պոտենցիալի անալիտիկ արտահայտությունը: Վերջինս ստացված է առանց արտաքին դաշտի մեծության սահմանափակումների: Ցույց է տրված միջինացված պոտենցիալի խիստ կախվածությունը պլազմայի էլեկտրոնների օսցիլյացիաների շառավղի կարգի հեռավորություններից:

INFLUENCE OF STRONG ELECTRIC FIELD ON THE SHIELDING OF IMMOVABLE CHARGE IN PLASMA

E.A. ACOPYAN, R.A. GEVORKYAN

The electric field potential of an immovable charged particle inside a Maxwellian plasma placed in a homogeneous a.c. electric field is considered. An analytic expression for the potential averaged over the a.c. period, along the line including the charge and direction of the external field is obtained. This expression is valid for arbitrary external field intensities. A strong dependence of the averaged potential on the distance is shown to occur at distances of the order of the electronic oscillation radius in plasma.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.221-224 (2004)

УДК 530.145

РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ЯНГА–БАКСТЕРА ДЛЯ ОДНОЙ ИНТЕГРИРУЕМОЙ МОДЕЛИ

Ш.А. ХАЧАТРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Рассмотрены уравнения Янга–Бакстера для двумерной интегрируемой модели, построенной с помощью трехчастичных R-матриц, которые действуют в тензорном произведении трех векторных пространств. Эти матрицы имеют структуру, которая определена в работе [1]. Найдены общие решения уравнений.

Как известно, система в квантовой теории поля называется интегрируемой, если она имеет бесконечное число попарно коммутирующих зарядов или гамильтонианов. Коммутирующие заряды, являясь следствием богатой симметрии, позволяют решать систему точно, не прибегая к приближенным методам. Для многих точно решаемых моделей продуктивно работает квантовый метод обратной задачи [2-5]. Он дает условие, достаточное для существования бесконечного числа законов сохранений: коммутативность двух трансфер-матриц с разными спектральными параметрами:

$$[\tau(u),\tau(v)]=0\,. \tag{1}$$

Сохраняющиеся заряды определяются как логарифмические производные от трансфер матрицы:

$$H_n=\frac{d^n}{du^n}\ln\tau(u)\Big|_{u=u_0}\,. \tag{2}$$

Коммутативность трансфер-матриц (1) обеспечивается существованием невырожденной сплетающей матрицы $R_{\alpha\beta}(u,v)$, такой, чтобы выполнялось условие

$$R_{\alpha\beta}(u,v)T_\alpha(u)T_\beta(v)=T_\beta(v)T_\alpha(u)R_{\alpha\beta}(u,v)\,. \tag{3}$$

Здесь $T_\alpha=\prod_i R_{\alpha i}$ есть матрица монодромии (матрица перехода), $\tau=\mathrm{tr}_\alpha T_\alpha=\mathrm{tr}_\alpha\prod_i R_{\alpha i}$ (обычно операторы, стоящие в определении матрицы монодромии – локальные матрицы перехода $R_{\alpha i}$, обозначаются буквой L и называются L-матрицами). Матрицы $R_{\alpha i}$ действуют в тензорном произведении двух векторных пространств (двухчастичные R-матрицы):

$$(R_{\alpha i})_{i_1\alpha_1}^{\alpha_2 i_2} \,|\, \alpha_2 > \otimes |\, i_2 >=|\, i_1 > \otimes |\, \alpha_1 >, \qquad \alpha_k = 0,...,n_\alpha - 1, \quad i_k = 0,...,n_i - 1, \quad (4)$$

где n_α и n_i – соответствующие размерности пространств представлений.

Состояния, на которые действует трансфер-матрица, принято называть квантовыми, а состояния, по которым берется след в определении трансфер-матрицы – вспомогательными, в (3,4) они соответственно обозначены латинскими и греческими буквами.

Для выполнения условия (3) достаточно, чтобы имели место локальные соотношения, называемые уравнениями Янга–Бакстера:

$$R_{\alpha\beta}(u,v)R_{\alpha i}(u)R_{\beta j}(v) = R_{\beta j}(v)R_{\alpha i}(u)R_{\alpha\beta}(u,v)\,. \qquad (5)$$

С помощью R-матриц, удовлетворяющих уравнению Янга–Бакстера, можно строить точно решаемые спиновые модели, решаемые модели классической статистической физики на двумерной решетке, отождествляя статистический вес с R-матрицей, а также интегрируемые модели квантовой теории поля на решетке в (1+1) пространстве-времени [5].

Здесь мы рассматриваем случай, когда трансфер-матрица строится вместо обычной для двумерных моделей двухчастичной матрицы (4), с помощью трехчастичной матрицы $R_{\alpha ij}$, которая действует в тензорном произведении трех векторных пространств, два из которых квантовые и одно вспомогательное, и не разлагается на произведение двухчастичных матриц:

$$(R_{\alpha ij})_{i_1 j_1 \alpha_1}^{\alpha_2 i_2 j_2} \,|\, \alpha_2 > \otimes |\, i_2 > \otimes |\, j_2 >=|\, i_1 > \otimes |\, j_1 > \otimes |\, \alpha_1 >, \qquad (6)$$

$$R_{\alpha ij} \neq R_{\alpha i} R_{\alpha j}\,. \qquad (7)$$

Такая матрица была определена в работе [1], в которой исследована система свободных фермионных квантовых полей со спином 0 на одной из поверхностей дуальной объемно-центрированной кубической решетки. Эта модель связана с интерпретацией модели Изинга в трех измерениях как фермионная струнная теория на двумерных поверхностях при учете так называемого “знакового фактора” [6,7]. Задача в [1] решалась методом трансфер-матриц. В этом случае трансфер-матрица осуществляет эволюцию квантовых состояний на один шаг в дискретном мнимом времени, являясь функцией от ферми-полей. Производящий функционал определяется как фейнмановский интеграл по грассмановым переменным. Он связан с трансфер-матрицей следующим образом:

$$Z = \int D\overline{\psi}\, D\psi e^{-\sum A(\overline{\psi},\psi)} = \mathrm{tr}\prod \tau\,, \qquad (8)$$

где $\sum A(\overline{\psi},\psi)$ – локальное квадратичное действие ферми-полей на эвклидовой решеточной (1+1) пространство-времени, а произведение в следе берется по дискретным значениям времени. Роль R-матриц играют функции $e^{A(\overline{\psi},\psi)}$, соответствующие вкладу в Z от взаимодействий ближайших соседей. Переход для R от фермионного к обычному матричному представлению осуществляется при помощи перехода из базиса фермионных когерентных состояний в базис двумерного векторного пространства (более детально см. в [1,7,8]). В (8) встречаются R-матрицы обоих видов (4,6). Для этих матриц выполняется условие сохранения числа частиц: суммы верхних и нижних индексов матричных элементов равны, для $R_{\alpha ij}$ это есть

$$\alpha_1 + i_1 + j_1 = \alpha_2 + i_2 + j_2, \qquad \alpha_k, i_k, j_k = 0,1. \tag{9}$$

Трехчастичная матрица в ферми-представлении содержит три фермионных поля, а матричные элементы удовлетворяют условиям

$$R_{100}^{010} = R_{001}^{001} = R_{111}^{111} = 0\,, \tag{10}$$

которые и приводят к ограничению (7).

Так как для $R_{\alpha ij}$-матрицы существует представление "свободных фермионов" (действие A в (8) квадратичное), это накладывает определенные соотношения на матричные элементы:

$$\begin{gathered}
R_{000}^{000}R_{101}^{011} = R_{001}^{010}R_{100}^{001}\,, \qquad R_{011}^{110}R_{101}^{011} = R_{011}^{011}R_{101}^{110}\,, \qquad R_{110}^{101}R_{101}^{011} = R_{101}^{101}R_{110}^{011}\,, \\
R_{011}^{101}R_{101}^{011} = R_{011}^{011}R_{101}^{101}\,, \qquad R_{110}^{110}R_{101}^{011} = R_{101}^{110}R_{110}^{011}\,, \qquad R_{001}^{100}R_{101}^{011} = R_{101}^{101}R_{001}^{010}\,, \\
R_{010}^{010}R_{101}^{011} = R_{001}^{010}R_{110}^{011}\,, \qquad R_{010}^{001}R_{101}^{011} = R_{011}^{011}R_{100}^{001}\,, \qquad R_{100}^{100}R_{101}^{011} = R_{101}^{110}R_{100}^{001}\,, \\
R_{010}^{100}R_{101}^{011} = R_{010}^{010}R_{101}^{101} + R_{100}^{100}R_{011}^{011}\,,
\end{gathered} \tag{11}$$

Для двухчастичной матрицы аналогичное соотношение

$$R_{00}^{00}R_{11}^{11} + R_{01}^{10}R_{10}^{01} = R_{10}^{10}R_{01}^{01}\,, \tag{12}$$

известно, например, из XX модели Гейзенберга.

Здесь мы предлагаем модель с трансфер-матрицей из трехчастичных R-матриц, которые удовлетворяют всем перечисленным выше условиям:

$$\tau(u) = \mathrm{tr}_\alpha \prod\nolimits_i R_{\alpha i i+1}(u)\,. \tag{13}$$

Локальными условиями интегрируемости для такой системы являются уравнения

$$R_{\alpha\beta}(u,v)R_{\alpha ii+1}(u)R_{\beta ii+1}(u)(v) = R_{\beta ii+1}(u)(v)R_{\alpha ii+1}(u)R_{\alpha\beta}(u,v)\,. \tag{14}$$

Они отличаются от обычных уравнений Янга-Бакстера наличием трехчастичных операторов.

Система (14) состоит из 256 уравнений, из которых, благодаря условию сохранения числа частиц (9), нетривиальны только 70. Соотношения (11,12) сокращают число независимых уравнений до 17. Более удобно решать уравнения в фермионном представлении в базисе когерентных состояний, тогда произведения операторов реализуются интегрированием по грассмановым переменным [4]. Вычисления дают следующие соотношения для элементов трехчастичной и двухчастичной сплетающей R-матриц:

$$
\begin{gathered}
R_{001}^{010}(u)R_{101}^{101}(u)=R_{001}^{010}(v)R_{101}^{101}(v), \qquad R_{100}^{001}(u)R_{011}^{011}(u)=R_{100}^{001}(v)R_{011}^{011}(v),\\
R_{110}^{011}(u)=R_{110}^{011}(v), \qquad R_{101}^{101}(u)=R_{110}^{011}(u)^{-1}, \qquad R_{101}^{011}(u)=1,\\
R_{00}^{00}(u,v)R_{11}^{11}(u,v)=\frac{R_{001}^{010}(u)R_{100}^{001}(u)}{R_{001}^{010}(v)R_{100}^{110}(v)}, \qquad R_{01}^{01}(u,v)=R_{10}^{10}(u,v)=0, \qquad (15)\\
R_{01}^{10}(u,v)=1, \quad R_{10}^{01}(u,v)=R_{00}^{00}(u,v)R_{11}^{11}(u,v).
\end{gathered}
$$

Соотношения (15), вместе с (9), (11), (12) полностью определяют решения уравнений Янга-Бакстера (12). Обшие решения для $R_{\alpha ij}$, удовлетворяющие им, зависят от двух произвольных функций:

$$
\begin{array}{lll}
R_{100}^{001}(u)=f(u), & R_{101}^{101}(u)=\eta_2 g(u), & R_{110}^{101}(u)=\eta_2\eta_3 g(u),\\
R_{010}^{010}(u)=\eta_1, & R_{100}^{001}(u)=\eta_3, & R_{000}^{000}(u)=\eta_2 f(u)g^{-1}(u),\\
R_{001}^{100}(u)=\eta_2, & R_{100}^{001}(u)=\eta_4, & R_{011}^{110}(u)=\eta_1\eta_4 f^{-1}(u),\\
R_{011}^{011}(u)=\eta_1 f^{-1}(u), & R_{001}^{010}(u)=g^{-1}(u), & R_{011}^{101}(u)=\eta_1\eta_2 f^{-1}(u)g(u),\\
R_{100}^{100}(u)=\eta_4 f(u), & R_{010}^{010}(u)=\eta_3 g^{-1}(u), & R_{101}^{011}(u)=1,\\
R_{100}^{100}(u)=\eta_1\eta_4+\eta_2\eta_3, & R_{110}^{101}(u)=1, & \eta_3\eta_4=1.
\end{array} \qquad (16)
$$

Остальные матричные элементы равны нулю. Здесь η_k – числа, а $f(u)$, $g(u)$ – произвольные функции, не равные друг другу. Еще нужно помнить, что решения уравнений Янга–Бакстера определены до умножения на произвольную функцию. Частные значения функций и чисел можно определить, наложив дополнительные симметрии и нормировочные условия.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Sh.Khachatryan, A.Sedrakyan**. Phys. Lett. A, **293**, 173 (2002) .
2. **R.J.Baxter**. Exactly solved models in statistical mechanics. London, New York, Academic Press, 1982.
3. **C.Gomez, M.Ruiz-Altaba, G.Sierra**. Quantum groups in two-dimensional physics. Cambridge, 1994.
4. **L.D.Faddeev**. Integrable models in (1+1)-dimensional models, in Proceedings, Les Houches XXXIX. Elsevier, Amsterdam, 1982.
5. **Л.А.Тахтаджян, Л.Д.Фаддеев**. УМН, **34**, 13 (1979).
6. **A. Kavalov, A.Sedrakyan.** Phys. Lett. B, **173**, 449 (1986).
7. **A.Sedrakyan.** Nucl. Phys. B, **554**, 514 (1999).
8. **F.Gohmann, S.Murakami.** J. Phys. A: Math. Gen., **30**, 5269 (1997).

SOLUTIONS OF THE YANG–BAXTER EQUATIONS FOR AN INTEGRABLE MODEL

Sh.A. KHACHATRYAN

The Yang–Baxter equations are considered for a two-dimensional integrable model constracted via three-particle R-matrices acting on the tensor product of three-vector spaces. These matrices are defined in the work [1]. The general solutions of these equations are found.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.225-233 (2004)

УДК 548.0

МНОГОСЛОЙНАЯ СИСТЕМА КАК УПЛОТНИТЕЛЬ СВЕТОВОЙ ЭНЕРГИИ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 ноября 2003 г.)

Рассмотрены оптические свойства многослойной системы холестерический жидкий кристалл (1) (ХЖК(1)) – слой изотропной среды – ХЖК(2). Исследованы особенности распределения энергии электромагнитной волны внутри системы. Показано, что в определенных спектральных областях происходит уплотнение (аккумуляция) энергии электромагнитной волны. Рассмотрены реальные многослойные оптические системы, позволяющие использовать это явление.

1. Введение

Слоисто-периодические среды в последние годы вызывают повышенный интерес исследователей в связи со всевозрастающими техническими возможностями в эпитаксиальной технологии по созданию периодических (и апериодических) многослойных структур. Такие структуры представляют новый тип искусственно создаваемых материалов, обладающих недостижимыми в естественных диэлектриках (полупроводниках и металлах) физическими характеристиками, так как их свойства зависят как от физических параметров материалов, из которых они образованы, так и от геометрических размеров слоев и периодов их структур. Такие структуры широко используются в современной оптике и оптоэлектронике, в лазерной и рентгеновской технике, в технике миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, в антенной технике.

При изучении особенностей распространения волн в таких системах в большинстве случаев обычно определяются только поля отраженной и прошедшей волн, тогда как поле внутри самой системы остается неопределенным. Однако во многих физически интересных случаях необходимо знание распределения поля не только вне системы, но и внутри самой системы. Такая необходимость возникает, например, при исследовании распространения излучения в различных волноводах, в неоднородных средах и многослойных системах, при исследовании оптического поглощения в различных периодических системах [1-8]. Так, в работах [6-8] исследованы механизмы аномалии поглощения излучения в режиме дифракции и обнаружен новый механизм аномалии поглощения излучения, обусловленный именно особенностями распределения поля световой волны внутри самой системы. В частности, показано, что на определенных длинах волн плотность световой энергии в системе может стать в несколько раз больше, чем вне системы, т.е. происходит уплотнение (аккумуляция) энергии световой волны системой. Возникает естественная необходимость исследования возможностей уплотнения световой энергии многослойной системой с целью его возможного применения в различных областях науки и техники.

Ниже исследованы возможности уплотнения световой энергии системой, состоящей из двух слоев среды со спиральной периодической структурой, разделенных слоем изотропного однородного диэлектрика (слой ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – слой ХЖК(2)), и возможные области ее применения.

2. Оптическая теория системы ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2)

Рассмотрим распространение света через систему ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2) (рис.1). Такая задача исследована также в [9], где, однако, рассмотрены только поля отраженной и прошедшей волн. В работах [10-12] изучено распространение света через систему двух слоев из диэлектрических тонкослойных геликоидальных бианизотропных сред, имеющих спиральности разных знаков. И в этих работах также рассмотрены

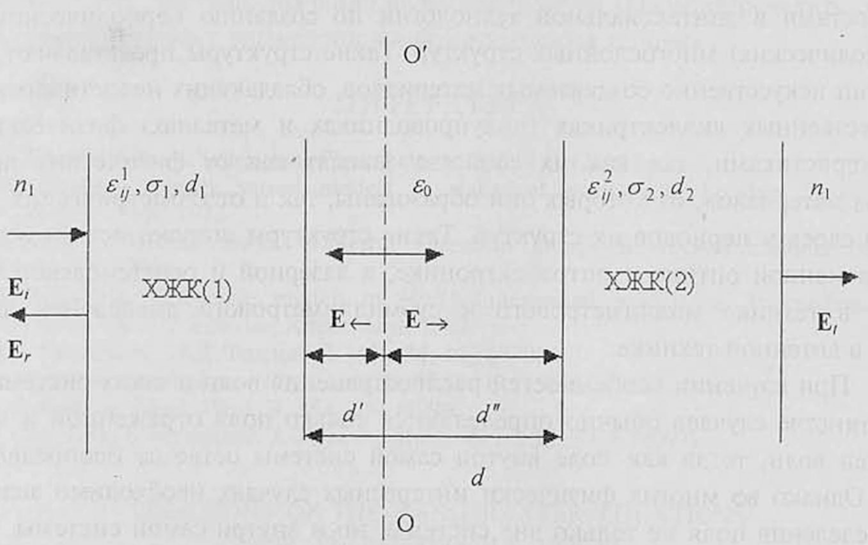

Рис.1. Геометрия многослойной оптической системы. $\varepsilon_{ij}^{1,2}$ – главные значения тензоров диэлектрических проницаемостей слоев ХЖК, $\sigma_{1,2}$ – шаги спиралей слоев ХЖК, $d_{1,2}$ – толщины слоев ХЖК, ε_0 – диэлектрическая проницаемость слоя изотропного диэлектрика, d – толщина этого слоя, $n_{1,2}$ – коэффициенты преломления сред, граничащих с обеих сторон с рассматриваемой системой.

только поля отраженной и прошедшей волн. Указанные системы имеют интересные особенности, они могут быть применены в качестве узкополосных фильтров и зеркал [9-12].

Проблема распространения волн в неоднородных средах и многослойных системах является актуальной проблемой физики и ее решению посвящено множество работ (см., в частности, работы [9,13-19]). Для решения данной задачи мы применяем простой и эффективный метод сложения слоев Амбарцумяна [9,19]. Преимущество этого метода заключается в том, что путем введения дополнительных матриц $\hat{S}$ и $\hat{P}$ добиваются того, что усложнение задачи (введение между или внутри многослойной системы дополнительных слоев, или слоев излучающих плоскостей – источников, или переход от отыскания характеристик “отражения – пропускания” к поиску характеристик внутренних полей в оптической системе) не приводит к необходимости решения новых уравнений.

Пусть на систему ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2) падает волна $\mathbf{E}_i$, рождая отраженную от системы и прошедшую через нее волны $\mathbf{E}_r$ и $\mathbf{E}_t$, соответственно. Комплексные амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн разложим по круговым базисным поляризациям

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E^{+}_{i,r,t}\mathbf{n}_{+} + E^{-}_{i,r,t}\mathbf{n}_{-} = \begin{bmatrix} E^{+}_{i,r,t} \\ E^{-}_{i,r,t} \end{bmatrix}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{n}_{+}$, $\mathbf{n}_{-}$ – орты круговых базисных поляризаций. При этом отраженная и прошедшая волны связаны с падающей посредством соотношений

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

где $\hat{R}$ и $\hat{T}$ – матрицы Джонса для системы.

Согласно [9], если имеется система, состоящая из приложенных друг к другу «слева направо» двух систем «A» и «B», то матрицы отражения $\hat{R}_{A+B}$ и пропускания $\hat{T}_{A+B}$ при падении света на систему «A+B» с левой стороны выразятся через соответствующие матрицы составляющих подсистем «A» и «B» в форме

$$\begin{aligned} \hat{R}_{A+B} &= \hat{R}_A + \hat{\tilde{T}}_A \hat{S} \hat{T}_A, \\ \hat{T}_{A+B} &= \hat{T}_B \hat{P} \hat{T}_A. \end{aligned} \qquad (3)$$

Здесь предполагается, что система «A» – это система, находящаяся левее, а система «B» – система, находящаяся правее сшивающей поверхности OO′ (рис.1), поэтому

$$\begin{aligned} \hat{T}_A &= \hat{T}_1 \exp(ik_0 d'), & \hat{R}_A &= \hat{R}_1, \\ \hat{\tilde{T}}_A &= \hat{\tilde{T}}_1 \exp(ik_0 d'), & \hat{\tilde{R}}_A &= \exp(ik_0 d')\hat{\tilde{R}}_1 \exp(ik_0 d'), \\ \hat{T}_B &= \hat{T}_2 \exp(ik_0 d''), & \hat{R}_B &= \exp(ik_0 d'')\hat{R}_2 \exp(ik_0 d''), \end{aligned} \qquad (4)$$

где $\hat{T}_1$, $\hat{R}_1$ и $\hat{T}_2$, $\hat{R}_2$ – матрицы пропускания и отражения первого и второго слоев ХЖК, соответственно, $k_0 = (2\pi / \lambda)\sqrt{\varepsilon_0}$, ε_0 – диэлектрическая проницаемость изотропного диэлектрика, λ – длина волны в вакууме, d' и d'' – расстояния сшивающей поверхности OO' соответственно от левой и правой границ изотропного диэлектрика, «тильдой» обозначены отражающие – пропускающие характеристики системы при падении на нее волны "с правой стороны".

Матрицы $\hat{S}$ и $\hat{P}$ описывают результирующие волны, возникающие в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности OO'. Таким образом,

$$\mathbf{E}_{\rightarrow} = \hat{P}\mathbf{E}_i \tag{5}$$

является волной, возникающей на этой поверхности и распространяющейся направо, а

$$\mathbf{E}_{\leftarrow} = \hat{S}\mathbf{E}_i \tag{6}$$

является волной, возникающей на той же поверхности, но распространяющейся налево. Следовательно, суммарное поле, возникающее в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности, имеет вид

$$\mathbf{E}_{\text{total}} = (\hat{S} + \hat{P})\mathbf{E}_i\,. \tag{7}$$

А матрицы $\hat{S}$ и $\hat{P}$, согласно [9], определяются из системы

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \hat{R}_B[\hat{I} - \hat{\tilde{R}}_A \hat{R}_B]^{-1}, \\ \hat{P} &= [\hat{I} - \hat{\tilde{R}}_A \hat{R}_B]^{-1}. \end{aligned} \tag{8}$$

При помощи (1)–(8) мы нетрудно вычислить коэффициенты отражения $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и прохождения $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, интенсивность суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности $I = |E_{\text{total}}|^2/|E_i|^2$, а также другие оптические характеристики системы.

3. Численные расчеты. Выводы

Сначала рассмотрим случай, когда слой изотропной среды между слоями ХЖК отсутствует. На рис.2а представлена зависимость коэффициента прохождения T от длины волны при различных поляризациях падающей волны в случае, когда слои ХЖК идентичны. На рис.2b показана зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности, от длины волны. На рис.2c,d представлены аналогичные зависимости в случае, когда слои ХЖК отличаются друг от друга только знаком спирали. Как видно из графиков, на определенных длинах волн падающего света интенсивность суммарной волны в системе превосходит интенсивность падающего на систему света в несколько раз (на длине волны $\lambda = 0.613$мкм в случае идентичных слоев ХЖК в 18 раз), т.е. происходит уплотнение (аккумуляция) световой энергии.

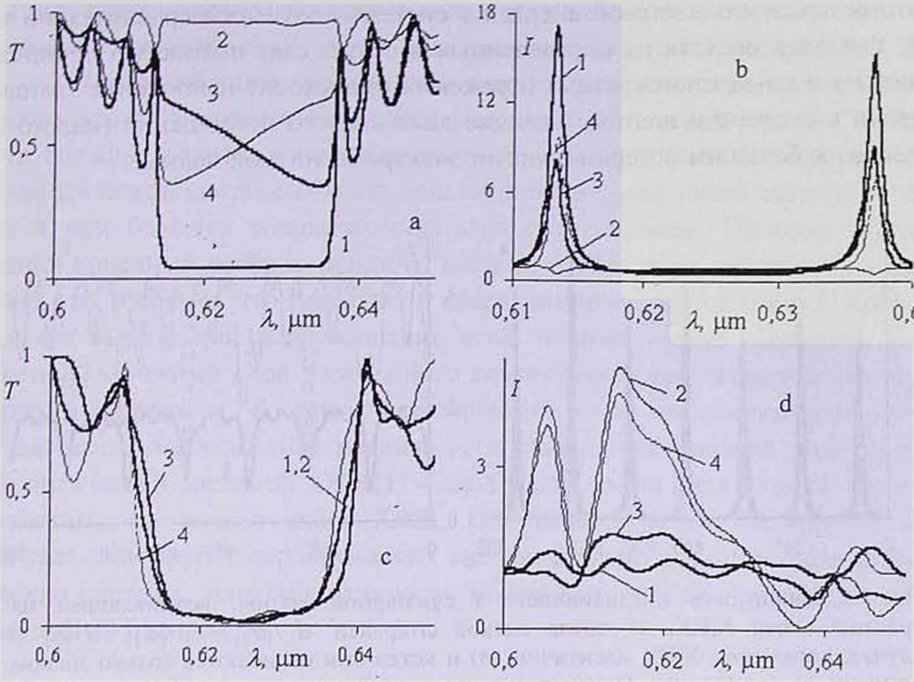

Рис.2. Зависимость коэффициента прохождения T (a,c) и интенсивности I суммарной волны, возникающей на границе слоев ХЖК (b,d) от длины волны при различных поляризациях падающей волны в случае, когда слои ХЖК идентичны (a,b) и когда они отличаются только знаком спирали (c,d). Кривые 1 соответствуют случаю, когда падающий на систему свет имеет правую круговую поляризацию, кривые 2 – левую круговую поляризацию, кривые 3 – линейную по оси x поляризацию и кривые 4 – линейную по оси y поляризацию. Спирали правые (a,c), правая (1) – левая (2) (b,d). Параметры системы таковы: $n_1=n_2=1$, $\varepsilon_1^1=\varepsilon_1^2=2.29+i0.1\cdot10^{-9}$, $\varepsilon_2^1=\varepsilon_2^2=2.143+i0.1\cdot10^{-9}$, $d_1=d_2=25|\sigma_{1,2}|$, $\sigma_1=\sigma_2=0.42$ мкм (a,c), $\sigma_1=-\sigma_2=0.42$ мкм (b,d).

На рис.3a,b представлены зависимости интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности, от толщины первого слоя ХЖК (толщины слоев равны) в случаях, когда слои ХЖК идентичны (a) и когда они отличаются только знаком спирали (b). Из рисунков видно, что 1) в первом случае, т.е. при идентичных слоях ХЖК можно получить на два порядка большее уплотнение световой энергии, чем во втором случае; 2) в первом случае на определенных длинах волн света величина I достигает значения 400, причем это не предел.

В случае идентичных слоев ХЖК максимальное уплотнение наблюдается вне частотной области дифракционного отражения. Сравнение этих результатов с данными работы [6] показывает, что максимальное уплотнение получается на частотах, на которых имеет место аномально сильное поглощение. Эти особенности имеют естественное объяснение. Действительно, в области селективного отражения волна мало проникает в глубь системы и поэтому плотность световой энергии в системе получается сравнительно малой. Вне этой области на определенных частотах свет полностью проникает в систему и из-за многократных отражений происходит накопление световой энергии в системе и поэтому наличие даже слабого поглощения (малого ε'') приводит к большим потерям энергии электромагнитной волны.

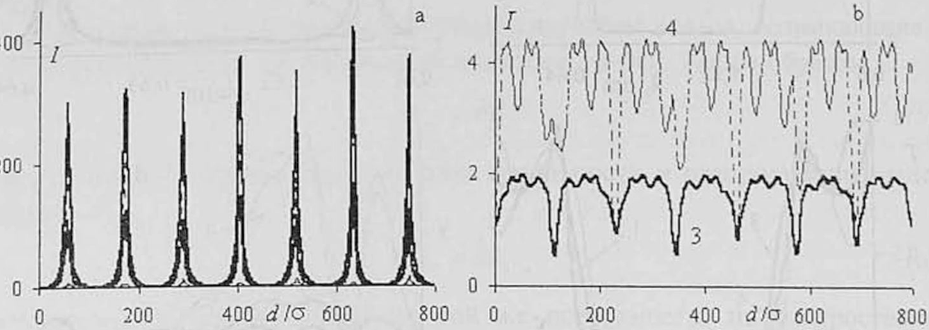

Рис.3. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на границе слоев ХЖК, от числа витков спиралей $d_1/|\sigma_1| = d_2/|\sigma_2| = d/|\sigma|$ в случае, когда слои ХЖК идентичны (a) и когда они отличаются только знаком спирали (b). λ=0.613 мкм. Параметры и нумерация кривых те же, что и на рис.2.

Отметим, что эти системы обладают еще одной особенностью, а именно, невзаимностью. В работе [20] открыты новые виды невзаимности, которые наблюдаются в неоднородных гиротропных средах и многослойных системах с гиротропными слоями. В работе [21] исследован ряд особенностей невзаимности в системе ХЖК(1) – ХЖК(2). Здесь мы обсудим ряд новых особенностей невзаимности этой системы.

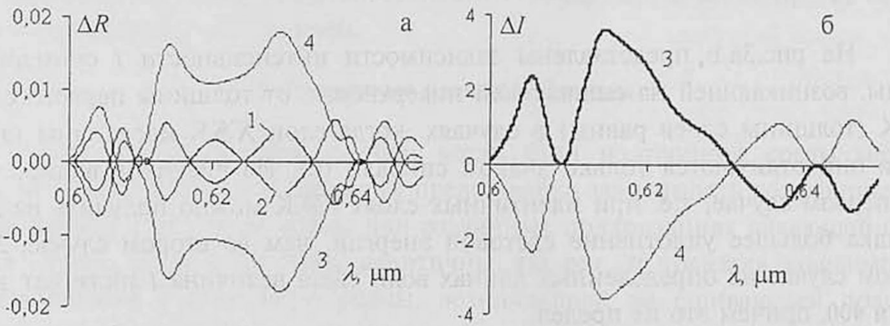

Рис.4. Зависимость невзаимности отражения ΔR (a) и ΔI (b) от длины волны. Параметры и нумерация кривых те же, что и на рис.2.

На рис.4а представлена зависимость величины ΔR ($\Delta R = R_1 - R_2$, R_1, R_2 – коэффициенты отражения при падении света на систему соответственно с левой и с правой стороны) от длины волны падающего света. На рис.4b показана зависимость ΔI от длины волны при падении на систему света с линейной поляризацией. В случае падения света с круговой поляризацей $\Delta I \approx 0$.

Теперь обсудим возможности практического использования выявленного эффекта уплотнения световой энергии в оптической системе. Отметим, что большие значения интенсивности I суммарной волны, возникающей в периодической системе обычно наблюдаются в очень узкой частотной области и при больших толщинах периодической системы. Поэтому существующий конечный разброс толщины оптической системы приводит к усреднению I по толщине, что приводит к существенному уменьшению I. Кроме того, для вывода или использования этой энергии нужно поместить внутри системы конечный слой изотропного диэлектрика (или полупроводника, или другого материала). То есть с практической точки зрения большой интерес представляет исследование возможности уплотнения световой энергии именно оптической системой ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2). Отметим, что вместо слоев ХЖК, естественно, можно использовать конечные слои других периодических систем, а также искусственные периодические системы, или периодичность может быть создана внешними периодическими полями.

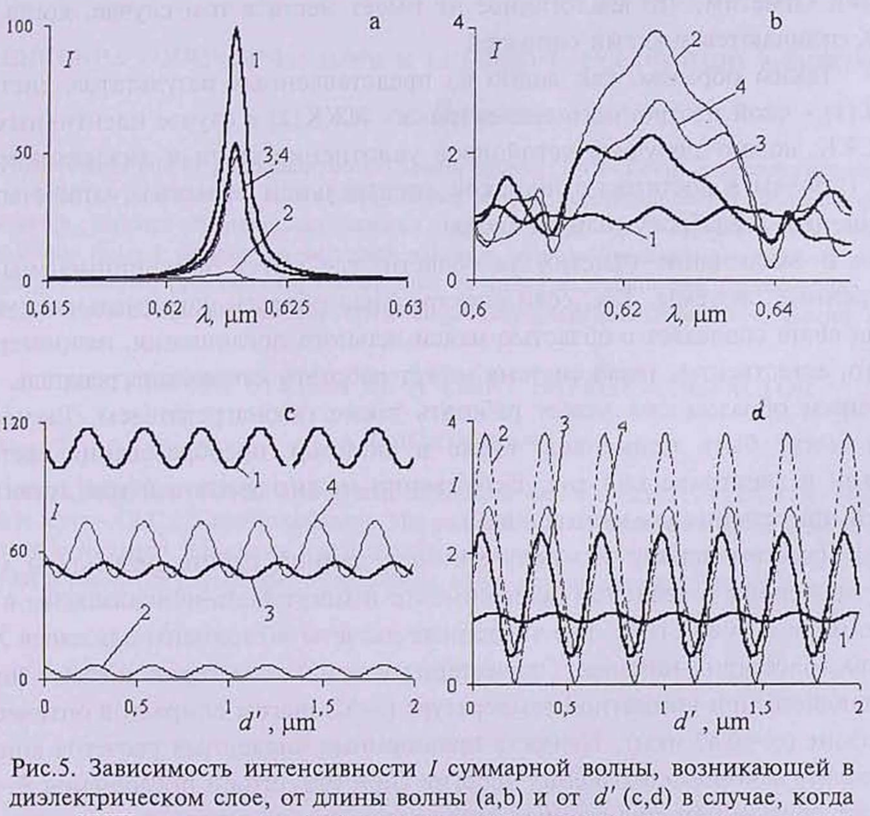

Рис.5. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей в диэлектрическом слое, от длины волны (a,b) и от d' (c,d) в случае, когда слои ХЖК идентичны (a,c) и когда они отличаются только знаком спирали (b,d). Параметры и нумерация кривых те же, что и на рис.2.

На рис.5а,б представлена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей в диэлектрическом слое, от длины волны соответственно в случаях, когда слои ХЖК идентичны (а) и когда они отличаются только знаком спирали (b). А на рис.5c,d показана зависимость интенсивности I от d' также в случаях, когда слои ХЖК идентичны (с) и когда они отличаются только знаком спирали (d). Из представленных результатов следует, что в этих системах также в определенных спектральных областях имеет место уплотнение световой энергии. Однако имеются и существенные различия. Так, если в случае идентичных слоев ХЖК в первом случае (т.е. при отсутствии диэлектрического слоя) максимальное уплотнение наблюдается вне области дифракционного отражения, то при наличии диэлектрического слоя максимальное уплотнение имеет место в центре этой области. Кроме того, если в первом случае максимальное уплотнение наблюдается в узкой частотной области, то во втором случае оно наблюдается в существенно широкой частотной области. Отметим также, что если в первом случае имеется сильная зависимость от толщин слоев ХЖК и явление уплотнения чувствительно по отношению к разбросу толщины, то во втором случае наблюдается слабая зависимость как от толщин слоев ХЖК, так и от d' (величина I осциллирует в зависимости от толщин слоев ХЖК, не выходя из режима уплотнения). Отметим, что аналогичное не имеет места в том случае, когда слои ХЖК отличаются знаками спиралей.

Таким образом, как видно из представленных результатов, системой ХЖК(1) – слой изотропного диэлектрика – ХЖК(2) в случае идентичных слоев ХЖК можно получить устойчивое уплотнение света в диэлектрическом слое (причем в достаточно широкой спектральной области), устойчивое по отношению к разбросу толщин слоев.

В заключение отметим те области, где могут быть применены рассмотренные системы. Так, если спектральная область максимального уплотнения света совпадает с областью максимального поглощения, например, воды, то, естественно, такая система может работать как водонагреватель. Аналогичным образом она может работать также газонагревателем. Такие системы могут быть применены также в системах преобразования световой энергии в электрический ток. Естественно можно указать и ряд других областей применения указанных систем.

Отметим также, что полученные в данной работе результаты могут быть проверены в реальном эксперименте и могут быть использованы в науке, технике и энергетике. Все численные расчеты выполнены для слоев ХЖК состава холестерил-нонаноат : холестерил хлорид: холестерил ацетат = 20:15:6, обладающего при комнатной температуре (24^0C) шагом спирали в оптическом диапазоне ($\sigma = 0.42$ мкм). Точность проведенных численных расчетов контролировалась законом сохранения энергии (при отсутствии поглощения $R+T=1$), а также сравнением полученных результатов при определенных предельных случаях с ранее известными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Yariv** and **P.Yeh**. Optical Waves in Crystals. New York, John Wiley & Sons, 1984.
2. **P.Yeh**. Optical Waves in Layered Media. New York, John Wiley & Sons, 1988.
3. **F.Ramos-Mendieta** and **P.Halevi**. JOSA, B, **14**, 370 (1997).
4. **F.Villa, L.E.Regalado**, et al. Opt. Lett., **27**, 646 (2002).
5. **В.В.Ефимов, Д.И.Семенцов**. Опт. и спектр., **77**, 72 (1994).
6. **A.H.Gevorgyan**. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **378**, 187 (2002).
7. **А.А.Геворгян**. Изв.НАН Армении, Физика, **38**, 366 (2003).
8. **А.А.Геворгян**. Изв.НАН Армении, Физика, **39**, 26 (2004).
9. **A.H.Gevorgyan, K.V.Papoyan**, and **H.V. Pikichyan**. Opt. and Spectr., **88**, 586 (2000).
10. **A.Lakhtakia, V.C.Venugopal**. Microw. Opt. Technol. Lett., **17**, 135 (1998).
11. **A.Lakhtakia**. Sensors & Actuators, B: Chem., **52**, 243 (1998).
12. **A.Lakhtakia, I.J.Hodgkinson**. Opt. Commun., **167**, 191 (1999).
13. **F.Abeles**. Ann. de Physique. **5**, 596 (1950); **5**, 706 (1950).
14. **D.W.Berreman**. JOSA, **203**, 385 (1974).
15. **Л.М.Бреховских** Волны в слоистых средах. М., Наука, 1973.
16. **В.И.Кляцкин**. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М., Наука, 1980.
17. **В.И.Кляцкин.** Метод погружения в теории распространения волн. М., Наука, 1980.
18. **D.M.Sedrakian, A.H.Gevorgyan**, and **A.Zh.Khachatrian**. Opt. Commun., **192**, 135 (2001).
19. **В.А.Амбарцумян.** Изв. АН Арм.ССР. Естественные науки. **1-2**, 31 (1944).
20. **А.А.Геворгян**. Изв.НАН Армении, Физика, **37**, 155 (2002).
21. **A.H.Gevorgyan, K.V.Papoyan**. Abstracts of the Int. Conf. On Lasers, Tucson, Arizona, USA, p.3, 2001.

ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ՀԱՄԱԿԱՐԳԸ ՈՐՊԵՍ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԽՏԱՑՈՒՑԻՉ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Ուսումնասիրված են խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղ (1) (ԽՀԲ(1)) – իզոտրոպ դիէլեկտրիկի շերտ – ԽՀԲ(2) բազմաշերտ համակարգի օպտիկական հատկությունները: Հետազոտված են համակարգի ներսում էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիայի բաշխման առանձնահատկությունները: Ցույց է տրված, որ սպեկտրի որոշակի տիրույթներում տեղի է ունենում լուսային էներգիայի խտացում (կուտակում): Քննարկված են այնպիսի բազմաշերտ համակարգեր, որոնք հնարավորություն են տալիս օգտագործելու լուսային էներգիայի կուտակման այս երևույթը:

MULTILAYER SYSTEM AS A LIGHT ENERGY COMPACTOR

A.H. GEVORGYAN

Optical properties of multilayer system cholesteric liquid crystal (1) (CLC (1)) – isotropic dielectric layer – CLC (2) are investigated. The possibility of accumulation of the light energy in the system is discussed. It is shown that in certain regions of the spectrum the accumulation of light energy takes place. The possibilities of application of this phenomenon are discussed.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.234-241 (2004)

УДК 535.14

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ВЫСОКОЙ СТЕПЕНЬЮ КВАНТОВОЙ ПЕРЕПУТАННОСТИ

А.О. АДАМЯН[1], Г.Ю. КРЮЧКЯН[2]

[1]Ереванский государственный университет

[2]Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 22 апреля 2004 г.)

Показана возможность генерации состояний света с высокой степенью квантовой перепутанности в оптическом параметрическом генераторе (ОПГ) с модулированным по амплитуде полем накачки. Получены аналитические результаты для степени перепутанности в линейном приближении по квантовым флуктуациям для режимов ниже и выше порога генерации. Продемонстрировано существенное улучшение степени перепутанности для модулированного ОПГ по сравнению с обычным, если период модуляции сравним с характерным временем диссипации.

1. Введение

В настоящее время установлено, что использование перепутанных состояний квантовых систем с непрерывными переменными лежит в основе многих приложений в области квантовой информации [1,2]. Одной из важных задач в этом направлении является получение интенсивных световых пучков с высокой степенью квантовой перепутанности. Наиболее известным примером перепутанных состояний с непрерывными переменными являются двухмодовые сжатые состояния света.

Впервые такие состояния были предложены в [3], и с точки зрения хорошо известного парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР) рассмотрены в [4]. Перепутанные состояния с непрерывными переменными реализованы экспериментально в [5], на основе невырожденного оптического параметрического усилителя, используя параметрическое преобразование в резонаторе моды накачки на две моды субгармоник с одинаковыми частотами и взаимно-ортогональными поляризациями.

Следует отметить, что в большинстве современных экспериментов перепутанные состояния оптических полей получаются в невырожденном оптическом параметрическом генераторе (НОПГ) в режиме генерации ниже порога. Их реализация в надпороговом режиме генерации сталкивается с достаточно серьезными трудностями. Некоторые экспериментальные результаты в этом направлении получены в работах [6]. С теоретической точки зрения рассмотрение генерации перепутанных состояний света в около- и надпороговых режимах НОПГ проведено в [7]. Новая схема НОПГ для генерации перепутанных состояний поля излучения с фиксированными фазами разработана в [8].

В настоящей работе предложен новый подход получения перепутанных состояний интенсивного электромагнитного излучения на основе параметрических генераторов, в которых как поле накачки используется модулированное по амплитуде лазерное поле. Принципиальная важность и оригинальность предложенной ниже схемы связана со следующим обстоятельством. Как известно, степень квантовой перепутанности э.м. полей обычно исследуется с помощью дисперсий их квадратурных амплитуд. Для двух мод субгармоник НОПГ (с частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3/2$, где ω_3 – частота моды накачки) с амплитудами a_1 и a_2 критерий квантовой перепутанности формулируется через разность $x_1 - x_2$ и сумму $y_1 + y_2$ квадратурных амплитуд:

$$x_k = x_k(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(a_k^+ e^{-i\theta_k} + a_k e^{i\theta_k}\right),$$
$$y_k = y_k(\theta) = y_k(\theta_k - \pi/2), \qquad (k = 1,2) \tag{1}$$

и имеет следующий вид [9]:

$$V(x_1 - x_2) + V(y_1 + y_2) < 2, \tag{2}$$

где $V(x) = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ обозначает дисперсию. Для обычного НОПГ в силу симметрии системы получаем $V = V(x_1 - x_2) = V(y_1 + y_2)$, вследствие чего условие (2) принимает вид $V < 1$. Как показано в [7], для НОПГ минимальное значение дисперсии равно $V = 1/2$ и достигается в области порога генерации. Отметим, что такое ограничение снизу имеет место только для интегральных дисперсий, но не для их спектров и объясняется диссипативными процессами, вследствие потерь в резонаторе. Как показано в настоящей работе, в предложенной схеме НОПГ, вследствие временной модуляции параметрической динамики, достигается более высокая степень сжатия уровня квантовых флуктуаций ниже вакуумного уровня, $V < 1/2$. На языке принципа неопределенности для квадратурных амплитуд это означает неравенство $V^2 < 1/4$, которое совпадает с условием так называемого сильного критерия ЭПР парадокса [4].

Работа построена следующим образом. В разделе 2 приводятся основные уравнения квантовой теории НОПГ в модулированном поле. Раздел 3 посвящен анализу квантовых эффектов поля излучения НОПГ в обеих режимах генерации. В разделе 4 приводятся основные результаты по квантовой перепутанности для генерируемых полей.

2. Параметрическая диссипативная динамика в условиях временной модуляции

Рассмотрим схему НОПГ с фазовым синхронизмом второго рода в трехмодовом резонаторе, содержащем моду накачки на частоте ω_3 и две ортогонально-поляризованные моды субгармоник на частоте $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3/2$. Мода ω_3 возбуждается полем лазера E_L с несущей частотой $\omega_L \approx \omega_3$ и модулированной по времени амплитудой $E_L = \mathrm{Re}[f(t)e^{-i(\omega_L t - \phi_L)}]$.

Такая схема может быть реализована по крайней мере для НОПГ под действием полихроматических полей с близкими частотами, в частности, бихроматического и трехчастотного полей. Гамильтониан взаимодействия мод в $\chi^{(2)}$-нелинейной среде в резонансном приближении и в представлении взаимодействия имеет следующий вид:

$$H = i\hbar\left[f(t)e^{i(\phi_L - \omega_3 t)}a_3 - f^*(t)e^{-i(\phi_L - \omega_3 t)}a_3^+\right] + i\hbar k\left(e^{i\phi_k}a_3 a_1^+ a_2^+ - e^{-i\phi_k}a_3^+ a_1 a_2\right). \quad (3)$$

Здесь a_i $(i = 1,2,3)$ – операторы рождения и уничтожения мод, $f(t)$ – периодическая функция с модуляционной частотой $\delta << \omega_L$, постоянная $ke^{i\phi_k}$ определяет эффективность процесса деления частоты $\omega_3 \to \omega_3/2 + \omega_3/2$ в $\chi^{(2)}$-среде.

Приведем выражения модуляционной амплитуды для различных конфигураций НОПГ. Для случая бихроматического поля возбуждения в форме

$$E_{1ext} = \mathrm{Re}\left(f_1 e^{-i(\omega_L + \delta)t} + f_2 e^{-i(\omega_L - \delta)t + i\phi}\right) \quad (4)$$

гамильтониан взаимодействия в резонансном приближении имеет вид (3) с $f(t) = f_1 + f_2 e^{i(\delta t + \phi)}$, в то время как для трехчастотного поля возбуждения

$$E_{2ext} = f_1\cos(\omega_L + \phi_L) + \frac{f_2}{2}\cos[(\omega_L + \delta)t + \phi_L + \phi] + \frac{f_2}{2}\cos[(\omega_L - \delta)\,t + \phi_L - \phi] \quad (5)$$

модуляционная амплитуда равна $f(t) = f_1 + f_2\cos(\delta t + \phi_L)$.

Рассматриваемая система диссипативна из-за квантовых флуктуаций и потерь мод в резонаторе. Постоянные затухания мод γ_i $(i = 1,2,3)$ учитываются в рамках уравнения для матрицы плотности в случае $\gamma_3 >> \gamma$, где $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$. В этом случае мода ω_3 адиабатически исключается, однако эффекты ее истощения в работе учитываются точно.

Дальнейшее рассмотрение системы проводится стандартным образом в рамках P-представления для матрицы плотности [10]. Приведем окончательные уравнения для стохастических переменных $\alpha_{1,2}$ и $\beta_{1,2}$. Для случая точного резонанса между частотами и резонаторными частотами, в рамках техники Ито, получаем:

$$d\alpha_1 = -(\gamma + \lambda\alpha_2\beta_2)\alpha_1 dt + \varepsilon(t)\beta_2 dt + dW_{\alpha_1}, \quad (6)$$

$$d\beta_1 = -(\gamma + \lambda\alpha_2\beta_2)\beta_1 dt + \varepsilon(t)\alpha_2 dt + dW_{\beta_1}. \quad (7)$$

Здесь $\varepsilon(t) = f(t)k/\gamma_3$, $\lambda = k^2/\gamma_3$, уравнения для α_2, β_2 получаются из (6), (7) заменой индексов $(1) \to (2)$, $(1) \leftarrow (2)$, а ненулевые корреляторы шумовых членов равны: $\left\langle dW_{\alpha_1} dW_{\alpha_2}\right\rangle = (\varepsilon(t) - \lambda\alpha_1\alpha_2)\,dt$, $\left\langle dW_{\beta_1} dW_{\beta_2}\right\rangle = (\varepsilon(t) - \lambda\beta_1\beta_2)dt$. Отметим также, что при получении уравнений (6), (7) было использовано преобразование $a_i \to a_i \exp(-i\phi_i)$, $\phi_1 = \phi_2 = \frac{1}{2}(\phi_L + \phi_k)$, $\phi_3 = \phi_L$, благодаря которому удалось сократить фазы в уравнениях (6), (7).

Приведем некоторые результаты полуклассической теории НОПГ [11], которые необходимы для дальнейшего линейного по квантовым флуктуациям анализа уравнений (6), (7). Система имеет пороговое поведение относительно изменения усредненной по периоду модуляции амплитуды $\overline{f}(t) = \frac{1}{T}\int_0^T f(t)dt$. Пороговое значение средней амплитуды равно

$$f_{th} = \gamma\gamma_3 / k \,. \tag{8}$$

В режиме ниже порога генерации $\overline{f} < f_{th}$ реализуется нулевое решение: $\alpha_i = \beta_i = 0$. При $f > f_{th}$ средние числа фотонов субгармоник $n_{0i} = \langle \alpha_i \beta_i \rangle$ $(i = 1,2)$ равны: $n_{01} = n_{02} = n_0$, а сумма фаз мод субгармоник равна $\phi_1 + \phi_2 = 2\pi k$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, в то время как разность фаз НОПГ не имеет определенного значения, как и для обычного НОПГ. Среднее число фотонов удовлетворяет уравнению

$$\frac{d}{dt} n_0(t) = 2 n_0(t)\left(\varepsilon(t) - \gamma - \lambda n_0(t)\right), \tag{9}$$

решение которого имеет следующий вид для времен $(t >> \gamma^{-1})$, превышающих переходной режим:

$$n_0^{-1}(t) = 2\lambda \int_{-\infty}^{t} \exp\left(-2\int_{\tau}^{t} (\varepsilon(t') - \gamma)\, dt'\right) d\tau \,. \tag{10}$$

Результаты в графической форме для случая гармонической модуляции $f = f_1 + f_2 \cos \delta t$ приведены на рис.1.

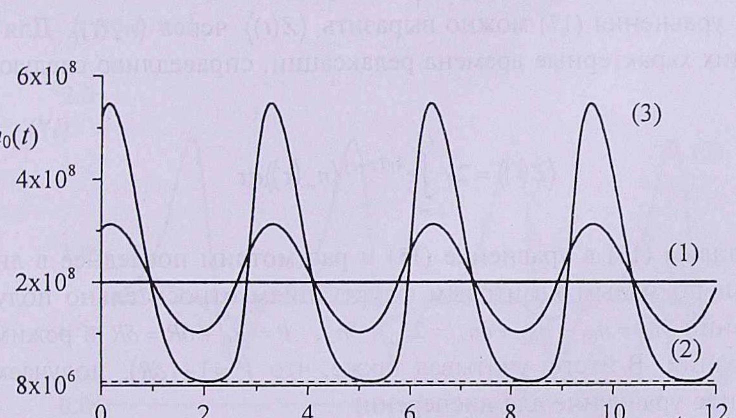

Рис.1. Среднее число фотонов субгармоник в зависимости от безразмерного времени для следующих параметров: $k/\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$, $\gamma_3 / \gamma = 25$, $\delta / \gamma = 2$, $\overline{f} / f_{th} = 3$, $f_1 = 0$ (кривая 1), $f_1 = 0.4\overline{f}$ (кривая 2), $f_1 = 1.2\overline{f}$ (кривая 3).

3. Анализ квантовых флуктуаций

Перейдем к получению уравнения непосредственно для дисперсии $V(t)$, исходя из стохастических уравнений (6), (7). Вначале обратимся к рассмотрению дисперсий квадратурных амплитуд через стохастические переменные, учитывая что в P-представлении средние значения от нормально упорядоченных операторов выражаются через средние от стохастических переменных. Результаты для минимизированного по фазам значения дисперсии, при $\theta_1 + \theta_2 + \phi_L + \phi_k = 2\pi m$, получаются в следующей форме:

$$V = 1 + \langle \alpha_1 \beta_1 \rangle + \langle \alpha_2 \beta_2 \rangle - \langle \alpha_1 \alpha_2 \rangle - \langle \beta_1 \beta_2 \rangle. \tag{11}$$

Для анализа этого выражения удобно перейти в уравнениях (6), (7) к новым стохастическим переменным:

$$R = \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 - \alpha_1 \alpha_2 - \beta_1 \beta_2, \tag{12}$$

$$n_+ = \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2, \tag{13}$$

$$Z = (\alpha_1 \beta_1 - \alpha_2 \beta_2)^2 + \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2. \tag{14}$$

Заметим, что в новых переменных $V = 1 + \langle R \rangle$. Используя правила Ито замены переменных в стохастических уравнениях, можно получить следующие уравнения для средних значений от новых переменных:

$$\frac{d\langle R \rangle}{dt} = -(2\varepsilon(t) + 2\gamma + \lambda)\langle R \rangle - \lambda \langle R n_+ \rangle - 2\varepsilon(t) + \lambda \langle Z \rangle, \tag{15}$$

$$\frac{d\langle n_+ \rangle}{dt} = (2\varepsilon(t) - 2\gamma - \lambda)\langle n_+ \rangle - \lambda \langle n_+{}^2 \rangle - 2\varepsilon(t)\langle R \rangle + \lambda \langle Z \rangle, \tag{16}$$

$$\frac{d\langle Z \rangle}{dt} = -4\gamma \langle Z \rangle - 2\gamma \langle n_+ \rangle. \tag{17}$$

С помощью уравнения (17) можно выразить $\langle Z(t) \rangle$ через $\langle n_+(t) \rangle$. Для времен, превышающих характерные времена релаксации, справедливо следующее выражение:

$$\langle Z(t) \rangle = 2\gamma \int_{-\infty}^{t} e^{4\gamma(\tau - t)} \langle n_+(\tau) \rangle d\tau. \tag{18}$$

Подставим (18) в уравнение (15) и рассмотрим последнее в линейном приближении по малым квантовым флуктуациям относительно полуклассических решений $n_+ = n_{01} + n_{02} + \delta n_+ = 2n_0 + \delta n_+$, $R = R_0 + \delta R = \delta R$ в режиме выше порога генерации. В итоге, учитывая также, что $V = 1 + \langle \delta R \rangle$, получаем следующее линейное уравнение для дисперсии:

$$\frac{dV(t)}{dt} = -2(\gamma + \varepsilon(t) + \lambda n_0(t))V(t) + 2\gamma + 2\lambda n_0(t) + 4\gamma\lambda \int_{-\infty}^{0} e^{4\gamma\tau} n_0(t + \tau) d\tau. \tag{19}$$

Следует отметить, что система уравнений (6), (7) содержит малый параметр

$\lambda/\gamma << 1$, который в современных экспериментах имеет порядок $\lambda/\gamma \approx 10^{-6} - 10^{-8}$. Имея в виду это обстоятельство, в уравнении (19) опущены члены высших порядков по λ/γ. Уравнение (19) имеет следующее периодическое решение для времен, превышающих переходной режим:

$$V(t) = 2\int_{-\infty}^{t} \exp(2\int_{\tau}^{t}(\gamma + \varepsilon(t') + \lambda n_0(t'))dt')\left[\gamma + \lambda n_0(\tau) + 2\gamma\lambda\int_{-\infty}^{\tau} e^{4\gamma(\tau'-\tau)} n_0(\tau')\right] d\tau. \quad (20)$$

Рассмотрение режима генерации ниже порога приводит к результату, который получается из (20) при $n_0 = 0$. В частности, при отсутствии модуляции выражение (20) приводится к известному результату для обычного НОПГ.

4. Эффект квантовой перепутанности в модулированной динамике

Ниже приводятся конкретные результаты вычисления $V(t)$ для случая простой гармонической модуляции $f(t) = \overline{f} + f_1\cos(\delta t)$. Ниже порога генерации имеем:

$$V(t) = 2\gamma\int_{-\infty}^{t}\exp\left[-2(\gamma + \overline{\varepsilon})(t-\tau) + 2\frac{\varepsilon_1}{\delta}(\sin(\delta t) - \sin(\delta\tau))\right] d\tau, \quad (21)$$

где $\overline{\varepsilon} = k\overline{f}/\gamma_3$, $\varepsilon_1 = kf_1/\gamma_3$. Заметим, что при отсутствии модуляции, $f_1 = 0$, наибольшее сжатие $V = 1/2$ достигается вблизи порога, при $\overline{f} = f_{th}$. Наша цель состоит в том, чтобы показать, как уменьшается уровень сжатия при включении модуляции. Как показывает анализ, сжатие меньше 50% уровня вакуумных флуктуаций достигается периодически для определенных временных интервалов, если модуляционная частота $\delta \approx \gamma$. Для наглядности приведем результаты вычислений в графической форме (см. рис.2) для тех же параметров, что и на рис.1.

Рис.2. Зависимость дисперсии от безразмерного времени для следующих параметров: $k/\gamma = 5\cdot10^{-4}$, $\gamma_3/\gamma = 25$, $\delta/\gamma = 2$, $\overline{f}/f_{th} = 3$, $f_1 = 0$ (кривая 1), $f_1 = 0.4\overline{f}$ (кривая 2), $f_1 = 1.2\overline{f}$ (кривая 3).

Легко заметить, что при увеличении отношения $f_1/\bar{f}$ минимальные за период модуляции значения V существенно уменьшаются. Таким образом, вследствие модуляции формируются почти идеальные ЭПР состояния поля излучения, однако, для определенных временных интервалов.

Приведем приближенные выражения для случая слабой модуляции при $\bar{f}/f_{th} << \delta/\gamma$, в режиме ниже порога генерации:

$$V(t) \approx \frac{\gamma}{\gamma+\bar{\varepsilon}}\left[1-2\frac{\varepsilon_1}{\delta}\frac{\sin(\delta t)+2((\gamma+\bar{\varepsilon})/\delta)\cos(\delta t)}{1+4((\gamma+\bar{\varepsilon})/\delta)^2}\right]. \quad (22)$$

Максимальное сжатие реализуется при минимальном значении дисперсии V, которое равно

$$V_{\min} = \frac{\gamma}{\gamma+\bar{\varepsilon}}\left[1-2\frac{\varepsilon_1}{\delta}\frac{1}{\sqrt{1+4((\gamma+\bar{\varepsilon})/\delta)^2}}\right] \quad (23)$$

и достигается для временных интервалов $\delta t = \mathrm{arctg}[\delta/2(\bar{\varepsilon}+\gamma)]+2\pi k$. В общем случае, в режиме ниже порога генерации, из формулы (21) можно получить нижнюю границу дисперсии $V \geq f_{th}/(f_{th}+\bar{f}+f_1)$. Однако отметим, что такое ограничение степени перепутанности не имеет места в режиме генерации выше порога.

В заключение отметим, что хотя результаты линейной по квантовым флуктуациям теории не справедливы вблизи классического порога, выражения (20), (21) для дисперсий, как легко проверить, конечны при $\bar{f} = f_{th}$. Как показывает анализ, условие применимости результатов вблизи порога имеет вид $|f/f_{th}-1| << (\lambda/\gamma)e^{2\varepsilon_1\gamma/\varepsilon_{th}\delta}$. Типичные значения параметра $\lambda/\gamma \approx 10^{-6}-10^{-8} << 1$, поэтому для $\delta \approx \gamma$ приведенные результаты для дисперсий справедливы в непосредственной близости от порога генерации.

Работа поддержана МНТЦ, грант A-823 и NFSAT PH 098-02/CRDF 12052.

ЛИТЕРАТУРА

1. Quantum Information Theory with Continuous Variables, **S.L.Braunstein** and **A.K.Pati**, eds. Kluwer, Dordrecht, 2003, and references therein.
2. **A.Furasawa** et al. Science, **282**, 706 (1998); **T.C.Zhang** et al. Phys. Rev., **A67**, 033802 (2003); **W.P.Bowen** et al., ibid., 032302 (2003); **S.L.Braunstein** and **H.J.Kimble**. Phys. Rev., **A61**, 042302 (2000); **X.Li** et al. Phys. Rev. Lett., **88**, 047904 (2002); **T.C.Ralph** and **E.H. Huntington**. Phys. Rev., **A 66**, 042321 (2002).
3. **B. Schumacher** and **C.M. Caves**. Phys. Rev., **A 31**, 3093 (1985).
4. **M.D.Reid** and **P.D.Drummond**. Phys. Rev. Lett., **60**, 2731 (1988); **M.D.Reid**. Phys. Rev., **A40**, 913 (1989); **P.D.Drummond** and **M.D.Reid**. Phys. Rev., **A41**, 3930 (1990).
5. **Z.Y.Ou, S.F.Pereira, H.J.Kimble,** and **K.C.Peng.** Phys. Rev. Lett., **68**, 3663 (1992); **S.F.Pereira, Z.Y.Ou,** and **H.J.Kimble**. Phys. Rev., **A 62**, 042311 (2002).
6. **Y.Zhang** et al. Phys. Rev., **A62,** 023813 (2000); **X. Li** et al. Phys. Rev. Lett., **88,** 047904 (2002); **S.Feng** and **O.Pfister**, quant-ph/0310002 (2003).
7. **G.Yu.Kryuchkyan** and **L.A.Manukyan**. Phys. Rev., **A69**, 013813 (2004); **K.Dechoum** et al. quant-ph/0310129.
8. **H.H.Adamyan** and **G.Yu.Kryuchkyan**. Phys. Rev., **A69**, 053814 (2004).

9. **L.M.Duan** et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 2722 (2000); **R.Simon.** Phys. Rev. Lett., **84**, 2726 (2000).
10. **К.В.Гардинер.** Стохастические методы в естественных науках. М., Мир, 1986.
11. **А.О.Адамян.** Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 114 (2004).

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԽՃՃՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԲԱՐՁՐ ԱՍՏԻՃԱՆՈՎ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ

Հ.Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Գ.ՅՈՒ. ԿՐՅՈՒՉԿՅԱՆ

Աշխատանքում ցույց է տրված մոդուլացված մղման դաշտի ազդեցության ներքո օպտիկական պարամետրային գեներատորում (ՕՊԳ) լույսի քվանտային խճճվածության բարձր աստիճանով օժտված վիճակների ստացման հնարավորությունը: Համակարգում խճճվածության աստիճանը նկարագրող պարամետրի համար ստացվել է անալիտիկ լուծում շեմից բարձր և ցածր գեներացիայի ռեժիմներում: Մոդուլացված ՕՊԳ-ում ստանդարտ ՕՊԳ-ի նկատմամբ խճճվածության աստիճանի էական լավացում է ցուց տրվել այն դեպքում, երբ մոդուլացման պարբերությունը մոտ է դիսիպատիվ պրոցեսի ժամանակին:

GENERATION OF LIGHT FIELDS WITH HIGH DEGREE OF QUANTUM ENTANGLEMENT

H.H. ADAMYAN, G.Yu. KRYUCHKYAN

The possibility of generation of light fields with high level of quantum entanglement in the optical parametric oscillator (OPO) driven by an amplitude-modulated pump field is shown. The analytical solution is obtained for the variance characterizing the degree of entanglement in the linear by quantum fluctuations approach for below- and above-threshold regimes. The essential improvement of the degree of entanglement in modulated OPO in comparison with ordinary one is demonstrated if the frequency of modulation is close to the decay rate of the dissipative process.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.242-248 (2004)

УДК 621.382.2

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВУЮ МУЛЬТИСТАБИЛЬНУЮ СТРУКТУРУ

Ш.Ж. МАРТИРОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 22 марта 2004 г.)

Рассмотрено воздействие нескольких оптических сигналов на электропроводность мультистабильных биполярных полупроводниковых структур. Найдены те достаточные условия, при которых влияния входных сигналов эквивалентны (условия коммутативности входов). Установлено, что со второй базы можно осуществлять многовходное оптическое управление всеми состояниями структуры с сохранением свойства эквивалентности.

1. Введение

В различных областях науки и техники, особенно в автоматике, кибернетике и информационно-вычислительных технологиях все чаще появляется необходимость в многоканальном управлении состоянием системы дискретным набором внешних воздействий, в частности, оптических.

Интерес к оптическому управлению вызван несколькими причинами. Во-первых, исчезают ограничения, наложенные гальваническими связками, межэлементными соединениями и RC-задержками в интегральных схемах. Во-вторых, в отличие от электрического, оптический сигнал можно модулировать сразу по нескольким параметрам (по интенсивности, частоте, поляризации и т.д.). В-третьих, можно уплотнить информацию в несущем сигнале, что приводит к значительному повышению эффективности в информационно-вычислительных технологиях [1]. И наконец, наиболее важными являются последние достижения в области физических технологий, в частности, нанотехнологий. Именно здесь стало наиболее возможным создание интегральных систем полупроводниковых оптопар, обладающих огромными перспективами в информационно-вычислительных цифровых технологиях [2].

Однако на пути реализации такой программы возникает ряд технических проблем, нуждающихся в решении. Многоканальное управление нужно для значительного упрощения схемотехники при фиксированном функциональном свойстве физической системы. Требование функциональной универсальности приводит к идентичному назначению всех каналов, сохраняя при этом их невзаимосвязанность. Конечно, последнее свойство можно удовлетворить и в случае электрического управления, но ценой сильного усложнения технологий для обеспечения взаимоизоляции каналов. Оптическое управление, помимо выше перечисленных, здесь также имеет очевидное преимущество. Единственным препятствием остается обеспечение равных весов (и коммутативности) каналов, так как, с одной стороны, размеры оптических окон желательно сделать не меньше длин волн фотонов, а с другой стороны, во избежание неоднородного поперечного распределения плотности тока из-за флуктуационной неустойчивости в мультистабильной электронно-дырочной плазме (ЭДП) необходимо, чтобы поперечные размеры не превосходили некоторые критические значения, установленные в работах [3,4]. Поэтому на первый план выдвигается вопрос влияния оптической информации, поступающей через оптические окна биполярной полупроводниковой структуры с мультистабильной ЭДП, на функционирование этой структуры. Исследование этой задачи и является целью данной работы.

2. Теория

Моделирование многоканального оптического управления состояниями проводимости ЭДП можно провести на основе бистабильной $p-n-p-n$-структуры с оптическими окнами управления. Такое упрощение основано на предложенном ранее (см., например, [5]) методе представления мультистабильной ЭДП системой виртуальных (вымышленных) бистабильных элементов.

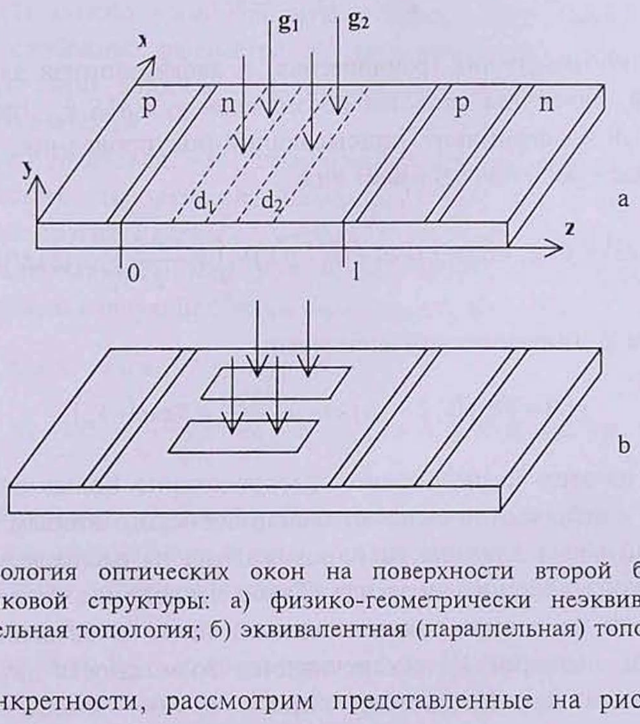

Рис.1. Топология оптических окон на поверхности второй базы полупроводниковой структуры: а) физико-геометрически неэквивалентная последовательная топология; б) эквивалентная (параллельная) топология.

Для конкретности, рассмотрим представленные на рис.1 модель и способ освещения со второй квазинейтральной базы. Такая модель принята по нескольким соображениям: во-первых, она реализуема по планарной интегральной биполярной технологии, притом в удобной форме для выполнения оптопарных матриц; во-вторых, положения оптических окон в квазинейтральных базах можно выбрать стойкими и с фиксированными размерами; в-третьих, обеспечивается однородность поглощения фотонов по оси OY, и, наконец, полевые эффекты в $p-n$-переходах не влияют на спектр поглощения.

Представленная на рис.1а модель обеспечивает однородность процессов по оси OX, но нуждается в удовлетворении требования коммутативности. В отличие от этого случая, в модели на рис.1б обеспечена коммутативность. Однако могут быть побочные эффекты, связанные с появлением неоднородного распределения плотности тока.

Пусть на i-ое окно падает однородный поток фотонов с поверхностной плотностью интенсивности $\hat{g}_i(z)$:

$$\hat{g}_i(z)=\begin{cases}\hat{g}_i;\, z\in\left(z_1^i, z_2^i\right),\\ 0;\, z\notin\left(z_1^i, z_2^i\right),\end{cases} \tag{1}$$

где z_1^i и z_2^i – координаты начала и конца i-ого оптического окна по направлению OZ. Тогда из уравнения непрерывности во второй базе в диффузионном приближении получим:

$$\frac{d^2 y}{dz^2}=\frac{y-\bar{y}}{L^2}-\sum_i g_i\,, \tag{2}$$

где $y(\bar{y})$ и L – концентрация (равновесная) и диффузионная длина неосновных носителей. Здесь для удобства обозначено $g_i \equiv ALS_i\hat{g}_i$, где A – некоторый постоянный коэффициент, описывающий полупроводник, S_i – площадь i-ого окна. Общее решение (2) имеет вид

$$y(z)=\bar{y}+c_1\exp(z/L)+c_2\exp(-z/L)+\int_o^z \operatorname{ch}\frac{z-\xi}{L}\sum_i g_i(\xi)d\xi\,, \tag{3}$$

где постоянные c_i определяются условиями

$$y(0)=\bar{y}\exp(V_k),\qquad y(w)-a\frac{dy(w)}{dz}=\bar{y}\exp(-V_k). \tag{4}$$

Первое из этих соотношений – распределение Больцмана у эмиттерного перехода, а второе отличается от больцмановского вторым членом в левой части и учитывает влияние токопрохождения на распределение носителей у границ коллекторного перехода. Такое отклонение от распределения Больцмана носит не только количественный, но и качественный характер [5]: при данном значении V_k обеспечивается возможность двух различных токовых состояний. Например, при $V_k=0$ имеем $y_1=\bar{y}$ и

$y_2 = \bar{y} + ayd(w)/dz$. Определяя c_1 и c_2 из (3) и (4) и подставляя в уравнение тока через переходы, в диффузионном приближении находим следующие выражения для плотностей тока через первый (эмиттерный) и второй (коллекторный) переходы:

$$J_k = J_k^T + \sum_i \alpha_{ki} g_i , \tag{5}$$

где

$$\alpha_{ki} = \frac{2eD_k}{L_k \operatorname{sh} \eta_k} g_{ki} \left[\operatorname{sh} \frac{w_k - \bar{z}_i}{L_k} \operatorname{sh} \frac{d_i}{2L_k} \right], \quad 2\bar{z}_i = z_1^i + z_2^i . \tag{6}$$

Здесь через J_k^T обозначены значения для плотностей тока соответствующих переходов, когда излучение отсутствует (темновая ВАХ), а для сопряжения (сшивания) решений в различных областях, в точках z_1^i и z_2^i использовались условия непрерывности концентраций и плотностей тока неосновных носителей. В данном приближении из (6) следуют соотношения

$$\frac{\alpha_{k1}}{S_1} = \frac{\alpha_{k2}}{S_2}, \qquad \alpha_{11} = \alpha_{21} = \text{const}, \tag{7}$$

которые выбором S_1 и S_2 (т.е. d_1 и d_2)) при заданных g_{k1}, g_{k2}, $\bar{z}_1$ и $\bar{z}_2$ можно удовлетворить, тем самым обеспечив идентичность влияния двух каналов управления, т.е. коммутативность входов.

Условия (7) можно удовлетворить в более общих случаях, так как имеются четыре свободных параметра X_i^k (расположения и размеры окон). Здесь рассмотрим лишь влияние этих оптических воздействий на свойства ВАХ и электропроводности.

Необходимо убедиться, что установленная коммутативность воздействия двух оптических информаций, вводимых в систему со второй базы, действует во всех других частях структуры и во всех областях мультистабильной ВАХ. Для конкретности рассмотрим биполярную шестислойную структуру, задаваемую следующей теоретической моделью [5]:

$$\begin{aligned} &\beta_2^* \equiv \beta_2 + \beta_3 - 1 > 0, \qquad \beta_4 + \beta_5 < 1 < \beta_4^{ef} + \beta_5, \\ &\beta_4^{ef} = \beta_4 + \Delta\beta_4 = \frac{\beta_3 \beta_4 \beta_2^* i_3}{i_2 - \beta_5^2 i_1 - \beta_3^2 i_3} + \beta_4, \qquad \delta_1 \neq 0; \qquad \delta_3 = \delta_5 = 0. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь β_k – коэффициент переноса неосновных носителей по k-ой базе, i_k – плотность тока насыщения k-ого $p-n$-перехода, δ_k – коэффициент рекомбинации в k-ом эмиттерном переходе в единицах i_k. Такая модель физически возможна и технологически реализуема.

Параметрическая ВАХ и состояния электропроводности такой структуры задаются системой уравнений для плотностей тока через переходы:

$$\begin{cases} j = i_1(\exp(V_1)-1)+i_1\delta_1 \exp(V_1/2)+i_1\beta_2(1-\exp(-V_2))-j_1^y, \\ j = i_1\beta_2(\exp(V_1)-1)+i_3\beta_3(\exp(V_3)-1)+i_2(1-\exp(-V_2))+j_2^y, \\ j = i_3(\exp(V_3)-1)+i_3\beta_3(1-\exp(-V_2))+i_3\beta_4(1-\exp(-V_4)), \\ j = i_3\beta_4(\exp(V_3)-1)+i_5\beta_5(\exp(V_5)-1)+i_4(1-\exp(-V_4)), \\ j = i_5(\exp(V_5)-1)+i_5\beta_5(1-\exp(-V_4)), \end{cases} \quad (9)$$

где

$$j_k^y = \alpha_{k1}g_1 + \alpha_{k2}g_2. \quad (10)$$

Система уравнений (9) при фиксированном значении полного напряжения на структуре $V = \sum_{k=1}^{5} V_k$ допускает до пяти различных значений плотности тока J, а также описывает три состояния электропроводности: низкое, среднее и высокое. Каждое из этих состояний можно получить из системы уравнений (9) определенной аппроксимацией, т.е. представлением при помощи двух "виртуальных" тиристоров.

В низкопроводящем состоянии эти тиристоры описываются, соответственно, системами

$$\begin{cases} j = i_1x_1 + i_1\delta\sqrt{x_1} + j_1^y, \\ -\beta_2^* j = -\beta_2 i_1\delta\sqrt{x_1} + \varphi_2 - (j_2^y + \beta_2 j_1^y), \\ j = i_3x_3, \end{cases} \qquad \begin{cases} j = i_3x_3, \\ -\beta_4^* j = \varphi_4, \\ j = i_3x_3. \end{cases} \quad (11)$$

В силу условий (8) "первый" из этих тиристоров обладает бистабильной ВАХ, а "второй" всегда заперт. В состоянии со средней проводимостью имеем:

$$\begin{gathered} j = i_1x_1 + i_1\delta_1\sqrt{x_1} + \beta_2 i_1 x_2 - j_1^y, \\ -\beta_2^* j = -\beta_1 i_1\delta\sqrt{x_1} + i^* x_2 - j_1^y(\beta_0+\beta_2), \\ j = i_3x_3 + \beta_3x_3x_2, \\ j = \hat{i}_1x_1 + \hat{i}_1\hat{\delta}\sqrt{x_1} + \hat{j}_3^y, \\ -\hat{\beta}_y j = \varphi_4 - \hat{\beta}_2\hat{i}\hat{\delta}\sqrt{x_1} - \hat{j}_4^y. \end{gathered} \quad (12)$$

В отличие от (11), в случае (12) "первый" тиристор, оставаясь бистабильным, находится в открытом режиме, а "второй" тиристор становится уже бистабильным, благодаря появлению в одном из эмиттерных переходов процесса как бы интенсивной рекомбинации с эффективным коэффициентом

$$\hat{\delta} = \frac{(1+\beta_2^2 i)}{i^*}\delta_1, \quad \hat{i}_1 = \frac{i^* i_2}{i^* + \beta_2\beta_2^* i_2} \quad (13)$$

и с повышенным значением коэффициента переноса по четвертой базе

$$\hat{\beta}_2 = \frac{\beta_3\beta_4 i_3}{i^*}\left(1 - \frac{\beta_2(1-\beta_3)i_k}{i_2 - \beta_3^2 i_3}\right)\beta_2, \ \hat{\beta}_4 = \beta_4 + \frac{\beta_3\beta_4 i_3}{i^*}\beta_2^*, \ \beta_0 \equiv \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{11}},$$

$$i^* = i_2 - \beta_2^2 i_1 - \beta_3^2 i_3. \qquad (14)$$

Здесь важно, что во "втором" тиристоре тоже "появляется" управляющее воздействие с величинами

$$\hat{j}_3^y = \left[\frac{i^* + \beta_2^2 i_1}{i^* + \beta_2\beta^* i_1} + \frac{\beta_0\beta_2 i_1}{i^* + \beta_2\beta_1^* i_1}\right]\cdot j_1^y; \qquad \hat{j}_4^y = (\beta_0 + \beta_2)\frac{\beta_3\beta_4 i_3}{i^*}\cdot j_1^y \qquad (15)$$

для соответствующих переходов и с сохранением свойства коммутативности входов.

Аналогично может быть составлена модель виртуальных тиристоров в высокопроводящем состоянии, когда оба тиристора находятся в открытом состоянии. Такое состояние для "второго" тиристора стало возможным благодаря условию (14). Напомним, что условия (13), (14), и (15) являются результатом действия в структуре эффекта плазменно-полевого взаимодействия, влияние которого сказывается значительно и на качественном уровне, благодаря асимметрии, обусловленной условиями (8).

3. Обсуждение

Семейство ВАХ в зависимости от значения суммарной интенсивности входных оптических сигналов качественно показано на рис.2. Кривая 1 соответствует "темновой" ВАХ, а кривые, заключенные между 1 и 2, представляют низкопроводящее состояние, описываемое системой уравнений (11).

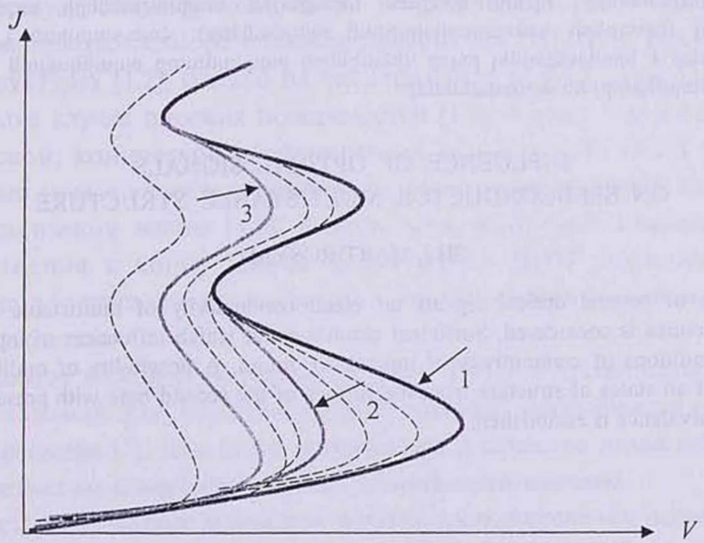

Рис.2. Семейство вольт-амперных характеристик структуры в зависимости от суммарной интенсивности входных оптических пучков.

Видно, что управляющие сигналы существенно не влияют на вторую подсистему. Это влияние значительно для кривых, заключенных между кривыми 2 и 3. Для ВАХ после кривой 3 влияние управляющего сигнала сказывается во всех точках ВАХ.

Таким образом, входные оптические информации коммутативным образом суммарно влияют на электропроводность и ВАХ мультистабильной биполярной структуры, причем явление управления носит пороговый характер. Полученная здесь модель управляющих токов может быть использована для упорядочения выходных токов и напряжения структуры по многоуровневым входным сигналам, что представляет определенный интерес для оптоэлектронных дискретных информационных технологий.

В заключение выражаю благодарность проф. Г.С.Караяну и А.А.Макаряну за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Г.С.Караян**. Микроэлектроника, **19**, 296 (1990).
2. **Ж.И.Алферов, Л.Е. Воробьев** и др. УФН, **4**, 459 (1999).
3. **Г.С.Караян, А.А. Макарян**. Ученые записки ЕГУ, №3, 65 (1984).
4. **И.В.Варламов, В.В. Осипов**. ФТП, **3**, 950 (1969).
5. **Г.С.Караян**. ФТП, **19**, 1334 (1985).

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԶԴԱՆՇԱՆՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԲԱԶՄԱՎԻՃԱԿ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՎՐԱ

Շ.Ժ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է մի քանի օպտիկական ազդանշանների ազդեցությունը բազմավիճակ երկբևեռ կիսահաղորդչային սարքերի էլեկտրահաղորդականության վրա: Գտնված են այն բավարար պայմանները, որոնց դեպքում մուտքային ազդանշանների ազդեցությունները համարժեք են (մուտքերի կոմուտատիվության պայմաններ): Հաստատված է, որ երկրորդ բազայից կարելի է իրականացնել բոլոր վիճակների բազմամուտք օպտիկական կառավարում՝ մուտքերի համարժեքության պահպանմամբ:

INFLUENCE OF OPTICAL SIGNALS ON SEMICONDUCTOR MULTISTABLE STRUCTURE

SH.J. MARTIROSYAN

Influence of several optical signals on electroconductivity of multistable bipolar semiconductor structures is considered. Sufficient conditions, at which influences of input signals are equivalent (conditions of commutivity of inputs) are found. A possibility of multi-input optical management of all states of structure from the surface of the second base with preservation of the property of equivalence is established.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.249-253 (2004)

УДК 621.315

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА НА КОНИЧЕСКОМ КОНЦЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА, ПОКРЫТОГО СЛОЕМ ЗОЛОТА

Э.А. ДЖАНУНЦ[1], А.Ж. БАБАДЖАНЯН[2],
Р.Ж. ХАЧАТРЯН[2], Х.В. НЕРКАРАРЯН[2]

[1]Государственный инженерный университет Армении,

[2]Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Обнаружено явление резонансного возбуждения поверхностного плазмон-поляритона (ППП) на вершине покрытого золотом оптического волокна. Это происходит, когда энергия из волноводной моды переходит в моду ППП. Условие резонансного возбуждения ППП обеспечивается нанесением дополнительного слоя прозрачного диэлектрика определенной толщины на металлический слой. На эксперименте регистрировалась выходящая из волокна мощность излучения в процессе выхода и входа вершины волокна в жидкость. Резкие пики мощности излучения регистрировались, когда на поверхности металлического слоя возникал тонкий накрывающий слой жидкости, что свидетельствует о резонансном возбуждении ППП.

Существует большое количество теоретических работ, посвященных особенностям поверхностного плазмон-поляритона (ППП) в разных геометрических структурах [1,2], однако на эксперименте возбуждение ППП реализовано только в случае плоских поверхностей [1,2]. Между тем в структурах с цилиндрической, конической и сферической симметриями ППП приобретает совершенно новые качества. Важнейшим среди них является возможность сильной локализации волны [3-6]. В частности, в [6] было показано, что по мере приближения к концу конуса длина волны ППП уменьшается и дифракционные процессы не препятствуют его локализации в очень малых областях пространства.

Указанное явление сверхфокусировки ППП в конической структуре можно использовать для улучшения разрешающей способности нанометрического микроскопа [7]. Для этого микроскопа в качестве зонда используется покрытый металлом конический конец оптического волокна.

В настоящей работе изучается возможность перекачки волновой энергии из волноводной моды оптического волокна в моду ППП. Мы рассматриваем случай, когда радиус волокна значительно превосходит длину волны света и процесс распространения волны можно описать методами геометрической оптики. На рис.1а представлен ход оптического луча в плоскости продольного сечения покрытого металлическим слоем конического конца волокна.

Если падающая волна распространяется вдоль оси волокна, а φ – угол кона, то из рис.1а легко получить следующие значения для углов падения:

$$\vartheta_m = \frac{\pi - (2m-1)\varphi}{2}; \quad m = 1;2;3;... \tag{1}$$

Здесь мы не будем рассматривать случаи $\vartheta_m < 0$,, которые описывают ход луча, движущегося в обратном напровлении.

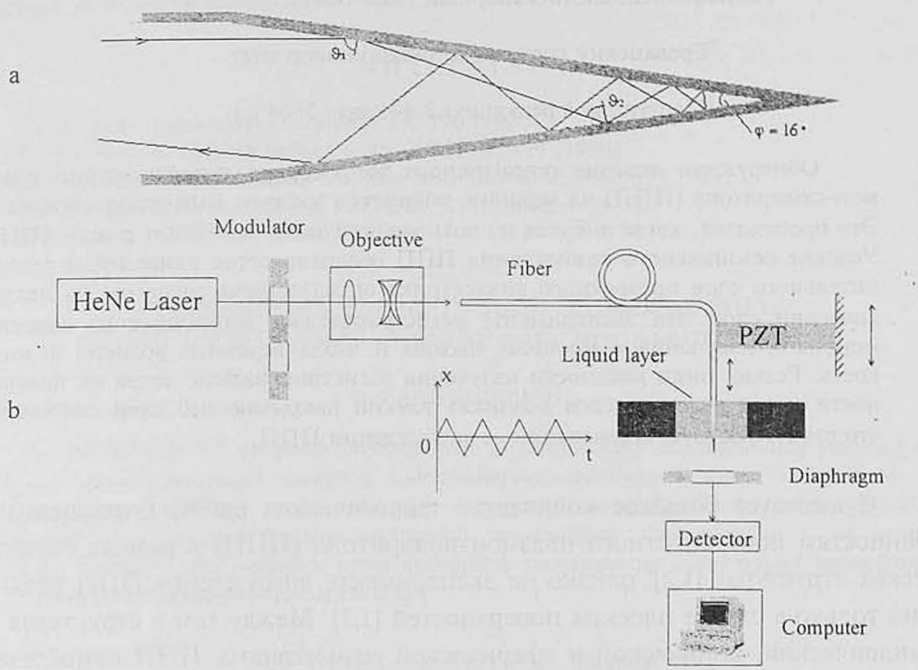

Рис.1.

Нетрудо заметить, что принцип возбуждения ППП в планарной системе по конфигурации Кричмана [1,2] очень похож на описанную здесь ситуацию. Можно предположить, что в нашем случае также может возбудиться ППП, если выполняются следующие условия:

1. Возможность туннелирования волн через покрывающий слой. Это условие выполняется при соответствущей толщине покрывающего слоя. Оценки показывают, что для золота оптимальная толщина покрывающего слоя составляет 50-80 нм.

2. Вектор магнитного поля волны должен иметь отличную от нуля

компоненту в направлении, перпендикулярном плоскости рис.1. Заметим, что в условиях конической симетрии всегда можно найти семейство плоскостей, где это условие выполняется.

3. Угол падения ϑ_{SPP} резонансного возбуждения ППП определяется по формуле [1,2]

$$\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\sin\vartheta_{SPP} = K_{SPP}\ . \qquad (2)$$

Здесь ω – частота волны, c – скорость света, ε_1 – диэлектрическая проницаемость волокна (плавленого кварца), K_{SPP} – волновой вектор ППП. В наших условиях, когда радиус кривизны значительно превосходит длину волны, значения K_{SPP} можно определить с помощью формулы для планарного ППП [1,2]:

$$K_{SPP} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_2\varepsilon_3}{\varepsilon_2+\varepsilon_3}}\,, \qquad (3)$$

где ε_2 и ε_3 – диэлектрические проницаемости металлического слоя и окружающей структуру среды. ППП возбудится при условии

$$\vartheta_{SPP} = \vartheta_m; \qquad m = 1;2;3;... \qquad (4)$$

Это условие резонансного возбуждения ППП может реализоваться только при определенных значениях угла кона и диэлектрических проницаемостей сред. В рассматриваемой здесь ситуации контролируемое управление можно осуществить только над параметром ε_3. В частности, выполнения условия (4) можно добиться нанесением на поверхность металла тонкого слоя прозрачного диэлектрика. В случае планарных ППП такие эксперименты проводились неоднократно [1,2], и было обнаружено, что наличие диэлектрического слоя по существу меняет значение ε_3 и, следовательно, резонансный угол. Цель проведенных нами экспериментов состояла в обнаружении процесса резонансного возбуждения ППП в окрестности покрытого металлическим слоем конического конца волокна.

Схема эксперимента представлена на рис.1б. Излучение He-Ne лазера мощностью 3 мВт входит в оптическое волокно с диаметром 130 мкм. Другой конец волокна имеет конобразную форму с углом $\varphi = 16 \div 23°$ и покрыт слоем золота толщиной около 70 нм. Приготовление тонкого конического конца волокна было осуществлено методом, описанным в [8]. Регистрировалась мощность излучения, выходящего из конобразного конца волокна в процессе его входа и выхода из жидкости (глицерина). Пьезоэлемент придавал концу волокна пилообразное колебательное движение в направлении, перпендикулярном плоскости жидкости, с амплитудой ~30 мкм со скоростью 3 мкм/с.

На рис.2 кривая показывает типичную зависимость мощности выходящего из волокна излучения от времени. В момент входа волокна в жидкость и выхода из него наблюдаются всплески мощности выходного излучения. Из рис.2 видно, что если в воздухе выходная мощность в относительных единицах составляет 0.1, в жидкости 0.25, то в переходной области значение выходной мощности доходит до 0.4.

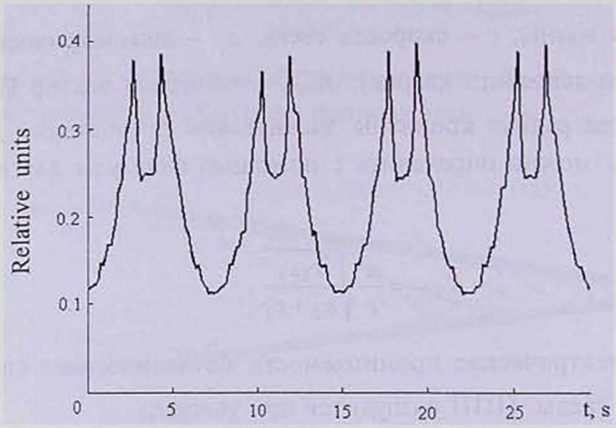

Рис.2.

Пики мощности излучения наблюдались также в случаях, когда в качестве жидкости вместо глицерина мы использовали воду или спирт. Примечательно, однако, что в случае покрывающего металлического слоя из алюминия пики выходной мощности исчезли.

Существенное увеличение выходной мощности в переходной области можно объяснить возбуждением ППП. Из-за смачивания металла на его поверхности может образоваться слой жидкости в форме мениска. В процессе выхода конического конца волокна из жидкости толщина этого слоя плавно уменьшается. Наличие дополнительного слоя диэлектрика эквивалентно увеличению значения ε_3 в (3), что согласно (2) приводит к изменению значения ϑ_{SPP}. Тогда можно найти положения, где выполняется условие резонансного возбуждения ППП (4). Тот факт, что в случае покрывающего слоя из алюминия эффект не наблюдается, также подтверждает наше предположение. Дело в том, что мнимая часть диэлектрической проницаемости алюминия велика, и на его поверхности не могут образоваться ППП.

Выявление механизма возбуждения ППП в области конического конца оптического волокна открывает новые возможности увеличения разрешающей способности нанометрического сканирующего оптического микроскопа. Как было отмечено, в конобразных структурах возможна сильная локализация ППП. Наличие дополнительного диэлектрического слоя решает проблему возбуждения ППП в таких структурах. Кроме того, дополнительный диэлектрический слой защищает структуру от возможных повреждений. Отметим также, что возрастание интенсивности локализованной волны позволяет обнаружить различные нелинейные оптические эффекты и получить важную дополнительную информацию о поверхности.

Обнаруженный эффект может также служить основой для создания биохимических сенсоров. Хотя общая тенденция поведения выходной мощности в случаях использования разных жидкостей сохраняется и имеет форму, представленную на рис.2, однако наблюдаются также существенные отличия. Меняются как высота пиков, так и их полуширина. Это обстоятельство позволяет исследовать свойства жидкостей и идентифицировать их.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.M. Agranovich, D.L.Mills.** Surface Polaritons. North-Holland, Amsterdam, 1982.
2. **H. Raeter.** Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. Springer, Berlin, 1988.
3. **A.Lalayan, K.Bagdasaryan, P.Petrosyan, Kh.Nerkararyan, J.Ketterson.** J. Appl. Phys., **91**, 2965 (2002).
4. **Kh.V.Nerkararyan, E.A.Janunts, K.S.Bagdasaryan.** Phys. Lett. A, **269**, 257 (2000).
5. **Kh.V. Nerkararyan.** Phys. Lett. A., **237**, 103 (1997).
6. **Kh.V.Nerkararyan, A.J.Babajanyan, N.L.Margaryan.** J. Appl. Phys., **88**, 3785 (2000).
7. **U.Durig, D.Pohl, F.Rohner.** J. Appl. Phys., **59**, 3318 (1986).
8. **R.Stockle, C.Fokas, V.Deckert, R.Zenobi, B.Sick, B.Hecht, U.P.Wild.** Appl. Phys. Lett., **75**, 160 (1999).

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ՊԼԱԶՄՈՆ-ՊՈԼՅԱՐԻՏՈՆԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԳՐԳՌՈՒՄԸ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ՈՍԿԵՊԱՏ ԳԱԳԱԹԻՆ

Է.Ա ՋԱՆՈՒՆՑ, Ա.Ժ. ԲԱԲԱՋԱՆՅԱՆ, Ռ.Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Խ.Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ

Բացահայտվել է մակերևույթային պլազմոն-պոլյարիտոնի (ՄՊՊ) ռեզոնանսային գրգռումն օպտիկական ալիքատարի ոսկեպատ գագաթին: Դա տեղի է ունենում, երբ էներգիան ալիքատարային մոդից անցնում է ՄՊՊ մոդին: ՄՊՊ-ի ռեզոնանսային գրգռման պայմանը բավարարվել է մետաղական շերտի վրա որոշակի հաստությամբ թափանցիկ դիէլեկտրական շերտի առկայության շնորհիվ: Փորձում գրանցվել է ալիքատարից դուրս եկած ճառագայթման հզորությունը՝ ալիքատարի գագաթը հեղուկի մեջ մտնելու և դուրս գալու ընթացքում: Դիտվել են ճառագայթման հզորության կտրուկ պիկեր, երբ մետաղական շերտի վրա առաջանում է հեղուկի բարակ ծածկող շերտ, ինչը վկայում է ՄՊՊ-ի ռեզոնանսային գրգռման մասին:

RESONANCE EXCITATION OF SURFACE PLASMON-POLARITON ON GOLD-COATED CONICAL APEX OF OPTICAL FIBER

E.A. JANUNTS, A.J. BABAJANYAN, R.J. KHACHATRYAN, KH.V. NERKARARYAN

The phenomenon of resonance excitation of surface plasmon-polariton (SPP) on a gold-coated optical fiber tip apex is revealed. It occurs at energy transfer from a waveguide mode to the SPP mode. The resonance excitation condition of SPP is realized in the presence of an additional transparent dielectric layer on the metal surface.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.254-257 (2004)

УДК 621.3

ОЖЕ-ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.С. МУСАЕЛЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Рассмотрен Оже-захват основных носителей заряженной краевой дислокацией в электронном полупроводнике, в случае слабого насыщения оборванных связей дислокации электронами. Получена зависимость радиуса Оже-захвата от глубины залегания одномерной дислокационной зоны и температуры. Приведена оценка значений концентраций свободных электронов, при которых Оже-захват является преобладающим механизмом безызлучательной рекомбинации на дислокации.

Различные методы исследования люминесценции в квантовых ямах гетероструктур на основе соединений нитрида галлия [1] показали, что краевая дислокация действует как центр безызлучательной рекомбинации, гася люминесценцию. Очевидно, это связано с наличием большого числа оборванных связей вблизи ядра краевой дислокации, создающих глубокую узкую энергетическую зону в запрещенной зоне полупроводника.

Вероятность безызлучательного перехода основных носителей на дислокацию, обусловленная взаимодействием с решеткой (многофононный переход), была рассчитана в работе [2]. При низких температурах, когда вероятность многофононных переходов уменьшается, и при больших концентрациях носителей может преобладать ударный механизм безызлучательной рекомбинации – Оже-процесс, с передачей энергии свободным носителям [3]. Вычисление вероятности Оже-захвата электрона на краевую дислокацию в полупроводнике n-типа и выявление условий преобладания этого механизма безызлучательной рекомбинации является целью данной работы.

Потенциал заряженной дислокации $U(\rho)$ аппроксимируется двумерной прямоугольной ямой глубины U_0 и радиуса порядка постоянной решетки a, окруженной электростатическим барьером. Для достаточно высоких температур, соответствующих слабому заполнению оборванных связей, электростатический потенциал заряженной краевой дислокации описывается выражением [4]

$$U(\rho) \approx 2\alpha\kappa T \ln(2\rho_D/\gamma\rho), \qquad a < \rho < \rho_D, \tag{1}$$

где $\alpha = \left(e^2/\varepsilon c T\right) << 1$ есть параметр, характеризующий степень заполнения оборванных связей (ε – диэлектрическая постоянная, $c(T)$ – расстояние между заполненными связями), ρ_D – дебаевский радиус экранирования, $\ln\gamma = 0.577$ – постоянная Эйлера.

Захват зонного носителя на дислокацию с передачей энергии другому электрону описывается при помощи двухчастичных волновых функций. Начальное состояние системы описывается волновыми функциями прошедшего барьер электрона зоны проводимости Ψ_1^i и свободного электрона Ψ_2^i, а конечное – волновыми функциями электрона в одномерной дислокационной зоне и "горячего" свободного электрона Ψ_2^f.

Волновая функция зонного электрона в поле дислокации Ψ_1^i находится из решения уравнения Шредингера с потенциалом (1) в квазиклассическом приближении [4]. В цилиндрических координатах (ρ, φ, z) с осью z вдоль линии дислокации она имеет вид

$$\Psi_{k,m,k_z} = \left(\frac{k}{4\pi R L_z}\right)^{1/2} e^{(ik_z z + im\varphi)} \frac{1}{\left[\left|k(\rho)\right|\rho\right]^{1/2}} \exp\left(-\int\limits_{\rho}^{\rho_m(k)} \left|k(\rho)\right| d\rho\right), \quad a < \rho < \rho_m(k), \quad (2)$$

где $k = \left(2\mu W/\hbar^2\right)^{1/2}$ – радиальное волновое число, $W = E - \hbar^2 k_z^2/2\mu$, m – магнитное квантовое число, k_z – волновое число вдоль оси z, μ – эффективная масса электрона, $k(\rho) = \{2\mu\hbar^{-2}[W - U(\rho) - \hbar^2 m^2/2\mu\rho^2]\}^{1/2}$, а точка поворота $\rho_m(k)$ определяется из условия $k(\rho_m) = 0$. Волновая функция (2) нормирована на цилиндр радиусом R и длиной L_z. Так как вероятность прохождения барьера уменьшается при увеличении m из-за увеличения центробежного потенциала $\hbar^2 m^2/2\mu\rho^2$, то имеет смысл учитывать только захват электронов с $m = 0$ в начальном состоянии.

Волновая функция захваченного в дислокационную зону электрона Ψ_1^f описывает двумерную локализацию на основном уровне E_D и свободное движение вдоль дислокации:

$$\Psi_1^f = \left(\beta/\pi\rho L_z\right)^{1/2} e^{-\beta\rho} e^{\left(ik_{1z}^f z + im_1^f\varphi\right)}, \quad (3)$$

где $\beta^{-1} = \left(\hbar^2/2\mu E_D\right)^{1/2}$ – характерный размер двумерной локализации электрона.

Волновые функции свободного электрона (Ψ_2^i, Ψ_2^f) описывают парциальные волны:

$$\Psi_2^{i,f} = \left(k_2^{i,f}/2RL_z\right)^{1/2} J_{m_2^{i,f}}\left(k_2^{i,f}\rho\right) e^{im_2^{i,f}\varphi} e^{ik_{2z}^{i,f} z}. \quad (4)$$

Захват электрона на дислокацию описывается радиусом захвата [5]

$$r = w/L_z n v_T, \quad (5)$$

где n – равновесная концентрация электронов, v_T – средняя скорость теплового движения электрона, а w – вероятность перехода между начальным состоянием i и конечным состоянием f:

$$w=\frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{R}{\pi}\right)^3\left(\frac{L_z}{2\pi}\right)^4 L_z\sum_{m_2^i}\int dk_2^i\,dk_{2z}^i\int dk_2^f\,dk_{2z}^f\int dk_1^i\,dk_{1z}^i\int dk_{1z}^f\times$$
$$\times\left|M_{if}\right|^2 P\left(k_1^i,k_{1z}^i,k_2^i,k_{2z}^i\right)\delta\left(E_1^i+E_2^i-E_1^f-E_2^f\right). \qquad (6)$$

Здесь $P\left(k_1^i,k_{1z}^i,k_2^i,k_{2z}^i\right)$ – больцмановская функция распределения электронов.

Оператором перехода в Оже-процессе является оператор кулоновского взаимодействия двух электронов. Вероятность будет определяться матричным элементом

$$M_{if}=\int\Psi_1^{f*}\left(\rho_1,\varphi_1,z_1\right)\Psi_2^{f*}\left(\rho_2,\varphi_2,z_2\right)\frac{e^2}{\varepsilon\sqrt{\left|\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2\right|^2+\left(z_1-z_2\right)^2}}\times$$
$$\times\Psi_1^i\left(\rho_1,\varphi_1,z_1\right)\Psi_2^i\left(\rho_2,\varphi_2,z_2\right)d\boldsymbol{\rho}_1 dz_1 d\boldsymbol{\rho}_2 dz_2\,, \qquad (7)$$

где ρ – двумерный радиус-вектор.

Мы будем рассматривать захват электрона без передачи магнитного момента при взаимодействии двух электронов. Такое приближение соответствует сохранению в операторе кулоновского взаимодействия лишь монопольного члена, так как уже в дипольном приближении (т.е. при сохранении членов порядка ρ_1/ρ_2, которые имеют малость порядка $\beta a<1$) происходит передача вращательного момента.

При вычислении вероятности захвата в глубокую узкую зону ($E_1^f\sim E_D>>\kappa T$) существенно, что энергия конечного состояния второго (свободного) электрона много больше энергий начальных состояний электронов (которые могут быть порядка тепловой энергии), т.е. $E_1^f\sim E_2^f>>(E_1^i,E_2^i)$. Не уточняя вида дисперсии в дислокационной зоне, будем считать ширину зоны много меньше глубины залегания: $\Delta E_D<<E_D$. Подставляя волновые функции (2),(3),(4) в матричный элемент (7) и выполняя вычисления, получим следующее выражение для радиуса захвата:

$$r=\frac{2\pi^{7/2}\hbar^2e^4n}{\mu^{3/2}\varepsilon^2\nu_T E_D^{5/2}}\frac{\exp\left\{-2\alpha\left[1+\frac{1}{2}\ln\left(\frac{4\pi\mu\kappa i\,\rho_D^2}{\alpha\hbar^2\gamma^2}\right)\right]\right\}}{\left[\frac{2\mu\kappa Ta^2}{\hbar^2}\ln\left(\frac{\alpha\hbar^2}{\pi\mu\kappa i\,a^2}\right)\right]^{1/2}}. \qquad (8)$$

Радиус захвата на дислокацию содержит зависимость от температуры, обусловленную зависимостью электростатического барьера от температуры.

Приведенный расчет радиуса Оже-захвата на дислокацию справедлив в области температур, ограниченной снизу условием слабого насыщения оборванных связей электронами ($\alpha<<1$) и сверху условием применимости квазиклассического приближения, требующего, чтобы под барьером укладывалось большое число волн $k\rho_0(k)>>1$. Например, для германия ($\varepsilon=16$) это интервал температур 200÷500 К. При $T=200$ К, $\mu\approx10^{-28}$ г, $E_D=0.3$ эВ, $a\sim10^{-8}$ см,

$\alpha = 0.5$ радиусы многофононного [4] и Оже-захвата сравниваются при концентрации электронов $n \approx 5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ и составляют $r_a \sim r_{ef} \sim 10^{-15}$ см. При более высоких температурах Оже-механизм может преобладать только для вырожденных полупроводников, а при низких температурах этот механизм будет преобладать даже в отсутствие вырождения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Cherns, S.J.Henley, and F.A.Ponce.** Appl. Phys. Lett., **78**, 2691 (2001).
2. **Р.А.Варданян, Г.Г.Киракосян, В.Я.Кравченко.** ФТТ, **30**, 3565 (1988).
3. **A.Haug.** Phys. Stat. Sol. (b), **97**, 481 (1980).
4. **Р.А.Варданян.** ЖЭТФ, **76**, 2241 (1979).
5. **Ю.В.Гуляев.** ФТТ, **3**, 1094 (1961).

ԵԶՐԱՅԻՆ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՅԻ ԿՈՂՄԻՑ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՕԺԵ-ԶԱՎԹՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ա.Ս. ՄՈՒՍԱՅԵԼՅԱՆ

Դիտարկված է էլեկտրոնային կիսահաղորդչում լիցքավորված եզրային դիսլոկացիայի կողմից հիմնական լիցքակիրների Օժե-զավթումը՝ դիսլոկացիայի խզված կապերի էլեկտրոններով թույլ հագեցման դեպքում: Ստացված է Օժե-զավթման շառավղի կախվածությունը ջերմաստիճանից և միաչափ դիսլոկացիոն գոտու խորությունից: Գնահատված են ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիաների արժեքները, որոնց դեպքում Օժե-զավթումը դառնում է ոչ ճառագայթային ռեկոմբինացիայի հիմնական մեխանիզմը:

AUGER CAPTURE OF ELECTRONS BY AN EDGE DISLOCATION IN SEMICONDUCTORS

A.S. MUSAELYAN

The Auger capture of majority carriers by a charged edge dislocation in n-type semiconductors is considered in the case of weak saturation of dangling bonds existing on the dislocation core. The dependence of the capture radius on the depth of one-dimensional dislocation band and on temperature is obtained. Values of temperature and free electrons concentration are estimated, when the Auger capture is the dominant mechanism of nonradiative recombination in crystals with dislocations.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.258-261 (2004)

УДК 621.38

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ ТОНКИХ УГЛЕРОДНЫХ α-C:H ПЛЕНОК

А.С. ВОСКАНЯН, Ж.Р. ПАНОСЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Представлены результаты исследования электрофизических и механических свойств α-C:H пленок. Показаны пути оптимизации параметров технологического процесса осаждения α-C:H пленок ионоплазменным методом. Полученные результаты обсуждаются в плане использования таких пленок в качестве диэлектрических слоев для микроэлектронных приборов.

1. Введение

Алмазоподобные пленки вызывают повышенный интерес, так как целый комплекс уникальных физико-химических свойств делает эти пленки перспективными в качестве многофункциональных покрытий. В зависимости от методов получения и конкретных условий осаждения пленок, соотношение относительного фазового содержания атомов углерода (в координациях Sp^3, Sp^2 и Sp) меняется в широких пределах, что в итоге определяет спектр физико-химических свойств получаемых покрытий.

Существуют различные методы осаждения алмазоподобных углеродных пленок (АУП) (магнетронное и дуговое распыление графита, ионнолучевое и лазерное осаждение, ионноплазменное осаждение и т.д). Во всех случаях энергия ионов, бомбардирующих пленку, должна быть достаточно низкой, чтобы избежать возникновения каскадов атомных смещений и других дефектов. Целью данной работы было установление оптимальных технологических режимов формирования углеродных пленок (α-C:H) с алмазоподобными свойствами в режиме ионно-стимулированного осаждения [1].

2. Методика и техника эксперимента

АУП были получены плазменным осаждением непосредственно из пучков ионов, образованных при диссоциации паров циклогексана или толуола, на модернизированной вакуумной установке, оснащенной источником ионов постоянного тока (рабочий ток I_p = 20÷80 мА при ускоряющих напряжениях U_{yc} = 1,5÷4 кВ). Источник позволяет получать расходящийся ионный пучок диаметром на выходе 120 мм, с плотностью ионного тока J<0,8 мА/см², в области кинетических энергий E=20÷400 эВ (см. табл.1). В качестве рабочего газа использовались Ar, N_2, C_6H_{12} или C_7H_8. Свойства покрытий в значительной степени зависят от предварительного вакуума в системе (P_0), скорости поступления газовой смеси в систему и процентного содержания паров C_6H_{12}, C_7H_8 в смеси газов. В наших экспериментах рабочее давление изменялась в пределах $P_p=10^{-1}\div10^{-3}$ Па. Для обеспечения равномерности покрытия по толщине подложка вращалась в зоне плазменного потока с определенной скоростью. Толщина покрытий в зависимости от режима осаждения варьировалась в пределах d=0,02÷0,25 мкм и измерялась интерференционным методом на микроскопе МИИ-4. В качестве подложек использовались пластинки монокристаллического кремния, сапфира и плавленого кварца.

Наиболее информативный метод исследования АУП – оптическая спектроскопия, которая позволяет получать информацию о микроструктуре и качестве пленок α-C:H. С этой целью были исследованы спектры пропускания и отражения пленок в области спектра 360-1200 нм. Результаты измерений показали, что пленки прозрачны в данном интервале спектра, пропускание составляет $T\geq93\%$ при толщине пленки d=0,21 мкм, а отражение $R\leq5\%$. Были проведены измерения плотности методом взвешивания и поверхностного сопротивления (ρ_s) – четырехзондовым методом. Результаты измерений и параметры технологического процесса приведены в таблице 1.

Таблица 1.

№	$U_{ус}$, кВ	$I_р$, мА	J, мА/см²	$U_{см}$, В	P, Па	C_7H_8, %	$<E_к>$, эВ	d, мкм	HV, кгс/мм²	ρ_s, ом/см
I	3,5	20	0,75	–300	$2\cdot10^{-2}$	5	150	0,21	2800	300
II	2,4	80	0,58	–200	$8\cdot10^{-2}$	10	80	0,16	2450	550
III	1,8	50	0,45	–50	$3\cdot10^{-1}$	20	30	0,09	2180	800

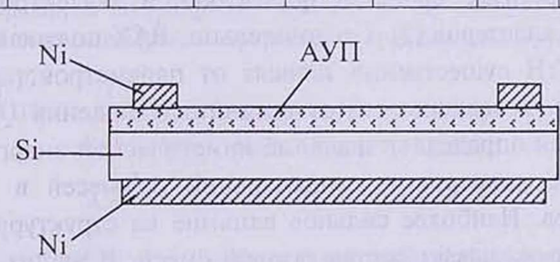

Рис.1. МДП структура с АУП.

На поверхности кремния КЭФ (100) были изготовлены МДП структуры (рис.1), где в качестве диэлектрического слоя использовались АУП с толщиной 0,2 мкм. Контактные слои со структурой Cr+Ni толщиной 0,3 мкм наносились электронно-лучевым методом, при вакууме 10^{-4} Па. Измерялись темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) МДП структур с АУП, полученных в различных технологических режимах.

На рис.2 приведены темновые ВАХ для трех образцов с АУП, полученных при различных технологических режимах (см. табл.1).

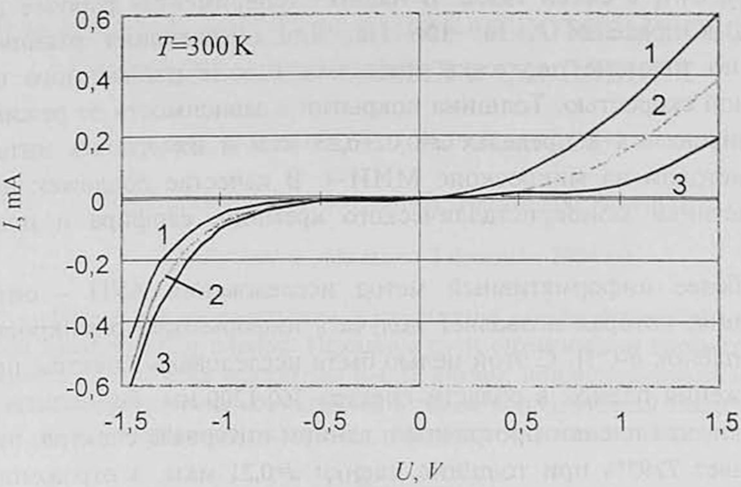

Рис.2. Темновые ВАХ МДП структур с АУП, полученных при различных концентрациях паров C_7H_8: 1 – 20%, 2 – 10%, 3 – 5%.

3. Обсуждение результатов

Рентгеноструктурные исследования АУП показали, что пленки аморфные [1]. Существуют различные теории, объясняющие особенности образования той или иной структуры АУП с соответствующими электрофизическими свойствами. Из этих теорий наиболее известна теория кластерного механизма образования структуры, которая объясняет некоторые существенные особенности АУП. В соответствии с этой теорией механизм электропроводности и электронные свойства определяются π-электронами упорядоченной структуры кластеров [2]. Следовательно, ВАХ полученных в эксперименте пленок α-C:H существенно зависят от параметров технологического режима осаждения. В зависимости от величины смещения $U_{см}$ на подложке (см. табл.1), которая определяет значение кинетической энергии ионов, происходит изменение размеров и концентраций примесей в упорядоченной структуре кластеров. Наиболее сильное влияние на структуру и характеристики α-C:H пленок оказывает состав газовой смеси. В наших экспериментах концентрация паров C_7H_8 в газовой смеси изменялась в пределах 5÷20 %, при этом плотности пленок изменялись от 1,7 до 2,35 г/см^3, а микротвердость, измеренная видоизмененным методом Виккерса имела значения HV=2100÷2800 кгс/мм^2 [3]. Измерения темновых ВАХ всех исследованных образцов имели типичный характер для МДП структур с тонким диэлектриком. Обратная ветвь ВАХ содержит излом при U=–1В, а обратный ток (также и проводимость σ) структуры резко возрастает. Наиболее вероятной причиной данного эффекта является резонансно-туннельная инжекция неосновных носителей тока по перпендикулярным друг другу слоям α-C:H. Ток через структуру резко возрастает в условиях, когда напряжение смещения обеспечивает выравнивание энергетических уровней в квантовых потенциальных ямах. Малую величину σ в интервале U~0÷–1В можно объяснить смещением энергетических уровней в квантовых ямах, вызванным электрическим полем зарядов, захваченных ловушками, преимущественно локализованными на границе α-C:H/Si.

Таким образом, разработаны технологические режимы получения АУП (α-C:H) ионно-стимулированным плазмохимическим методом. Изучены механические, защитные и электрофизические свойства полученных α-C:H покрытий. Изготовлены МДП структуры и измерены ВАХ. Исследования показали, что АУП является хорошим диэлектриком с особыми свойствами и может быть использована в микроэлектронике и наноэлектронике.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ж.Р.Паносян, С.С.Восканян, Е.В.Енгибарян, А.В.Степанян**. Сб. докладов 15-го Международного симпозиума “Тонкие пленки в оптике и электронике”, Харьков, Украина, 2003, изд. НИЦ ХФТИ, с.213-216.
2. **В.М.Елинсон**. Сб. докладов 15-го Международного симпозиума “Тонкие пленки в оптике и электронике”, Харьков, Украина, 2003, изд. НИЦ ХФТИ, с.169-184.
3. **Ж.Р.Паносян, С.С.Восканян, Е.В.Енгибарян, А.В.Степанян.** Материалы четвертой национальной конференции “Полупроводниковая микроэлектроника”, Цахкадзор, май 29-31, 2003, Ереван, с.196-199.

ԱԾԽԱԾՆԱՅԻՆ α-C:H ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՍՏԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ՈՐՈՇ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Ս. ՈՍԿԱՆՅԱՆ, Ժ.Ռ. ՓԱՆՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են α-C:H թաղանթների էլեկտրաֆիզիկական և մեխանիկական հատկությունների ուսումնասիրության արդյունքները: Դիտարկված են իոնոպլազմային մեթոդով α-C:H թաղանթների ստացման տեխնոլոգիական պարամետրերի լավարկման ուղիները:

PRODUCTION AND INVESTIGATION OF SOME PROPERTIES OF THIN CARBON α-C:H FILMS

A.S. VOSKANYAN, Zh.R. PANOSYAN

The results of investigation of electrophysical and mechanical properties of α-C:H films are presented. The ways of optimization of technological process parameters of deposition ol α-C:H films by plasma method are shown. The obtained results are discussed for the usage of such films as dielectric layers in microelectronic devices.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.262-264 (2004)

УДК 548.732

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ НОВОЙ ДИФРАКЦИОННО-РЕФРАКЦИОННОЙ ЛИНЗЫ ДЛЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г. ГРИГОРЯН, М.К. БАЛЯН, Л.Г. ГАСПАРЯН, М.М. АГАСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 февраля 2004 г.)

Описана возможность создания новой коротковолновой линзы для жесткого рентгеновского излучения. В ней используется как явление асимметричной последовательной дифракции в совершенных монокристаллах, так и явление рефракции. Система способна сфокусировать жесткое рентгеновское излучение на расстоянии меньше одного метра и пригодна как для синхротронных, так и для лабораторных источников рентгеновского излучения.

Микроанализ и отображение рентгеновским излучением быстро развиваются в последние несколько лет. Микродифракция, микрофлюоресценция, рентгеновская поглощательная микроскопия и микроскопия фазового контраста с использованием синхротронного излучения имеют множество приложений в фундаментальной науке и технике. Микроанализ требует устройств, которые формируют малое фокусное пятно. Таковыми являются вогнутые зеркала [1] и многослойные структуры [2], одиночные и многократные капилляры [3], дифракционные [4] и рефракционные линзы [5].

В настоящей работе описана возможность создания коротковолновой линзы для жесткого рентгеновского излучения. Мы называем линзу дифракционно-рефракционной, так как в ней используется как явление асимметрично-последовательной дифракции в совершенных монокристаллах, так и явление рефракции, подобно стеклянным линзам для видимого света. Такая комбинированная система способна сфокусировать жесткое рентгеновское излучение на расстояниях меньше одного метра, проста в изготовлении, пригодна как для синхротронных, так и для лабораторных источников рентгеновского излучения, и лишена основных недостатков, присущих существующим подобным устройствам [6].

На рис.1 представлена схема предлагаемого устройства, где использованы следующие обозначения: S – источник рентгеновского излучения, α – угол между отражающей плоскостью и поверхностью кристалла, θ – брэгговский угол, R – радиус кривизны линзы, D – расстояние между монолитными кристаллическими блоками.

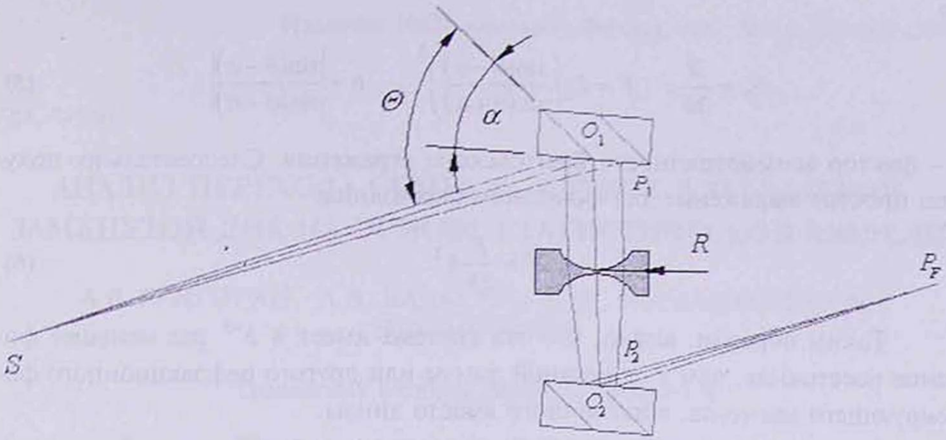

Рис.1. Схематический чертеж дифракционно-рефракционной линзы.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля для падающей сферической волны в приближении геометрической оптики разность фаз волн, пришедших из источника S к точке P_F путем O_1O_2 (центральный луч) и неким произвольным путем P_1P_2 определяется следующей формулой:

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}_f)=\frac{2\pi}{\lambda}\left(|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_s|+|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_f|-\frac{x^2\delta}{R}\sin^2(\theta+\alpha)-r_s-r_f\right), \qquad (1)$$

где $\mathbf{r}_1$ это O_1P_1, $\mathbf{r}_2$ – O_1S, $\mathbf{r}_2$ – O_2P_2, $\mathbf{r}_f$ – O_2P_F, $1-\delta$ – действительная часть индекса рефракции материала линзы, x – координаты точек P_1 и P_2 на поверхности кристалла, а линза перпендикулярна O_1O_2 (для рентгеновского излучения – двояковогнутая линза).

В (1) мы пренебрегаем разностью фаз, возникающей на расстоянии D. Это справедливо, когда $D \ll \mathbf{r}_s\sin(\theta+\alpha)/b^2$. Например, если $|\mathbf{r}_s|=1\,\text{м}$ и $b=0.1$, то $D \ll 100\,\text{м}$. В параболическом приближении получаются следующие выражения:

$$|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_s|=r_s+x\cos(\theta-\alpha)+\frac{x^2}{2r_s}\sin^2(\theta-\alpha),$$
$$|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_f|=r_f-x\cos(\theta-\alpha)+\frac{x^2}{2r_f}\sin^2(\theta-\alpha). \qquad (2)$$

Подставляя уравнение (2) в (1), получаем:

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}_f)=\frac{2\pi}{\lambda}\frac{x^2}{2}\left(\frac{\sin^2(\theta-\alpha)}{r_f}+\frac{\sin^2(\theta-\alpha)}{r_s}-\frac{2\delta}{R}\sin^2(\theta+\alpha)\right). \qquad (3)$$

Из условия постоянства фазы при произвольном x следует:

$$\frac{1}{r_f}+\frac{1}{r_s}=\frac{1}{F_0b^2}, \qquad (4)$$

где

$$F_0 = \frac{R}{2\delta}, \quad F = F_0\left(\frac{\sin(\theta-\alpha)}{\sin(\theta+\alpha)}\right)^2, \quad b = \left|\frac{\sin(\theta-\alpha)}{\sin(\theta+\alpha)}\right|. \tag{5}$$

b – фактор асимметричности брэгговского отражения. Следовательно, получаем простое выражение для фокусного расстояния:

$$F = \frac{R}{2\delta} b^2. \tag{6}$$

Таким образом, видно, что эта система имеет в b^{-2} раз меньшее фокусное расстояние, чем у одиночной линзы или другого рефракционного фокусирующего элемента, вставленного вместо линзы.

Отметим, что при $r_S = F$ и $r_f \to \infty$ система будет работать как коллиматор [7].

Можно сравнить предложенную систему с системой из N рефракционных линз. Для фокусного расстояния около 1м обычно нужно 100 линз [5]. В такой системе поглощение, комптоновское рассеяние, дифракция на малые углы уменьшают эффективность фокусировки. В предложенной системе роль N играет коэффициент асимметричности b^{-2} и при $b = 0.1$ система с одной линзой эквивалентна 100 линзам с общим фокусным расстоянием в 1 м.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.Kirkpatrick, A.Baez.** J. Opt. Soc. Am., **38**, 766 (1948).
2. **J.Underwood, A.Thompson, Y.Wu, R.Giauque.** Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A266**, 296 (1988).
3. **S.Hoffman, D.Thiel, D.Bilderback.** Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res., **A347**, 384 (1994).
4. **V.Aristov, A.Snigirev, Y.Basov, A.Nikulin.** AIP Conf. Proc., **147**, 253 (1986).
5. **A.Snigirev, V.Kohn, I.Snigireva, B.Lengeler.** Nature (London), **384**, 49 (1996).
6. **B.Lengeler, Ch.Schroer, J.Tummler, B.Benner, M.Richwin, A.Snigirev, I.Snigireva, M.Drakopoulos.** J. Synchrotron Rad., **6**, 1153 (1999).
7. **A.Q.R.Baron** et al. Appl. Phys. Lett., **74**, 1492 (1999).

POSSIBILITY OF CONSTRUCTION OF NOVEL REFRACTIVE-DIFFRACTIVE LENS FOR HARD X-RAYS

A.H. GRIGORYAN, M.K. BALYAN, L.G. GASPARYAN, M.M. AGHASYAN

A novel hard X-ray focusing system is described. In this system the asymmetrical diffraction from perfect crystals is used as well as the refraction from a single lens. The system allows one to focus hard X-rays at distances less than 1m and may be used in synchrotron sources as well as in conventional X-ray sources.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.265-269 (2004)

УДК 541.64

АНАЛИЗ ПЕРЕХОДА СПИРАЛЬ-КЛУБОК В КОЛЬЦЕВОЙ ЗАМКНУТОЙ ДНК НА ОСНОВЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

А.В. ГРИГОРЯН, А.В. БАДАСЯН, Е.Ш. МАМАСАХЛИСОВ, В.Ф. МОРОЗОВ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

На основе развитого ранее подхода к проблеме денатурации кольцевой замкнутой ДНК (кзДНК) получены формулы преобразования температур, связывающие температуру кзДНК при заданной степени спиральности с температурой открытой цепи ДНК (оцДНК) при той же степени спиральности. В рамках данного подхода получены кривые плавления для кзДНК из кривой плавления оцДНК. Обсуждается связь полученных результатов с экспериментальными данными.

Целью данной работы является анализ экспериментальных данных [1,2] на основе полученной ранее модели [3-5]. Модель основана на гамильтониане оцДНК, имеющего следующий вид [6,7]:

$$-\beta H = J\sum_{i=1}^{N}\delta(\sum_{k=1}^{i}\gamma_k;0) = J\sum_{i=1}^{N}\delta_1^{(i)}\ , \tag{1}$$

где $J = U/T$, $\delta_1^{(i)} \equiv \delta(\sum_{k=1}^{i}\gamma_k, 0)$, U – энергия комплементарного связывания пары азотистых оснований, $\beta = 1/T$, $\delta(a,b)$ – символ Кронекера. По значению $\sum_{k=1}^{i}\gamma_k$ можно судить о том, реализуется ли спиральная конформация. Таким образом, гамильтониан (1) показывает, что если образуется замкнутая петля между первой и i-ой повторяющейся единицей, то выделяется энергия U. Основываясь на вышеописанной модели и гамильтониане оцДНК (1), мы строим гамильтониан кзДНК следующим образом [3-5]: параметр J предполагается зависящим от микроскопической (неусредненной) доли разорванных водородных связей

$$P = 1 - \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\delta_1^{(i)}\ . \tag{2}$$

Таким образом, кзДНК есть система, в которой состояние одной повторяющейся единицы зависит от состояния всей молекулы. Разлагая $J(P)$ в ряд по параметру P до произвольной степени M и делая существенное и оправданное предположение о независимости коэффициентов a_k от беспорядка, имеем

$$J = J_0 + \sum_{k=1}^{M} a_k P^k \, , \tag{3}$$

где J_0 – приведенная к температуре энергия водородной связи в случае отсутствия в системе топологических ограничений.

Это приводит к следующему: степени спиральности θ оцДНК при температуре T_{oc} соответствует то же значение степени спиральности кзДНК, однако соответствующая температура преобразуется по закону

$$T_{cc} = T_{oc}\left[1 + \sum_{k=2}^{M} k \frac{b_k}{J_0} \alpha^{k-1}\right], \tag{4}$$

где $b_k \equiv a_k - a_{k-1}$, $\alpha = 1 - \theta$. Это соотношение позволяет рассчитать кривую плавления кзДНК из известной кривой плавления точно такой же незамкнутой молекулы. Более того, было показано [3-5], что это соотношение справедливо в случае гетерогенной ДНК в присутствии конкурентного растворителя.

Как следует из эксперимента по плавлению кзДНК в инвертирующих условиях [1,2], плавление оцДНК происходит в очень узком температурном интервале. Следовательно, в хорошем приближении T_{oc} в (4) можно считать постоянной величиной, что дает возможность для численного определения констант разложения. Расчеты показывают, что для получения хорошего согласия теории с экспериментом необходимо учесть разложение вплоть до полинома восьмой степени. На рис.1 представлено сопоставление экспериментальных результатов с расчетными для полиномов различных степеней:

A) $$\frac{T_{cc}}{T_{oc}} = 1 - 0.0211 + 0.3174\alpha - 1.3617\alpha^2 + 4.0529\alpha^3 - 7.1305\alpha^4 + 7.3306\alpha^5 - 4.2349\alpha^6 + 1.0954\alpha^7 \, ,$$

B) $$\frac{T_{cc}}{T_{oc}} = 1 - 0.0211 + 0.3145\alpha - 1.2298\alpha^2 + 2.9525\alpha^3 - 3.7667\alpha^4 + 2.2972\alpha^5 - 0.5011\alpha^6 \, ,$$

C) $$\frac{T_{cc}}{T_{oc}} = 1 - 0.0211 + 0.3078\alpha - 1.0821\alpha^2 + 2.1807\alpha^3 - 2.145\alpha^4 + 0.8053\alpha^5 \, ,$$

D) $$\frac{T_{cc}}{T_{oc}} = 1 - 0.0211 + 0.2628\alpha - 0.5903\alpha^2 + 0.5759\alpha^3 - 0.182\alpha^4 \, ,$$

E) $$\frac{T_{cc}}{T_{oc}} = 1 - 0.0211 + 0.3159\alpha - 1.2538\alpha^2 + 3.0087\alpha^3 - 3.3437\alpha^4 + 3.7812\alpha^6 - 3.5158\alpha^7 + 1.0742\alpha^8 \, ,$$

F) $$\frac{T_{cc}}{T_{oc}} = 1 - 0.0211 + 0.312\alpha - 1.1626\alpha^2 + 2.556\alpha^3 - 2.805\alpha^4 + 1.2125\alpha^5 - 0.0467\alpha^8 \, .$$

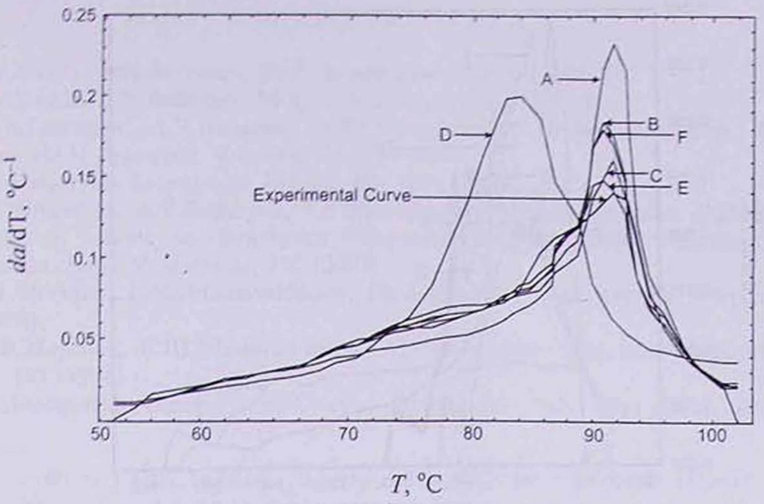

Рис.1. Дифференциальная кривая плавления (ДКП) для кзДНК фага $\varphi X174$ в инвертирующих условиях (Experimental Curve) [1,2] и различные ее описания согласно (4).

Из рис.1 видно, что наиболее адекватно описывает экспериментальный результат разложение полиномом восьмой степени с занулением коэффициентов при пятой степени (случай E). Следует отметить, что при различных способах разложения коэффициенты вплоть до членов четвертой степени приблизительно одинаковы.

Далее, используя преобразования A–F, на основе экспериментальной дифференциальной кривой плавления (ДКП) реальной оцДНК получена ДКП кзДНК в тех же условиях.

На рис.2 представлена ДКП оцДНК (случай I) вместе с ДКП кзДНК, преобразованными по формуле (4). Из рис.2 видно, что все кривые, описывающие кзДНК, начинаются раньше, чем для оцДНК и заканчиваются при более высоких температурах.

Более того, при использовании преобразований A–F ДКП кзДНК имеет тонкую структуру. Исчезновение тонкой структуры происходит только тогда, когда используется преобразование температур с разложением до низших порядков:

G) $$\frac{T_{cc}}{T_{oc}} = 1 - 0.0211 + 0.2628\alpha - 0.5903\alpha^2 + 0.5759\alpha^3,$$

H) $$\frac{T_{cc}}{T_{oc}} = 1 - 0.0211 + 0.2628\alpha\ .$$

Из рис.2 явственно видно, что чисто линейное преобразование приводит к полному исчезновению тонкой структуры (случай H).

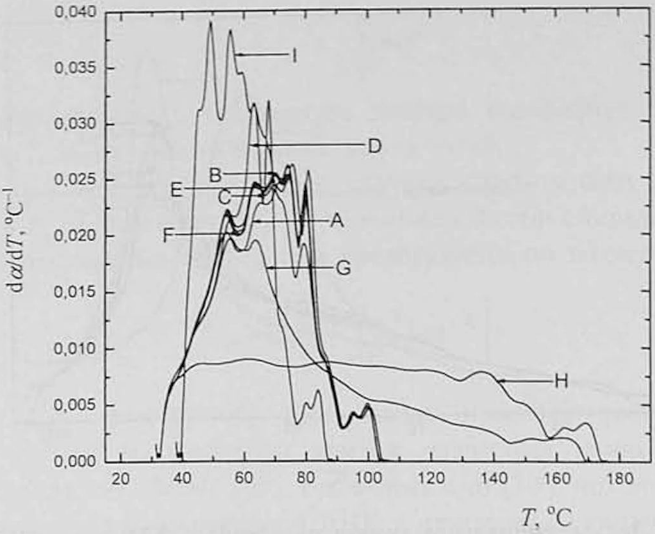

Рис.2. ДКП реальной оцДНК тимуса теленка в 10^{-3} NaCl (случай I) и гипотетических кзДНК в тех же условиях.

Таким образом, можно утверждать, что основные тенденции поведения кзДНК могут быть объяснены на основе нашей модели. Тем не менее, следует с осторожностью относиться к количественным характеристикам кривых плавления кзДНК. Об этом косвенно говорит тот факт, что экспериментальная кривая описывается полиномом высокой степени. Дело в том, что наша модель предполагает существование в растворе кзДНК идентичных макромолекул с одинаковым числом зацеплений. Однако, как показывают многочисленные эксперименты [8], раствор кзДНК представляет собой смесь различных топоизомеров с различным числом зацеплений, что должно соответствовать различным значениям коэффициентов при преобразовании температур.

Таким образом, путем сопоставления модели с экспериментом ДКП в инвертирующих условиях, показана принципиальная возможность получения ДКП для кзДНК в любых условиях, имея экспериментальные данные плавления оцДНК в тех же условиях. Однако для количественного сопоставления модели с экспериментом необходимо иметь экспериментальные данные по плавлению одной топоизомерной фракции. Таких экспериментальных данных в настоящее время нет.

Имеется принципиальная возможность описать эксперимент по плавлению смеси топоизомеров. Для этого нужно представить экспериментальную кривую на рис.1 как сумму кривых, которым соответствуют различные преобразования температур. Этому будет посвящена наша следующая публикация.

Работа выполнена благодаря грантам МНТЦ А-092.2 и А-301.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.V.Gagua, B.N.Belintsev, Yu.L. Lyubchenko.** Nature, **294**, 662 (1981).
2. **A.V.Gagua, B.N.Belintsev.** Mol. Biol. (Russ.), **23**, 52 (1989).
3. **А.В.Григорян, А.В.Бадасян, А.Ю.Чухаджян, Е.Ш.Мамасахлисов, В.Ф.Морозов.** Изв. НАН Армении, Физика, 37, 59 (2002).
4. **A.V.Grigoryan.** Biophysical Journal, **84**, 580a (2003).
5. **A.V.Grigoryan, A.V.Badasyan, V.F.Morozov, E.Sh.Mamasakhlisov.** Eighth International Summer School on Biophysics "Supramolecular structure and function", Rovinj, Croatia, Book of Abstracts, 126 (2003).
6. **V.F.Morozov, E.Sh.Mamasakhlisov, Sh.A.Hayryan, Chin-Kun Hu.** Physica A, **51**, 281 (2000).
7. **В.Ф.Морозов, Е.Ш.Мамасахлисов, М.С.Шагинян.** Изв. НАН Армении, Физика, 33, 195 (1998).
8. **A.V.Vologodskii.** Topology and Circular DNA. CRC Press, Boca Roton, Florida, 1992.

ՓԱԿ ՇՐՋԱՆԱՅԻՆ ԴՆԹ-ՆԵՐԻ ՊԱՐՈՒՅՐ–ԿԾԻԿ ԱՆՑՄԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ ՎԻՃԱԿԱԳՐԱԿԱՆ ՄՈԴԵԼԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ա.Վ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա.Վ. ԲԱԴԱՍՅԱՆ, Վ.Ֆ. ՄՈՐՈԶՈՎ, Ե.Շ. ՄԱՄԱՍԱԽԼԻՍՈՎ

Փակ շրջանային ԴՆԹ-ի (փշԴՆԹ) հալման խնդրի հիման վրա ստացված են ջերմաստիճանների ձևափոխության բանաձևեր, որոնք տրված պարույրության աստիճան ունեցող փշԴՆԹ-ի ջերմաստիճանին համապատասխանեցվում են նույն պարույրության աստիճան ունեցող ԴՆԹ-ի բաց շղթայի (բշԴՆԹ) ջերմաստիճանին: Տվյալ մոտեցման շրջանակներում բշԴՆԹ-ի հալման կորերից ստացվում են փշԴՆԹ-ի հալման կորերը: Քննարկված է ստացված արդյունքների կապը փորձարարական տվյալների հետ:

ANALYSIS OF HELIX–COIL TRANSITION OF CIRCULAR CLOSED DNA ON THE BASIS OF STATISTICAL MODEL

A.V. GRIGORYAN, A.V. BADASYAN, V.F. MOROZOV, E.SH. MAMASAKHLISOV

Using a transformation formula, which relates the temperature of circular closed DNA (ccDNA) for given degree of helicity to the temperature of ocDNA for the same degree of helicity, we obtaine the melting curves for the ccDNA from the melting curves of the corresponding ocDNA. The results are compared with experimental data.

Известия НАН Армении, Физика, т.39, №4, с.270-277 (2004)

УДК 678.7

ТЕРМОКИНЕТИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОВ

К.А. МОВСИСЯН

Горисский филиал Государственного инженерного университета Армении

Р.А. ГАСПАРЯН

Санкт-Петербургский институт машиностроения

(Поступила в редакцию 26 августа 2003 г.)

Изучен вопрос о влиянии концентрации сшивок на термодинамику и кинетику кристаллизации модифицированных полимеров. Показано, что полученное уравнение кинетики кристаллизации позволяет получить изотермы кристаллизации полимеров, содержащих структурные нерегулярности.

Роль макромолекулярных агрегатов в определении макроскопических свойств полимерных материалов настолько важна, что практически ни одна технологическая проблема не может быть полностью решена без привлечения современных физических концепций структурообразования. Проблема нахождения корреляций “технология-структура-свойства” в своем физическом аспекте заключается в выяснении влияния как внешних условий, так и структуры расплава изучаемого полимера на процесс кристаллизации. При изучении процесса кристаллизации важное значение имеет структура “модифицированных” (т.е. отличных по своему строению и составу от гомополимеров или базовых марок материалов) полимеров. Очевидно, что кристаллическое состояние “модифицированных” полимеров будет существенно зависеть не только от его состава, но и от способа модифицирования.

Из широкого класса модифицированных полимеров в данной работе будут рассмотрены лишь те, которые могут быть отнесены к подклассу полимерных систем, содержащих структурные нерегулярности. Наличие в расплаве гибкоцепного полимера статистических структурных нерегулярностей (сшивок, некристаллизующихся областей в статистических сополимерах или боковых цепей в разветвленных полимерах и т.п.) приводит к тому, что в процессе кристаллизации возникают некристаллизующиеся области (средний линейный размер которых обозначим как r), статистически разбросанные по всему объему полимера. Очевидно, что как r, так и среднее расстояние между ближайшими нерегулярностями R_c (заметим, что $R_c \sim N_c^{-1/3}$; N_c – концентрация некристаллизующейся компоненты в изучаемом гибкоцепном полимере) будут влиять на процесс изометрической кристаллизации и, следовательно, должны быть включены в выражение для термодинамического потенциала образования кристаллического состояния в этих полимерах. По-видимому, можно допустить, что зародышеобразование и последующая кристаллизация в гибкоцепных полимерах, содержащих структурные нерегулярности, будут протекать в ограниченных областях с линейным размером $R^{*} = R_{c} - r$ (R – размер клубка макромолекул в расплаве полимера). Данное допущение, в частности, согласуется с расширением рефлексов от различных кристаллических плоскостей с ростом концентрации дефектов кристаллитов, наблюдаемым при изучении кристаллического состояния модифицированных полимеров методом рассеяния рентгеновских лучей под большими углами [1,2].

Существующие теории кристаллизации гибкоцепных полимеров [1,3-5], как правило, базируются на аналогии с привычными подходами к структурным фазовым переходам в простых телах, с учетом при этом, разумеется, связи повторяющихся звеньев в цепочку. Но для развития полной, замкнутой теории одного этого учета недостаточно. Даже оставаясь в рамках классической гиббсовой термодинамики, усовершенствовать теорию можно и необходимо, явным образом вводя в нее корреляционные длины (масштабные факторы), фигурирующие в скейлинговых и фрактальных подходах к физике полимеров. Если одному из этих факторов придается должное внимание (размер элементарной ячейки), то другой (большой период) не то чтобы обходится (напротив, морфологическая его значимость общепризнана), но логически он в замкнутую термодинамическую теорию не включается.

Одной из назревших проблем физики полимеров является установление механизма возникновения в процессе кристаллизации крупномасштабного параметра порядка L^{*}, а также закономерностей, описывающих влияние структуры изучаемой полимерной системы и внешних факторов на величину L^{*}. Как уже отмечалось, несмотря на накопленный в литературе большой экспериментальный и теоретический материал в области структурообразования в гибкоцепных полимерах, эта проблема, касающаяся параметра когерентности L^{*} (большой период, наблюдаемый методом малоуглового рентгеновского рассеяния), продолжает оставаться в тени.

В процессе зарождения и дальнейшего роста кристаллита прилегающая к нему аморфная прослойка будет подвергаться конформационным изменениям. В свою очередь, конформационные изменения, протекающие в аморфной прослойке, будут влиять на дальнейший рост кристаллита. Таким образом, в области расплава, которая в процессе кристаллизации будет включать в себя кристаллит и валентно связанную с ним аморфную прослойку, именуемую в дальнейшем микрообластью, будет существовать обратная конформационная энтропийная связь. Именно она оказывается "виновницей" того, что полимерная система, из-за невозможности перехода к глобальному минимуму с бесконечными размерами кристалла, вынуждена, перестроившись, перейти в микродвухфазное кристаллическое состояние, в которой кристаллические области чередуются с аморфными прослойками. Поэтому кристаллит и прилегающая к нему аморфная прослойка не могут быть, каждая в отдельности, рассмотрены как термодинамически замкнутые системы. С другой стороны, в приближении отсутствия обратной связи между микрообластями можно рассматривать их с термодинамических позиций как замкнутые системы.

Так как размер микрообласти L вдоль оси цепи оказывается ограниченным, то при записи выражения для термодинамического потенциала Δg образования кристаллита толщиной l и площадью поперечного сечения S, согласно закономерностям термодинамики малых систем [6], необходимо учесть пограничный вклад, обусловленный изменением конформационной энтропии аморфной прослойки ΔS_a, валентно связанной с кристаллитом:

$$\Delta g = 2\sigma_T S + c\sigma_\sigma \sqrt{S}\, l - \Delta h(1 - T / T_m^0) Sl - T\Delta S_a \,, \tag{1}$$

где σ_T и σ_σ – удельные торцевая и боковая поверхностные энергии; Δh, T_m^0 – удельная энтальпия и температура плавления идеального макроскопического кристалла; c – константа, определяемая формой кристаллита.

При нахождении выражения для изменения конформационной энтропии ΔS_a аморфных участков цепей, ковалентно связанных с кристаллитом, будем исходить из концепции фазового дуализма [7,8], согласно которой каждый сегмент макромолекулы полимерного расплава рассматривается как термодинамически двойственная частица, проявляющая одновременно свойства газа (конформационная энтропия) и жидкости (плотность сегментов в расплаве). Обозначив вероятность образования валентного контакта кристаллита с прилегающей аморфной прослойкой, приводящего к изменению конформационной энтропии, через ε, получим для числа граничных с кристаллитом аформных сегментов, дающих вклад в ΔS_a, соотношение $\varepsilon S / a$ (где a – эффективная площадь поперечного сечения сегмента макромолекулы). Допустим, что n из N сегментов микрообласти в процессе образования кристаллита перейдут в кристаллическое состояние. Возникшее при этом процессе изменение конформационной энтропии, в расчете на один из оставшихся N–n сегментов аморфной части микрообласти, будет равно $\Delta S_a = -1{,}5kn/(N-n)$, где k – постоянная Больцмана. Тогда полное изменение конформационной энтропии аморфной прослойки, в предположении $\rho_k \approx \rho_a$ (ρ_k, ρ_a – плотности кристаллической и аморфной фаз микрообласти), будет равно [9]

$$\Delta S_a = -1{,}5k(\varepsilon S / a)[(l/(L-l)] \,. \tag{2}$$

Влияние структурных нерегулярностей. При получении выражения (2) мы не учли, что в расплаве полимера имеются некристаллизующиеся области, статистически разбросанные по всему объему. Очевидно, что, когда критический размер зародыша $l_0^* = 4\sigma_T T_{m}^0 / \Delta h \Delta T$ окажется порядка $0.5R^*$, то некристаллизующиеся области, скапливаясь в аморфной прослойке, приведут к затруднению возникновения и дальнейшего роста кристаллита вдоль оси c микрообласти (здесь R^* – линейный размер области, где протекают зародышеобразование и последующая кристаллизация). Анализ работы [9] позволяет записать выражение для изменения конформационной энтропии ΔS_a аморфных участков цепей, валентно связанных с кристаллитом, в виде

$$T\Delta S_a = -\sigma(T, R^*)\frac{Sl}{L-1}; \qquad \sigma(T, R^*) = \frac{3k\varepsilon T}{2a(1-2l_0^* / R^*)} . \tag{3}$$

Аддитивность термодинамических функций и возникающая в процессе кристаллизации пространственная когерентная связанность кристаллов позволяют записать выражение для термодинамического потенциала образования микродвухфазного кристаллического состояния в расплаве гибкоцепного полимера [9]. Если учесть, что доля объема, участвующая в кристаллизации, для модифицированных полимеров с концентрацией N_c нерегулярностей будет составлять $1-x_c^3$ ($x_c = r / R_c = rN_c^{1/3}$), то выражение для удельного термодинамического потенциала ΔG образования микродвухфазного кристаллического состояния в гибкоцепных полимерах, содержащих структурные нерегулярности, примет вид

$$\Delta G = \frac{(1-x_c^3)}{LS}\Delta g . \tag{4}$$

Для нахождения параметров (l_k – конечная толщина кристаллита; L^* – большой период; α_c – конечная степень кристалличности), описывающих конечное микродвухфазное кристаллическое состояние гибкоцепного полимера, будем исходить из условий экстремума термодинамического потенциала образования кристаллита в микрообласти:

$$\left(\partial\Delta g / \partial l\right)_{s,l} = 0; \qquad \left(\partial\Delta g / \partial S\right)_{L,l} = 0 \tag{5}$$

Подставляя выражение (1) с учетом соотношения (3) в условия экстремума (5), нетрудно получить уравнение, описывающее линию $l\,(S^{1/2})$ кристаллического перехода в микрообласти:

$$2\sigma_T - \frac{c\sigma_\sigma l}{S^{1/2}} - \frac{3k\varepsilon T}{2a(1-2l_0^* / R^*)}\,\frac{l^2}{(L-l)^2} = 0 . \tag{6}$$

Из уравнения (6) следует, что масштабные параметры конечного равновесного кристаллического состояния гибкоцепного полимера, содержащего структурные нерегулярности, связаны соотношением

$$2\sigma_T - \frac{c\sigma_\sigma l_k}{S^{1/2}} - \frac{3k\varepsilon T}{2a(1-2l_0^* / R^*)}\,\frac{l_k^2}{(L^* - l_k)^2} = 0 . \tag{7}$$

Равновесный размер микрообласти L^* определяется из условия минимума удельного термодинамического потенциала

$$(\partial \Delta G / \partial L)_{s,l} = 0\,, \tag{8}$$

достигаемого при завершении кристаллического перехода, и равен большому периоду L^*, наблюдаемому методом малоуглового рентгеновского рассеяния. Подставляя выражение для удельного термодинамического потенциала (4) с учетом формул (1) и (3) в условие минимума (8), получим

$$4\sigma_T - \frac{\Delta h \Delta T}{T_m^0} l_k + \frac{3k\varepsilon T(2L^* - l_k) l_k}{2a(1 - 2l_0^* / R^*)(L^* - l_k)^2} = 0\,. \tag{9}$$

Это выражение совместно с уравнением (7) при известном значении конечной площади поперечного сечения S_k кристаллита позволяет определить конечную толщину l_k кристаллита и большой период L^* в зависимости от температуры изотермической кристаллизации и концентрации нерегулярностей. Хотя в рассматриваемой модели кристаллизации нет явных причин, ограничивающих рост кристаллита поперек оси цепи, однако для полимеров, содержащих структурные нерегулярности, следует считать, что $S_k^{1/2} \sim R_c$ (здесь мы используем аналогию, наблюдаемую при кристаллизации низкомолекулярных соединений, содержащих дефекты, такие, как границы зерен). В дальнейшем будем предполагать, что степень переохлаждения $\Delta T = T_m^0 - T_k$ и концентрация нерегулярностей N_c таковы, чтобы при температуре T_k изотермической кристаллизации возникала ламелярная структура. Тогда выполнимо условие $c\sigma_\sigma l_k / \sigma_T S_k^{1/2} \sim (S_0^*)^{1/2} / R_c \ll 1$ (где S_0^* – критическая площадь поперечного сечения кристаллического зародыша), и уравнение (7) упрощается:

$$2\sigma_T - \frac{3k\varepsilon T}{2a(1 - 2l_0^* / R^*)} \frac{l_k^2}{(L^* - l_k)^2} = 0\,. \tag{10}$$

Уравнения (9) и (10) позволяют определить масштабные параметры (L^* – большой период и l_k – конечную толщину кристаллита) в зависимости от температуры изотермической кристаллизации и как от концентрации, так и от объемной доли некристаллизующейся компоненты. Вводя параметр $\alpha_0 = l_k / L^*$, получим

$$L^* = l_0^* / \alpha_0^2\,; \quad l_k = l_0^* / \alpha_0\,; \quad l_0^* = 4\sigma_T T_m^0 / \Delta h \Delta T\,, \tag{11}$$

где α_0 определяется следующим уравнением:

$$\alpha_0 = \left[1 + \sqrt{\frac{3k\varepsilon T(1 - x_c)}{4\sigma_T a(1 - x_c - 2l_0^* N_c^{1/3})}}\right]. \tag{12}$$

Степень кристалличности α_c полимеров, содержащих структурные нерегулярности, связана с параметром α_0 соотношением $\alpha_c \equiv (1 - x_c^3)\alpha_0$.

Кинетика кристаллизации. В предыдущем разделе полученные функциональные зависимости термодинамических потенциалов Δg и ΔG от величины L позволили нам, в отличие от предшествующих теорий, получить аналитические соотношения для l_k, L^*, α_c, описывающих конечное кристаллическое состояние изучаемого полимера при заданной температуре изотермической кристаллизации. Полученные соотношения являются предельно возможными. Однако, если считать, что траектория кристаллического перехода протекает вдоль $l(S)$ фазового равновесия, то стремление толщины кристаллита к своему конечному значению l_k будет определяться диффузионным ростом поперечного сечения S кристаллита. Для модифицированных полимеров мы будем использовать приближение

$$\sqrt{S} = R_c\{1 - \exp[-(t-\tau)/\tau_s]\}. \tag{13}$$

Параметр τ_s связан со скоростью роста кристаллита в поперечном направлении q_s соотношением $\tau_s = \sqrt{S_k}/q_s$. Величина τ_s зависит от вязкости расплава и ее функциональная зависимость может быть определена из соответствующего уравнения типа Фоккера-Планка, описывающего диффузионный рост поперечного сечения кристаллита в изучаемом полимере при заданной температуре изотермической кристаллизации.

При нахождении объемного роста кристаллита будем считать, что фазовая траектория кристаллического перехода в модифицированных полимерах протекает вдоль линии фазового равновесия в плоскости (S,l). Соотношения (6) и (7) после несложных преобразований позволяют получить

$$l = l_k \frac{\sqrt{S}\,[4\sigma_T + (c\sigma_\sigma fl_k / R_c]}{c\sigma_\sigma fl_k + 4\sigma_T S}, \tag{14}$$

где

$$f(\alpha,\alpha_0) = \frac{\alpha_0(1-\alpha)^2}{\alpha_0(1-\alpha)+\alpha(1-\alpha_0)}; \qquad \alpha = l/L^*.$$

Выражение для объемного роста $V(t,\tau)$ модифицированных полимеров, согласно формулам (13) и (14), примет вид

$$V(t,\tau) = R_c(1+\gamma)\frac{\{1-\exp[-(t-\tau)/\tau_s]\}}{\gamma+1-\exp[-(t-\tau)/\tau_s]}, \tag{15}$$

где

$$\gamma = \frac{c\sigma_\sigma l_k}{4\sigma_T R_c} f(\alpha,\alpha_0). \tag{16}$$

При описании кинетики перехода объемной доли x в кристаллическую фазу к моменту времени t будем использовать уравнение [1,3]

$$\ln\left[1/(1-x/\alpha_c)\right] = (\rho_k / \alpha_c \rho_a) \int_0^t v(t,\tau) N(\tau) d\tau , \qquad (17)$$

где $N(\tau)$ – частота нуклеации на единицу еще не перешедшего в кристаллическую фазу объема.

Полагая, что наблюдается гомогенная нуклеация и подставляя выражение (15) в уравнение (17), после интегрирования по τ получим уравнение кинетики кристаллизации модифицированных полимеров:

$$\ln\left[1/(1-x/\alpha_c)\right] = ANR_c^3[\ln(1-\Theta)+(1-\gamma^2)\Theta+(1+\gamma)(\Theta^2/2)+\gamma^3\ln(1+\Theta/\gamma)] , \qquad (18)$$

где

$$\Theta = 1-\exp(-t/\tau_s). \qquad (19)$$

На завершающей стадии кристаллизации при выполнении условия $\Theta \leq 1$ кинетика кристаллизации, согласно уравнениям (18) и (19), упрощается:

$$1-x/\alpha_c = \exp(-t/\tau_c); \quad \tau_c = \alpha_c \rho_a / \rho_k N R_c l_k . \qquad (20)$$

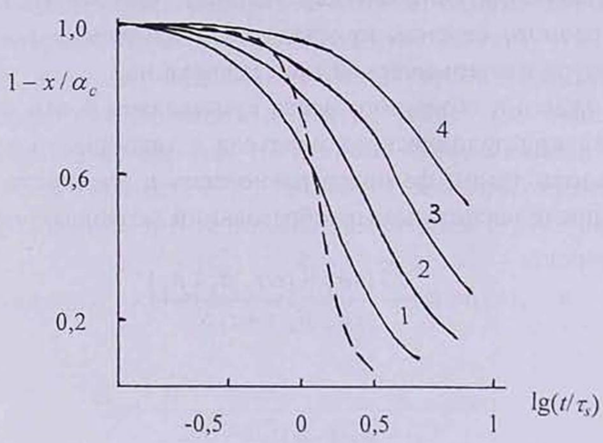

Рис.1. Зависимость $1-x/\alpha_c$ от $\lg(t/\tau_s)$ для полимеров, содержащих структурные нерегулярности.

На рис.1 приведены изотермы кристаллизации сшитых полимеров в зависимости от $\lg(t/\tau_s)$, построенные согласно уравнению (18). Штриховая кривая проведена согласно уравнению Аврами $\ln[1/(1-x/\alpha_c)] = (1/\alpha_c)kt^{n+1}$ с $n=2$, которое вытекает из уравнения (18) в предположении $\gamma \ll \Theta \ll 1$. При этом множитель ANR_c^3 выбран таким образом, чтобы $\tau_s = \tau_0$. Кривая 1 построена согласно соотношению (18) с тем же множителем ANR_c^3. Кривые 2–4 соответствуют соотношению (18) с ANR_c^3, уменьшенным по сравнению с кривой 1 в 2,4,8 раз. При повышении концентрации сшивок множитель ANR_c^3 уменьшается, и, как видно из рис.1, переход замедляется, изотермы веерообразно распределяются относительно оси времени. Веерообразное изменение формы изотерм при повышении концентрации сшивок или температуры изотермической кристаллизации характерно для полимеров, содержащих структурные нерегулярности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.Манделькерн.** Кристаллизация полимеров. М.–Л., ИИЛ, 1966.
2. **М.А.Мартынов, К.А.Вылегжина.** Рентгенография полимеров. Л., Химия, 1972.
3. **Ф.Х.Джейл.** Полимерные монокристаллы. Л., Химия, 1968.
4. Crystallization of polymers (ed. D.M.Dordrecht). London, Kluwer Acad. Press, 1993.
5. **Б.Вундерлих.** Физика макромолекул. М., Мир, 1979.
6. **T.L.Hill.** Thermodynamics of Small Systems. New York, Amsterdam. W.J.Benjamin, inc. Publ., 1963.
7. **S.Frenkel, V.G.Baranov.** Brit. Polym. J., **27**, 223 (1977).
8. **К.А.Мовсисян, Р.А.Гаспарян, А.М.Овсепян.** Изв. НАН Армении, Физика, **34**, 55 (1999).
9. **Р.А.Гаспарян, С.Я.Френкель.** Высокомол. соед., **39**, 832 (1997).

ՎԵՐԱՓՈԽՎԱԾ ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՄԱՆ ԿԻՆԵՏԻԿԱՆ

Կ.Հ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Ռ.Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է մոդիֆիկացված պոլիմերների թերմոդինամիկայի և բյուրեղացման կինետիկայի վրա կարերի կոնցենտրացիայի ազդեցությունը: Ցույց է տրված, որ բյուրեղացման կինետիկայի համար ստացված հավասարումը լավ է բացատրում կառուցվածքային անկանոնություններ պարունակող պոլիմերների իզոթերմները:

CRYSTALLIZATION THERMOKINETICS OF MODIFIED POLYMERS

K.A. MOVSISYAN, R.A. GASPARYAN

The influence of the sewing concentration on the thermodynamics and crystallization kinetics of modified polymers is studied. It is shown that the obtained equation of crystallization kinetics allows one to obtain isotherms of crystallization of polymers containing structural irregularities.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

CONTENTS

1300 70.

СОДЕРЖАНИЕ

Тираж 150. Сдано в набор 12.06.2004.
Подписано к печати 24.06.2004. Печ. л. 4,5.
Бумага офсетная. Цена договорная.
Типография НАН РА.
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.