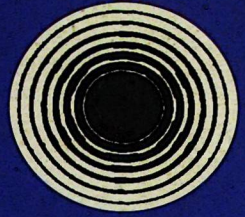


ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ

НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS

OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

35

№ 2

ՀՀ ԳԱՍ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУТЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

2000

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
Вил. М. Арутюнян
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
В. О. Папанян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՍՀՄԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Վիլ. Մ. Հարությունյան
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Վ. Օ. Պապանյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

Vl. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
Vil. M. Harutunyan
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Kazarian
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
V. O. Papanyan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

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

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

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

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

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

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

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

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

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

5. Формулы следует вписывать четко и крупно, их нумерация должна быть сплошной по всей статье. Греческие буквы надо подчеркивать снизу красной чертой. Векторы не следует помечать стрелкой сверху, а следует подчеркивать снизу синей чертой. В тех случаях, когда заглавные и строчные буквы одинаковы и отличаются только размерами, необходимо в формулах заглавные буквы подчеркивать снизу двумя черточками, а строчные – двумя черточками сверху.

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

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

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

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

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

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

УДК 539.2

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ОДНОМЕРНОЙ ЦЕПОЧКЕ ИЗ СЛУЧАЙНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

Д.М. СЕДРАКЯН, Д.А. БАДАЛЯН

Ереванский государственный университет

А.Ж. ХАЧАТРЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 26 мая 1999 г.)

В данной работе предложен новый эффективный метод для нахождения средних кинетических характеристик одномерной неупорядоченной системы со структурным и композиционным беспорядками. Показано, что вне зависимости от характера случайного поля системы, зависимость среднего сопротивления от числа рассеивателей системы для всех состояний одноэлектронного спектра представляет сумму трех показательных функций. Доказано, что в любой одномерной системе со структурным беспорядком имеет место локализация всех одноэлектронных состояний.

Введение

Как известно, задача определения различных корреляторов, средних кинетических характеристик одномерных случайно-неоднородных структур является одной из важных проблем теории переноса в физике неупорядоченных систем. Помимо самостоятельного физического и практического интереса, важность рассмотрения одномерных моделей обусловлена тем, что изучение свойств распространения одночастичных возбуждений в двух- и трехмерных системах наталкивается на исключительные математические трудности. В связи с возможностью апробирования методов решения одномерных задач на многомерные случаи, наиболее ценны одномерные модели, допускающие точные решения и вместе с тем обладающие достаточной физической общностью [1-14].

В данной работе нами решается задача определения среднего сопротивления системы из конечного числа случайно расположенных

случайных рассеивателей, когда параметры, характеризующие поле, являются независимыми друг от друга случайными переменными. Рассмотрим пространство реализаций случайного поля, имеющего общую форму вида

$$V(x) = \sum_{n=1}^N V_n(x - x_n), \quad (1)$$

где $V_n(x - x_n)$ – неперекрывающиеся друг с другом и локализованные возле точек x_n одиночные потенциалы. Одиночные потенциалы $V_n(x)$ являются случайными независимыми функциями, имеющими одинаковую плотность распределения P в некотором пространстве возможных реализаций E . Так, например, среднее поле одиночного потенциала может быть записано в виде

$$\langle V_n(x) \rangle = \int_E P[V_n(x)] V_n(x) DV_n(x). \quad (2)$$

В случае, когда $V_n(x)$ является параметризованным потенциалом, континуальный интеграл (2) заменяется на обычный, где интегрирование проводится по случайным параметрам функции $V_n(x)$. В (1) точки x_n образуют некоторую решетку, в которой расстояния $x_n - x_{n-1}$ ($n = 2, 3, \dots, N$) заданы случайным, независимым друг от друга образом и имеют одинаковое среднее значение a :

$$\langle x_n - x_{n-1} \rangle = a, \quad \int f(\Delta x_{n-1}) \Delta x_{n-1} d\Delta x_{n-1} = 0, \quad (3)$$

где $\Delta x_{n-1} = x_n - x_{n-1} - a$ и $f(\Delta x_{n-1})$ – четная, нормированная на единицу функция распределения случайной величины Δx_{n-1} .

Модель неупорядоченной системы со случайным статическим полем (1)-(3) описывает большой класс систем с так называемым смешанным беспорядком, в которых сочетаются структурный беспорядок с композиционным. Так, случайные параметры Δx_{n-1} характеризуют структурный беспорядок системы, а функции $V_n(x)$ – композиционный беспорядок. Физически важными частными случаями рассматриваемой модели являются системы со структурным порядком и композиционным беспорядком, системы со структурным беспорядком и композиционным порядком, а также всевозможные идеальные решетки, определяемые как системы, обладающие одновременно структурным и композиционным порядками.

Согласно эргодической гипотезе теории неупорядоченных систем, относящаяся к системе в целом средняя физическая величина вычисляется как среднее по случайному полю, реализующемуся в объеме системы. Процедура усреднения физической величины по ансамблю возможных реализаций случайного поля (1)-(3) записывается в виде

$$\langle \rho_N \rangle = \int \cdots \int \rho_N f(\Delta x_1) \cdots f(\Delta x_{N-1}) P[V_1(x)] \cdots P[V_N(x)] \cdot d\Delta x_1 \cdots d\Delta x_N DV_1(x) \cdots DV_N(x). \quad (4)$$

Интегрирование в (4) проводится во всем интервале значений величин Δx_{n-1} и во всем пространстве возможных реализаций функций $V_n(x)$.

В п.1 получено рекуррентное уравнение, определяющее среднее сопротивление системы $\langle \rho_N \rangle$. В п.2 найдена зависимость $\langle \rho_N \rangle$ от параметров задачи. Далее в п.3 исследуется случай неупорядоченной системы со структурным беспорядком. В заключении приводится анализ полученных результатов.

1. Уравнение для среднего сопротивления

Рассмотрим задачу вычисления среднего сопротивления $\langle \rho_N \rangle$ металла со случайными примесными центрами (1)-(3). Для этого воспользуемся формулой Ландауэра, определяющей сопротивление системы конечных размеров как отношение коэффициентов отражения и прохождения электрона через потенциал системы [15]:

$$\rho_N = |R_N|^2 / |T_N|^2, \quad (5)$$

где R_N и T_N — амплитуды отражения и прохождения электрона.

Как было показано в [16], задача определения R_N и T_N для поля (1) в общем виде может быть сведена к задаче решения системы конечно-разностных уравнений относительно дискретной переменной N :

$$D_N = r_N / t_N \bar{D}_{N-1} e^{i2kx_N} + 1/t_N D_{N-1}, \quad (6.a)$$

$$\bar{D}_N = r_N^* / t_N^* D_{N-1} e^{-i2kx_N} + 1/t_N^* \bar{D}_{N-1}, \quad (6.6)$$

где $D_N = 1/T_N$ и $\bar{D}_N = R_N^* / T_N^*$. В коэффициентах уравнений (6) параметры r_N и t_N соответствуют амплитудам отражения и прохождения одностороннего потенциала $V_N(x)$. Отметим, что D_{N-1} , $\bar{D}_{N-1}$ соответствуют первым $N-1$ потенциалам поля (1).

Вследствие сохранения плотности тока ($|T_N|^2 + |R_N|^2 = 1$) сопротивление системы может быть записано через величины $D_N, \bar{D}_N$ в виде

$$\rho_N = |D_N|^2 - 1 = |\bar{D}_N|^2. \quad (7)$$

Прежде чем вычислять среднее сопротивление $\langle \rho_N \rangle$ (4), введем вспомогательную величину

$$S_N = D_N \bar{D}_N^* e^{-2ikx_N}. \quad (8)$$

Тогда для величин ρ_N и S_N из (6)-(8) можно получить следующую систему разностных уравнений:

$$\rho_N = (2\alpha_N - 1)\rho_{N-1} + \beta_N^* \eta_{N-1}^* S_{N-1} + \beta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^* + \alpha_N - 1, \quad (9.a)$$

$$S_N = 2\gamma_N \rho_{N-1} + \chi_N \eta_{N-1}^* S_{N-1} + \delta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^* + \gamma_N, \quad (9.b)$$

где

$$\alpha_N = 1/|t_N|^2, \quad \beta_N = r_N/|t_N|^2, \quad \gamma_N = r_N/t_N^2, \quad \delta_N = r_N^2/t_N^2, \quad (10)$$

$$\chi_N = 1/t_N^2, \quad \eta_{N-1} = e^{i2k(a + \Delta x_{N-1})}.$$

Как видно из (9), коэффициенты уравнений (9.a), (9.b) содержат параметры рассеяния только N -ого одиночного потенциала поля (1) и расстояние Δx_{N-1} . Так как по определению величины ρ_{N-1} и S_{N-1} зависят только от первых $N-1$ потенциалов системы и расстояний Δx_{n-1} ($n=2,3,\dots,N-1$), то при усреднении системы уравнений (9), согласно (4), все коэффициенты и соответствующие им переменные усредняются отдельно. Так, например,

$$\langle (2\alpha_N - 1)\rho_{N-1} \rangle = \langle (2\alpha_N - 1) \rangle \langle \rho_{N-1} \rangle \text{ и т.д.}$$

Если ввести обозначения

$$\alpha = \langle \alpha_N \rangle, \quad \beta = \langle \beta_N \rangle, \quad \gamma = \langle \gamma_N \rangle, \quad \delta = \langle \delta_N \rangle, \quad \chi = \langle \chi_N \rangle, \quad \eta = \langle \eta_{N-1} \rangle, \quad (11)$$

то, усредняя по случайному полю (1)-(3), система уравнений (9) запишется в виде

$$\langle \rho_N \rangle = (2\alpha - 1)\langle \rho_{N-1} \rangle + \beta^* \eta^* \langle S_{N-1} \rangle + \beta \eta \langle S_{N-1}^* \rangle + \alpha - 1, \quad (12.a)$$

$$\langle S_N \rangle = 2\gamma \langle \rho_{N-1} \rangle + \chi \eta^* \langle S_{N-1} \rangle + \delta \eta \langle S_{N-1}^* \rangle + \gamma. \quad (12.b)$$

Система уравнений (12) позволяет в общем виде получить рекуррентные уравнения отдельно для $\langle \rho_N \rangle$ и $\langle S_N \rangle$. Рассматривая ее как линейную неоднородную систему алгебраических уравнений, для функции $\langle \rho_N \rangle$ можно получить следующее разностное уравнение:

$$\langle \rho_N \rangle = A \langle \rho_{N-1} \rangle + B \langle \rho_{N-2} \rangle + C \langle \rho_{N-3} \rangle + D, \quad (13)$$

с начальными условиями

$$\langle \rho_0 \rangle = 0, \quad \langle \rho_1 \rangle = \alpha - 1, \quad \langle \rho_2 \rangle = 2\alpha(\alpha - 1) + d, \quad (13.a)$$

где

$$\begin{aligned} A &= 2\alpha - 1 + \theta, \quad B = 2d - v - (2\alpha - 1)\theta, \\ C &= (2\alpha - 1)v + 2u, \quad D = (\alpha - 1)(1 - \theta + v) + d - u \end{aligned} \quad (14)$$

и

$$\begin{aligned} d &= 2 \operatorname{Re}(\beta \eta \gamma^*), \quad u = 2 \operatorname{Re}(\Gamma \eta \gamma^*), \\ \theta &= 2 \operatorname{Re}(\eta^* \chi), \quad v = |\eta|^2 (|\chi|^2 - |\delta|^2). \end{aligned} \quad (15)$$

Как видно из (13), среднее сопротивление $\langle \rho_N \rangle$ как функция от рассеивающих центров системы удовлетворяет неоднородному линейно-разностному уравнению.

2. Решение уравнения для среднего сопротивления $\langle \rho_N \rangle$

Решение уравнения (13) ищем в виде

$$\langle \rho_N \rangle = \sum_{j=1}^p L_j x_j^N + L_0. \quad (16)$$

Подставляя решение (16) в уравнение (13) и требуя его выполнения, получим характеристическое уравнение, определяющее величины x_j ($j=1,2,3$), и уравнение для L_0 :

$$x_j^3 - A x_j^2 - B x_j - C = 0, \quad (17)$$

и

$$L_0 = L_0(A + B + C) + D. \quad (18)$$

Подставляя в (18) значения A, B, C, D из (14), легко получить $L_0 = -1/2$. Коэффициенты L_j в решении (16) можно выразить через корни уравнения (17) x_j и $\langle \rho_2 \rangle, \langle \rho_1 \rangle, \langle \rho_0 \rangle$ (13.a):

$$L_1 = \frac{2d - (2\alpha - 1)(x_2 + x_3 - 2\alpha - 1) + x_2 x_3}{(x_2 - x_1)(x_3 - x_1)}. \quad (19)$$

L_2 и L_3 получаются из (19) циклической перестановкой букв x_1, x_2, x_3 .

Таким образом, мы показали, что вне зависимости от характера случайного поля одномерной системы, зависимость среднего сопротивления от ее длины для всех состояний одноэлектронного спектра представляет сумму трех показательных функций.

3. Неупорядоченная система со структурным беспорядком

Рассмотрим модель, в которой одинаковые неслучайные потенциалы расположены на прямой случайным образом. Будем считать, что среднее расстояние между ними больше радиуса их действия. В этом случае средние параметры, характеризующие рассеяние электрона на одиночном потенциале системы, примут вид

$$\begin{aligned} \alpha &= 1/|t|^2, \quad \beta = r/|t|^2, \quad \gamma = r/t^2, \quad \delta = r^2/t^2, \\ \chi &= 1/t^2, \quad \eta = n^2 \langle \exp(i2ka) \rangle, \quad n^2 = \langle \exp(i2k\Delta x_{N-1}) \rangle, \end{aligned} \quad (20)$$

где r, t — амплитуды отражения и прохождения электрона через одиночный потенциал системы, которые в рассматриваемой модели являются неслучайными величинами.

Подставляя (20) в (14), для коэффициентов уравнения (17) получим следующие выражения:

$$A = n^2 l + m, \quad B = -n^2 l + n^2 m, \quad C = n^4, \quad D = (1 - n^4) \rho_1, \quad (21)$$

где

$$m = (1 - n^2)(2\rho_1 + 1), \quad \rho_1 = |r|^2/|t|^2, \quad l = 4 \cos^2 \gamma - 1, \quad \cos \gamma = \operatorname{Re}(e^{-ika} t^{-1}).$$

Начальные условия (13.а) в этом случае примут вид

$$\langle \rho_0 \rangle = 0, \quad \langle \rho_1 \rangle = |r|^2/|t|^2, \quad \langle \rho_2 \rangle = (n^2 + m + 1)\rho_1. \quad (22)$$

Докажем теперь, что в рассматриваемой модели, вне зависимости от характера рассеяния на одиночном потенциале, все одноэлектронные состояния локализованы, т.е. радиус локализации

$$\zeta = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{Na}{\ln \langle \rho_N \rangle} \quad (23)$$

конечен и не зависит от N для любых значений параметров r, t, k . Для этого приступим к исследованию корней характеристического уравнения (13). Из теоремы Виета следует, что корни (13)

$$x_1 x_2 x_3 = n^4 \geq 0. \quad (24)$$

Из (24) следует, что если все три корня действительны, то все они должны быть положительными, либо один положительный, а два дру-

гих отрицательны. Когда уравнение (13) имеет один действительный корень, то он должен быть положительным.

Покажем, что среди корней уравнения (13) всегда имеется хотя бы один действительный корень, который больше единицы. Рассмотрим функцию

$$f(x) = x^3 - (n^2 l + m)x^2 + n^2(l - m)x - n^4, \quad (25)$$

нули которой определяют корни уравнения (13). Легко убедиться, что для всех значений параметров l, m, n^2 функция $f(x)$ в точках $x = \pm 1$ отрицательна, при $x \rightarrow \infty$ функция $f(x) \rightarrow \infty$ и при $x \rightarrow -\infty$ $f(x) \rightarrow -\infty$. Отметим, что функция $f(x)$ имеет два экстремума. Из вышеперечисленных свойств функции $f(x)$ следует, что уравнение $f(x) = 0$ всегда имеет один действительный корень, больший единицы и больший модулей двух остальных корней. Отсюда, в частности, следует, что при $N \rightarrow \infty$ асимптотическое поведение среднего сопротивления Ландауэра (16) имеет вид

$$\langle \rho_N \rangle = L_1 y_1^N - 1/2. \quad (26)$$

Здесь через y_1 обозначен корень характеристического уравнения (13), который $y_1 \geq 1$, и $1 \geq |y_2|, |y_3|$, где y_2, y_3 — остальные два корня.

Подставляя (26) в (23), получим зависимость радиуса локализации от энергий одноэлектронных состояний и параметра беспорядка системы:

$$\zeta = \frac{a}{\ln y_1}. \quad (27)$$

Как видно из (14), (15), зависимость радиуса локализации от параметров задачи имеет сложный трансцендентный характер.

Интересно рассмотреть случай слабого беспорядка рассматриваемой модели ($1 - n^2 = s \ll 1$) для энергии падающего электрона, соответствующей разрешенной зоне ($|\operatorname{Re}(e^{-ika}t^{-1})| \leq 1$). В этом случае будем искать решение y_1 в виде

$$y_1 = 1 + \Delta y \quad (28)$$

и $\Delta y \ll 1$.

Подставляя (28) в уравнение (13) и оставляя только члены, линейные по Δy , получим

$$\Delta y = 4\rho_1 s / \sin^2 \gamma. \quad (29)$$

Подставляя (29) в формулу (27), для радиуса локализации окончательно получим

$$\xi^{-1} = \rho_1 s / \sin^2 \gamma. \quad (30)$$

Как видно из (30), при $s=0$ (упорядоченная система) радиус локализации обращается в бесконечность.

Заключение

Развитый в данной работе метод позволяет найти среднее сопротивление неупорядоченной системы потенциалов с произвольными композиционным и структурным беспорядками. Особый интерес представляет техника получения рекуррентного уравнения для $\langle \rho_N \rangle$ системы с произвольным беспорядком. Предложенный метод можно легко обобщить для исследования вопросов самоусредняемости ρ_N .

Подробно исследовано решение уравнения $\langle \rho_N \rangle$ для системы с произвольным структурным беспорядком. Важным является результат, утверждающий, что вне зависимости от вида одиночных потенциалов системы, структурный беспорядок всегда приводит к локализации всех состояний одноэлектронного спектра.

В заключение рассмотрим класс неупорядоченных систем, состоящих из так называемых случайных безотражательных ям, в которых [17]

$$r(k)=0 \text{ и } |t(k)|=1 \quad (31)$$

для всех k и для всех реализаций поля ямы. В этом случае из (31) и (10) параметры уравнения (13) запишутся

$$\alpha=1, \beta=0, \gamma=0, \delta=0, \chi=\langle \chi_N \rangle, \eta=\langle \eta_{N-1} \rangle. \quad (32)$$

Согласно (32), формулы (14), (15) и (13.а) примут вид

$$A=0, B=0, C=0, D=0 \quad (33)$$

и

$$\langle \rho_0 \rangle = 0, \langle \rho_1 \rangle = 0, \langle \rho_2 \rangle = 0. \quad (34)$$

Тогда из уравнения (13) вытекает, что

$$\langle \rho_N \rangle = 0 \quad (35)$$

для любого k и N . Результат (35) означает полную делокализацию одноэлектронных состояний в одномерной неупорядоченной системе, что является особенностью рассматриваемой модели (31). Аналогичный

результат был получен в работе [18] методом обратной задачи рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.M.Lifshits, S.A.Gredeskul, L.A.Pastur. Introduction to the Theory of Disordered Systems. New York, Wiley, 1988.
2. P.W.Anderson, D.J.Thouless, E.Abrahams, A.S.Fisher. Phys. Rev., B22, 3519 (1980).
3. T.Hirota and K.Ishii. Prog. Theor. Phys., 45, 1713 (1971).
4. D.J.Thouless. J. Phys., C5, 77 (1972).
5. В.Н.Пригодин. ЖЭТФ, 79, 2338 (1980).
6. В.Н.Мельников. ФТТ, 22, 2404 (1980).
7. A.Abrikosov. Solid State Commun., 37, 997 (1981).
8. М.Уа.Азбел. Phys. Rev., B22, 4106 (1983).
9. В.Н.Перель, Д.Г.Поляков. ЖЭТФ, 86, 352 (1984).
10. А.Н.Дмитриев. ЖЭТФ, 95, 234 (1989).
11. P.Erdos, R.C.Herndon. Adv. Phys., 31, 65 (1982), Solid State Commun., 98, 495 (1996).
12. О.Н.Дорохов. ЖЭТФ, 101, 2001 (1992).
13. M.Abrahams, R.Berkovits. Phys. Rev. Lett., 70, 1509 (1993).
14. Д.М.Седракий, Д.А.Бадалян, В.М.Гаспарян, А.Ж.Хачатрян. ЖЭТФ, 109, 243 (1996), ЖЭТФ, 111, 575 (1997).
15. R.Landauer. Phil. Mag., 21, 863 (1970).
16. Д.М.Седракий, А.Ж.Хачатрян. ДНАН Армении, 98, 301 (1998), ДНАН Армения, 99, №3 (1999, в печати).
17. Ф.Колоджеро, А.Докаелерис. Спектральные преобразования и солитоны, М., Наука, 1980.
18. Б.Н.Шалаев. ФТТ, 32, 3586 (1990).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՑՐՈՒՄԸ ՄԻԱԶԱՓ ՊԱՏԱՀԱԿԱՆ ՑՐՈՂ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻՑ ԲԱՂԿԱՑԱԾ ՑԱՆՑԻ ՎՐԱ

Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Դ.Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ա.Ճ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Միաչափ կառուցվածքային և կոմպոզիցիոն անկարգավորվածություններ ունեցող սխառների միջին կինետիկ բնութագրերը գտնելու համար առաջարկված է մոր էֆեկտիվ մեթոդ: Ստացված է հավասարում, որը որոշում է միջին դիմադրության կախվածությունը սխառների ցրող կենտրոնների թվից, էլեկտրոնի էներգիայից և պատահական դաշտի պարամետրերից: Ցույց է տրված, որ անկախ պատահական դաշտի բնույթից, միջին դիմադրության կախումը սխառների ցրող կենտրոնների թվից, մեկ էլեկտրոնային սպեկտրի բոլոր վիճակների համար ունի երեք ցուցչային ֆունկցիաների գումարի տեսք:

ELECTRON SCATTERING ON THE ONE-DIMENSIONAL CHAIN FROM RANDOM POTENTIALS

D.M. SEDRAKIAN, D.H. BADALYAN, A.Zh. KHACHATRIAN

New effective method is suggested for calculation of kinetic characteristics of the one-dimensional disordered systems. It is shown that the dependence of the average resistance on the length of the system is a sum of three exponential functions for arbitrary random field. It is proved that all one-electron states are localized for an arbitrary one-dimensional structural disordered system.

УДК 548.0

ЭФФЕКТ ИЗМЕНЕНИЯ ЗНАКА ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ В СРЕДАХ СО СПИРАЛЬНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 апреля 1999 г.)

Приведены результаты изучения зависимостей поляризационных характеристик (поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации) от толщины слоя и влияния поглощения на эти зависимости. На определенных частотах вблизи области дифракционного отражения (ОДО) наблюдается насыщение вращения и эллиптичности, а на других (определенных) частотах – изменение знака вращения при увеличении толщины слоя. Обсуждены физические механизмы наблюдаемых закономерностей. Рассмотренные эффекты изучены как при взаимодействии света с полупространством, так и со слоем среды конечной толщины. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

1. Введение

Вследствие дифракционной природы взаимодействия света со спиральными периодическими средами (СПС) вращение плоскости поляризации в них обладает уникальными свойствами [1,2]. Вращение сильно зависит от частоты, и направление вращения оказывается различным по разные стороны от брэгговской частоты. Известно также, что зависимость вращения от толщины имеет нелинейный характер [1,2]. К тому же наличие поглощения существенно обогащает картину взаимодействия света с такими средами. Известен ряд новых эффектов, связанных с присутствием поглощения света в таких средах [3-5]. В настоящей работе приведены результаты изучения влияния поглощения на зависимость поляризационных характеристик СПС от толщины слоя. Выявлен новый эффект: изменение знака вращения при увеличении толщины слоя.

2. Поворот плоскости поляризации и эллиптичность поляризации

Рассмотрим нормальное падение света на полупространство,

заполненное средой со спиральной структурой с осью, перпендикулярной к границе. На рис.1а представлена зависимость угла поворота ψ от

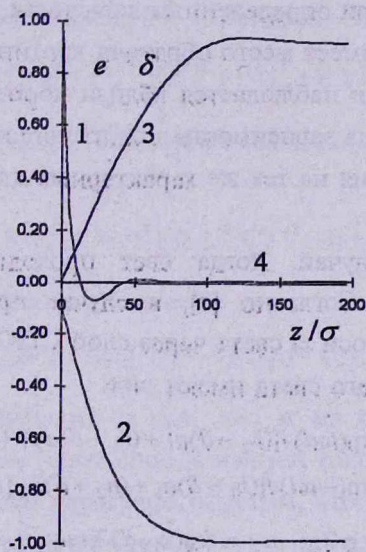
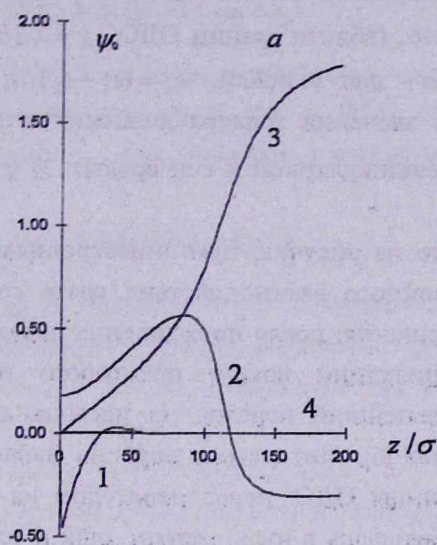


Рис.1. Зависимость поворота плоскости поляризации $\psi(z)$ (а) и эллиптичности поляризации $e(z)$ (б) от параметра z/σ (z – расстояние до границы) в случае анизотропного поглощения при различных значениях параметра χ : 1) 0.9835, 2) 1.016, 3) 0.3, 4) 2.5. Остальные параметры: $\text{Re}\epsilon_1=2.29$, $\text{Re}\epsilon_2=2.143$, $\text{Im}\epsilon_1=0.1$, $\text{Im}\epsilon_2=0$, $\sigma=0.42$ мкм.

расстояния z до границы в случае анизотропного поглощения на следующих характерных длинах волн падающего света: 1) $\chi = \sqrt{1-\delta} = 0.9835$, 2) $\chi = \sqrt{1+\delta} = 1.016$ (вблизи границ ОДО, $\chi = \lambda/(\sigma\sqrt{\varepsilon_m})$, λ — длина волны в вакууме, σ — шаг спирали, $\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\delta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной к оси среды), 3) $\chi = 0.3$, 4) $\chi = 2.5$ (вдали от ОДО).

Как видно из рисунка, при анизотропном поглощении на частотах дифракционного взаимодействия света со средой наблюдается "насыщение" вращения: после прохождения через пик вращение делает затухающие осцилляции вокруг некоторого значения. Увеличение вращения и дальнейший переход на насыщение наблюдались также экспериментально [6]. Интересная картина наблюдается вблизи длинноволновой границы ОДО: перед переходом на насыщение вращение уменьшается, обращаясь в нуль, меняет знак и только после этого идет на насыщение. Причем, как показывают вычисления, такая картина имеет место только при определенных значениях величины $|\text{Im}\varepsilon_a|$. При $\text{Im}\varepsilon_a < 0$ ($\varepsilon_a = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2$) имеет место обратная картина. В частности, изменение знака вращения наблюдается вблизи коротковолновой границы. На рис.16 представлена зависимость эллиптичности e от z в случае анизотропного поглощения на тех же характерных длинах волн падающего света.

Рассмотрим случай, когда свет проходит через слой СПС конечной толщины. Согласно [7], в случае прохождения линейно-поляризованного (по оси x) света через слой СПС циркулярные компоненты поля прошедшего света имеют вид:

$$\begin{aligned} E_t^+ &= \exp(iad) / [(h_2 - \delta)a_1 + (h_1 + \delta)a_2] / (\Delta\sqrt{2}), \\ E_t^- &= \exp(-iad) / [(h_1 - \delta)a_1 + (h_2 + \delta)a_2] / (\Delta\sqrt{2}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Delta = 2\gamma a_1 a_2$, $h_{1,2} = \gamma \pm 2\chi$, $a_{1,2} = \cos(k_{1,2}d) \mp i u l_{1,2} s_{1,2}$, $s_{1,2} = \sin(k_{1,2}d) / (k_{1,2}d)$, $u = \pi d \sqrt{\varepsilon_m}$, $k_{1,2} = 2ub_{1,2} / d$, $b_{1,2} = \sqrt{1 + \chi^2 \pm \gamma}$, $\gamma = \sqrt{4\chi^2 + \delta^2}$, $a = 2\pi / \delta$, d — толщина слоя. Следовательно, поворот плоскости поляризации можно представить в виде

$$\psi = \psi_0 + ad, \quad (2)$$

где

$$\psi_0 = 0.5 \arctg[4 \operatorname{Im}[\chi(\lambda f + \delta)^*] / [|\gamma f|^2 + |\delta|^2 - 4|\chi|^2 + 2(\gamma f \delta)^*]], \quad (3)$$

$$f = (1 + a_1/a_2) / (1 - a_1/a_2).$$

Считая анизотропию δ малой и пренебрегая членами, пропорциональными δ , и учитывая тот факт, что в ОДО при достаточно большой толщине $|\sin(k_2 d)| \gg 1$, для поворота плоскости поляризации получаем:

$$\psi_0 = 0.5 \arctg[\operatorname{Im} p / \operatorname{Re} p], \quad (4)$$

где $p = a_1/a_2$. Но в отличие от энергетических характеристик среды, для которых принятое приближение является достаточно удовлетворительным [1], данное приближение не очень подходит для поворота плоскости поляризации.

Пренебрегая членами, пропорциональными δ^2 в выражениях для полей, получаем более точную приближенную формулу:

$$\psi_0 = 0.5 \arctg[4 \operatorname{Im}[\chi(\gamma f + \delta)^*] / [|\chi|^2 (|f|^2 - 1) + 2(\gamma f \delta)^*]]. \quad (5)$$

Эллиптичность поляризации e имеет вид:

$$e = -\operatorname{tg}\{0.5 \arcsin[4 \operatorname{Re}[\chi(\gamma f + \delta)^*] / [|\chi|^2 + |\delta|^2 + 4|\chi|^2 + 2 \operatorname{Re}(\gamma f \delta)^*]]\}, \quad (6)$$

Пренебрегая членами, пропорциональными δ^2 в выражениях для полей, получаем:

$$e = -\operatorname{tg}\{0.5 \arcsin[4 \operatorname{Re}[\chi(\gamma f + \delta)^*] / [|\chi|^2 (|f|^2 + 1) + 2 \operatorname{Re}(\gamma f \delta)^*]]\}, \quad (7)$$

а при более грубом приближении имеем:

$$e = -\operatorname{tg}\{0.5 \arcsin[(|p|^2 - 1) / (|p|^2 + 1)]\}. \quad (8)$$

На рис.2а,б приведены те же, что и на рис.1а,б, графики в случае прохождения света через слой конечной толщины.

В заключение этого параграфа отметим, что аналитические формулы для оптических характеристик в случае $\varepsilon \neq \varepsilon_m$, где ε — диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с обеих сторон со слоем СПС, имеют слишком громоздкий вид и поэтому мы их здесь не приводим. Случай $\varepsilon \neq \varepsilon_m$ можно рассматривать на основе полученных в [4] аналитических выражении для отраженного от слоя и прошедшего через него полей.



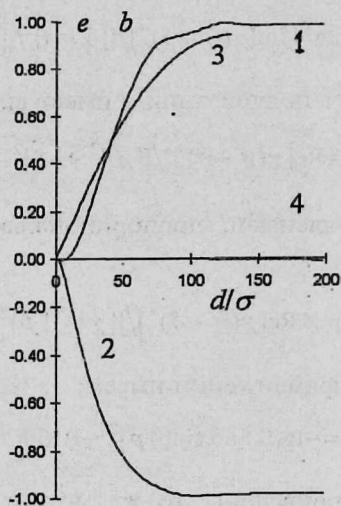
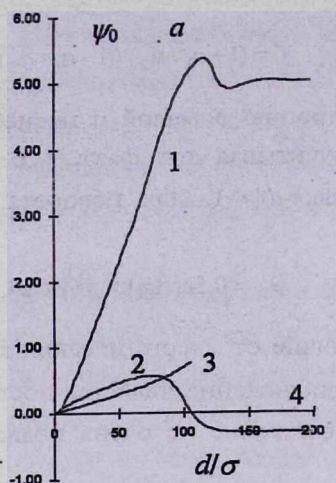


Рис.2. Зависимость поворота плоскости поляризации $\psi_0(d)$ (а) и эллиптичности поляризации $e(d)$ от параметра d/σ (d – толщина слоя СПС) в случае анизотропного поглощения при тех же, что и на рис.1, значениях параметра χ .

3. Обсуждение. Выводы

Для выявления механизма обнаруженного явления воспользуемся выражением для волнового поля в среде. Поле в среде на расстоянии z от границы имеет вид [1,2]:

$$E(z, t) = \{ [E_1^+ \exp(ik_1 z) + E_2^+ \exp(ik_2 z)] \exp(iaz) n_+ + \\ + [\xi_1 E_1^+ \exp(ik_1 z) + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2 z)] \exp(-iaz) n_- \} \exp(-i\omega t), \quad (9)$$

где $\xi_{1,2} = -\delta / [1 - (\chi + b_{1,2})^2]$, $n_{\pm} = (x \pm iy) / \sqrt{2}$ – орты круговых поляризаций, а E_1^+ и E_2^+ определяются из граничных условий. В случае, когда на границу полупространства с СПС падает линейно-поляризованный (для конкретности, по оси x) свет, они имеют вид:

$$E_1^+ = \sqrt{2} [-(1 + \chi + b_2) + \xi_2 (1 - \chi + b_2)] / \Delta, \\ E_2^+ = \sqrt{2} [(1 + \chi + b_1) - \xi_2 (1 - \chi + b_1)] / \Delta, \\ \Delta = \delta / [(1 + \chi + b_1) / (-1 - \chi + b_2) - (1 + \chi + b_2) / (-1 - \chi + b_1)].$$

Амплитуда падающей волны принята равной единице. Согласно (9), поворот плоскости поляризации ψ можно представить в виде (2), где ψ_0 – поворот плоскости поляризации, если поле в среде представить в виде:

$$E(z, t) = \{ [E_1^+ \exp(ik_1 z) + E_2^+ \exp(ik_2 z)] n_+ + \\ + [\xi_1 E_1^+ \exp(ik_1 z) + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2 z)] n_- \} \exp(-i\omega t). \quad (10)$$

При слабой анизотропии амплитуда одной из собственных волн намного меньше амплитуд остальных, поэтому поле можно представить в виде

$$E(z, t) = \{ [E_1^+ \exp(ik_1 z) + E_2^+ \exp(ik_2 z)] n_+ + \xi_2 E_2^+ \exp(ik_2 z) n_- \} \exp(-i\omega t). \quad (11)$$

Это – достаточно хорошее приближение и позволяет объяснить многие особенности поляризационных характеристик СПС. В частности, например, насыщение вращения и эллиптичности при анизотропном поглощении вблизи коротковолновой границы объясняется тем, что разные собственные волны испытывают разное поглощение. Так как $\text{Im}k_1 \gg \text{Im}k_2$, то амплитуда собственной волны, пропорциональная $\exp(ik_1 z)$, быстро уменьшается и с увеличением z становится пренебрежимо малой. Поэтому при достаточной удаленности от границы поле можно представить в виде

$$E(z, t) = E_2^+ \exp(ik_2 z) (n_+ + \xi_2 n_-) \exp(-i\omega t). \quad (12)$$

Следовательно, эллиптичность, определяемая формулой $e = (|\xi_2| - 1) / (|\xi_2| + 1)$, от z не зависит и так как $|\xi_2| \approx 1$, то $e \approx 0$. Поворот плоскости поляризации $\psi = \psi_0 + az$. При этом, согласно (12), ψ_0 определяется только реальной и мнимой частями ξ_2 и тоже от z не зависит, т.е. после сравнительно быстрых изменений идет к насыщению.

Выявленный же эффект изменения знака вращения, который наблюдается вблизи длинноволновой границы ОДО, обусловлен тем, что при анизотропном поглощении при определенных условиях начинает играть существенную роль именно та собственная волна, амплитудой которой обычно пренебрегается. Действительно, вблизи длинноволновой границы $\text{Im}k_1 < \text{Im}k_2$. А это означает, что, если при малых z поле можно представить в виде суммы (11), то с дальнейшим увеличением z амплитуды собственных волн, пропорциональные $\exp(ik_2z)$, уменьшаются быстрее и начиная с некоторого значения z становятся меньше, чем амплитуда той собственной волны, полем которой пренебрегалось (т.е. собственной волны с амплитудой, пропорциональной $\xi_1 \exp(ik_1z)$). Амплитуда этой волны с увеличением z уменьшается намного медленнее. Изменение знака вращения начинается в области этих значений z . При дальнейшем увеличении z поле уже можно представить в виде суммы:

$$E(z, t) = E_1^+ \exp(ik_1z)(n_+ + \xi_1 n_-) \exp(-i\omega t). \quad (13)$$

Таким образом, если при малых значениях z поле формируется суммой циркулярных волн (11) и поворот происходит в одном направлении, то при больших z поле уже имеет вид (13), и вращение меняет направление, поскольку быстрая циркулярная компонента заменена медленной.

Выявленный эффект не наблюдается при изотропном поглощении. Вычисления показали, что при изотропном поглощении наблюдается изменение знака только $d\psi/dz$.

Отметим также, что в ХЖК с параметрами $\text{Re}\epsilon_1 = 2.29$, $\text{Re}\epsilon_2 = 2.143$ ($\delta = 0.033$), $\sigma = 0.43$ мкм изменение знака вращения наблюдается при $z/\sigma = 80-100$, когда коэффициент прохождения T порядка $10^{-11}-10^{-12}$, т.е. когда практически отсутствует прошедшая волна. Но это еще не означает, что выявленный эффект чисто "теоретический". Как показывают вычисления, эффект существенно зависит от значения анизотропии преломления. При этом, с уменьшением анизотропии преломления ($\text{Re}\epsilon_2$) быстро увеличивается коэффициент прохождения при тех толщинах слоя, при которых наблюдается изменение знака вращения. Так, например, уже при параметрах $\text{Re}\epsilon_1 = 2.29$, $\text{Re}\epsilon_2 = 2.285$ ($\delta = 0.001$), $\sigma = 0.43$ мкм изменение знака вращения наблюдается при $z/\sigma = 80-100$, когда коэффициент прохождения T порядка $10^{-1}-10^{-2}$. Таким образом,

выявленный эффект вполне "экспериментальный", т.е. доступен измерению.

Отметим, что наблюдаемое на эксперименте увеличение вращения при уменьшении толщины у определенных ХЖК [6] вызывает определенные затруднения в интерпретации результатов измерений. Учет обсуждаемого в настоящей статье эффекта изменения знака вращения, связанного с особенностями поглощения, снимает отмеченные трудности. Сказанное подтверждает, в частности, рис.3, где представлены зависимости угла поворота плоскости поляризации ψ_0 (кр.1) и эллиптичности e (кр.2) от толщины слоя, при малой анизотропии преломления и сильном поглощении, демонстрирующие изменение направления вращения также и при малых толщинах слоя.

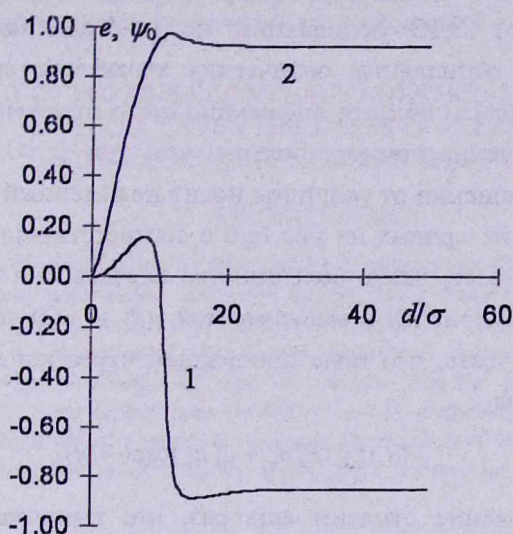


Рис.3. Зависимость поворота плоскости поляризации $\psi_0(d)$ (кр.1) и эллиптичности поляризации $e(d)$ (кр.2) от параметра d/σ . $\text{Re}\epsilon_1 = 2.29$, $\text{Re}\epsilon_2 = 2.25$, $\text{Im}\epsilon_1 = 0.7$, $\text{Im}\epsilon_2 = 0$, $\lambda = \sigma\sqrt{\epsilon_1}$, $\sigma = 0.42$ мкм.

Отметим также, что выявленный эффект не является проявлением хорошо известного, в том числе для холестериков, обстоятельства, что вблизи ОДО все свойства среды зависят нелинейным (и часто – осциллирующим) образом от параметров задачи (эффект пенделезунга). Действительно, во-первых, эффект наблюдается на длинах волн внутри ОДО. А, как хорошо известно, дифракция на структуре

среды подавляет всякие осцилляции внутри ОДО. Во-вторых, известно, что поглощение обычно приводит к сглаживанию нелинейностей (уменьшает амплитуды осцилляций). А на рассматриваемой границе происходит аномально сильное поглощение, причем эффект наблюдается при очень больших поглощениях. В данном же случае происходит обратное, а именно, сильное изменение вращения в сравнительно малом интервале изменения толщины слоя. В-третьих, как уже показано выше, данный эффект является проявлением особенностей поглощения излучения в холестериках. В-четвертых, эффект наблюдается только в СПС, так как, в отличие от обычных периодических сред, именно эти среды проявляют гиротропию и, кроме того, только волновые числа СПС имеют вышеописанные особенности при анизотропии поглощения.

Вдали от ОДО осцилляции не наблюдаются, так как, как известно [1,2], осцилляции оптических характеристик в СПС имеет место только вблизи области дифракционного отражения. Заметим, что при $\chi \ll 1$ вращение намного больше, чем при $\chi \gg 1$, причем и здесь зависимость вращения от толщины носит нелинейный характер.

Сравнение кривых на рис.1а,б с соответствующими кривыми на рис.2а,б показывает, что в большинстве случаев они сходны. Особенности и закономерности в зависимостях $e(d)$ и $\psi(d)$ тоже легко объясняются, если учесть, что поле прошедшей через конечный слой СПС волны имеет вид

$$E(d,t) = (E_+^+ n_+ + E_-^- n_-) \exp(-i\omega t).$$

В заключение отметим еще раз, что выявленный эффект изменения знака угла поворота ψ с изменением толщины слоя наблюдается вблизи ОДО и обусловлен тем, что разные собственные волны претерпевают разное поглощение. Поэтому, если при малых толщинах в результирующем поле доминируют одни собственные волны, то при больших толщинах начинают доминировать другие собственные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Беляков, А.С.Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
2. В.А.Беляков. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М., Наука, 1988.
3. В.А.Беляков, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян, Н.В.Шипов. Кристаллография, 33, 574 (1988).

4. Г.А.Вардаиян, А.А.Геворгян. Кристаллография, 42, 723 (1997).
5. Г.А.Вардаиян, А.А.Геворгян. Кристаллография, 42, 316 (1997).
6. Ю.В.Денисов, В.А.Кизель, Е.П.Сухенко и др. Кристаллография, 21, 991 (1976).
7. Г.А.Вардаиян, А.А.Геворгян, О.С.Еришян. Опт. и спектр., 85, 640 (1998).

ՊՐՈՒՅՐԱՅԻՆ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՈՎ ՄԻՋՎԱՅՐԵՐՈՒՄ
ՇԵՐՏԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՑ ԿԱՄՎԱԾ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ ՆՇԱՆԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Բերված են քննարկում բնութագրերի (քննադասման հարթության պտույտի և էլիպսայնության) շերտի հաստությունից ունեցած կախվածությունների և կլանման՝ այդ կախվածությունների վրա ունեցած ազդեցությունների ուսումնասիրության արդյունքները: Դիֆրակցիոն անդրադարձման տիրույթին մոտ զանվող որոշակի հաճախությունների վրա դիտվում է պտույտի և էլիպսայնության հագեցում, իսկ այլ (բայց մույնպես որոշակի) հաճախությունների վրա՝ պտույտի նշանի փոփոխություն կախված հաստությունից: Զննարկված են դիտված օրինաչափությունների ֆիզիկական մեխանիզմները:

EFFECT OF POLARIZATION PLANE ROTATION SIGN CHANGE WITH THE LAYER THICKNESS IN THE MEDIA WITH A HELICAL PERIODICAL STRUCTURE

A.H. GEVORGIAN

The results of investigation of dependences of polarization characteristics (polarization plane rotation and polarization ellipticity) on the layer thickness and the influence of absorption on these dependences are presented. At the definite frequencies near the diffraction reflection region the saturation of rotation and ellipticity is observed, and at the other (also definite) frequencies – change in sign of rotation with the layer thickness. Physical mechanisms of observed dependences are discussed. Considered effects are investigated both at interaction of light with the semispace and with the medium of finite thickness. The results of comparison of obtained results with the experimental data are presented.

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ НА ЭНЕРГИЮ СВЯЗИ ПРИМЕСИ В РАЗМЕРНО- КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С ПОКРЫТИЕМ

М.М. АГАСЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 октября 1999 г.)

В рамках модели ступенчатой бесконечно глубокой потенциальной ямы (СБЯ) исследовано влияние различия диэлектрических постоянных размерно-квантованной полупроводниковой проволоки, ее покрытия и окружающей среды на энергию связи примесного центра как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля, направленного вдоль оси проволоки. Для водородоподобной примеси, находящейся на оси проволоки, вариационным методом найдена зависимость энергии связи в системе $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ от концентрации сплава, отношения эффективных масс и диэлектрических постоянных, а также от магнитного поля.

1. Введение

Внимание многих исследователей к квазиодномерным и квазинульмерным наногетероструктурам обусловлено, помимо решения чисто научных проблем, их необычными прикладными возможностями [1-3]. Свойства этих структур формируются как характеристиками составляющих компонент, так и их геометрическими размерами и формой, вследствие чего топология электронного газа для наногетероструктур становится новой степенью свободы системы [4-7].

При создании гетероструктур из полупроводников большую важность приобретает проблема учета различия их диэлектрических постоянных (ДП). Хорошо известно, что для большинства полупроводников, как правило, диэлектрическая постоянная $\chi \geq 10$, поэтому в них кулоновское взаимодействие носителей заряда с примесным центром значительно ослаблено, а энергия связанных состояний имеет характерные значения порядка нескольких мэВ. В низкоразмерных гетероструктурах взаимодействие между зарядами усиливается с уменьше-

нием характерных размеров системы, поскольку заметную роль начинает играть поле, создаваемое зарядами в окружающей среде. Если ДП среды меньше ДП системы, то взаимодействие оказывается больше, чем в однородной среде. В случае размерно-квантованной полупроводниковой пленки указанное различие учтено в [8-11].

Исследованию примесных состояний в квазиодномерных наногетероструктурах посвящено немало теоретических работ, однако в большинстве из них не учтено различие ДП системы и окружающей среды [4,5,7,12]. Влияние различия ДП квантовой проволоки из $GaAs$ с прямоугольным сечением, окруженной $Ga_{1-x}Al_xAs$, на электронные и мелкие донорные примесные состояния как в случае конечных, так и бесконечных барьеров исследовано в [13].

В данной работе рассчитана энергия взаимодействия двух зарядов в полупроводниковой проволоке с круговым сечением в предположении различия ДП проволоки, покрытия и окружающей среды и исследовано его влияние на энергию связи примесного центра, находящегося на оси проволоки. Изучено также влияние магнитного поля, направленного вдоль оси проволоки, на энергию связи с учетом различия ДП.

2. Потенциал примесного центра

Рассмотрим систему, состоящую из полупроводниковой проволоки радиуса R_1 , имеющей ДП χ_1 , покрытия радиуса R_2 и ДП χ_2 , погруженную в бесконечную среду с ДП χ_3 .

Решая уравнение Пуассона для данной неоднородной системы с учетом стандартных граничных условий на поверхностях раздела "проволока-покрытие" ($r = R_1$) и "покрытие-среда" ($r = R_2$), приходим к следующему выражению для потенциала примесного центра:

$$\varphi(r, z) = \frac{2e}{\pi\chi_1} \int_0^\infty dt \cos(tz) \begin{cases} K_0(tr) + N_1 I_0(tr); & r < R_1, \\ N_2 [K_0(tr) + N_3 I_0(tr)]; & R_1 \leq r \leq R_2, \\ N_4 K_0(tr); & r > R_2, \end{cases} \quad (1)$$

где I_m и K_m — модифицированные функции Бесселя порядка m , соответственно второго и третьего рода,

$$N_1 = \frac{\gamma_1 K_1(iR_1)A_3 + K_0(iR_1)A_2}{\gamma_1 I_1(iR_1)A_3 - I_0(iR_1)A_2}, \quad N_2 = \frac{\gamma_1 A_1}{iR_1 [\gamma_1 I_1(iR_1)A_3 - I_0(iR_1)A_2]}, \quad (2)$$

$$N_3 = \frac{1}{A_1}(\gamma_2 - 1)K_1(tR_2)K_0(tR_2), \quad N_4 = \frac{\gamma_1\gamma_2}{t^2 R_1 R_2 [\gamma_1 I_1(tR_1)A_3 - I_0(tR_1)A_2]}, \quad (3)$$

$$A_1 = \gamma_2 I_1(tR_2)K_0(tR_2) + I_0(tR_2)K_1(tR_2), \quad (4)$$

$$A_2 = (\gamma_2 - 1)K_1(tR_2)K_0(tR_2)I_1(tR_1) - K_1(tR_1)A_1, \quad (5)$$

$$A_3 = (\gamma_2 - 1)K_1(tR_2)K_0(tR_2)I_0(tR_1) + K_0(tR_1)A_1, \quad (6)$$

$$\gamma_1 = \frac{\chi_1}{\chi_2}, \quad \gamma_2 = \frac{\chi_2}{\chi_3}. \quad (7)$$

В случае однородной среды ($\chi_1 = \chi_2 = \chi_3$), с помощью (2)-(7) и соотношения $K_0(x)I_1(x) + K_1(x)I_0(x) = 1/x$ найдем, что $N_1 = N_3 = 0$, а $N_2 = N_4 = 1$. Тогда, при всех значениях r из (1) следует хорошо известное выражение для потенциала в среде:

$$\varphi(r, z) = \frac{2e}{\pi\chi_1} \int_0^\infty dt \cos(tz) K_0(tr) = \frac{e}{\chi_1 \sqrt{r^2 + z^2}}. \quad (8)$$

Следует заметить, что трем различным случаям, а именно: $\chi_1 = \chi_2 \neq \chi_3$, $\chi_1 \neq \chi_2 = \chi_3$ и $\chi_1 \neq \chi_2 \neq \chi_3$ при $R_2 \rightarrow \infty$ соответствует одна и та же физическая ситуация: проволока и бесконечная среда с различными ДП. В указанных случаях из (1)-(7) следуют известные выражения для потенциала точечного заряда в проволоке ($r \leq R$) и в среде ($R \leq r < \infty$) (см., например, [14]).

3. Расчет энергии связи

В рамках модели СБЯ потенциальная энергия электрона в рассматриваемой структуре имеет вид:

$$V(r) = \begin{cases} 0, & r < R_1, \\ V_0, & R_1 \leq r \leq R_2, \\ \infty, & r > R_2, \end{cases} \quad (9)$$

где V_0 — величина скачка потенциальной энергии на границе проволоки и покрывающего слоя. В приближении эффективной массы состояния электрона в СБЯ рассмотрены в [15].

Для вычисления энергии связи примеси пробную волновую функцию основного состояния, следуя [7, 15], запишем в виде

$$\Psi_0 = N \exp \left[-\lambda \sqrt{y^2 + (z/a_B)^2} \right] \begin{cases} J_0(\alpha y), & 0 \leq y < y_1, \\ C_2 I_0(\beta y) + C_3 K_0(\beta y), & y_1 \leq y \leq y_2, \\ 0, & y > y_2, \end{cases} \quad (10)$$

где J_m — функция Бесселя первого рода m -го порядка, λ — безразмерный вариационный параметр, $y = r/a_B$, $y_1 = R_1/a_B$, $y_2 = R_2/a_B$, $\alpha = \sqrt{\varepsilon_{10}/E_R}$, $\beta = \sqrt{m_2(v_0 - \varepsilon_{10})/m_1}$, ε_{10} — энергия основного состояния электрона в СБЯ без примеси [15], m_i — эффективная масса электрона в проволоке ($i=1$) и в слое ($i=2$), $v_0 = V_0/E_R$, $a_B = \hbar^2 \chi_1 / m_1 e^2$ и $E_R = m_1 e^4 / 2 \hbar^2 \chi_1^2$ — эффективный боровский радиус и эффективная ридберговская энергия в проволоке, соответственно, N — постоянная нормировки,

$$C_2 = \frac{J_m(\alpha_{nm} y_1) K_m(\beta_{nm} y_2)}{I_m(\beta_{nm} y_1) K_m(\beta_{nm} y_2) - I_m(\beta_{nm} y_2) K_m(\beta_{nm} y_1)}, \quad (11)$$

$$C_3 = - \frac{J_m(\alpha_{nm} y_1) I_m(\beta_{nm} y_2)}{I_m(\beta_{nm} y_1) K_m(\beta_{nm} y_2) - I_m(\beta_{nm} y_2) K_m(\beta_{nm} y_1)}. \quad (12)$$

Энергия связи примеси определяется как разность энергии основного состояния системы без примеси, т.е. ε_{10} , и энергии $\varepsilon(R_1, R_2)$ основного состояния с примесью: $\varepsilon_b(R_1, R_2) = \varepsilon_{10} - \varepsilon(R_1, R_2)$.

Переходя к безразмерным параметрам и воспользовавшись выражением (1), для энергии связи получим:

$$\frac{\varepsilon_b(y_1, y_2)}{E_R} = -\lambda^2 + \frac{8}{\pi} \lambda \frac{p+q}{f+g} - \lambda \frac{(1-m_1/m_2)}{f+g} [J_0^2(y_1 \alpha) K_0(2\lambda y_1) - \lambda g], \quad (13)$$

где введены следующие обозначения:

$$f = \int_0^1 J_0^2(y_1 \alpha t) K_1(2\lambda y_1 t) t^2 dt, \quad (14)$$

$$g = \int_1^{y_2/y_1} [C_2 I_0(y_1 \beta t) + C_3 K_0(y_1 \beta t)]^2 K_1(2\lambda y_1 t) t^2 dt, \quad (15)$$

$$p = \int_0^1 \tau^2 d\tau J_0^2(y_1 \alpha \tau) \int_0^\infty \frac{K_1(y_1 \tau \sqrt{4\lambda^2 + t^2})}{\sqrt{4\lambda^2 + t^2}} [K_0(t y_1) + N_1 I_0(t y_1)] dt, \quad (16)$$

$$q = \int_1^{y_2/y_1} \tau^2 d\tau [C_2 K_0(y_1 \beta \tau) + C_3 I_0(y_1 \beta \tau)]^2 \times \\ \times \int_0^\infty \frac{K_1\left(y_1 \tau \sqrt{4\lambda^2 + t^2}\right)}{\sqrt{4\lambda^2 + t^2}} N_2 [K_0(t \tau y_1) + N_3 I_0(t \tau y_1)] dt. \quad (17)$$

При $m_1 = m_2$, $\chi_1 = \chi_2 = \chi_3$ и в пределе $R_2 \rightarrow \infty$ из формулы (13) следует результат работы [7]. Если же $m_1 \neq m_2$, то при $R_2 \rightarrow \infty$ из (13) получается выражение, отличающееся от полученного в [7] первым слагаемым в квадратных скобках, что, в свою очередь, означает уменьшение энергии связи по сравнению с результатом [7].

4. Расчет энергии связи в магнитном поле

Состояния электрона в СБЯ в присутствии магнитного поля, направленного вдоль оси проволоки, рассмотрены в [16], и для собственных значений энергии получено выражение

$$\varepsilon_{nl} = \hbar \omega_c \left(\alpha_{n|l}^B + \frac{|l|+l+1}{2} \right) = V_0 + \hbar \omega_c \frac{m_1}{m_2} \left(\beta_{n|l}^B + \frac{|l|+l+1}{2} \right), \quad (18)$$

где $\omega_c = eB/m_1 c$ — циклотронная частота, n и l — главное и орбитальное квантовые числа, соответственно. Квантовые числа $\alpha_{n|l}^B$ и $\beta_{n|l}^B$ определяются из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции при $r = R_1$. Пробную волновую функцию, следуя [16, 17], выберем в виде

$$\Psi_0^B = N^B \exp\left(-\frac{x}{2}\right) \exp\left(-\lambda \sqrt{2\left(\frac{a_c}{a_B}\right)^2 x + \left(\frac{z}{a_B}\right)^2}\right) \times \\ \times \begin{cases} F(-\alpha^B, 1; x), & x < x_1, \\ C_2 F(-\beta^B, 1; x) + C_3 U(-\beta^B, 1; x), & x_1 \leq x \leq x_2, \\ 0, & x > x_2, \end{cases} \quad (19)$$

где $F(a, b; x)$ и $U(a, b; x)$ — вырожденные гипергеометрические функции [17], N^B — постоянная нормировки, $\alpha^B \equiv \alpha_{10}^B$, $\beta^B \equiv \beta_{10}^B$ [18],

$$C_2^B = \frac{F(-\alpha_{n|l}, |l|+1; x_1) U(-\beta_{n|l}, |l|+1; x_2)}{F(-\beta_{n|l}, |l|+1; x_1) U(-\beta_{n|l}, |l|+1; x_2) - F(-\beta_{n|l}, |l|+1; x_2) U(-\beta_{n|l}, |l|+1; x_1)}, \quad (20)$$

$$C_3^B = -C_2^B \frac{F(-\beta_{n,l}, |l|+1; x_2)}{U(-\beta_{n,l}, |l|+1; x_2)}, \quad (21)$$

$$x = \frac{r^2}{2a_c^2}, \quad x_1 = \frac{R_1^2}{2a_c^2}, \quad x_2 = \frac{R_2^2}{2a_c^2}, \quad (22)$$

где $a_c = (\hbar c / eB)^{1/2}$ — магнитная длина. Пользуясь выражением (1), после несложных преобразований для энергии связи получим:

$$\frac{\epsilon_b}{E_R} = -\lambda^2 + \frac{8}{\pi} \lambda \frac{p^B + q^B}{f^B + g^B} - \lambda \frac{(1 - m_1 / m_2)}{f^B + g^B} \left[y_1^2 e^{-x_1^2} F^2(-\alpha^B, 1; x_1) K_0(2\lambda y_1) - \lambda g^B \right], \quad (23)$$

где введены следующие обозначения:

$$f^B = \int_0^{y_1} e^{-x} F^2(-\alpha^B, 1; x) K_1(2\lambda y) y^2 dy, \quad (24)$$

$$g^B = \int_{y_1}^{y_2} [C_2^B F(-\beta^B, 1; x) + C_3^B U(-\beta^B, 1; x)]^2 K_1(2\lambda y) y^2 dy, \quad (25)$$

$$p^B = \int_0^{y_1} y^2 dy e^{-x} F^2(-\alpha^B, 1; x) \int_0^\infty \frac{K_1(y \sqrt{4\lambda^2 + t^2})}{\sqrt{4\lambda^2 + t^2}} [K_0(ty) + N_1 I_0(ty)] dt, \quad (26)$$

$$q^B = \int_{y_1}^{y_2} y^2 dy [C_2^B F(-\beta^B, 1; x) + C_3^B U(-\beta^B, 1; x)]^2 \times \\ \times \int_0^\infty \frac{K_1(y \sqrt{4\lambda^2 + t^2})}{\sqrt{4\lambda^2 + t^2}} N_2 [K_0(ty) + N_3 I_0(ty)] dt. \quad (27)$$

5. Обсуждение результатов

Полученные в разделах 2-4 выражения в общем виде решают задачу определения влияния диэлектрических постоянных проволоки, покрытия и окружающей среды, а также концентрации сплава и внешнего магнитного поля на энергию связи примесного центра. Расчеты проведены для проволоки из $GaAs$, покрытой слоем $Ga_{1-x}Al_xAs$ с использованием следующих значений параметров [19]: $m_1 = 0.067m_0$,

$m_2 = (0.067 + 0.083x)m_0$, $\chi_1 = 13.18$, $\chi_2 = 13.18 - 3.12x$ при изменении концентрации сплава x в пределах $0 \leq x \leq 0.45$, m_0 – масса свободного электрона, $V_0 = 1,247 \cdot 0,6x$ эВ, $E_R \approx 5.2$ мэВ, $a_B \approx 104$ Å. Следует также отметить, что в расчетах не учтено Г-Х смешивание, которое в системе $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ начинается проявляться при значениях $R < 50$ Å и $x > 0.5$ [20].

На рис.1 представлены графики зависимости энергии связи примесного центра от радиуса проволоки при $R_2 = a_B$, для различных значений концентрации сплава x и ДП χ_2 и χ_3 . Из сравнения групп кривых 1, 2, 5 и 3, 4, 6 следует, что с увеличением концентрации сплава x максимумы кривых сдвигаются к оси проволоки. При этом, имеющее место увеличение энергии связи обусловлено как уменьшением области локализации электрона из-за повышения потенциального барьера на границе проволоки и покрытия, так и усилением неоднородности системы вследствие изменений ДП покрытия и окружающей среды.

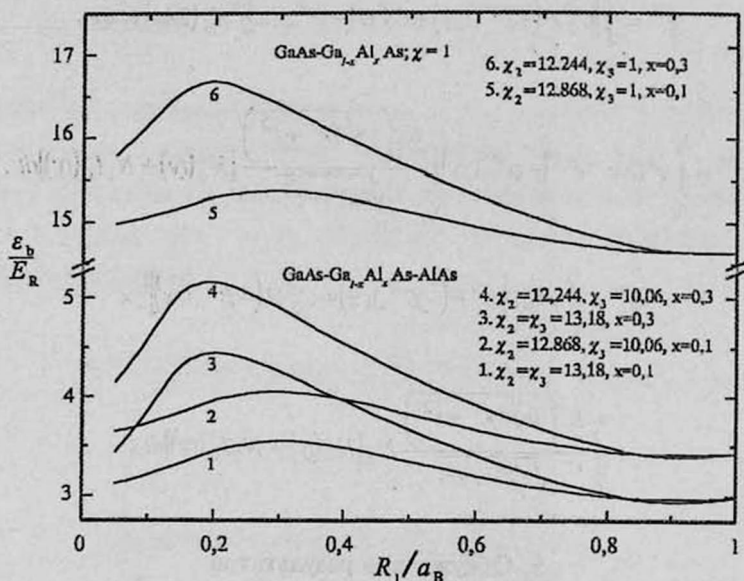


Рис.1. Зависимость энергии связи примесного центра от радиуса проволоки ($R_2 = a_B$, $\chi_1 = 13.18$).

Кривые 1 ($x=0,1$) и 3 ($x=0,3$) соответствуют модельным расчетам для полностью однородной среды с ДП $\chi = 13.18$.

Из сравнения кривых 2 и 4 следует, что при $\chi_3 = 10.06$ (AlAs) изменение концентрации сплава от 0,1 до 0,3 (при этом уменьшение

ДП покрытия составляет примерно 5%) приводит к увеличению энергии связи на 27%.

Ввиду малых поперечных размеров системы ($R_1 \leq R_2 \sim a_B$), поле примеси сосредоточено вне проволоки и, в основном, в окружающей систему среде, поэтому изменение ДП среды существенным образом влияет на энергию связи. Действительно, из сравнения кривых 1 и 2 следует, что при $x=0,1$ $\Delta\chi_2=0,312$, $\Delta\chi_3=3,12$, а относительное изменение энергии связи составляет 14%. При $x=0,3$ (кривые 3 и 4) $\Delta\chi_2=0,936$, $\Delta\chi_3=3,12$ это изменение составляет 16%. Отсюда можно сделать вывод, что относительное изменение энергии связи, обусловленное изменением $\Delta\tilde{\chi}_2=0,624$ покрытия толщиной $R_2 - R_{1,\max} \approx 80 \text{ \AA}$, равно 2%. Если система находится в вакууме (кривые 2 и 5), то $\Delta\chi_3=9,06$, и относительное изменение энергии связи при $x=0,1$ равно 2,8, а при $x=0,3$ (кривые 4 и 6) оно равно 2,24. Заметим, что уменьшение относительного изменения этой энергии обусловлено смещением электрона в приосевую область и, тем самым, удалением от границы со средой.

При увеличении радиуса проволоки влияние различий ДП на энергию связи уменьшается, а минимумы при $R_1 \approx 0,9a_B$, связанные с различием эффективных масс [15], сглаживаются (чем больше неоднородность, тем сильнее сглажены минимумы).

Исследована также зависимость ε_b от радиуса покрытия R_2 . Для фиксированного значения R_1 $\varepsilon_b(R_1, R_2)$ имеет максимум при $R_1 = R_2$ и затем резко падает, стремясь к значению при $R_2 \rightarrow \infty$. Кривые, соответствующие большим значениям x , а также большим значениям χ_2 и χ_3 (при фиксированном x), убывают сравнительно медленно.

Согласно расчетам зависимости энергии связи примеси от радиуса проволоки, для проволоки в неограниченной среде ($R_2 \rightarrow \infty$) и СБЯ при $R_2 = a_B$, роль различия ДП более существенна в СБЯ. При учете различия ДП проволоки и покрытия ($\chi_2 < \chi_1$) энергия связи в СБЯ всегда больше, чем для проволоки в неограниченной (с χ_2) среде. При этом, с увеличением радиуса проволоки влияние неоднородности ДП уменьшается быстрее в случае проволоки в неограниченной среде, чем в СБЯ.

На рис.2 представлена зависимость ε_b примесного центра от магнитного поля для различных значений параметров задачи. Из

сравнения кривых 1 ($x=0,1$) и 2 ($x=0,3$), которым соответствуют модельные расчеты с $\chi_2 = \chi_3 = 13,18$, а также 3 и 4, 5 и 6, следует, что с ростом B скорость роста ε_b с увеличением концентрации сплава x уменьшается из-за повышения потенциального барьера на границе раздела проволоки и покрытия. Несмотря на то, что с увеличением B радиус локализации электрона в приосевой области проволоки уменьшается, при фиксированном x с уменьшением χ_2 (кривые 1 и 3, 2 и 4) и χ_3 (кривые 3 и 5, 4 и 6) скорость роста ε_b в зависимости от B увеличивается. Это связано с тем, что поле примеси сосредоточено вне проволоки.

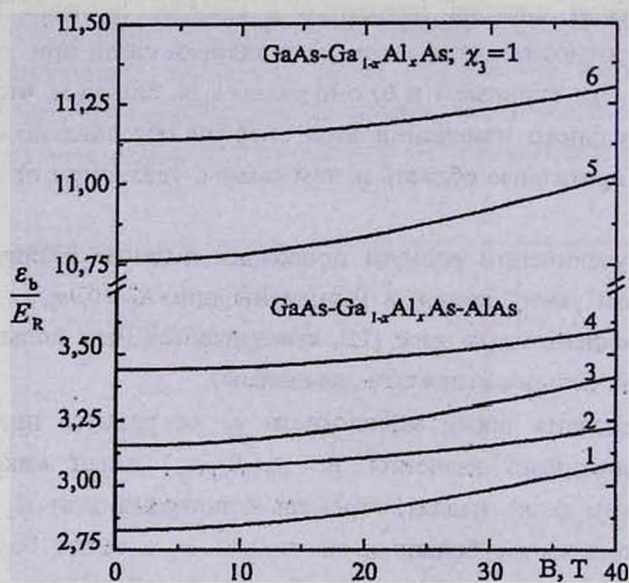


Рис.2. Зависимость энергии связи примеси от величины магнитного поля для различных значений параметров задачи: $R_1 = 0,75a_B$, $R_2 = 1,5a_B$, $\chi_1 = 13,18$. $x=0,1$. 1) $\chi_2 = \chi_3 = 13,18$, 3) $\chi_2 = 12,868$, $\chi_3 = 10,06$, 5) $\chi_2 = 12,868$, $\chi_3 = 1$. $x=0,3$. 2) $\chi_2 = \chi_3 = 13,18$, 4) $\chi_2 = 12,244$, $\chi_3 = 10,06$, 6) $\chi_2 = 12,244$, $\chi_3 = 1$.

Рассмотрена также зависимость энергии связи от радиуса проволоки для различных значений магнитного поля. При значениях $x=0,3$, $R_2 = a_B$ кривые, соответствующие различным B , проходят через минимумы при $R_1 \approx 0,9a_B$, связанные с различием масс электрона в проволоке и в покрытии. С ростом B глубина минимума

уменьшается и стремится к нулю, т.к. сильное поле локализует электрон в приосевой области. В то же время эти минимумы полностью исчезают для гетероструктур $GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ -вакуум при $B=25$ Т, а для $GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As-AlAs$ при $B>50$ Т, ввиду того, что поле примеси сосредоточено вне проволоки. Для фиксированного значения R_1 ε_b имеет максимум при $R_2=R_1$, и затем резко падает, стремясь к предельному значению при $R_2 \rightarrow \infty$. ε_b , соответствующие большим значениям B и χ_2 , χ_3 (при фиксированном x), убывают сравнительно быстро.

Таким образом, учет различия ДП проволоки, покрытия и окружающей среды может существенно повлиять на энергию связи примесного центра, причем это влияние усиливается с ростом неоднородности системы, связанной как с увеличением концентрации сплава x , так и с уменьшением ДП покрытия и окружающей среды. При учете различия ДП энергия связи больше в СБЯ, чем в проволоке в неограниченной среде, однако последняя система более чувствительна к неоднородностям. Наличие магнитного поля приводит к росту энергии связи, при этом скорость роста в зависимости от магнитного поля увеличивается как с уменьшением концентрации сплава, так и с уменьшением ДП покрытия и окружающей среды.

В соответствии с полученными результатами можно констатировать, что пренебрежение диэлектрической неоднородностью системы при расчетах энергии связи приводит к значительным ошибкам, особенно в случае малых значений радиуса проволоки и при увеличении концентрации сплава.

ЛИТЕРАТУРА

1. Optical Properties of Semiconductor Quantum Dots, ed. by U.Woggon. Heidelberg, Springer-Verlag, 1997.
2. Н.В.Ткач, И.В.Пронишин, А.М.Маханец. ФТТ, 40, 557 (1998).
3. R.R.L.DeCarvalho, J.R.Filho, G.A.Farias, V.N.Fieire. Superlattices and Microstructures, 25, 221 (1999).
4. C.L.Foden, M.L.Leadbeater, J.H.Burroughes, M.Pepper. J. Phys. Cond. Mat., 6, L127 (1994).
5. C.L.Foden, M.L.Leadbeater, M.Pepper. Phys. Rev. B, 52, R8646 (1995).
6. Jeongnim Kim, Lin-Wang Wang, A.Zunger. Phys. Rev. B, 56, R15541 (1997).
7. J.W.Brown, H.N.Spector. J. Appl. Phys., 59, 1179 (1986).
8. Н.С.Рытова. Вестник МГУ, 3, 30 (1967).
9. Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
10. S.Fraizzoli, F.Bassani, R.Buczko. Phys. Rev. B, 41, 5096 (1990).
11. J.Cen, K.K.Bajaj. Phys. Rev. B, 48, 8061 (1993).
12. F.A.P.Osorio, M.H.Degani, O.Hipolito. Phys. Rev. B, 37, 1402 (1988).

13. Zhen-Yan Deng, Shi-Wei Gu. Phys. Rev. B, 48, 8083 (1993).
14. Д.Иваненко, А.Соколов. Классическая теория поля. М.-Л., 1951.
15. М.М.Агасян, А.А.Киракосян. Известия НАН Армении, Физика, 34, 154 (1999).
16. М.М.Агасян, А.А.Киракосян. Известия НАН Армении, Физика, 34, 17 (1999).
17. Г.Бейтман, А.Эрдейи. Высшие трансцендентные функции, т.1. М., Наука, 1974.
18. S.V.Branis, Gang Li, K.K.Bajaj. Phys. Rev. B, 47, 1316 (1993).
19. S.Adachi. J. Appl. Phys., 58, R1 (1985).
20. S.Pescetelli, A.Di Carlo, P.Lugli. Phys. Rev. B, 56, R1668 (1997).

**ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԿԱՊԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ՉԱՓԱՅՆՈՐԵՆ ԶՎԱՆՏԱՅՎԱԾ
ԾԱԾԿՈՆԹՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ. ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ
ՀԱՍՏԱՏՈՆՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ԴԵՐԸ**

Մ.Մ. ԱՂԱՍՅԱՆ, Ա.Ա.ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Աստիճանաձև, անվերջ խոր պոտենցիալ փոսի մոդելի շրջանակներում ուսումնասիրված է չափայնորեն քվանտացված կիսահաղորդչային լարի, նրա ծածկույթի և շրջակա միջավայրի դիէլեկտրական հաստատունների տարբերության ազդեցությունը խառնուրդային կենտրոնի կապի էներգիայի վրա ինչպես լարի առանցքով ուղղված մագնիսական դաշտում, այնպես էլ դրա բացակայությամբ: Վարիացիոն եղանակով որոշված է $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ համակարգում լարի առանցքին զամկող ջրածնաման խառնուրդի կապի էներգիայի կախվածությունը համաձուլվածքի կոմպենտրացիայից, արդյունաբար զանգվածների և դիէլեկտրական հաստատունների հարաբերությունից, ինչպես նաև մագնիսական դաշտից:

**BINDING ENERGY OF IMPURITY IN A SIZE-QUANTIZED
COATED SEMICONDUCTOR WIRE:
ROLE OF THE DIELECTRIC-CONSTANT MISMATCH**

M.M. AGHASYAN, A.A.KIRAKOSYAN

Within the framework of staircase infinitely deep (SIW) potential well model, the effect of dielectric constant mismatch between the size-quantized semiconducting wire, coating and surrounding medium on the impurity binding energy is considered, both in the presence and absence of magnetic field applied along the wire axis. Using the variational method, the dependences of binding energy of hydrogen-like impurity located on the wire axis, on the alloy concentration, effective mass ratio, dielectric constant mismatch and magnetic field are found for the $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ system.

УДК 539

ПОПЕРЕЧНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ СОЛИТОНОВ И ВОЛН
МОДУЛЯЦИЙ С УЧЕТОМ ДИССИПАЦИИ

А.Г. БАГДОЕВ, А.В. ШЕКОЯН

Институт механики НАН Армении

(Поступила в редакцию 17 ноября 1999 г.)

Рассмотрена поперечная устойчивость солитонов и волн огибающих в нелинейной диспергирующей диссипативной среде. Показано, что поперечная устойчивость имеет место при положительном знаке отношения коэффициентов дифракции и дисперсии. Она не зависит от диссипации, и условия устойчивости совпадают как для солитона, являющегося решением эволюционного уравнения, так и для нелинейных волн огибающих. Изучено условие существования солитонного решения.

В работе [1] показано, что при изучении ионно-звуковых нелинейных волн в плазме необходимо пользоваться двухмерной моделью. В [1,2] изучена устойчивость солитонных решений эволюционных уравнений при поперечных возмущениях, но не учтено поглощение. В работах [3-5] указано на существенность учета поглощения и выведено трехмерное эволюционное уравнение со сложным механизмом поглощения нелинейных волн, которое имеет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial \tau} + \frac{1}{2} L \Delta_{\perp} u = p \frac{\partial}{\partial \tau} \left(u \frac{\partial u}{\partial \tau} \right) + D \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} - E \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} + N \frac{\partial^5 u}{\partial \tau^5}, \quad (1)$$

где x — координата, вдоль которой распространяется волна, $\Delta_{\perp} \equiv \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, $\tau = xc_n^{-1} - t$, c_n — линейная нормальная скорость волны, u — возмущенная нормальная к волне скорость частиц, L , p , E , D и N — соответственно дифракционный, нелинейный, дисперсионный и диссипативные коэффициенты, вид которых не приводится.

В работе [6] получено солитонное решение уравнений (1), однако не изучена устойчивость полученного решения. Вместе с тем представляет интерес выяснить, как влияют поглощение, дисперсия и

дифракция на устойчивость солитона. Целью настоящей работы является решение последней задачи.

Введем обозначения

$$\begin{aligned} v &= -pu(6E)^{-1}, L(2E)^{-1} = 3\beta^2\sigma, \sigma = \pm 1, x = tE^{-1}, \\ DE^{-1} &= \beta^2\kappa, NE^{-1} = \beta^2\zeta, T = \beta t, \theta = x - \eta^2 t, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\beta = (|L(6E)^{-1}|)^{1/2}$ – малый постоянный параметр, характеризующий отклонение решения эволюционного уравнения от одномерного недиссипативного случая, $\eta = \text{const}$ [1,7]. Тогда в переменных θ, T, y, z уравнение (1) примет вид

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(-4\eta^2 \frac{\partial v}{\partial \theta} + 6v \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial^3 v}{\partial \theta^3} \right) = -\beta \frac{\partial^2 v}{\partial T \partial \theta} - 3\beta^2 \sigma \Delta_{\perp} v + \beta^2 \left(\kappa \frac{\partial^3 v}{\partial \theta^3} + \zeta \frac{\partial^5 v}{\partial \theta^5} \right). \quad (3)$$

Невозмущенное одномерное решение, т.е. когда $\beta = 0$, можно искать в виде солитона [7]:

$$v_0 = 2\eta^2 \operatorname{sech}^2 \eta \theta_2, \quad \theta_2 = \theta - \theta_0(T, y, z), \quad (4)$$

где θ_0 – некоторая добавочная фаза, подлежащая определению.

Решение уравнения (3), как и в [7], ищется в виде

$$v = v_0 + \beta v_1 + \beta^2 v_2 + \dots \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3) и приравнивая члены порядка β и β^2 , можно получить следующую систему уравнений:

$$L(v_n) = -4\eta^2 \frac{\partial v_n}{\partial \theta} + 6 \frac{\partial}{\partial \theta} (v_0 v_n) + \frac{\partial^3 v_n}{\partial \theta^3} + \frac{\partial^3 v_n}{\partial \theta^3} = F_n \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (6)$$

и поскольку в силу (4)

$$\frac{\partial v_0}{\partial T} = -\frac{\partial v_0}{\partial \theta} \frac{\partial \theta_0}{\partial T} = -F_1, \quad (7)$$

то для F_2 можно получить

$$F_2 = -\frac{\partial v_1}{\partial T} - 3\sigma \int_{-\infty}^{\infty} \Delta_{\perp} v_0 d\theta' + \kappa \frac{\partial^2 v_0}{\partial \theta^2} + \zeta \frac{\partial^4 v_0}{\partial \theta^4} - 6v_1 \frac{\partial v_1}{\partial \theta}. \quad (8)$$

Учитывая, что при $\theta = \pm \infty$

$$\frac{\partial v_{0,1}}{\partial \theta} = -\frac{\partial^2 v_{0,1}}{\partial \theta^2} = 0,$$

из (6) следует соотношение

$$\int_{-\infty}^{\infty} F_{1,2} d\theta = 0. \quad (9)$$

В силу (7) следует, что (9) удовлетворится для $n = 1$. Чтобы записать условия для $n = 2$, следует найти решение v_1 уравнения (6) при $n = 1$, которое, как показано в [7], имеет вид

$$v_1 = \frac{1}{8\eta^2} \frac{\partial \theta_0}{\partial T} (2v_0 + \theta_2 \frac{\partial v_0}{\partial \theta}). \quad (10)$$

Учитывая, что существенны лишь четные члены (9) по θ , можно записать

$$\frac{\partial v_0}{\partial y} = -\frac{\partial v_0}{\partial \theta} \frac{\partial \theta_0}{\partial y}, \quad \frac{\partial v_0}{\partial z} = -\frac{\partial v_0}{\partial \theta} \frac{\partial \theta_0}{\partial z}, \quad \Delta_{\perp} v_0 \approx -\frac{\partial v_0}{\partial \theta} \Delta_{\perp} \theta_0.$$

Тогда для $n = 2$ следует

$$-\frac{1}{2\eta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial T^2} (2v_0 + \theta \frac{\partial v_0}{\partial \theta}) d\theta + 3\sigma \Delta_{\perp} \theta_0 \int_{-\infty}^{+\infty} v_0 d\theta = 0, \quad (11)$$

где учтено, что имеет место соотношение

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Delta_{\perp} v_0 d\theta' \approx -v_0 \Delta_{\perp} \theta_0.$$

Вычисляя в (11) второе слагаемое в скобке, можно получить

$$\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial T^2} - 24\sigma \eta^2 \Delta_{\perp} \theta_0 = 0. \quad (12)$$

При $\sigma = 1$ получается волновое уравнение, которое имеет ограниченное решение, и поэтому в силу (2) в случае

$$LE^{-1} > 0 \quad (13)$$

одномерный недиссипативный солитон устойчив по отношению к поперечным и диссипативным возмущениям. Физический смысл (13) заключается в том, что знак отношения коэффициента дифракции L к коэффициенту дисперсии E определяет поперечную устойчивость солитона независимо от диссипации.

Из соотношения (13) следует, что условие поперечной устойчивости солитонов не зависит от диссипации, которая влияет только на само решение [6], но не на характер устойчивости.

Интересно отметить, что (13) совпадает с условием модуляционной поперечной устойчивости волн огибающих, найденным в работе [3], для которых так же, как и для солитонов, в основных порядках диссипация хотя и влияет на решение [3,4], но не влияет на условие поперечной устойчивости.

Отметим в качестве примера задачу распространения волн модуляции в микрополярной электропроводящей газожидкостной смеси [3], для которой $E > 0$, причем для точечной быстрой магнитогазодинамической волны $L > 0$ и волны модуляции устойчивы. Тот же вывод имеет место и для поперечной устойчивости солитона, в то время как для вогнутых участков медленных точечных волн $L < 0$, и волны модуляции так же, как и солитоны, в поперечном направлении неустойчивы. Укажем, что рассмотренную в [3] модель электропроводящей среды можно использовать при описании волнового движения в плазме.

Необходимо отметить, что хотя и при $E, L > 0$ солитоны в поперечном направлении устойчивы, они при некоторых L могут не существовать. Этот вывод следует из недиссипативного решения уравнения (1), приведенного, например, в статье [6]:

$$-\frac{p}{6}U_0 = \frac{c}{2} \operatorname{sech}^2[(2a)^{-1}(cE^{-1})^{1/2}\xi], \quad (14)$$

где $\xi = at + by + dz - kx$, $c = [ak - L(b^2 + d^2)]a^{-2}$, a , k , b и d — постоянные. Как видно из (14), при некоторых $L > 0$ получается $c < 0$, причем аргумент гиперболического секанса мнимый и решение не ограничено, т.е. солитон в обычном смысле не существует. Для существования и устойчивости солитона при $L > 0$ необходимо считать $c > 0$, что соответствует ограниченному значению L . В случае $E < 0$, т.е. положительной дисперсии, имеющем место, например, для задачи волнового движения в релаксирующей газодинамической среде, а также при некоторых соотношениях в пьезодиэлектрике [5], неравенство (13) не выполняется, поскольку в указанных средах $L > 0$, $E < 0$, и имеет место поперечная неустойчивость как солитонов, так и волн огибающих.

Следует отметить, что из решения (14) и выражений для ξ и c следует, что солитонное решение типа (14) существует для $cE^{-1} > 0$, при этом могут быть как положительные, так и отрицательные солитоны, в зависимости от знака cp^{-1} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Б.Кадошцев, В.И.Петвиашвили. ДАН СССР, 192, №4, 753 (1970).
2. Б.Е.Захаров. Письма в ЖЭТФ, 22, 364 (1975).
3. А.Г.Багдоев, Л.Г.Петросян. Изв. АН Арм.ССР, Механика, 36, №5, 3 (1983).
4. A.G.Bagdoyev, A.V.Shekoyn. Int J. Non-Linear Mechanics, 32, №2, 385 (1997).
5. А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян. Изв. НАН Армении, Механика, 48, №1, 64 (1995).
6. А.В.Шекоян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, №4, 187 (1998).
7. М.Абловиц, Х.Сигур. Солитоны и метод обратной задачи. М., Мир, 1987.

ՍՈԼԻՏՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ՍՈԴՈՒՎԱԾ ԱԼԻԶՆԵՐԻ ԼԱՅՆԱԿԱՆ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԴԻՍԻՊԱՅԻԱՅԻ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄՈՎ

Ա.Գ. ԲԱԳԴՈԵՎ, Ա.Վ. ՇԵԿՈՅԱՆ

Ուսումնասիրված են սոլիտոնների և պարուրիչ (մոդուլված) ոչ գծային ալիքների կայունության հարցերը, երբ հաշվի են առնվում դիսպացիան և դիսպերսիան: Ցույց է տրված, որ վերը նշված ալիքների լայնական կայունությունը կախված է դիֆրակցիայի և դիսպերսիայի գործակիցների հարաբերության նշանից և կախված չէ դիսպացիայից:

TRANSVERSAL STABILITY OF SOLITONS AND MODULATION WAVES WITH ALLOWANCE FOR DISSIPATION

A.G.BAGDOEV, A.V.SHEKOYAN

The transversal stability of solitons and envelope waves in nonlinear dispersive dissipative medium is considered. It is shown that transversal stability takes place for positive sign of ratio of diffraction and dispersion coefficients. It does not depend on dissipation, and stability conditions coincide both for soliton being a solution of evolution equation and for the nonlinear modulation waves. The conditions of existence of soliton solution are obtained.

УДК 539.17

О ПАРАМЕТРАХ ДВУХРЕАКТОРНЫХ ПОДКРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМ, УПРАВЛЯЕМЫХ УСКОРИТЕЛЯМИ

С.А. БЗНУНИ, В.М. ЖАМКОЧЯН,
В.Р. НАЗАРЯН, А.Г. ХУДАВЕРДЯН

Бреванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 августа 1999 г.)

Рассмотрены управляемые ускорителем подкритические энергетические комплексы, включающие основной реактор на тепловых нейтронах и реактор-бустер на быстрых нейтронах. Показано, что весьма высокие характеристики таких систем достижимы при современном уровне ускорительной техники, с использованием существующих реакторных блоков.

Как известно [1], одним из перспективных направлений в решении проблемы безопасности ядерной энергетики является исследование подкритических систем, управляемых сильноточными ускорителями. В работах [2-4] было показано, что создание достаточно экономичной и безопасной атомной станции вполне реально с использованием серийных энергетических реакторов (включая реакторы на быстрых нейтронах) и протонных ускорителей с токами, не превышающими 5-10 мА. Подчеркнем, что подобные "умеренные" токи оказываются характерными лишь для чисто энергетических систем, в которых не ставится задача одновременной трансмутации отработанного ядерного материала. (Для целей ADTT – Accelerator Driven Transmutation Technology, согласно данным [5,6], приведенные оценки для токов должны быть увеличены, как минимум, на порядок.)

В данной работе, не затрагивая, как и ранее, ADTT, мы рассмотрим каскадные подкритические системы, включающие основной энергетический тепловой реактор и промежуточный реактор-бустер на быстрых нейтронах.

Идея двухреакторных энергетических комплексов не нова [7,8]. Однако, как будет показано ниже, при надлежащем выборе конфигурации блоков мишень-бустер-основной реактор, можно получить

выходные характеристики системы, существенно превосходящие как данные [7], так и параметры, найденные в работе [8].

Рассмотрим схему подкритической системы, представленную на рис.1. Пассивная мишень (блок *a*) облучается потоком протонов из ускорителя и испускает вторичные нейтроны (n нейтрон/сек) в блок *b*, представляющий собой реактор на быстрых нейтронах. Работая в подкритическом режиме, блок *b* существенно увеличивает количество внешних быстрых нейтронов для блока *c* (подкритического реактора на тепловых нейтронах) по сравнению с исходным числом n . Поскольку блоки *b* и *c* могут работать при резко отличающихся давлениях и температурах, на схеме предусмотрена область *d*, обеспечивающая их термодинамическую изоляцию.

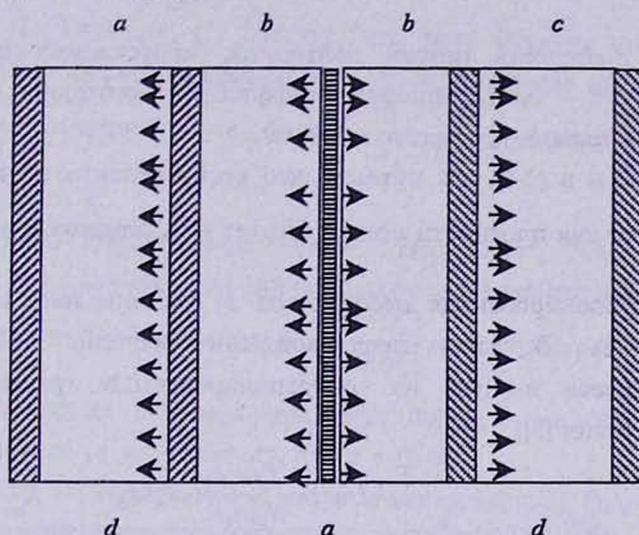


Рис.1. Схема комплекса пассивная мишень (*a*) – реактор на быстрых нейтронах (*b*) – реактор на тепловых нейтронах (*c*).

Для исключения проникновения тепловых нейтронов в активную зону быстрого реактора предполагается, что внешняя граница области *d* включает кадмиевый слой необходимой толщины. Все боковые поверхности на рис.1 – коаксиальные цилиндрические.

Ввиду оценочного характера расчетов, мы, как и в [2-4], ограничимся эффективным одnogрупповым приближением для нейтронов в активных зонах *b* и *c*. (При наличии кадмиевого слоя на внешней поверхности *d*, в зоне *b* будут присутствовать лишь быстрые нейтроны, а в зоне *c* – в основном, тепловые). В этом приближении стационарные

уравнения диффузии нейтронов для активных зон b и c будут иметь вид

$$\Delta\Phi + \frac{k_{\infty} - 1}{M^2} \Phi = 0, \quad (1)$$

где Φ – скалярный поток нейтронов, k_{∞} и M^2 – коэффициент размножения и площадь миграции нейтронов для данной среды.

Задача для изолированной подсистемы мишень-бустер, в принципе, не отличается от рассмотренной ранее [3] задачи для подкритической системы на быстрых нейтронах. Краевые условия в этом случае включают условия источника [3]

$$j_a = - \left[D^{(b)} \frac{\partial \Phi^{(b)}}{\partial r} \right]_{r=r_a}, \quad (2)$$

где j_a – плотность потока нейтронов, испускаемых поверхностью мишени, $D^{(b)}$ – одногрупповой коэффициент диффузии для быстрых нейтронов зоны b , r_a – радиус мишени a .

Как и в [2-4], мы примем, что распределение по вертикальной координате для плотности потока j имеет вид, близкий к $j = j_0 \cos\left(\frac{\pi z}{H_b}\right)$ (H_b – экстраполированная высота зоны b ; границы зоны соответствуют $z = \pm H_b/2$). В этом предположении решение уравнения (1), обращающееся в нуль на экстраполированных границах зоны b , принимает вид [3]:

$$\Phi^{(b)}(r, z) = \frac{j_0}{D^{(b)} \alpha_b} \left[\frac{J_0(\alpha_b r) - \frac{J_0(\alpha_b R_b)}{N_0(\alpha_b R_b)} N_0(\alpha_b r)}{J_1(\alpha_b r_a) - \frac{J_0(\alpha_b R_b)}{N_0(\alpha_b R_b)} N_1(\alpha_b r_b)} \right] \cos\left(\frac{\pi z}{H_b}\right), \quad (3)$$

где

$$\alpha_b^2 = \frac{k_{\infty}^{(b)} - 1}{M_b^2} - \left(\frac{\pi}{H_b}\right)^2 \geq 0, \quad (4)$$

$J_0(x)$, $J_1(x)$, $N_0(x)$, $N_1(x)$ – функции Бесселя нулевого и первого порядков, R_b – экстраполированный радиус зоны b . (При $\alpha_b^2 < 0$ функции Бесселя с аргументом $\alpha_b x$ следует заменить на соответствующие модифицированные функции Бесселя с аргументом $x\sqrt{-\alpha_b^2}$).

В пренебрежении отражением и поглощением быстрых нейтронов вне зоны b , плотность потока быстрых нейтронов в направлении

“наружу” на внешней границе b ($r = r_b$) равна результирующей плотности потока, т.е.

$$j_b = - \left[D^{(b)} \frac{\partial \Phi^{(b)}}{\partial r} \right]_{r=r_b}, \quad (5)$$

а на внешней поверхности d ($r = r_d$) равна

$$j_d(z) = j_b \frac{r_b}{r_d} = j_0 \frac{r_b}{r_d} \frac{F(r_b)}{F(r_a)} \cos \left(\frac{\pi z}{H_b} \right), \quad (6)$$

где

$$F(r) = J_1(\alpha_b r) - \frac{J_0(\alpha_b R_b)}{N_0(\alpha_b R_b)} N_1(\alpha_b r). \quad (7)$$

Из вида (6), (7) следует, что роль бустера по отношению к основному реактору сводится к перенормировке плотности потоков внешних нейтронов на фактор $\frac{r_b}{r_d} \frac{F(r_b)}{F(r_a)}$ с радиусом излучающей поверхности r_d .

Если ввести эффективную “пассивную”, “черную” мишень с радиусом r_d , плотностью потока излучаемых нейтронов $j_d(z)$ и полной интенсивностью излучения $n' = \frac{r_b}{r_d} \frac{F(r_b)}{F(r_a)} n$ нейтрон/сек, то при анализе

подкритических режимов теплового блока с без отражателя можно использовать ту же методику, что и в [2-4].

Мы не будем здесь повторять выкладки [2-4]. Отметим лишь, что при использовании параметров указанной эффективной мишени все конечные формулы [2-4], относящиеся к теплому реактору, остаются в силе. В частности, если ввести коэффициент выигрыша G_T , равный отношению выходной электрической мощности теплового реактора к мощности, потребляемой ускорителем, то выражение для G_T примет вид

$$G_T = C_1 \frac{\bar{\varphi} \sigma_f m_c \chi_c}{r_d H_d}, \quad (8)$$

где C_1 – коэффициент, зависящий от энергии ускоренных протонов T_p , $\bar{\varphi}$ – усредненное по зоне с значение величины $\Phi_c(r)/j_d(z)$, m_c – масса активного изотопа в зоне с, σ_f – сечение деления его ядер при тепловых энергиях, χ_c – КПД при преобразовании тепла в электричество.

Выходные характеристики рассматриваемой энергетической системы во многом определяются конфигурацией быстрого бустера b . В данной работе мы предполагали, что материальный параметр бустера соответствует материалному параметру реактора БН-350 при экстраполированной высоте активной зоны, равной аналогичной величине для основного блока c .

С учетом такого предположения экстраполированный радиус бустера R_b определяется из уравнения

$$\left(\frac{\xi}{R_b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H_b}\right)^2 = \left(\frac{\xi}{R_{BN}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H_{BN}}\right)^2, \quad (9)$$

где $\xi \approx 2,4048$ – первый корень функции $J_0(x)$, R_{BN} и H_{BN} – экстраполированные радиус и высота активной зоны БН-350.

Разумеется, подобный “деформированный” быстрый реактор по термодинамическим параметрам отличался бы от реального БН-350, однако в данной задаче компактность активной зоны b уже не имеет принципиального значения. (Энерговыведение в бустере, в принципе, может быть доведено до пренебрежимо малого уровня.)

В расчетах были использованы данные о БН-350 и одnogрупповые параметры ($M_b^2=300$ см², $D_b=1,6$ см) для быстрых реакторов, приведенные в [9].

Как и в [2-4], в качестве основных реакторов подкритической системы выбирались энергетические реакторы различных типов [10-11]. В каждом случае предполагаемая мишень a представляла собой цилиндр из неактивного материала радиусом $r_a = 8,5$ см (см.[2]). Энергия ускоренных протонов принималась равной 470 МэВ, с использованием данных [6] об интенсивности выхода нейтронов.

Рассмотрим энергетическую систему, включающую реконструированный реактор ВВЭР-1000 ($R=156$ см, $H=350$ см, $M^2 = 64,9$ см²). При условии (9), геометрический радиус зоны b оказывается в этом случае равным $r_b \approx 57,7$ см. Толщина области d должна соответствовать толщине корпуса высокого давления ВВЭР-1000, т.е. быть порядка 22 см [10]. Отсюда, для внешнего радиуса области d можно принять $r_d = 80$ см.

В предположении равномерного распределения массы m_0 активного изотопа в активной зоне ВВЭР-1000, можно определить его полную массу в зоне c : $m_c = m_0(R^2 - r_d^2)/R^2$ (при неизменности внешнего радиуса системы R).

На рис.2а,б представлены расчетные выходные характеристики рассмотренной системы в зависимости от величины эффективного коэффициента размножения k_{eff} для подсистем *b* и *c*. (Здесь и ниже предполагается, что непроизводительные потери мощности в протонном ускорителе составляют 2/3 от потребляемой мощности.) Заметим, что $k_{eff}^{(b)}$ и $k_{eff}^{(c)}$ – величины, в принципе, независимые, однако в рамках данного подхода они одинаково влияют на уровень безопасности системы, и нет никаких оснований выбирать их отличными друг от друга.

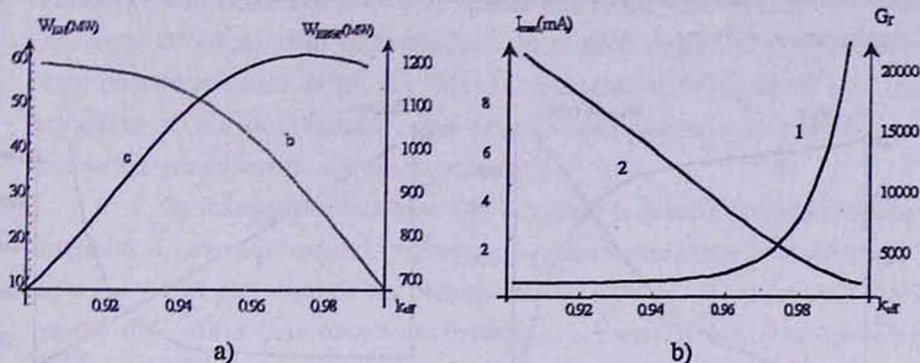


Рис.2а. Максимальные электрические мощности теплового блока (кривая *c*) и быстрого бустера (кривая *b*) в зависимости от k_{eff} для энергетической системы на основе ВВЭР-1000.

Рис.2б. Коэффициент выигрыша G_T (кривая 1) и ток ускорителя в максимальном режиме I_{max} (кривая 2) в зависимости от k_{eff} для энергетической системы на основе ВВЭР-1000.

На рис.2а приведены кривые, описывающие максимальную электрическую мощность основного реактора и быстрого бустера. Предельная мощность блока *c* определялась из условия $\Phi^{(c)}(r,z) \leq \Phi_{max}^{(0)}$, где $\Phi_{max}^{(0)}$ – максимальный поток нейтронов при работе ВВЭР-1000 в номинальном критическом режиме. При этом условии соответствующая максимальная мощность $W_{max}^{(b)}$ блока *b* рассчитывалась в предположении равенства полной массы делящегося материала m_b аналогичной величине в реакторе БН-350. Отметим, что с уменьшением m_b выделяемая мощность $W^{(b)}$ может быть доведена до сколь угодно малого уровня, без ущерба для основной функции бустера.

На рис.2б представлены зависимости от k_{eff} коэффициента выигрыша G_T и тока ускорителя в максимальном режиме I_{max} . Как следует из определения G_T (8), при расчете коэффициента выигрыша учитывалась лишь электрическая мощность теплового реактора. (Согласно данным

рис.2а, учет мощности $W^{(b)}$, даже в пределе максимальной загрузки бустера, может лишь незначительно увеличить данную величину.)

Результаты аналогичных расчетов для систем на основе жидко-солевого графитного бридера MSBR-1000 (1000 MW) и тяжеловодного реактора CANDU-6 (666 MW) приведены на рис.3а,б и рис.4а,б. Необходимо отметить, что, ввиду отсутствия резкого перепада в давлениях между блоками *b* и *c*, в указанных случаях можно было ограничиться относительно небольшой толщиной изолирующей области *d*. С учетом $r_b \approx 57$ см для обеих систем, соответствующие радиусы r_d принимались равными $r_d = 70$ см.

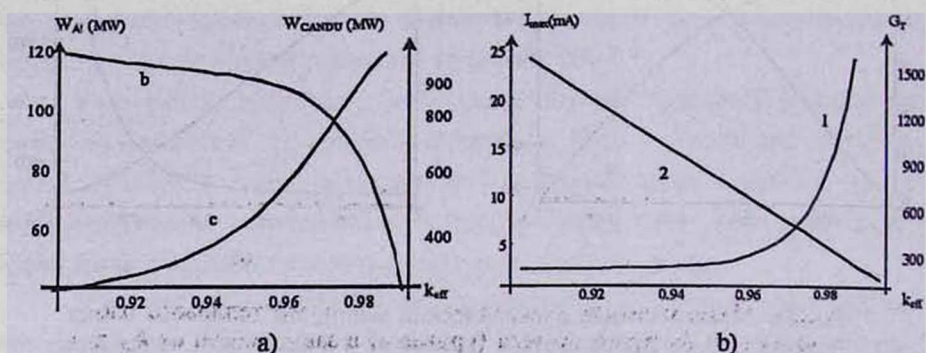


Рис.3. То же, что на рис.2, для энергетической системы на основе MSBR-1000.

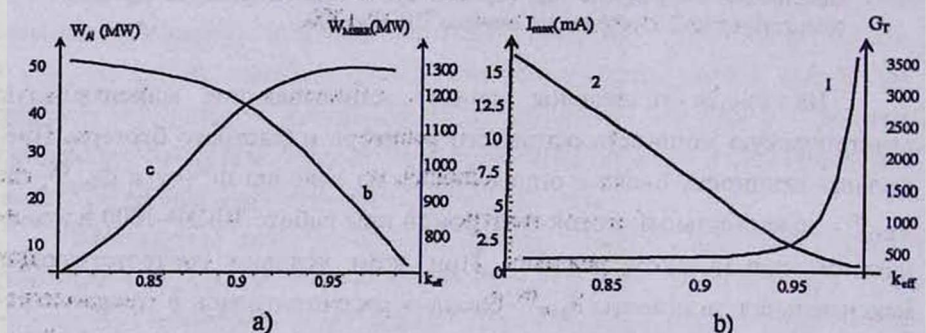


Рис.4. То же, что на рис. 2, для энергетической системы на основе CANDU-6.

Отметим ряд принципиальных преимуществ систем рассмотренного типа по сравнению с аналогичными системами без промежуточного быстрого реактора [2-4].

1. Существенно большие предельные мощности во всем диапазоне значений k_{eff} . Например, при $k_{eff} = 0,98$ для систем с ВВЭР-

1000 (без учета мощности бустера) $W_{max}^{el} \approx 1130$ MW (см. рис. 2а), в то время как для той же системы без бустера $W_{max}^{el} \approx 460$ MW [2]. И это с учетом того факта, что объем активной зоны с в первом случае составляет лишь $(R^2 - r_d^2)/R^2 \approx 0,74$ объема активной зоны серийного ВВЭР-1000. Причина подобного эффекта заключается в более благоприятной форме распределения нейтронного потока в зоне с при фиксированном k_{eff} . Так, одно лишь присутствие кадмиевого слоя на цилиндрической поверхности с радиусом $r_d = 80$ см обеспечивает отрицательную реактивность $\rho \approx -0,1$. Таким образом, уже при $k_{eff} \approx 0,9$ распределение $\Phi^{(c)}(r)$ должно описываться функцией $J_0(\alpha_d r)$. С увеличением k_{eff} пик распределения $\Phi^{(c)}(r)$ все более смещается к периферии (см. рис.5), приводя к выравниванию поля потока нейтронов (следствием чего и является увеличение энерговыделения).

2. Существенно большие (на порядок и более) коэффициенты выигрыша и, соответственно, существенно меньшие токи ускорителей. Так, при $k_{eff} = 0,98$ для систем на основе ВВЭР-1000 $G \approx 87$ (для простой системы) и $G_T = 1418$ (для блока с бустером, см. рис.2б). В последнем случае ток протонного ускорителя составляет (при $W_{max}^{el} \approx 1130$ MW) всего лишь 0,57 мА, что значительно ниже уже достигнутого уровня [12].

3. Возможность (и эффективность) режимов работы при существенно меньших значениях k_{eff} , т.е. при значительно более высоком

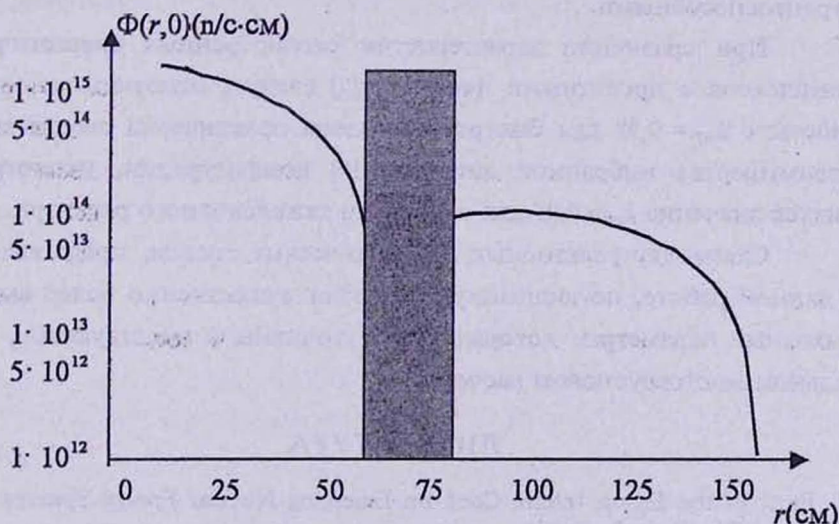


Рис.5. Распределения нейтронного потока $\Phi(r,0)$ в зонах b и c для энергетической системы на основе ВВЭР-1000 при $k_{eff} = 0.95$.

уровне безопасности энергетического комплекса. Если для простых систем с серийными реакторами [2] значение $k_{eff} = 0,98$ можно считать нижним пределом при приемлемой эффективности работы комплекса (за исключением блоков с уникальным реактором MSBR-1000), то для рассмотренных систем уровень подкритичности может быть многократно увеличен. В частности для ВВЭР-1000 оказываются вполне эффективными рабочие режимы с $k_{eff} = 0,90 + 0,95$, а для MSBR-1000 — даже с $k_{eff} = 0,85 + 0,90$ (см. рис.2,3)

Достаточно оптимистической выглядит и ситуация с серийными тяжеловодными реакторами. Напомним, что в работах [2-4] был сделан вывод о нецелесообразности их использования в подкритическом режиме, в основном, ввиду относительно большой мощности, расходуемой в ускорительном блоке. Однако, при использовании быстрого бустера выходные характеристики комплекса, включающего реактор CANDU-6 (рис.4 а,б) оказываются на уровне лучших однореакторных систем [2-4]. Более того, в связи с менее резкой зависимостью в данной задаче выходных параметров от k_{eff} , представляются приемлемыми и режимы работы CANDU-6 с $k_{eff} = 0,95 + 0,96$, что для большинства однореакторных систем выглядит проблематичным [2-4]. В итоге, с учетом всех преимуществ [10-11] тяжеловодных реакторов, подкритические системы описанного типа на их основе могут оказаться вполне конкурентоспособными.

При сравнении характеристик рассмотренных энергетических комплексов с проектными данными [7] следует отметить, что режим работы с $k_{eff} = 0,99$ для быстрого реактора практически сводит на нет преимущества выбранной авторами [7] конфигурации, несмотря на низкое значение $k_{eff} = 0,95$ для основного тяжеловодного реактора.

Схема двухреакторных подкритических систем, представленная в данной работе, по-видимому, допускает существенно более высокие выходные параметры, которые будут уточнены в последующем, в детальном многогрупповом расчете.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. of the Eighth Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. 24-28 June 1996. Obninsk, Russia.
2. В.М.Жамкобян, А.Г.Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 31 (1998).
3. В.М.Жамкобян, А.Г.Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 141 (1998).
4. A.G.Khudaverdyan, V.M.Zhamkochyan. Preprint ICTP TC/IR/98/1, 1998.
5. В. С. Барашенков. Препринт ОИЯИ Р2-94-56, 1994.

6. Ю.М.Ало и др. Препринт ИФВЭ 94-29, 1994.
7. O.V.Shvedov et al. Status report IAEA-TECDOC-985, p.313 (1997).
8. H.Daniel, Yu.V.Petrov. Nucl. Inst. and Meth., A373, 131 (1996).
9. А. Уолтер, А. Рейнольдс. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. М., Энергоиздат, 1986.
10. Б.А.Деметьев. Ядерные энергетические реакторы. М., Энергоатомиздат, 1990.
11. V.Pivovarov. Preprint ICTP H4.SMR/1056-31, 1998.
12. H.Klein. Proc. of the 1994 Intern. Linac Conf., 21-26 Aug. 1994. Tsukuba, Japan, v.1, p.322.

ԱՐԱԳԱՅՈՒՑՉՈՎ ԿԱՌԱՎԱՐՎՈՂ ԵՐԿՈՇԱԿՏՈՐԱՅԻՆ ԵՆԹԱԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍԱԿԱՐԳԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԸ

Ս.Ա. ԲԶՆՈՒՆԻ, Վ.Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ, Վ.Ր. ՆԱԶԱՐՅԱՆ, Ա.Գ. ԽՈՒՂԱՎԵՐԴՅԱՆ

Դիտարկված են արագացուցչով կառավարվող ենթակրիտիկական էներգետիկ համակարգեր, որոնք ներառում են հիմնական ջերմային մեխանիզմներով ռեակտոր -- արագ մեխանիզմներով բուստեր: Ցույց է տրված, որ գոյություն ունեցող ռեակտորային բլոկների օգտագործմամբ, այսպիսի համակարգերի բավականին բարձր բնութագրերը հասանելի են արագացուցչային տեխնիկայի ժամանակակից մակարդակին:

ON THE PARAMETERS OF BIREACTOR SUBCRITICAL COMPLEXES DRIVEN BY ACCELERATORS

S.A. BZNOUNI, V.M. ZHAMKOCHYAN, V.R. NAZARYAN, A.G. KHUDAVERDYAN

Accelerator driven subcritical power complexes are considered containing fast booster reactor and main reactor on thermal neutrons. It is shown that very high characteristics of such systems are available at contemporary level of the accelerator technique with the use of existing reactor units.

УДК 537.531

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ СЛОЕВ МОНОКРИСТАЛЛОВ

А.О. АБОЯН, А.С. ТУМАСЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 18 февраля 1999 г.)

Исследована дифракция рентгеновских лучей в толстых совершенных монокристаллах с приповерхностными деформированными слоями. Предложен метод получения рентгенотопографических изображений этих слоев и определения их толщины.

1. Введение

В производственных (технологических) процессах при шлифовке, насаждении тонких пленок, имплантации и диффузии на поверхностях монокристаллов образуются тонкие деформированные слои, исследование (изучение структурного состояния и определение толщины) которых зачастую имеет важное научное и производственное значение.

Известен рентгенографический метод определения толщины приповерхностных деформированных слоев [1], заключающийся в том, что изучая распределение интенсивности падающего и отраженного пучков, оценивают толщину приповерхностного слоя, участвующего в отражении. Этот метод непрямой, трудоемкий и неточный.

Авторы работы [2] предложили способ определения профиля структурных искажений в поверхностном слое монокристалла, заключающийся в регистрации кривой дифракционного отражения монохроматического рентгеновского излучения от исследуемой поверхности монокристалла. При этом моделируется профиль распределения структурных нарушений в поверхностном слое кристалла, и с помощью ЭВМ по соответствующему моделированному профилю восстанавливается кривая с зарегистрированной кривой и производится коррекция моделированного профиля до совпадения указанных кривых. Дополнительно регистрируется кривая выхода электронов внешней фо-

тоэмиссии в зависимости от угла падения рентгеновского излучения и по моделированному профилю восстанавливается соответствующая кривая выхода электронов внешней фотоэмиссии. Коррекцию моделированного профиля осуществляют до одновременного совпадения восстановленных кривых дифракционного отражения и выхода электронов внешней фотоэмиссии с зарегистрированными кривыми.

Этот метод, основанный на одновременной регистрации пространственного распределения интенсивности электронов внешней фотоэмиссии, является очень сложным, трудоемким (вакуумная техника, послойная травка для повышения точности анализа фотоэмиссии, ЭВМ и пр.) и непрямым – он не дает дифракционного изображения дефектов и возможности прямого измерения толщины приповерхностных слоев, что усложняет или даже делает неприемлемым его применение при контроле технологических процессов, которому подвергаются кристаллы при производстве полупроводниковой техники.

Целью настоящей работы является разработка новой методики для изучения природы и определения толщины приповерхностных деформированных слоев совершенных толстых монокристаллов.

2. Методика эксперимента

Суть разработанного нами метода заключается в следующем. На исследуемую поверхность монокристалла кремния направляется монохроматический расходящийся пучок, полученный отражением от асимметричного кристалла-монокроматора, и регистрируется отраженный пучок, как показано на рис.1.

Согласно динамической теории рассеяния рентгеновских лучей в приближении сферической волны Като [3], интенсивность на поперечном сечении дифрагированной от совершенного кристалла волны в зависимости от μt (μ – коэффициент поглощения, t – толщина кристалла) дается кривыми, показанными на рис.2. Однако в случае толстых кристаллов с приповерхностными деформированными слоями интенсивность на поперечном сечении дифрагированной волны имеет пики на краях, отделенные пространственно от основной части (рис.1). В деформированных приповерхностных слоях происходит кинематическое рассеяние, а интенсивные боковые линии от этих слоев получают в случае расходящегося падающего пучка [4].

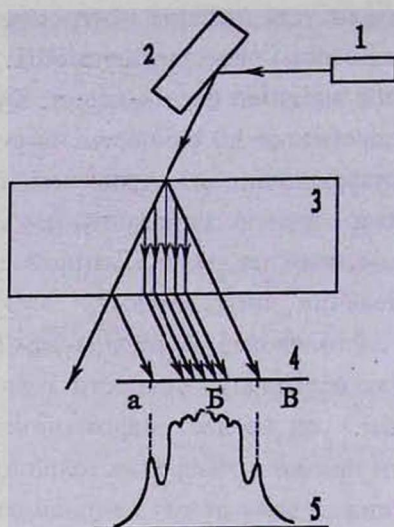


Рис.1. Схема экспериментальной установки для рентгено топографических исследований деформированных приповерхностных слоев. 1 - рентгеновская трубка; 2 - кристалл-монокроматор; 3 - образец; 4 - фотопленка; 5 - распределение интенсивности рентгеновского излучения на фотопленке; а и в - тонкие линии на топограмме, обусловленные кинематическим рассеянием на приповерхностных нарушенных слоях; б - основной рефлекс, результат динамической дифракции в объеме кристалла [4].

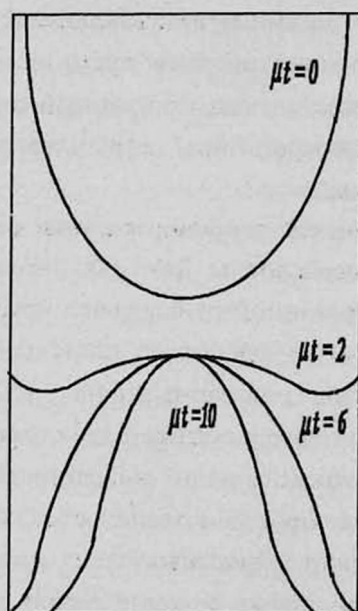


Рис.2. Распределение интенсивности по сечению отраженного пучка по Като для различных μt .

Для доказательства того, что тонкие линии на топограмме вызваны нарушениями приповерхностных слоев, сначала были сняты топограммы от совершенного монокристалла кремния, когда обе поверхности были протравлены (рис.3а), а затем – от того же кристалла после диффузии фосфора (рис.3б). Аналогичные опыты проведены для кристаллов кремния, подвергнутых диффузии бора и алюминия.

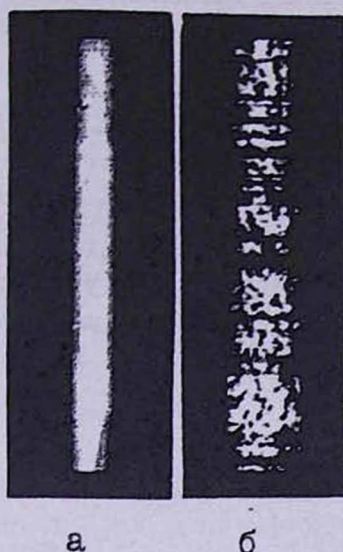


Рис.3. Секционные топограммы, полученные от монокристалла кремния: а – обе поверхности протравлены; б – обе поверхности подвергнуты диффузии фосфором.

Секционные топограммы снимались для 220 отражения излучения MoK_α в симметричном случае Лауэ в топографической камере КРС.

3. Расчет толщины приповерхностного деформированного слоя

Для определения зависимости толщины тонкой боковой линии от толщины нарушенного слоя, рассмотрим ход лучей в образце (рис.4). Для ясности изображен лишь пучок "В" рис.1, дифрагировавший на нарушенном слое у входной поверхности кристалла.

При малой толщине нарушенного слоя (по сравнению с расстоянием от кристалла до фотопленки) пренебрегаем уширением в нем пучка, дающего на фотопленке изображение тонкой линии. В этом приближении ширина пучка на границе "нарушенный слой – совершенная часть", как видно из рис.4, определяется равенством

$$b = a + 2\delta \operatorname{tg} \theta, \quad (1)$$

где a – ширина освещенной части поверхности, θ – угол Брэгга, δ – толщина нарушенного слоя.

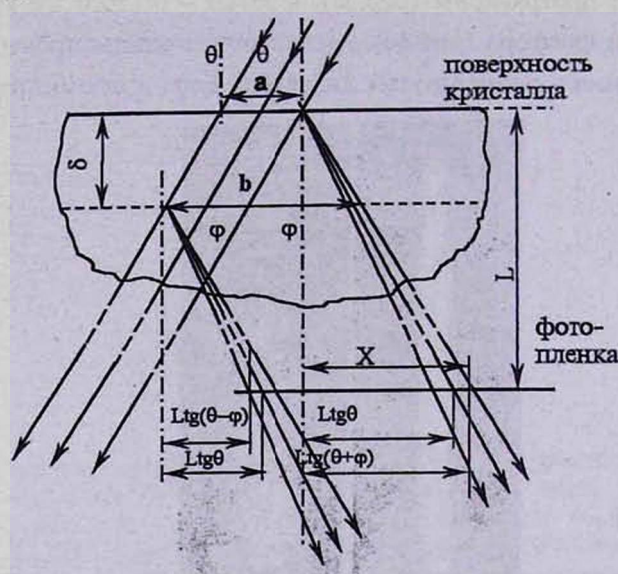


Рис.4. Схема для расчета толщины приповерхностного деформированного слоя.

В дальнейшем, в кристалле, пучок идущий от нарушенного слоя, не участвует в отражении. Из-за некоторого разброса мозаик нарушенного слоя и расходимости падающего излучения, этот пучок будет расходящимся, а его ширина на поверхности фотопленки, установленной параллельно поверхности кристалла на расстоянии L от него, будет

$$X = b + L[\delta \operatorname{tg}(\theta + \varphi) - \operatorname{tg} \theta] + L[\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg}(\theta - \varphi)], \quad (2)$$

где 2φ – расходимость пучка, X – ширина боковой линии на топограмме.

После несложных преобразований из (2) получаем:

$$X = a + 2\delta \operatorname{tg} \theta + L \sin 2\varphi / \cos^2 \theta. \quad (3)$$

Для определения толщины нарушенного слоя кристалла используется эталонный образец – кристалл из того же материала, поверхность которого подвергнута аналогичной обработке (диффузии, шлифовке, ионной имплантации и пр.), причем толщина нарушенного слоя его определяется каким-либо другим, в частности, нарушающим

целостность кристалла методом. Во всем остальном геометрия измерения остается неизменной. Тогда для эталонного образца имеем:

$$X_0 = a + 2\delta_0 \operatorname{tg} \theta + L \sin 2\varphi / \cos^2 \theta, \quad (4)$$

где X_0 — ширина боковой линии на фотопленке, δ_0 — толщина нарушенного слоя эталонного образца.

Из (3) и (4) получаем:

$$\delta = (X - X_0) / 2 \operatorname{tg} \theta + \delta_0. \quad (5)$$

Как видно из формулы (5), мы можем найти толщины приповерхностных деформированных слоев, измерив ширины тонких боковых линий.

Таким образом, преимущество предлагаемого метода сводится к тому, что рентгенографические изображения деформированного состояния поверхностей получаются четко и отдельно от основного секционного изображения, что дает возможность исследовать и определить толщины приповерхностных деформированных слоев прямо, однозначно и с высокой точностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Sakisaka, I. Sumato. Proc. Math. Phys. Soc. Jap., 13, 221 (1931).
2. А.М.Афанасьев, Л.Д.Буйко, Р.М.Имамов, М.В.Ковальчук, В.Г.Кон, Э.Ф.Лобанович. Способ определения профиля распределения структурных искажений в поверхностном слое монокристалла. А. с. СССР, №830206, 1981.
3. N. Kato. Acta geologica (Bratislava), 14, 43 (1968).
4. P. A. Bezirganyan, A. O. Aboyan, A. S. Tumasyan. Cryst. Res. Technol., 23, 893 (1990).

ՄԻԱՔՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՄԵՐՉՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԴԵՖՈՐՄԱՅՎԱԾ
ՇԵՐՏԵՐԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՌԵՆՏԳԵՆԱԳՐԱԿԱՆ ԵՂԱՆԱԿ

Ա.Հ. ԱՐՈՅԱՆ, Ա.Ս. ԹՈՒՄԱՍՅԱՆ

Հետազոտվել է մերձմակերևույթային դեֆորմացված շերտերով հաստ կառույցով միաբյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան: Առաջարկված է այդ շերտերի ռենտգենատեղագրական պատկերները ստանալու և նրանց հաստությունը որոշելու եղանակ:

X-RAY GRAPHIC METHOD FOR DETERMINATION OF THICKNESS OF SUBSURFACE DEFORMED LAYERS IN SINGLE CRYSTALS

A. O. ABOYAN, A. S. TUMASYAN

The diffraction of X-rays in thick perfect single crystals with deformed subsurface layers is investigated. A method to obtain the X-ray topograms and to determine the thickness of these layers is proposed.

УДК 537.531

ЦИКЛИЧЕСКИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ МОНОЛИТНЫЕ ФОКУСИРУЮЩИЕ МОНОХРОМАТОРЫ С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

А.М. РОСТОМЯН¹, Е. ВЬЮРГЕС², В. ГРАЕФФ², Г. МАТЕРЛИК²

¹ Ереванский государственный университет

² DESY-HASYLAB, Гамбург, Германия

(Поступила в редакцию 7 июля 1999 г.)

Исследованы монокристаллические четырехблочные германиевые рентгеновские циклические фокусирующие монохроматоры с высоким разрешением. Приведены экспериментальные данные, полученные при их апробации с помощью синхротронного рентгеновского излучения.

Монокристаллические четырехблочные германиевые рентгеновские циклические монохроматоры (ЦМХ) с высоким разрешением предназначены для использования в разных задачах рентгеновской когерентной оптики. Эти системы подробно описаны в работах [1-3], где они опробованы с помощью обычной рентгеновской трубки с характеристической линией $\text{CoK}_{\alpha 1}$. Здесь мы вкратце опишем основные принципы работы ЦМХ и приведем экспериментальные данные, полученные при их апробации с помощью синхротронного рентгеновского излучения на выходной линии пучка E2 (RÖEMO1) ускорителя DORIS в DESY/HASYLAB (Гамбург, Германия) [4].

Принцип работы ЦМХ основан на последовательных отражениях определенной длины волны от всех блоков ЦМХ с максимальным коэффициентом отражения от всех блоков, при которых пучок поворачивается на 360° за каждый цикл (рис.1). Здесь возможно получить последовательные циклы, а также изменить направление пучка на обратное. С помощью асимметричных отражений ЦМХ могут быть настроены на разные длины волн и может быть достигнута автофокусировка циркулирующего пучка. Входное и выходные окна ЦМХ прорезаны на противоположных блоках, позволяя выходящему пучку распространяться в направлении падающего [5-6].

Для определения общего параметра асимметричности ЦМХ (параметр фокусировки) $\Gamma = (-1)^{\omega} \prod_{n=1}^{\omega} \gamma_n^{-1}$ был применен метод фотографической регистрации (γ_n является параметром асимметрии n -ого блока; $n = 1, 2, \dots, \omega$). Были измерены ширины $\Delta \ell$ выходных пучков и их относительные сдвиги на разных дистанциях.

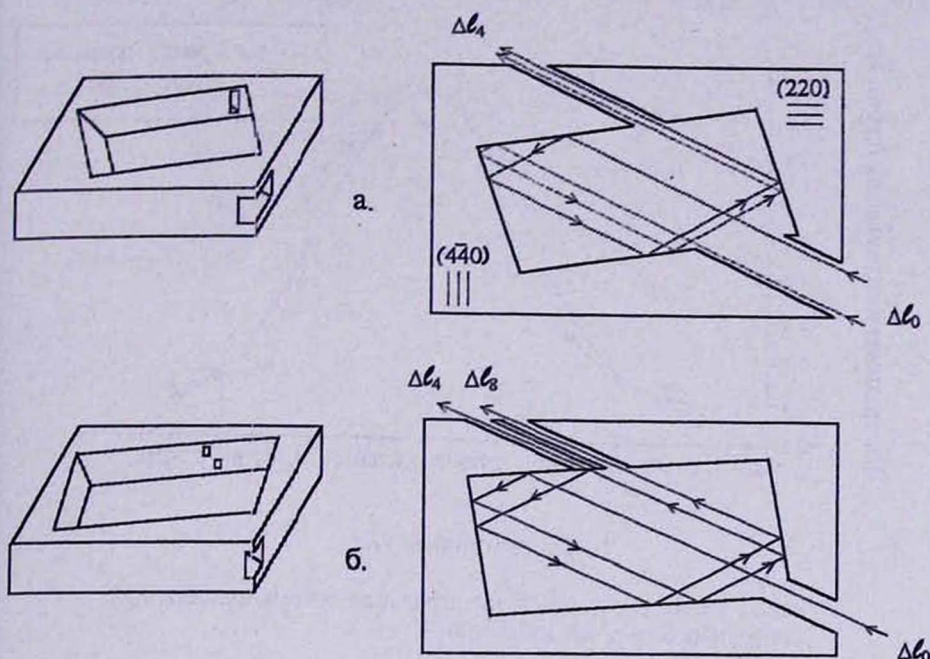


Рис.1. Общий вид двух асимметричных германиевых монокристаллических 4-блочных циклических монохроматоров (ЦМХ_а и ЦМХ_б) и ход автофокусирующихся в них лучей. $\Delta \ell_0$ — ширина входного пучка, $\Delta \ell_4$ и $\Delta \ell_8$ — ширины выходящих из ЦМХ пучков соответственно после первого и второго циклов.

Полученные экспериментальные (экс.1,2,3) и теоретические (теор.) результаты следующие: а) $\Gamma_a^{\text{экс}} = 0,0082$, где $\Gamma_a^{\text{теор}} = 0,0077$, б) $\Gamma_b^{\text{экс}(1)} = 0,180$; $\Gamma_b^{\text{экс}(2)} = 0,204$; $\Gamma_b^{\text{экс}(3)} = 0,206$, где $\Gamma_b^{\text{теор}} = 0,194$.

Угловые распределения интенсивностей выходящих пучков, соответствующих разным энергиям в интервале от 6929,7 eV до 6930,2 eV, с интервалами 0,05 eV измерены с использованием кристалла-анализатора германия с симметричными (220) отражениями.

Была измерена интегральная интенсивность $I(\lambda) = \int I(\theta, \lambda) d\theta$ вы-

ходящего пучка, соответствующего каждой падающей фиксированной длине волны. Данные для ЦМХ₆ после одного цикла приведены на рис.2. Экспериментально регистрируемая спектральная ширина $\Delta\lambda = (10 \pm 0,5) \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ выходящего пучка с полушириной пика $\Delta\lambda_{1/2} = 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ (гауссиан) или $\Delta\lambda_{1/2} = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ (лоренциан), согласуется с теоретически полученными результатами $9,6 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ и $5,2 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$, соответственно.

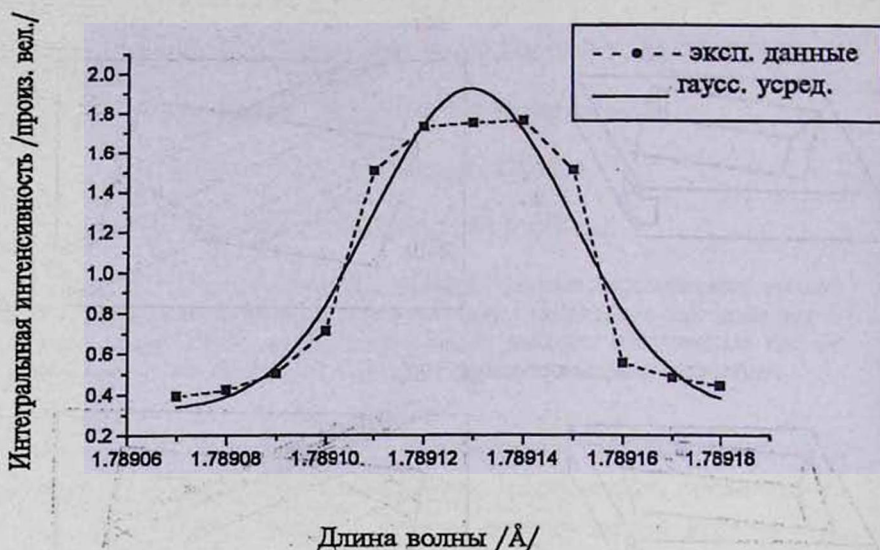


Рис.2. Регистрируемая интегральная интенсивность $I(\lambda)$ для разных значений длин волн.

Наши исследования показали, что используя такие рентгеновские циклические монохроматоры, можно получить монохроматизированные пучки с очень узкой спектральной шириной, что в конечном счете может привести к разработке нового типа рентгеновского резонатора [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Ростомян, П.А.Безирганян. ДАН СССР, 238, №1, 73 (1978).
2. А.Г.Ростомян, П.А.Безирганян. А.с. 714506 (СССР), БИ, 1980, №5.
3. А.Н.Ростомян, Р.Н.Безирганян, А.М.Ростомян. Phys. Stat. Sol.(a), 116, 483 (1989).
4. А.М.Ростомян, J.Wuerge, W.Graeff, and G.Materlik. Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburger Synchrotronstrahlungslabor HASYLAB, Annual Report Part-I, 995 (1997).
5. А.М.Ростомян, А.Н.Ростомян, Р.Н.Безирганян. Phys. Stat. Sol.(a), 116, 493 (1989).

6. A.H.Rostomyan, A.M.Rostomyan. Phys. Stat. Sol.(a), 126, 29 (1991).
7. A.H.Rostomyan, A.M.Rostomyan. Phys. Stat. Sol.(a), 168, №5, 5 (1998).

ՄԵՐ ԼՈՒՐՈՂ ՈՒԺ ՈՒՆԵՅՈՂ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՄԻԱՉՈՒՅԼ ՑԻԿԼԱՅԻՆ ՖՈԿՈՒՍԱՅԻՆՈՂ ՍՈՆՈԲՐՈՍԱՏՈՐՆԵՐ

Ա.Մ.ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, ՅՆ.ՎԵՅՈՒՐԳԵՍ, Վ.ԳՐԱԵՖ, Գ.ՄԱՏԵՐԼԻԿ

Ուսումնասիրված են մեծ լուծող ուժ ունեցող ռենտգենյան միաձույլ քառաբլոկ գերմանիումե ցիկլային ֆոկուսացնող մոնոքրոմատորներ: Բերված են փորձնական տվյալներ, որոնք ստացվել են ռենտգենյան սինքրոտրոն ճառագայթման օգնությամբ:

CYCLIC X-RAY MONOLITHIC HIGH-RESOLUTION FOCUSING MONOCHROMATORS

A.M. ROSTOMYAN, J. WUERGES, W. GRAEFF, G. MATERLIK

X-ray high-resolution monolithic four-block germanium cyclic focusing monochromators are studied. Experimental data obtained with the help of synchrotron X-ray radiation are presented.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Դ.Մ.Սեդրակյան, Դ.Հ.Բադալյան, Ա.Ժ.Խաչատրյան. Էլեկտրոնի ցրումը միաչափ պատահական ցրող կենտրոններից բաղկացած ցանցի վրա.	55
Ա.Հ.Գևորգյան. Պարոբային պարբերական կառուցվածքով միջավայրերում շերտի հաստության փոփոխությունից կախված բևեռացման հարթության պտույտի ճշանի փոփոխության երևույթը.	64
Մ.Մ.Աղասյան, Ա.Ա.Կիրակոսյան. Խառնուրդների կապի էներգիան չափայնորեն քվանտացված ծածկույթով կիսահաղորդչային լարում. Դրեկտրական հաստատունների տարբերության դերը.	74
Ա.Գ.Բազդոկ, Ա.Վ.Շելոյան. Մոլիտոնների մոդուլացված ալիքների լայնական կայունությունը դիսիպացիայի հաշվառումով.	85
Ս.Ա.Բզնունի, Վ.Մ.Ժամկոչյան, Վ.Ռ.Նազարյան, Ա.Հ.Խոսրովերդյան. Արագացուցիչներով կառավարվող երկոռակտորային ենթակրիտիկական համակարգերի պարամետրերը.	90
Ա.Հ.Արդյան, Ա.Ս.Թումասյան. Միաբյուրեղային մերձակերտության դեֆորմացված շերտերի հաստության որոշման ռեմոգենագրական եղանակ.	100
Ա.Մ.Ուստումյան, Յո.Վյուրգես, Վ.Գրահեֆ, Գ.Մատերլիկ. Մեծ լուծող ուժ ունեցող ռեմոգենյան միածույլ ցիկլային ֆոկուսացնող մոնոքրոմատորներ.	106

CONTENTS

D.M.Sedrakian, D.H.Badalyan, A.Zh.Khachatrian. Electron scattering on the one-dimensional chain from random potentials.	55
A.H.Gevorgian. Effect of polarization plane rotation sign change with the layer thickness in the media with a helical periodical structure.	64
M.M.Aghasyan, A.A.Kirakosyan. Binding energy of impurity in a size quantized coated semiconductor wire: role of the dielectric-constant mismatch.	74
A.G.Bagdoev, A.V.Shekoyan. Transversal stability of solitons and modulation waves with allowance for dissipation.	85
S.A.Bznouni, V.M.Zhamkochyan, V.R.Nazaryan, A.G.Khudaverdyan. On the parameters of bireactor subcritical complexes driven by accelerators.	90
A.O.Aboyan, A.S.Tumasyan. X-ray graphic method for determination of thickness of subsurface deformed layers in single crystals.	100
A.M.Rostomyan, J.Wuerger, W.Graeff, G.Materlik. Cyclic X-ray monolithic high-resolution focusing monochromators.	106

СОДЕРЖАНИЕ

Д.М.Седракян, Д.А.Бадалян, А.Ж.Хачатрян. Рассеяние электрона на одномерной цепочке из случайных рассеивателей.	55
А.А.Геворкян. Эффект изменения знака вращения плоскости поляризации при изменении толщины слоя в средах со спиральной периодической структурой.	64
М.М.Агасян, А.А.Киракосян. Влияние различия диэлектрических постоянных на энергию связи в размерно-квантованной полупроводниковой проволоке с покрытием.	74
А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян. Поперечная устойчивость солитонов и волн модуляций с учетом диссипации.	85
С.А.Бзнуни, В.М.Жамкочян, В.Р.Назарян, А.Г.Худавердян. О параметрах двухреакторных подкритических систем, управляемых ускорителями.	90
А.О.Абоян, А.С.Тумасян. Рентгенографический способ определения толщины приповерхностных деформированных слоев монокристаллов.	100
А.М.Ростомян, Е.Вьургес, В.Граефф, Г.Матерлик. Циклические рентгеновские монолитные фокусирующие монохроматоры с высоким разрешением.	106

Заказ №038. Тираж 150.

Сдано в набор 15.03.2000. Подписано к печати 21.04.2000.

Печ. л. 3,75. Бумага КУМ-ultra. Цена договорная.

Типография Издательства "Гитутюн", НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.