ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

40, N4, 2005

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ
40

№ 4

ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН
2005

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

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

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

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

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.235-238 (2005)

УДК 621.315

ТОЧНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ СУММ И ФИШЕРОВСКИЕ НУЛИ АНИЗОТРОПНО-СПИНОВОЙ И КАЛИБРОВОЧНОЙ МОДЕЛЕЙ ПОТТСА

В.С. ПОГОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Рассмотрены точные выражения статистических сумм и распределения фишеровских нулей анизотропно-спиновой модели Поттса с числом состояний q и калибровочной модели Изинга с двухквадратным представлением действия. Исследованы анизотропные лестничные графы (решетки) с разными граничными условиями и, в частности, цилиндр, тороид и бутылка Клейна с шириной 2.

Изучение калибровочных моделей на решетках – один из основных методов получения физических результатов вне рамок теории возмущений. Калибровочная теория на решетке была впервые сформулирована в 1974 г. Вильсоном [1]. Обзор решеточных калибровочных моделей и их применение в КХД были сделаны Когутом [2], а топологические аспекты, дуальность к спиновым моделям, самодуальность и другие вопросы калибровочной модели Поттса исследованы в [3-9]. Рассмотренная $Z(q)$ группа симметрии калибровочной модели является центром группы $SU(q)$ и поэтому играет важную роль в явлении заточения кварков (обнаружен фазовый переход первого рода “конфайнмент-деконфайнмент”) [4]. Спиновая же модель, фишеровские нули и комплексные фазовые переходы исследованы, например, в [9-12].

Рассмотрим сначала спиновую модель Поттса с числом состояний q, определенную на двумерной квадратной решетке. Гамильтониан такой модели имеет вид

$$-\beta H = K_1 \sum_{<i,j>} \delta(\sigma_i,\sigma_j) + K_2 \sum_{<i,k>} \delta(\sigma_i,\sigma_k), \qquad (1)$$

где $\sigma_i = 1,2\ldots q$ – спиновые переменные на $i = 1,2\ldots n$ узлах решетки. Первое суммирование ведется по всем горизонтальным, а второе – по всем вертикальным взаимодействиям. Статистическую сумму можно записать в виде

$$Z = \sum_{\{\sigma\}} e^{-\beta H} = \sum_{\{\sigma\}} \left(\prod_{<i,j>} (1+\nu_1\delta)(\sigma_i,\sigma_j) \right) \left(\prod_{<i,k>} (1+\nu_2\delta)(\sigma_i,\sigma_k) \right), \qquad (2)$$

где $\nu_1 = e^{K_1} - 1$ и $\nu_2 = e^{K_2} - 1$. Каждой решетке соответствует граф $G=(V,E)$ с множеством вершин V и множеством ребер E. Допустим, что $G' = (V, E')$, $E' \subseteq E$ есть подграф графа G. Суммировани ем по спиновым переменным статистическую сумму можно представить в виде суммы по всем подграфам

$$Z(G, q, \nu_1, \nu_2) = \sum_{G' \subseteq G} q^{k(G')} \nu_1^{e_1(G')} \nu_2^{e_2(G')} . \tag{3}$$

Здесь $k(G')$ – число связанных компонент, $e_1(G')$ – число горизонтальных, а $e_2(G')$ – число вертикальных ребер. Заметим, что для конечных графов G эта сумма есть многочлен от переменных q, ν_1 и ν_2. Далее можно обобщить эти переменные, допуская, что они комплексные числа. Для исследования фазовых переходов интересно рассмотреть нули статистической суммы в пространстве $\{q, \nu_1, \nu_2\} \in C^3$. Используя рекурсивные свойства представления (3), была получена система линейных рекуррентных уравнений. Решение этой системы дает аналитические выражения статистических сумм спиновой модели Поттса для анизотропных лестниц с разными граничными условиями. Получается

$$Z(G, q, \nu_1, \nu_2) = \sum_{i=q}^{6} c_i \lambda_i^n , \tag{4}$$

где n – длина решетки,

$$\lambda_1 = \nu_1^2, \tag{5}$$

$$\lambda_2 = \nu_1 (q + \nu_1), \tag{6}$$

$$\lambda_{3,4} = \frac{\nu_1}{2}\left(q + 2\nu_1 + 2\nu_2 + \nu_1\nu_2 \pm \sqrt{(q + 2\nu_1 + 2\nu_2 + \nu_1\nu_2)^2 - 4\nu_1 (1+\nu_2)(q+\nu_1)}\right), \tag{7}$$

$$\begin{aligned}\lambda_{5,6} = \frac{1}{2}\Big(& q^2 + 2q\nu_1 + 2\nu_1^2 + q\nu_2 + 2\nu_1\nu_2 + \nu_1^2\nu_2 \pm \\ & \pm\sqrt{(q^2 + 2q\nu_1 + 2\nu_1^2 + q\nu_2 + 2\nu_1\nu_2 + \nu_1^2\nu_2)^2 - 4\nu_1^2 (1+\nu_2)(q+\nu_1)^2}\Big)\end{aligned} \tag{8}$$

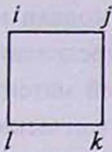
и $\{c_1 = q^2 - 3q + 1,\ c_2 = c_3 = c_4 = q - 1,\ c_5 = c_6 = 1\}$ для циклических граничных условий, а для ленты Мебиуса – $\{c_1 = -1,\ c_2 = 1 - q,\ c_3 = c_4 = q - 1,\ c_5 = c_6 = 1\}$. Отметим, что в случае изотропных лестниц $(\nu_1 = \nu_2)$ эти результаты совпадают с результатами Р.Шрока [10].

Теперь рассмотрим калибровочную модель Изинга с двухквадратным представлением действия для тороидальных решеток. Допустим, что решетка имеет N частиц и $2N$ ребер. Тогда действие имеет вид

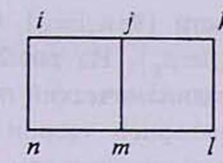
$$S(\beta_p, \beta_g) = \beta_p \sum_{\square} U_{\square} + \beta_g \sum_{\square\square} U_{\square\square} . \tag{9}$$

Первая сумма ведется по всем N квадратам решетки, а вторая – по всем $2N$ прямоугольникам с размерами 2×1 (рис.1). Здесь

$$U_{ij} \in Z(2), \quad Z(q) = \left\{ e^{\frac{2i\pi}{q}k}, \quad k = 1, 2, \ldots q \right\} \tag{10}$$



$$U_{\square} = U_{ij}U_{jk}U_{kl}U_{li}$$



$$U_{\square\square} = U_{ij}U_{jk}U_{kl}U_{lm}U_{mn}U_{ni}$$

Рис.1. Пример квадрата и прямоугольника на решетке.

суть калибровочные переменные на ребре ij. Действие инвариантно относительно калибровочных преобразований

$$U_{ij} \to s_i^{-1} U_{ij} s_j \tag{11}$$

для произвольных $s_i \in Z(2)$ (см. [1,8]). Теперь на дуальной решетке построим спиновую модель Изинга со спинами $\mu_\alpha = U_\square$. Тогда

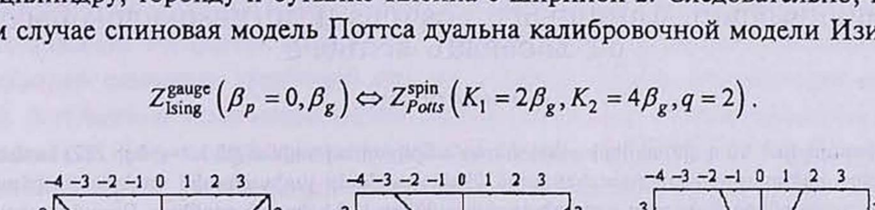
$$Z_{\rm Ising}^{\rm gauge}\left(\beta_p, \beta_g\right) = \sum_{\{U\}} e^{S(\beta_p, \beta_g)} = 2^N \sum_{\{\mu\}} e^{\beta_p \sum_\alpha \mu_\alpha + \beta_g \sum_{<\alpha,\beta>} \mu_\alpha \mu_\beta} = 2^N Z_{\rm Ising}^{\rm spin}\left(\beta_p, \beta_g\right). \tag{12}$$

Коэффициент появляется из-за калибровочной инвариантности, поскольку каждой спиновой конфигурации соответствует 2^N калибровочных состояний с одинаковыми действиями. С другой стороны,

$$Z_{Potts}^{\rm spin}\left(K_1^{Potts} = 2K_1^{\rm Ising}, K_2^{Potts} = 2K_2^{\rm Ising}, q = 2\right) \Leftrightarrow Z_{\rm Ising}^{\rm spin}\left(K_1^{\rm Ising}, K_2^{\rm Ising}\right). \tag{13}$$

Если $K_2 = 2K_1$, то лестницы со свободным, циклическим и обратным (лента Мебиуса) граничными условиями становятся эквивалентными соответственно цилиндру, тороиду и бутылке Клейна с шириной 2. Следовательно, в данном случае спиновая модель Поттса дуальна калибровочной модели Изинга

$$Z_{\rm Ising}^{\rm gauge}\left(\beta_p = 0, \beta_g\right) \Leftrightarrow Z_{Potts}^{\rm spin}\left(K_1 = 2\beta_g, K_2 = 4\beta_g, q = 2\right). \tag{14}$$



а б в

Рис.2. Фишеровские нули: а) спиновая модель Поттса, $q = 2, v_2 = v_1(v_1 + 2)$ (тороид с шириной 2), б) спиновая модель Поттса, $q = 2, v_1 = v_2$ (изотропная лестница), в) калибровочная модель Изинга, $\beta_p = 0$ (тороид с шириной 2).

Имея статистическую сумму спиновой модели, можно исследовать калибровочную модель. Для примера рассмотрим фишеровские нули спиновой модели на комплексной плоскости $\{\operatorname{Re}\nu_1, \operatorname{Im}\nu_1\}$ и калибровочной модели на комплексной плоскости $\{\operatorname{Re}\beta_g, \operatorname{Im}\beta_g\}$. Из рис.2 видно, что распределение фишеровских нулей имеет термодинамический предел. Этот важный математический результат из комбинаторной теории графов имеет физический смысл. Оказывается, что в термодинамическом пределе фишеровские нули находятся на линиях комплексных фазовых переходов. В частности, виден реальный фазовый переход в нулевой точке. Заметим, что в данном случае распределение фишеровских нулей не зависит от граничных условий.

Автор выражает благодарность Н.С.Ананикяну за предложенную тему, ценные консультации и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **K.Wilson.** Phys. Rev. D, **10**, 2445 (1974).
2. **J.Kogut.** Univ. of Illinois preprint, **ILL-(TH)-82-46** (1982).
3. **N.S.Ananikyan, N.Sh.Izmailyan.** Phys. Lett. B, **151**, 142 (1985).
4. **N.S.Ananikyan, N.Sh.Izmailian.** Nucl. Phys., **56**, 216 (1993).
5. **N.S.Ananikyan, R.R.Shcherbakov.** J. Phys. A, **27**, 140 (1994).
6. **N.S.Ananikyan, R.R.Shcherbakov.** Phys. Lett. A, **200**, 27 (1995).
7. **N.S.Ananikyan, R.G.Ghulghazaryan, N.Sh.Izmaillian, R.R.Shcherbakov.** Phys. Rev. E, **60**, 5106 (1999).
8. **L.Turban.** J. Phys. A, **17**, 419 (1984).
9. **F.Y.Wu.** Rew. Mod. Phys., **54**, 241 (1982).
10. **R.Shrock.** Physica A, **283**, 388 (2000).
11. **S.-C.Chang, R.Shrock.** ArXiv:math-ph/0112061, **2** (2002).
12. **H.Whitney.** Ann. of Math., **33**, 688 (1932).

ՓՈԹՍԻ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԵՎ ՉԱՓԱՐԿԱՅԻՆ ՄՈԴԵԼՆԵՐԻ ՎԻՃԱԿԱԳՐԱԿԱՆ ԳՈՒՄԱՐՆԵՐԻ ՃՇՏԳՐԻՏ ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ՖԻՇԵՐՅԱՆ ԶՐՈՆԵՐԸ

Վ.Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Դիտարկված են q վիճակների թվով Փոթսի անիզոտրոպ սպինային և Իզինգի Z(2) համաչափությամբ գործողության երկքառակուսային ներկայացմամբ չափարկային մոդելների վիճակագրական գումարների ճշտգրիտ արտահայտությունները և Ֆիշերյան զրոները: Ուսումնասիրված են տարբեր եզրային պայմաններով անիզոտրոպ աստիճան գրաֆներ (ցանցեր) և մասնավորապես 2 լայնությամբ գլան, տո[illegible] և Քլեյնի շիշ:

EXACT PARTITION FUNCTIONS AND FISHER ZEROES FOR ANIZOTROPIC SPIN AND GAUGE POTTS MODELS

V.S. POGHOSYAN

The exact partition functions and Fisher zeroes for anisotropic q-state Potts spin model and Ising gauge model with double plaquette representation of the Z(2) symmetric action are considered. The anisotropic ladders with different boundary conditions are studied. The 2-leg toroids, which are a special case of anisotropic ladders, are also investigated.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.239-243 (2005)

УДК 535.14

ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРЕПУТАННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.О. АДАМЯН[1,2], Г.Ю. КРЮЧКЯН[1,2]

[1]Ереванский государственный университет

[2]Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 октября 2004 г.)

Показано, что невырожденный оптический параметрический генератор под действием периодической последовательности лазерных импульсов генерирует световые пучки, удовлетворяющие условию сильной перепутанности. Исследованы импульсные режимы, при которых степень квантовой перепутанности наибольшая.

1. Перепутанные состояния световых пучков играют важную роль в развитии физических областей квантовой обработки и передачи информации, в которых информация записывается на коррелированных амплитудах оптических полей [1-3]. Большинство попыток создания практических схем в этих областях упирается в проблему генерации и измерения световых полей с высокой степенью квантовой перепутанности. Одним из наиболее известных источников получения перепутанных световых пучков является невырожденный оптический параметрический генератор (НОПГ) [4-9]. Другим является источник, основанный на интерференции двух пучков света, полученных в оптическом вырожденном параметрическом генераторе [1,10].

В предыдущей работе авторов [11] показано, что использование модулированного по времени лазерного поля накачки вместо непрерывного, стационарного лазерного поля существенно улучшает степень перепутанности излучения НОПГ. Настоящая работа является продолжением этой работы. В ней показано, что качественное улучшение степени перепутанности имеет место также для НОПГ под действием периодической последовательности лазерных импульсов. Как известно [12], интегральное двухмодовое сжатие, которое характеризует степень перепутанности для систем с непрерывными переменными, для обычного НОПГ под действием стационарного лазерного поля достигает только 50% относительно уровня вакуумных флуктуаций электромагнитного поля. Как будет показано ниже, в НОПГ под действием периодической последовательности лазерных импульсов степень сжатия может быть намного ниже уровня 50%.

2. Рассмотрим схему НОПГ (см. рис.1) с фазовым синхронизмом второго рода $(\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1)$ в круговом оптическом резонаторе, содержащем три резонансные моды: моду накачки на частоте ω_3 и две ортогонально-поляризованные моды субгармоник на частоте $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3/2$. Мода ω_3 возбуждается периодической последовательностью лазерных импульсов частоты $\omega_L = \omega_3$, длительности T_1 и с интервалами между импульсами, равными T_2.

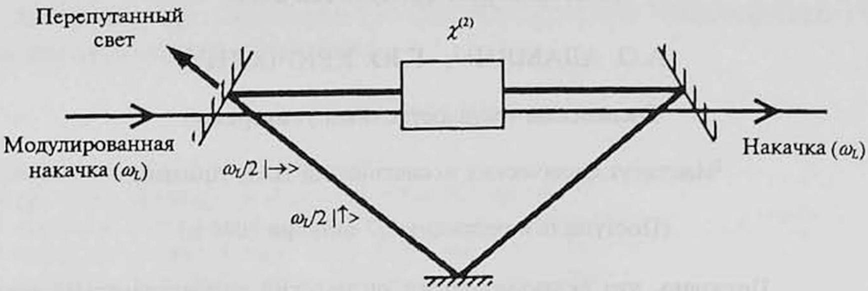


Рис.1. Принципиальная схема НОПГ в режиме быстрого затухания моды накачки, при $\gamma_3 >> \gamma$.

Приведем некоторые результаты для НОПГ под действием поля накачки с амплитудой, модулированной по времени периодическим образом: $f(t) = f(t+T)$. Как показано в [13], система имеет пороговое поведение, которое характеризуется усредненной по периоду модуляции амплитудой $\overline{f(t)} = (1/T)\int_0^T f(t)\,dt$. Пороговое значение средней амплитуды равно $f_{th} = \gamma\gamma_3/k$, где $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$ и γ_3 – постоянные затухания мод субгармоник и моды накачки, соответственно, а постоянная k определяет эффективность процесса деления частоты в $\chi^{(3)}$ среде, помещенной в резонатор. В режиме генерации выше порога $\overline{f} > f_{th}$ среднее число фотонов субгармоник $n(t) = n_1(t) = n_2(t)$ для времен, превышающих переходной режим $t >> \gamma^{-1}$, равно

$$n^{-1}(t) = 2\lambda \int_{-\infty}^{0} \exp\left(2\int_{0}^{\tau}\left(\varepsilon(t'+t) - \gamma\right)dt'\right)d\tau\,, \qquad (1)$$

где $\varepsilon(t) = f(t)k/\gamma_3$, $\lambda = k^2/\gamma_3$.

Дисперсии суммы и разности квадратурных амплитуд $X_k = X_k(\Theta_k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(a_k^+ e^{-i\Theta_k} + a_k e^{i\Theta_k}\right)$, $Y_k = Y_k(\Theta) = X_k\left(\Theta_k - \frac{\pi}{2}\right)$, $(k = 1,2)$, выражаемых через бозонные операторы рождения и уничтожения $(a_{1,2}^+, a_{1,2})$ мод субгармоник, для случая симметричного НОПГ $(\gamma = \gamma_1 = \gamma_2)$ равны друг другу: $V = V(X_1 - X_2) = V(Y_1 + Y_2)$, где $V(X) = \langle X^2\rangle - \langle X\rangle^2$, и при $t >> \gamma^{-1}$ имеют следующий вид:

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

Здесь квантовое усреднение дисперсий ведется по матрице плотности после-релаксационного состояния системы. Этот результат справедлив для обоих режимов генерации. Для режима ниже порога, $\overline{f}<f_{th}$, в (2) следует подставить $n=0$. Результаты (1) и (2) получены для произвольной формы амплитуды поля с периодической модуляцией, при условии, что $f(t)$ – действительная функция.

3. Рассмотрим конкретные данные для периодической последовательности прямоугольных импульсов с длительностью T_1 и высотой f_L. В этом случае средняя по периоду модуляции амплитуда равна $\overline{f}=f_L T_1/(T_1+T_2)$ и пороговое условие приобретает вид $f_L T_1>(\gamma\gamma_3/k)(T_1+T_2)$. Типичные результаты вычислений по формулам (1) и (2) приведены на рис.2 для важного случая, когда длительность импульсов намного меньше временного интервала между ними, $T_1 \ll T_2$. Для экспериментального значения $\gamma=10^6$ с$^{-1}$ временные характеристики импульсов выбраны следующими: $T_1=10^{-8}$ с, $T_2=10^{-6}$ с.

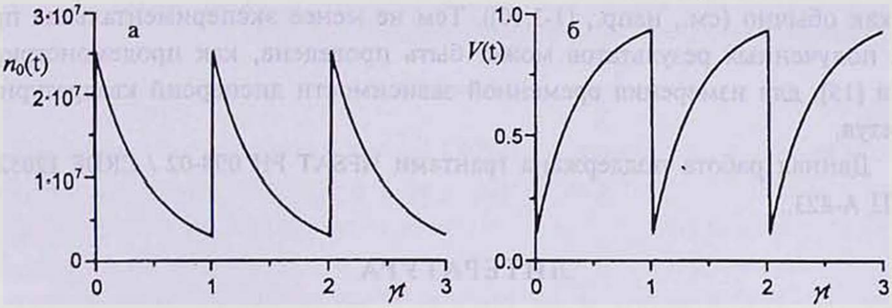


Рис.2. Зависимость среднего числа фотонов (а) и дисперсии квадратурных амплитуд (б) от безразмерного времени для следующих параметров: $k/\gamma=5\cdot10^{-4}$, $\gamma_3/\gamma=25$, $T_1=0{,}01\gamma^{-1}$, $T_2=\gamma^{-1}$, $\bar{f}=1{,}1f_{th}$.

Приведем физическую интерпретацию полученных результатов. Легко видеть из рис.2а, что среднее число фотонов в моде очень резко возрастает в течение импульсов и далее уменьшается в интервалах между импульсами вследствие затухания мод в резонаторе. В рассмотренном режиме, когда поле накачки лишь немного превышает порог ($\bar{f}=1{,}1f_{th}$), временная зависимость затухания мод близка к экспоненциальной. Как видно из (2), эта зависимость – чисто экспоненциальная в режиме ниже порога, $n=0$. Из рис.2б следует, что для рассматриваемых параметров условие слабого перепутывания, которое формулируется обычно [14] как подавление квантовых флуктуаций квадратурных амплитуд ($V<1$), имеет место для произвольных временных интервалов. Однако здесь получен также примечательный результат, что дисперсия становится намного меньше уровня 0,5 для областей максимального числа фотонов. В этих областях выполняется условие сильной перепутанности $V<1/4$ [4].

Сильная перепутанность имеет место для нестационарного режима, когда $T_1 << \gamma^{-1}$ и, следовательно, диссипативные эффекты в динамике мод субгармоник НОПГ пока еще несущественны. Чтобы проиллюстрировать эти результаты аналитически, рассмотрим минимальные значения дисперсии $V_{\min}$ для частного простого случая генерации вблизи порога при $T_1 << T_2$. Из формулы (2) можно получить следующий результат:

$$V_{\min} = e^{-2\varepsilon_L T_1} \frac{1-e^{-2\gamma T_2}}{1-e^{-2\gamma T_2 - 2\varepsilon_L T_1}}, \tag{3}$$

где $\varepsilon_L = f_L k/\gamma_3$. Легко видеть, что $V_{\min}$ уменьшается, т.е. степень перепутанности увеличивается с ростом параметра $\varepsilon_L T_1$.

В заключение отметим, что приведенная схема приводит к генерации пульсирующего света с высокой степенью перепутанности в присутствии диссипации и вынужденных эффектов. Другое существенное отличие полученных результатов состоит в том, что результаты для сжатия флуктуации квадратурных амплитуд приведены во временной области, но не в спектральной, как обычно (см., напр., [1-3,10]). Тем не менее экспериментальная проверка полученных результатов может быть проведена, как продемонстрировано в [15], для измерения временной зависимости дисперсий квадратурных амплитуд.

Данная работа поддержана грантами NFSAT PH 098-02 / CRDF 12052 и МНТЦ A-823..

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Furusawa, J.L.Sorensen, S.L.Braunstein, C.A.Fuchs, H.J.Kimble, E.S.Polzik**. Science, **282**, 706 (1998).
2. **F.Grosshaus, P.Grangier**. Phys. Rev., **A 64**, 010301 (2001).
3. **Ch.Silberhorn, P.K.Lam, O.WeiЯ, F.Kцnig, N.Korolkova, G.Leuchs**. Phys. Rev. Lett., **86** 4267 (2001).
4. **M.D.Reid, P.D.Drummond**. Phys. Rev. Let., **60**, 2731 (1988); **M.D.Reid**. Phys. Rev., **A 40**, 913 (1989); **P.D.Drummond, M.D.Reid**. Phys. Rev., **A 41**, 3930 (1990).
5. **Z.Y.Ou, S.F.Pereira, H.J.Kimble, K.C.Peng**. Phys. Rev. Lett., **68**, 3663 (1992); **S.F.Pereira, Z.Y.Ou, H.J.Kimble**. Phys. Rev., **A 62**, 042311 (2002).
6. **Y.Zhang** et al. Phys. Rev., **A 62**, 023813 (2000); **X.Li** et al. Phys. Rev. Lett., **88**, 047904 (2002).
7. **S.Feng, D.Pfister**. J. Opt. B, Quantum Semiclass. Opt., **5**, 262 (2003); Phys. Rev. Lett., **92**, 203601 (2004).
8. **H.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan**. Phys. Rev., **A 69**, 053814 (2004).
9. **L.Longchambon, J.Laurat, T.Condrean, C.Fabre**. quanth-ph /0310036, quanth-ph/ 0311123.
10. **W.P.Bowen, N.Treps, B.C.Buchler, R.Schnabel, T.C.Ralph, H.Bachor, T.Symul, P.K.Lam**. Phys. Rev., **A 67**, 032302 (2003).
11. **А.О.Адамян, Г.Ю.Крючкян**. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 234 (2004).
12. **G.Yu. Kryuchkyan, L.A.Manukyan**. Phys. Rev., **A 69**, 013813 (2004); **K.Dechoum** et al. quanth-ph / 0310129.

13. А.О.Адамян. Изв. НАН Армении, Физика, 39, 234 (2004).
14. L.M.Duan et al. Phys. Rev. Lett., 84, 2722 (2000); R.Simon. Phys. Rev. Lett., 84, 2726 (2000).
15. F.Grosshans et al. Nature, 421, 238 (2003); I.Wenger et al., Opt. Lett., 29, 1267 (2004).

ԽՃՃՎԱԾ ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՓՆՋԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՀԱՋՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ

Հ.Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Գ.Յու. ԿՐՅՈՒՉԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ օպտիկական պարամետրական օսցիլյատորը պարբերական հաջորդականությամբ լազերային իմպուլսների ներքո ճառագայթում է խճճվածության բարձր աստիճանով օժտված լուսային փնջեր: Հետազոտված են իմպուլսային ռեժիմներ, որոնց ժամանակ խճճվածության աստիճանը առավելագույնն է:

GENERATION OF ENTANGLED LIGHT BEAMS BY PERIODIC SEQUENCE OF LASER PULSES

H.H. ADAMYAN, G.Yu. KRYUCHKYAN

A nondegenerate optical parametric oscillator under action of a periodic sequence of laser pulses is considered. It is shown that the system generates strongly entangled light beams. The regimes of the maximal degree of entanglement are analyzed.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.244-247 (2005)

УДК 537.8

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ТОРОИДАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Т.А. АРУТЮНЯН[1], Д.К. КАЛАНТАРЯН[1,2]

[1]Ереванский государственный университет

[2]Центр синхротронного излучения CANDLE

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Рассмотрена проблема собственных колебаний в тороидальном резонаторе в системе координат, связанной с траекторией частицы. Показано, что в такой системе в волновом уравнении одна переменная сразу разделяется, а для других переменных получается дифференциальное уравнение 2-го порядка, которое надо решать численными методами. Показано также, что в тороидальных резонаторах существуют волны *E*- и *H*-типов.

1. Введение

Тороидальные резонаторы представляют интерес как в ускорительной физике и физике заряженных частиц, так и в термоядерных реакторах, так называемых токамаках. Но тор – сложный геометрический объект, и в нем очень сложно определить поля, зависящие от источников возбуждения. Для определения этих полей необходимо найти собственные функции тороида. Сложность состоит в выборе подходящей системы координат. В [1] задача решена в тороидальной системе координат, где уравнение Гельмгольца не допускает разделения переменных. Там разделение переменных достигается искусственным путем – внесением в тороид неоднородной среды. Далее собственные электромагнитные поля определяются из решений уравнения Гельмгольца применением метода равномерной коротковолновой асимптотики [2]. В настоящей работе задача рассматривается в координатной системе, связанной с траекторией частицы.

2. Коэффициенты Ламэ в "квазитороидальной" системе координат

Для нахождения собственных колебаний в тороидальном резонаторе воспользуемся "квазитороидальной" системой координат. В этой системе одну ось (s) в каждой точке траектории частицы возьмем вдоль касательной к этой точке. Другие две координаты выберем в перпендикулярной к траектории плоскости, или как декартовые координаты (x,y), или как полярные координаты (r,φ). Самый удобный подход для нахождения коэффицентов Ламэ в этой системе – это определение элемента длины [3]. Из рис.1 видно, что квадрат расстояния между двумя бесконечно близкими точками $P(x, y, s)$ и $Q(x+dx, y+dy, s+ds)$ равен $dL^2 = dx^2 + dy^2 + dl^2$. Так как $ds = R\,d\alpha$ и $dl = \left(R+x\right)d\alpha$ (где R – радиус кривизны), то $dl = (1+\rho x)ds$, где величина $\rho = 1/R$ – кривизна. Таким образом, $dL^2 = dx^2 + dy^2 + (1+\rho x)^2\,ds^2$, и в системе (x, y, s) будем иметь для коэффициентов Ламэ:

$$h_x = h_y = 1\,, \quad h_s = 1 + \rho x h\,. \tag{1}$$

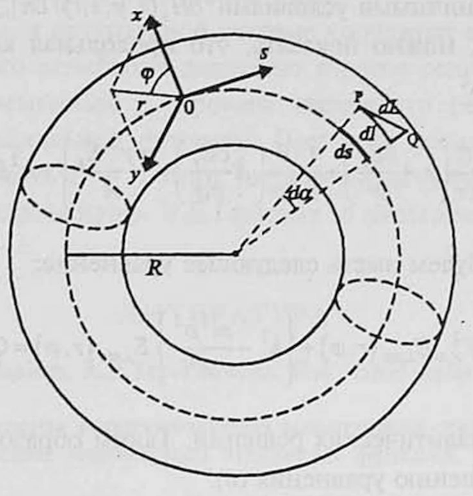


Рис.1. “Квазитороидальная” система координат.

Так как $x = r\cos\varphi$, $y = r\sin\varphi$, то в системе (r,φ,s) будем иметь $dL^2 = dr^2 + r^2 d\varphi^2 + (1+\rho\, r\cos\varphi)^2\,ds^2$ и, следовательно,

$$h_r = 1, \quad h_\varphi = r\,, \quad h_s = 1 + \rho\, r\cos\varphi\,. \tag{2}$$

3. Собственные электромагнитные поля в тороидальном резонаторе

В тороидальном резонаторе с круглым поперечным сечением решение уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}, \qquad \operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t} \tag{3}$$

в системе координат (r,φ,s) ищем в виде

$$\mathbf{E},\mathbf{H}(r,\varphi,s,t) = \mathbf{E},\mathbf{H}(r,\varphi),\ \ \mathbf{H}(r,\varphi)(e^{i\gamma s} + e^{-i\gamma s})e^{-i\omega t} \quad (\gamma = m\rho;\ m = 0,1,2,\ldots). \tag{4}$$

Так как $\partial\mathbf{E},\mathbf{H}/\partial t = i\omega\,\mathbf{E},\mathbf{H}$; $\partial\mathbf{E},\mathbf{H}/\partial s = -\gamma\,\mathrm{tg}\,\gamma s\,\mathbf{E},\mathbf{H}$, то выражая в уравнении (3) все компоненты полей по E_s, для E-типов волн ($E_s \neq 0$, $H_s = 0$) имеем следующие соотношения:

$$E_r = -\frac{\gamma}{\gamma^2 \operatorname{tg}^2 \gamma s + k^2 A^2} \frac{\partial}{\partial r}[AE_s], \qquad H_r = -\frac{ikA}{\gamma^2 \operatorname{tg}^2 \gamma s + k^2 A^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi}[AE_s],$$

$$E_\varphi = -\frac{\gamma}{\gamma^2 \operatorname{tg}^2 \gamma s + k^2 A^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi}[AE_s], \quad H_\varphi = -\frac{ikA}{\gamma^2 \operatorname{tg}^2 \gamma s + k^2 A^2} \frac{\partial}{\partial r}[AE_s], \tag{5}$$

$$E_s = E_{\perp ms}(r,\varphi)\left(e^{i\gamma s} + e^{-i\gamma s}\right)e^{-i\omega t}, \qquad H_s = 0,$$

с граничными условиями $E_s(r,\varphi,s,t)\big|_{r=a} = 0$, где $A = 1 + \rho r \cos\varphi$, а a – малый радиус тора. Подобным образом получим соотношения для волн H-типа $(E_s = 0,\ H_s \neq 0)$ с граничными условиями $\partial H_s(r,\varphi,s,t)/\partial n\,|_{r=a} = 0$.

Учитывая (5), можно показать, что продольная компонента E_s удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{rA}\left\{\frac{\partial}{\partial r}\left(rA\frac{\partial E_s}{\partial r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(A\frac{\partial E_s}{\partial \varphi}\right) - \frac{r\gamma^2 E_s}{A}\right\} + k^2 E_s = 0,$$

откуда для $E_\perp(r,\varphi)$ будем иметь следующее уравнение:

$$\nabla^2_{r,\varphi} E_{\perp ms}(r,\varphi) + \left\{k^2 - \frac{m^2\rho^2}{A^2}\right\} E_{\perp ms}(r,\varphi) = 0, \tag{6}$$

которое не имеет аналитических решений. Таким образом, проблема сводится к численному решению уравнения (6).

В заключение рассмотрим тороидальный резонатор с прямоугольным поперечным сечением. Воспользуемся системой (x,y,s), где волновое уравнение для компоненты E_s имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 E_s}{\partial x^2} + \frac{\rho}{A}\frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{\partial^2 E_s}{\partial y^2} + \frac{1}{A^2}\frac{\partial^2 E_s}{\partial s^2} + k^2 E_s = 0. \tag{7}$$

В (7) переменные разделяются:

$$E_s(x,y,s) = X(x)Y(y)Z(s), \tag{8}$$

где

$$X(x) = C_1 J_m\left(\frac{k_x}{\rho}(1+\rho x)\right) + C_2 N_m\left(\frac{k_x}{\rho}(1+\rho x)\right); \quad Y(y) = \begin{matrix}\cos k_y y\\ \sin k_y y\end{matrix}; \quad Z(s) = \begin{matrix}\cos\gamma s\\ \sin\gamma s\end{matrix}. \tag{9}$$

В (9) C_1 и C_2 – произвольные постоянные, $\gamma = m\rho$, $m = 0, 1, 2, \ldots$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, J_m и N_m – функции Бесселя и Неймана, соответственно.

Тогда для волн E-типа имеем

$$E_x = -\frac{\gamma A}{\gamma^2 \operatorname{tg}^2 \gamma s + k^2 A^2} \left[\frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{1}{\rho} E_s \right], \qquad H_x = -\frac{k n A^2}{\gamma^2 \operatorname{tg}^2 \gamma s - k^2 A^2} E_s ,$$

$$E_y = \frac{i n \gamma A}{\gamma^2 \operatorname{tg}^2 \gamma s - k^2 A^2} E_s , \qquad H_y = \frac{i k A^2}{\gamma^2 \operatorname{tg}^2 \gamma s + k^2 A^2} \left[\frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{1}{\rho} E_s \right],$$

$$E_s = X(x) Y(y) Z(s) \mathrm{e}^{-i\omega t} , \qquad H_s = 0 ,$$

с граничными условиями $E_s(x_c, y_c, s, t) = 0$. Для волн H-типа получаем аналогичные соотношения с граничными условиями $\partial H_s(x_c, y_c, s, t) / \partial n = 0$, где x_c, y_c – значения поперечных координат стенок тора.

Таким образом, в натуральной системе координат волновое уравнение для электромагнитного колебания допускает строгое решение путем частичного разделения переменных и строгого численного решения двумерного уравнения для потенциальной функции. При этом доказывается, что в тороиде могут существовать E- и H-типы тороидальных колебаний.

Авторы благодарны проф. Э.Д.Газазяну за постановку задачи и за ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Э.Д.Газазян, М.И.Иванян, А.Д.Тер-Погосян.** Изв. НАН Армении, Физика, **29**, 141 (1994).
2. **Э.Д.Газазян.** Равномерная коротковолновая асимптотика скалярных и электромагнитных волн на основе одномерных эталонных функций. Препринт ЕФИ-1092 (55)-88 (1988).
3. **Л.А.Вайнштейн.** Электромагнитные волны. М., Радио и связь, 1988.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ՏՈՐՈՒԴԱՅԻՆ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐՈՒՄ

Տ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Դ.Կ. ՔԱԼԱՆԹԱՐՅԱՆ

Լուծված է տորոիդային ռեզոնատորներում սեփական էլեկտրամագնիսական տատանումները որոշելու խնդիրը մասնիկի հետագծի հետ կապված կոորդինատային համակարգում: Ցույց է տրված, որ այս համակարգում ալիքային հավասարման մեջ մի փոփոխականն անմիջապես անջատվում է, իսկ մյուս երկու փոփոխականների համար ստացվում է 2-րդ կարգի դիֆերենցիալ հավասարում, որը կարելի է լուծել թվային եղանակով: Ապացուցված է նաև, որ տորոիդային ռեզոնատորներում գոյություն ունեն E- և H-տիպի ալիքներ:

ELECTROMAGNETIC OSCILLATIONS IN A TOROIDAL CAVITY

T.A. HARUTYUNYAN, D.K. KALANTARYAN

We determine the natural electromagnetic fields in toroidal cavities in the system of coordinates which is connected with the trajectory of a charged particle. It is shown that in the wave equation one variable is separated, and for other two variables one obtains the second-order differential equation which can be solved by numerical methods. It is also proved that there are electromagnetic waves of E- and H-types in toroidal cavities.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.248-254 (2005)

УДК 548.732

О ФОРМИРОВАНИИ ФАЗОВОГО КОНТРАСТА В ЛЛЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

Л.В. ЛЕВОНЯН, С.Л. АЗИЗЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 декабря 2004 г.)

Рассмотрена задача рентгенодифракционного изображения фазового объекта, помещенного в трехблочный равнотолщинный ЛЛЛ-интерферометр, при сферической падающей волне в случае сильнопоглощающих блоков. Показано, что кривизна волнового фронта, даже при высокой степени коллимации, заметно влияет на рентгенодифракционное изображение и ее необходимо учитывать при восстановлении дополнительной фазы, вносимой фазовым объектом.

1. Введение

Трехблочные интерферометры, после их создания Бонзе и Хартом [1], нашли широкое применение в различных прецизионных измерениях структуры материалов. В последнее десятилетие интерферометрические исследования претерпевают новый этап возрождения в связи с развитием методов фазового контраста и все более широким применением синхротронных источников. Интерферометрические исследования неоднородных веществ методом фазового контраста впервые проведены недавно в [2] (см. также [3]) и продолжают эффективно развиваться (см., в частности, [4,5]). Работе [2] предшествовало исследование [6], в котором авторы использовали тот же метод преобразования Фурье для более точного определения фазы в голографической интерферометрии.

Следует отметить, что для исследования фазовых объектов, наряду с интерферометрическим методом, к которому относится настоящая работа, информативны также другие подходы, как например, топографический [7] или на основе дифракционной фокусировки сферической волны [8]. Помимо исследования фазовых объектов ЛЛЛ-интерферометры используются также (см., например, [9]) для измерения малых искажений кристаллической решетки на основе рентгеновского топографического фазового контраста.

Теоретическое описание процессов дифракции рентгеновского излучения в блоках интерферометра, рефракции от неоднородностей исследуемого объекта, наряду с необходимостью учета различных экспериментальных параметров, оказывается довольно громоздкой процедурой.

В данной работе проанализированы условия, при которых теоретическое рассмотрение вышеуказанной задачи значительно упрощается.

2. Вывод основных формул

Рассмотрим, как формируется дифракционное изображение в ЛЛЛ-интерферометре. В общем случае падающее на интерферометр излучение имеет спектральную ширину $\Delta\omega$ вокруг средней частоты ω_0 и определенный поперечный размер источника в плоскости дифракции. Амплитуду излучения с частотой ω, падающего на точку $\mathbf{r}$ входной поверхности кристалла из точки источника с радиус-вектором $\mathbf{r}_s$, с точностью до постоянного множителя можно записать в виде

$$D^i(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s; \omega) = \exp\{ik\,|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s| - i\mathbf{k}_B(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s)\}, \tag{1}$$

где $\mathbf{k}_B$ – волновой вектор, имеющий точную брэгговскую ориентацию для частоты $\omega = kc$, c – скорость света.

Рассматривается симметричный случай Лауэ-дифракции на равнотолщинном трехблочном ЛЛЛ-интерферометре с толщиной блока t (рис.1). В качестве начала координат на входной поверхности первого блока выбираем точку O, линия соединения которой со средней точкой источника O_S совпадает с точным брэгговским направлением для средней частоты ω_0. Обозначение L_0, фигурирующее ниже, есть расстояние O_sO, которое в случае предварительной коллимации падающего излучения асимметричным монохроматором с коэффициентом асимметрии b<1 следует заменить выражением L_0/b^2 [10]. Ось x антипараллельна вектору дифракции $\mathbf{h}$ первого блока.

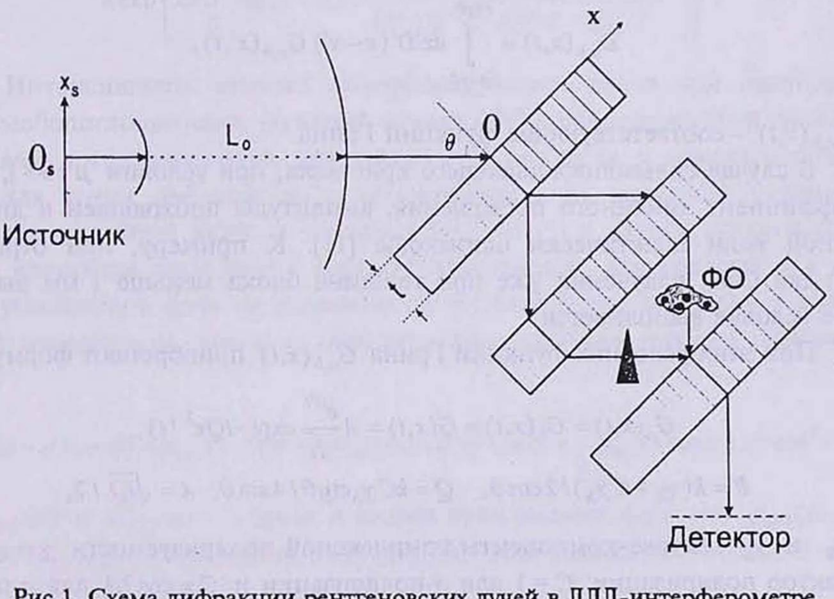


Рис.1. Схема дифракции рентгеновских лучей в ЛЛЛ-интерферометре.

Амплитуда падающего излучения (1) в плоскости рассеяния запишется

$$D^i(x, x_s;\ \omega) = \exp\left[ia(x - x_0)^2\right], \tag{2}$$

где $a = k\cos^2\theta / 2L_0$, а

$$x_0 = \frac{x_s}{\cos\theta} - L_0\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta}\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \tag{3}$$

есть смещение, обусловленное координатой x_s источника и частотой ω; θ – угол Брэгга для частоты ω_0. Для описания распределения интенсивности изображения полученную интенсивность следует в дальнейшем усреднить по координатам всех точек источника и по спектру. Однако, эту процедуру, не имеющую существенного значения в рамках настоящего рассмотрения, мы для краткости опустим, заменяя в дальнейшем выражение $x - x_0$ в (2) на x и концентрируясь на влиянии кривизны волнового фронта падающей волны на дифракционное изображение, ответственным за которое является параметр a в формуле (2).

Амплитуды проходящей и дифрагированной волн на выходной поверхности первого блока, согласно обобщенной динамической теории [11], определяются свертками

$$D_{o,h}(x,t) = \int\limits_{x+t\cdot tg\theta}^{x-t\cdot tg\theta} dx' D^i(x')\, G_{o,h}(x - x', t), \tag{4}$$

или после замены переменной

$$D_{o,h}(x,t) = \int\limits_{-t\cdot tg\theta}^{t\cdot tg\theta} dx' D^i(x - x')\, G_{o,h}(x', t), \tag{5}$$

где $G_{o,h}(x,t)$ – соответствующие функции Грина.

В случае сильнопоглощающего кристалла, при условии $\mu t >> 1$, где μ – коэффициент линейного поглощения, амплитуды проходящей и дифрагированной волн практически одинаковы [11]. К примеру, при отражении Si(220) для CuK_α излучения уже при толщине блока меньше 1 мм вышеуказанное условие выполняется.

При этих условиях функции Грина $G_{o,h}(x,t)$ приобретают форму [12]

$$G_o(x,t) = G_h(x,t) = G(x,t) = A\frac{e^{iPt}}{\sqrt{t}}\exp(-iQx^2/t), \tag{6}$$

$$P = k(\chi_0 + C\chi_h)/2\cos\theta, \quad Q = kC\chi_h \mathrm{ctg}\theta / 4\sin\theta, \quad A = \sqrt{iQ}/2,$$

где χ_0 и χ_h – Фурье-компоненты комплексной поляризуемости $\chi = \chi_r + i\chi_i$, C – фактор поляризации: $C = 1$ для σ-поляризации и $C = \cos 2\theta$ для π-поляризации. При выводе (6) предполагалось, что кристалл центросимметричный, т.е. $\chi_h = \chi_{\bar{h}}$.

Подставляя (2) и (6) в (5), для амплитуд волн на выходе первого блока получаем

$$D_I(x,t) = A\sqrt{\frac{i\pi}{at-Q}}\, e^{iPt} \exp\left(\frac{iaQx^2}{Q-at}\right). \quad (7)$$

Повторное применение (5), после подстановки (7) и (6), для амплитуд на выходе второго блока дает

$$D_{II}(x,2t) = A^2 \frac{i\pi}{\sqrt{Q(Q-2at)}}\, e^{2iPt} \exp\left(\frac{iaQx^2}{Q-2at}\right). \quad (8)$$

Пусть один из пучков до их наложения на третьем блоке проходит через расположенный после второго блока и изготовленный из однородного непоглощающего материала клин (рис.1). При этом пучок приобретает дополнительную фазу, линейно зависящую от x:

$$\varphi_{\text{кл}} = -2\pi f_0 x, \quad (9)$$

где f_0 – частота полос, а знак минус обусловлен тем, что направление утолщения клина составляет тупой угол с осью x.

После прохождения третьего блока амплитуда упомянутого пучка приобретает вид

$$D_{\text{III кл}}(x,3t) = \frac{A^3 (i\pi)^{3/2} e^{3iPt}}{Q\sqrt{3at-Q}} \exp\left(\frac{iaQx^2}{Q-3at}\right)\times$$

$$\times \exp\left\{2\pi i\left[-f_0(x-x_1) + \frac{axt}{3at-Q} f_0 - \frac{t(Q-2at)}{Q(3at-Q)} \frac{\pi f_0{}^2}{2}\right]\right\}. \quad (10)$$

Интенсивность второго интерферирующего пучка при прохождении через слабопоглощающий фазовый объект (ФО), расположенный после второго блока интерферометра, практически не меняется, а меняется лишь его фаза. Для точки наблюдения с координатой x на выходной поверхности кристалла основной вклад в интеграл (4) или (5) в случае сильнопоглощающего кристалла дают точки входной поверхности, для которых $x' \approx x$. Поэтому упомянутую фазу на поверхности третьего блока разложим в ряд Тейлора в окрестности точки x, ограничиваясь членами второго порядка малости*:

$$\varphi_{\Phi O}\left[(x-x')\cos\theta\right] = \varphi_{\Phi O}(x\cos\theta) - \varphi'_{\Phi O}(x\cos\theta)x'\cos\theta + \frac{1}{2}\varphi''_{\Phi O}(x\cos\theta)x'^2\cos^2\theta, \quad (11)$$

где $\varphi'_{\Phi O}(x)$ и $\varphi''_{\Phi O}(x)$ – первая и вторая производные функции $\varphi_{\Phi O}(x)$, соответственно; $\varphi'_{\Phi O}(x) = k\Delta\theta_{\Phi O}(x)$, , где $\Delta\theta_{\Phi O}(x)$ есть локальное смещение от угла

---

* Для простоты изложения рассматривается случай одномерного распределения неоднородностей в ФО.

Брэгга, обусловленное рефракцией на неоднородностях ФО, а $\varphi''_{\Phi O}(x)$ связано с локальным изменением кривизны волнового фронта из-за рефракции.

Для амплитуды пучка, несущей информацию о ФО, после выхода из третьего блока получаем выражение

$$D_{\text{III}\Phi O}(x,3t) = \frac{A^3(i\pi)^{3/2}e^{3iPt}}{Q\sqrt{3at-Q}} \cdot \frac{\exp\left(\dfrac{iaQx^2}{Q-2at}\right)e^{i\varphi_{\Phi O}(x)}}{\sqrt{1+\dfrac{t(Q-2at)}{Q(3at-Q)}\dfrac{\varphi''_{\Phi O}(x)}{2}\cos^2\theta}} \times$$
$$\times\exp\left\{-i\frac{\left(\dfrac{aQx}{Q-2at}+\dfrac{\Delta\theta_{\Phi O}(x)}{2}k\cos\theta\right)^2}{\dfrac{Q(3at-Q)}{t(Q-2at)}+\dfrac{\varphi''_{\Phi O}(x)}{2}\cos^2\theta}\right\}. \quad (12)$$

Регистрируемая интенсивность определяется выражением

$$I(x)=|D_{\text{IIIкл}}(x)+D_{\text{III}\Phi O}(x)|^2, \quad (13)$$

которое содержит как фазу $\varphi_{\Phi O}(x)$, так и ее производные $\varphi'_{\Phi O}(x)$ и $\varphi''_{\Phi O}(x)$.

3. Анализ полученных выражений

Отметим, что не имея целью рассмотреть в данной работе также и эффекты дифракционной фокусировки излучения [12,13], обусловленные возрастанием амплитуд вследствие компенсации действительной части величины Q, в знаменателях формул (7),(8),(10),(12) будем полагать $Q_r > 3at$.

При выполнении условия

$$\left|\frac{\varphi''_{\Phi O}(x)\cos^2\theta}{2}\cdot\frac{t(Q-2at)}{Q(3at-Q)}\right| \ll 1 \quad (14)$$

выражение (12) принимает вид

$$D_{III\Phi O}(x,3t) = \frac{A^3(i\pi)^{3/2}e^{3iPt}}{Q\sqrt{3at-Q}}\exp\left(\frac{iaQx^2}{Q-3at}\right)\times$$
$$\times\exp\left\{i\left[\varphi_{\Phi O}(x)-\frac{axt}{3at-Q}\Delta\theta_{\Phi O}(x)k\cos\theta-\frac{t(Q-2at)}{Q(3at-Q)}\left(\frac{\Delta\theta_{\Phi O}(x)}{2}k\cos\theta\right)^2\right]\right\} \quad (15)$$

и для интенсивности окончательно получаем

$$I(x) = I_0(x) + I_1(x)\cos\psi(x), \quad (16)$$

где $I_1(x)$ – контраст изображения, а фаза равна

$$\psi(x) = 2\pi f_0(1+\varepsilon)x + \varphi_{\Phi O}(x) + \varepsilon x\,\Delta\theta_{\Phi O}(x)k\cos\theta. \quad (17)$$

Здесь $\varepsilon = 1/(t_\Phi/t - 3)$, а $t_\Phi = L_0 C\left|\chi_h\right|/(\sin\theta\cdot\sin 2\theta)$ представляет собой фокусную глубину.

Выражение (17), определяющее вид функции $\psi(x)$, совместно с (16) служит основой для восстановления функции $\varphi_{ФО}(x)$. В работах [2,3] с аналогичной целью использовалась формула

$$\psi(x) = 2\pi f_0 x + \varphi_{ФО}(x), \tag{18}$$

в которую, в частности, выражение (17) настоящей работы переходит при $\varepsilon \to 0$.

Сравнивая (17) и (18), можно видеть, что учет кривизны фронта падающей волны приводит прежде всего к изменению частоты полос f_0. Например, при отражении Si(220) для CuK_α излучения при толщине блока интерферометра t=1 мм и расстоянии источник-кристалл L_0=170 м (чему соответствует расходимость пучка 1″ при ширине кривой отражения 2,4″), частота полос согласно формуле (17) равна $f_0(1+\varepsilon)$ и отличается от значения f_0 для $L_0 \to \infty$ на 50%. При L_0=1 км (чему соответствует расходимость пучка 0,16″, достигаемая, например, при реальном расстоянии источник-кристалл $L_0 = 40$ м с применением асимметричного монохроматора с коэффициентом асимметрии b=5), поправка к частоте полос составляет примерно 4%. При тех же условиях и L_0=10 км (расходимость пучка 0,016″) поправка составляет 0,4%.

Отметим, что наряду с вышеуказанными поправками, свой вклад вносят также и поправки, обусловленные последним членом в выражении (17), ответственным за локальное смещение от угла Брэгга, обусловленое рефракцией на неоднородностях ФО.

4. Заключение

Таким образом, при формировании рентгенодифракционного изображения ФО в трехблочном ЛЛЛ-интерферометре регистрируемый контраст в общем случае зависит как от добавочной фазы, приобретенной пучком при прохождении через ФО, так и от ее первой и второй производных. При небольшой степени неоднородности из-за локального изменения кривизны волнового фронта вследствие рефракции контраст изображения явно зависит от величины ε, характеризующей кривизну падающей волны (ее угловую расходимость) и от локальной расстройки от условия Брэгга из-за рефракции на неоднородностях. Это обстоятельство заметно влияет на рентгенодифракционное изображение даже при высокой степени коллимации, и его необходимо учитывать при восстановлении дополнительной фазы, вносимой фазовым объектом.

ЛИТЕРАТУРА

1. **U.Bonse, M.Hart**. Appl. Phys. Lett., **6**, 155 (1965).
2. **A.Momose**. Nucl. Instr. Meth., **A352**, 622 (1995).
3. **V.Kohn**. X-Ray imagination of inhomogenius objects by coherent wave (phase contrast). May 1998 (http://ww.xraysite.com) File: hl-phase.ps.

4. A.Momose, T.Takeda, Y.Itai. Rev. Sci. Instrum., 66, 1434 (1995).
5. A.Yoneyama, A.Momose, E.Seya, K.Hivano, T.Takeda, Y.Itai. Rev. Sci. Instrum., 70, 4582 (1999).
6. Th.Kreis. J. Opt. Soc. Am. A, 3, 847 (1986).
7. Л.В.Левонян. Изв. НАН Армении, Физика, 36, 332 (2001).
8. Л.В.Левонян. Рентгеновский фазовый контраст в условиях дифракционной фокусировки сферической волны. Материалы Совещания "Рентгеновская оптика – 2004", Н.Новгород, ИФМ РАН, 2-6 мая 2004, с.277.
9. A.Bergamin, G.Cavagnero, G.Mana, E.Massa, G.Zosi. J. Phys. D; Appl. Phys., 33, 2678 (2000).
10. K.Tamasaku, T.Ishikawa. "Geometrical optics of X-ray asymmetric Bragg reflection," in Conference on X-Ray Optics Design, Performance, and Applications. Proc. SPIE, 3773, 207 (1999).
11. З.Г.Пинскер. Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982.
12. И.Ш.Слободецкий, Ф.Н.Чуховский. Кристаллография, 15, 1101 (1970).
13. А.М.Афанасьев, В.Г.Кон. ФТТ, 19, 1775 (1977).
14. Л.В.Левонян. Письма в ЖТФ, 7, 269 (1981).

LLL-ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐՈՒՄ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԿՈՆՏՐԱՍՏԻ ՁԵՎԱՎՈՐՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Լ.Վ. ԼԵՎՈՆՅԱՆ, Ս.Լ. ԱԶԻԶՅԱՆ

Դիտարկված է հավասար հաստություններով եռաբլոկ LLL-ինտերֆերոմետրում տեղադրված փուլային օբյեկտի ռենտգենադիֆրակցիոն արտապատկերման խնդիրն ընկնող գնդաձև ալիքի համար ուժեղ կլանող բլոկների դեպքում: Ցույց է տրված, որ ալիքային ճակատի կորությունը նույնիսկ բարձրաստիճան կոլիմացիայի դեպքում ռենտգենադիֆրակցիոն պատկերի վրա թողնում է նկատելի ազդեցություն և այն անհրաժեշտ է հաշվի առնել փուլային օբյեկտի մտցրած լրացուցիչ փուլի վերականգնման ընթացքում:

ON THE FORMATION OF THE PHASE CONTRAST IN LLL-INTERFEROMETER

L.V. LEVONYAN, S.L. AZIZYAN

The problem of X-ray diffraction images of a phase object placed in a three-block equal-thickness LLL-interferometer for an incident spherical wave in the case of strongly absorbing blocks is considered. It is shown that the curvature of the wave front essentially affects the X-ray diffraction image even for a high degree of collimation, and it is necessary to take it into account when reconstructing the additional phase contributed by the phase object.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.255-258 (2005)

УДК 621.396

СОВМЕЩЕННЫЙ РАДИОМЕТР-РАДИОЛОКАТОР С ШИРОКОПОЛОСНЫМ И УЗКОПОЛОСНЫМ ЗОНДИРУЮЩИМИ СИГНАЛАМИ

К.С. МОСОЯН, О.Б. ПЕТРОСЯН, В.В. КАРЯН, Г.В. АБРААМЯН

Научно-производственный институт "Комета"

(Поступила в редакцию 7 августа 2004 г.)

Для исследования рассеянного и собственного излучения морской поверхности создан и экспериментально опробован радиометр-радиолокатор, который обеспечивает одновременное измерение собственного излучения и рассеянного сигнала из одной и той же области морской поверхности как при монохроматическом зондирующем сигнале, так и при сигнале с широким спектром.

В последние годы большой интерес вызывают многочастотные радиолокационные системы и радиолокаторы с широкополосным шумоподобным излучением. Использование широкополосного облучения точечных целей по сравнению с монохроматическим облучением позволяет существенно уменьшить флуктуации отраженного сигнала за счет усреднения большого количества независимых выборок и тем самым повысить вероятность их правильного обнаружения.

Исследование закономерностей рассеянного и собственного излучения морской поверхности в зависимости от гидрофизических параметров, силы и направления ветра, температуры, внутренних волн, степени загрязнения является сложной задачей [1,2]. Эффективность решения вышеуказанных задач несомненно повысится при проведении исследований с помощью совмещенных активно-пассивных панорамных систем с высокой фоно-контрастной чувствительностью в активном и флуктуационной чувствительностью в пассивном каналах [3,4,5].

Необходимо отметить, что повышение вероятности распознавания аномальных слабоконтрастных образований естественного и искусственного происхождения и однозначное определение их характера на флуктуирующем фоне требует увеличения числа одновременно получаемых информативных параметров из одной и той же области. В настоящее время нам неизвестны исследования, проведенные с помощью трехканальных радиометров-скаттерометров. Следовательно, создание и экспериментальное исследование радиометра-радиолокатора, который обеспечивает одновременное измерение собственного излучения и рассеяного сигнала из одной и той же области морской поверхности (МП) как при монохроматическом зондирующем сигнале, так и при сигнале с широким спектром является актуальной задачей.

В настоящей работе приводятся описание схемы и результаты разработки аппаратуры 2-хсантиметрового диапазона, имеющей возможность одновременно получить информацию с одного и того же участка МП при его зондировании монохроматическим и широкополосным сигналами. При этом может одновременно приниматься также собственное излучение этого участка. Функциональная схема и временная диаграмма работы приведены на рис.1,2.

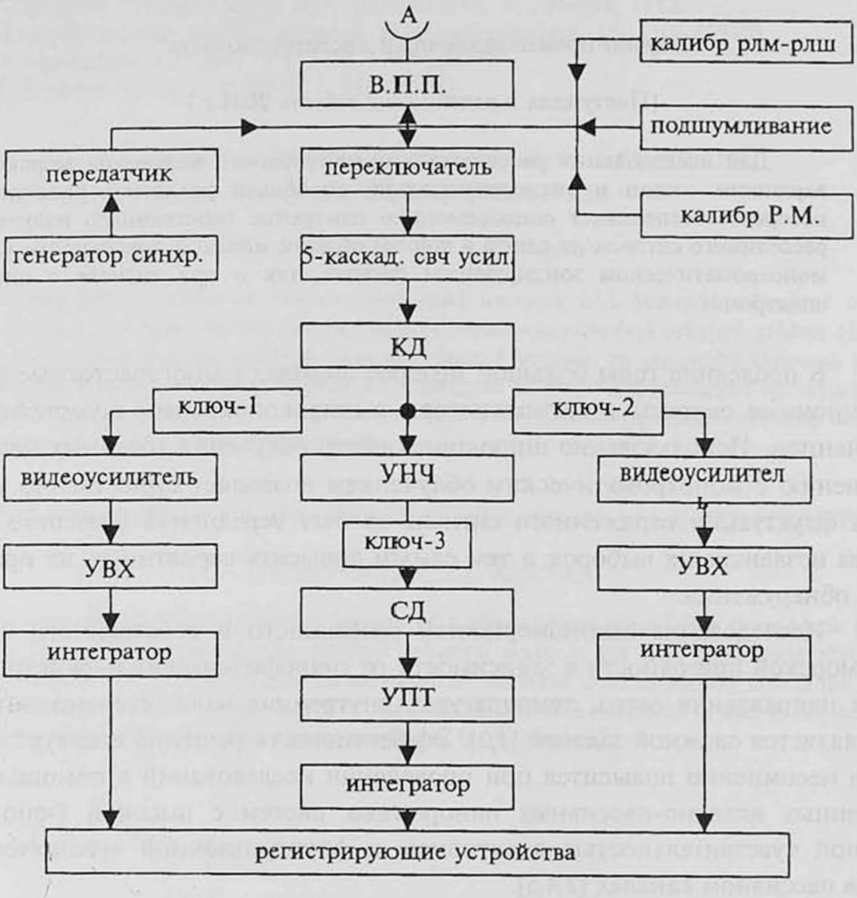


Рис.1. Функциональная схема совмещенного радиометра-радиолокатора с широкополосным зондирующим сигналом.

Прием отраженных сигналов, а также собственного радиотеплового излучения морской поверхности производится приемником прямого усиления, с полосой пропускания сверхвысокочастотного (СВЧ) тракта 350 Мгц. Принимаемые антенной отраженные сигналы проходят через вращатель плоскости поляризации на эффекте Фарадея, входной модулятор (переключатель) и поступают на пятикаскадный СВЧ усилитель с общим усилением 50 дБ. Усиленные сигналы детектируются квадратичным детектором (КД), после чего поступают на ключевые схемы, осуществляющие временное разделение сигналов согласно диаграмме, приведенной на рис.2, по трем каналам приема (узкополосного, широкополосного и радиотеплового).

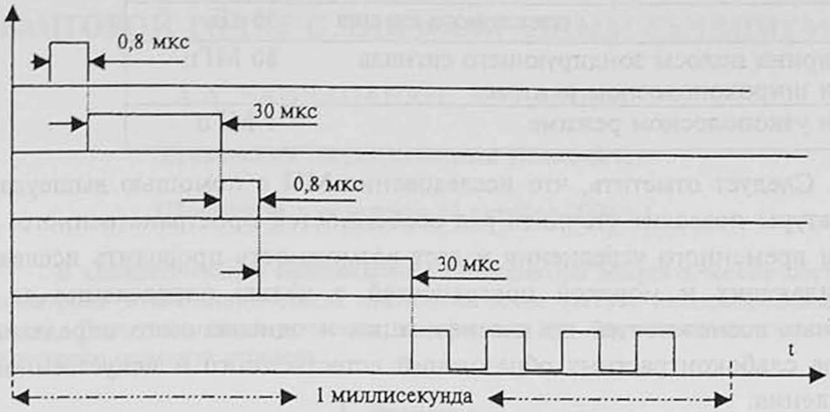


Рис.2. Временная диаграмма работы совмещенного радиометра-радиолокатора.

Каналы приема отраженных сигналов (широкополосного и узкополосного) идентичны и включают в себя видеоусилитель, устройство выборки и хранения (УВХ) и интегратор. НЧ канал приемника радиотепловых сигналов состоит из усилителя низкой частоты (УНЧ), синхронного детектора (СД), усилителя постоянного тока (УПТ) и интегратора.

В качестве передающего устройства используется лавинно-пролетный диод (ЛПД). При создании определенного режима в цепи питания ЛПД можно добиться генерации с широким спектром. При этом следует отметить, что генератор на ЛПД в данном режиме генерирует колебания чисто шумового характера, и спектр выходного сигнала складывается из шумового сигнала и частотномодулированных колебаний, создаваемых за счет теплового выбега при прогреве кристалла диода во время подачи импульса тока, питающего генераторный ЛПД. Для формирования сигнала с узким спектром на генераторный ЛПД поступает синхронизирующий сигнал от варакторно-умножительной цепочки стабилизированного генератора. Калибровочные сигналы обоих радиолокационных каналов одинаковы, что дает возможность с большой точностью сравнить полученные результаты при широкополосном и узкополосном зондировании.

В таблице 1 приведены основные параметры экспериментального образца аппаратуры. Аппаратура была применена в натурных исследованиях МП на Черном море, где показала себя надежной в работе, а параметры ее в полной мере отвечали требованиям проводимых экспериментов.

Таблица 1.

Длительность зондирующего сигнала	0,8 мкс
Излучаемая мощность	0,45 Вт
Чувствительность активных каналов	140 дБ/Вт
пассивного канала	0,1 К
Динамический диапазон активных каналов	25 дБ
пассивного канала	30 дБ
Ширина полосы зондирующего сигнала при широкополосном режиме	80 МГц
при узкополосном режиме	1 МГц

Следует отметить, что исследование МП с помощью вышеуказанной аппаратуры позволит уточнить ряд особенностей пространственного, частотного и временного усреднения и даст возможность проводить исследования подстилающих и морской поверхностей с целью определения ее потенциальных возможностей по класификации и однозначного определения характера слабоконтрастных образований естественного и искуственного происхождения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.Ю.Астанин, С.Е.Просыпкин, А.В.Степанов**. Зарубежная Радиоэлектроника, 1, 115 (1991).
2. **С.И.Тынянкин**. Тех. средств связи. Серия Систем связи, **6**, 65 (1990).
3. **К.С.Мосоян, Г.И.Мариносян** и др. Известия ВУЗов, Радиофизика, **34**, 6 (1991).
4. **Р.К.Мур, Ф.Т.Улаби**. Зарубежная Радиоэлектроника, **7**, 240 (1968).
5. **С.П.Панько**. Зарубежная Радиоэлектроника, **1**, 106 (1991).

ԼԱՅՆՇԵՐՏ ԵՎ ՆԵՂՇԵՐՏ ՌԱԴԻՈԱԶԴԱՆՇԱՆՆԵՐՈՎ ԶՈՆԴԱՎՈՐՈՂ ՀԱՄԱՏԵՂ ՌԱԴԻՈՄԵՏՐ-ՌԱԴԻՈԼՈԿԱՏՈՐ

Կ.Ս. ՄՈՍՈՅԱՆ, Հ.Բ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Վ.Վ. ԿԱՐՅԱՆ, Գ.Վ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ

Ծովի մակերևույթից ցրված, ինչպես նաև սեփական ճառագայթման ուսումնասիրության համար մշակվել, ստեղծվել և փորձնականորեն հետազոտվել է համատեղ ռադիոմետր-ռադիոլոկատոր, որը ապահովում է միաժամանակյա չափում ծովի մակերևույթի սեփական ճառագայթումը, այնպես էլ ցրված ռադիոազդանշանը, ինչպես մոնոքրոմատիկ, այնպես էլ լայնշերտ ռադիոազդանշանով զոնդավորման դեպքում:

COMBINED RADIOMETER-RADAR WITH BROADBAND AND NARROW-BAND PROBING SIGNALS

K.S. MOSOYAN, H.B. PETROSYAN, V.V. KARYAN, G.V. ABRAAMYAN

A combined radiometer-radar for measurements of the sea surface at sounding with both monochromathic and broadband signals is constructed to investigate the self-radiation and radiation scattered from the sea surface.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.259-264 (2005)

УДК 621.315

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С ЛИНЗООБРАЗНЫМ СЕЧЕНИЕМ

А.А. ЧАНЧАПАНЯН, К.Г. ДВОЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 октября 2004 г.)

В адиабатическом приближении исследованы энергетические состояния электрона в цилиндрической квантовой точке (КТ) с линзообразным сечением. Получены аналитические выражения для случаев эллиптического и кругового сегмента сечения.

1. Введение

В последнее время возрастает интерес к полупроводниковым квантовым точкам, обусловленный новыми физическими свойствами этих нульмерных объектов, которые в основном являются следствием размерного квантования носителей заряда (НЗ) в них [1]. Эти новые структуры были экспериментально получены с помощью прерывного выращивания в полупроводниковых матрицах. Развитие новейших технологий роста, таких как эпитаксиальный метод роста Странски-Крастанова и т.д., сделали реальным выращивание КТ различных форм и размеров [2,3]. Большинство работ в этой области посвящено изучению свойств сферических КТ (см., напр., [4]). Однако в последние годы появилось много теоретических и экспериментальных работ, где рассмотрены эллипсоидальные, пирамидальные, цилиндрические и линзообразные КТ. Особый интерес вызывает изучение так называемых квантовых линз (КЛ) или линзообразных КТ [5,6]. Речь идет об исследовании физических свойств НЗ в КТ, имеющих форму сегмента сферы или эллипсоида. Много технических способов было применено для изучения свойств КЛ в зависимости от геометрической формы конкретного образца (см., напр., [7]). Например, в работах [5,8,9] используется метод конформного отображения для изучения энергетического спектра частицы в КЛ, мало отличающейся от полусферы. Тем же методом в [10] рассмотрена задача нахождения спектра НЗ в цилиндрической КЛ, сечение которой мало отличается от полукруга. Однако, случай двумерной тонкой КЛ или цилиндрической КТ с тонким линзообразным сечением не был рассмотрен. По этой причине актуальна попытка исследования физических свойств НЗ в цилиндрических КЛ. В частности, вызывает интерес рассмотрение случаев кругового и эллиптического сегментов сечения.

В настоящей работе исследованы электронные состояния в цилиндрической КТ с тонким линзообразным сечением.

2. Теория

Рассмотрим непроницаемую цилиндрическую КТ с эллиптическим линзообразным сечением (см. рис.1). Тогда потенциальная энергия частицы запишется в виде

$$U(x,y,z)=\begin{cases}0, \; x^2/a^2+(y+y_0)^2/b^2\le 1, \; |z|\le c, \; x\in[-r_1,r_1], \; y\in[0,L], \; L\ll r_1, \\ \infty, \qquad \text{в других областях}\end{cases} \tag{1}$$

где a и b – соответственно, большая и малая полуоси эллипса сечения, $2c$ – высота цилиндра, r_1 – точка пересечения эллипса с осью OX.

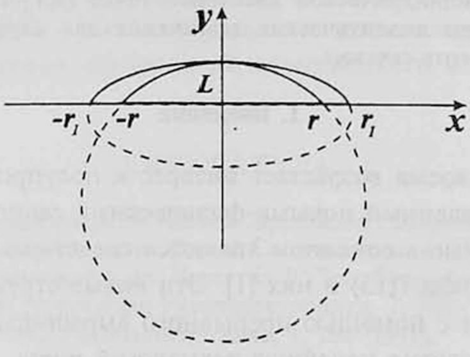


Рис.1. Круговой и эллиптический сегменты сечения цилиндрической КТ.

Гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H}=\left(\hat{P}_x^2+\hat{P}_y^2+\hat{P}_z^2\right)/2\mu+U(x,y,z), \tag{2}$$

где $\hat{P}_x$, $\hat{P}_y$ и $\hat{P}_z$ – компоненты оператора импульса частицы, μ – эффективная масса электрона. Напишем уравнение Шредингера $\hat{H}\Psi=E\Psi$. Разделяя переменные, ищем волновую функцию в виде

$$\Psi=f(x,y)\chi(z), \tag{3}$$

после чего для $\chi(z)$ получим

$$\chi(z)=\sqrt{2/c}\sin(\pi nz/2c+\pi n/2), \tag{4}$$

а для энергии

$$E_z=\pi^2\hbar^2 n^2/2\mu c^2 . \tag{5}$$

Из условия $L\ll r_1$ следует, что движение частицы вдоль оси OY происходит намного быстрее, чем вдоль оси OX [11]. Исходя из этого, решим задачу в адиабатическом приближении. Двумерный гамильтониан можно представить в виде суммы "быстрой" $\hat{H}_1 = -\hbar^2\,\partial^2/2\mu\partial y^2$ и "медленной" $\hat{H}_2 = -\hbar^2\,\partial^2/2\mu\partial x^2$ частей. В плоскости XOY, при фиксированном значении x, движение частицы локализовано в одномерной потенциальной яме с шириной $L(x) = b\sqrt{1-x^2/a^2} - y_0$. Решим уравнение Шредингера для "быстрой" подсистемы $\hat{H}_y\Phi = E_y(x)\Phi$. Решение этого уравнения имеет вид

$$\Phi = \sqrt{2/L(x)}\sin\left(\pi n_1\, y/2L(x)\right), \tag{6}$$

а для энергии получим

$$E_y(x) = \pi^2\,\hbar^2\,n_1^2\Big/2\mu\left(b\sqrt{1-x^2/a^2} - y_0\right)^2. \tag{7}$$

Считая, что частица в основном локализована в области $|x| << r_1$ и разлагая (7) в ряд, получим

$$E_y(x) \approx E_0 + \mu\omega^2 x^2/2, \tag{8}$$

где введены обозначения

$$E_0 = \pi^2\,\hbar^2\,n_1^2/2\mu L^2, \qquad \omega = \pi\,\hbar\,n_1\sqrt{bL}\big/\mu\, aL^2. \tag{9}$$

Теперь решим уравнение Шредингера для "медленной" системы, где (8) входит как эффективная потенциальная энергия

$$(-\hbar^2\,\partial^2/2\mu\partial x^2 + E_0 + \mu\omega^2 x^2/2)\Theta(x) = E_2\Theta(x). \tag{10}$$

После некоторых преобразований можем написать

$$\hbar\,\Theta''(\xi) + [2(E_2 - E_0)/\,\hbar\,\omega - \xi^2]\Theta(\xi) = 0, \tag{11}$$

где $\xi = x\sqrt{\mu\omega/\hbar}$. Решения уравнения (11) задаются полиномами Эрмита, а для энергии имеем

$$E_2 = E_0 + \hbar\,\omega(N + 1/2), \quad N = 0,1,2.... \tag{12}$$

Окончательно для энергии в случае эллиптического сегмента сечения получаем следующее выражение:

$$E_{el} = \pi^2\hbar^2 n^2/2\mu c^2 + \pi^2\hbar^2 n_1^2/2\mu L^2 + \pi\hbar^2\,n_1\sqrt{bL}\left(N + 1/2\right)\big/\mu\, aL^2. \tag{13}$$

Рассмотрим теперь цилиндрическую КТ с круговым линзообразным сечением (см. рис.1). Тогда потенциальная энергия частицы запишется в виде

$$U(x,y,z) = \begin{cases} 0, \; x^2 + (y+y_0)^2 \le R^2, \; |z| \le c, \; x \in [-r, r], \; y \in [0, L], \quad L << r, \\ \infty, \qquad\qquad \text{в других областях} \end{cases} \tag{14}$$

где r – точка пересечения окружности с осью OX. В этом случае в плоскости

XOY, при фиксированном значении x, движение частицы происходит в одномерной потенциальной яме с шириной $L(x)=\sqrt{R^2-x^2}-y_0$. Повторяя вышеизложенную процедуру, напишем

$$E_y(x)=\pi^2\hbar^2 n_1^2 \Big/ 2\mu\left(\sqrt{R^2-x^2}-y_0\right)^2, \qquad (15)$$

Считая, что частица в основном локализована в области $|x|<<r$ и разлагая (15) в ряд, получим

$$E_y(x)\approx E_0+\mu\omega_1^2 x^2/2, \qquad (16)$$

где введены обозначения

$$E_0=\pi^2\hbar^2 n_1^2/2\mu L^2,$$

$$\omega_1=\sqrt{2}\pi\hbar\, n_1/\mu L\sqrt{r^2+L^2}\,. \qquad (17)$$

Решая уравнение Шредингера "медленной" системы для этого случая, где (16) входит как эффективная потенциальная энергия, окончательно для энергии получим следующее выражение:

$$E_{cir}=\pi^2\hbar^2 n^2/2\mu c^2+\pi^2\hbar^2 n_1^2/2\mu L^2+\sqrt{2}\pi\hbar n_1(N+1/2)/\mu L\sqrt{r^2+L^2}\,. \qquad (18)$$

Следует отметить также, что при $a=b=R$ выражение (13) совпадает с результатом (18).

3. Обсуждение

Как видно из полученных результатов, энергетические уровни частицы в обоих случаях получаются эквидистантными. На рис.2 приведены зависимости первых трех уровней энергии электрона в цилиндрической КТ с линзообразным сечением для случаев кругового и эллиптического сечения от высоты сечения.

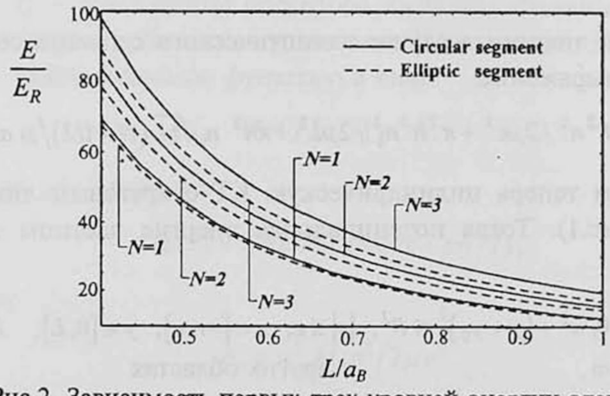


Рис.2. Зависимость первых трех уровней энергии электрона в цилиндрической КТ от высоты сегмента сечения.

Как видно из рисунка, кривые, соответствующие эллиптическому случаю, расположены ниже. Это является следствием того, что в приведенном случае полуось эллипса больше радиуса круга ($r_1 > r$). Иначе говоря, размерное квантование, обусловленное стенками направления x, становится слабее для случая эллиптического сегмента. Обратная картина наблюдается при $r_1 < r$. При малых значениях высоты сегмента эллиптичность сечения проявляется ярче. С увеличением L разница энергий эллиптического и кругового случаев убывает. Так, при $L = 0.5a_B$ разность энергий составляет $\Delta E \approx 3E_R$, тогда как при $L = 0.8a_B$ имеем $\Delta E \approx 1.25E_R$.

На рис.3 приведены зависимости разности энергий основного состояния электрона в цилиндрической КТ с линзообразным сечением для случаев кругового и эллиптического сегментов сечения КТ от высоты сегмента. Как видно из рисунка, вклад от эллиптичности сечения в энергию сильнее проявляется при малых значениях высоты сегмента. В случае, когда $r < r_1$ (кривая 1), разность энергий положительна, так как в этом случае размерное квантование кругового сегмента проявляется сильнее, и отрицательна в обратном случае (кривая 2).

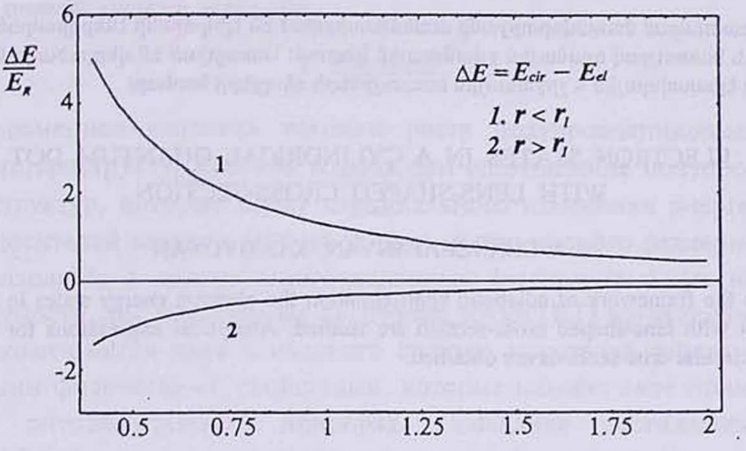


Рис.3. Зависимость разности энергий электрона в цилиндрической КТ с линзообразным сечением для случаев кругового и эллиптического сегментов сечения КТ от высоты сегмента.

С увеличением высоты сегмента разность энергий в обоих случаях стремится к нулю, что и следовало ожидать. Следует отметить также, что при предельных переходах $R \to \infty$ или $a \to \infty$ (см.(13) и (18)) получаем известный результат для энергии квантовой проволоки.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.Harrison**. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics. University of Leeds, Leeds, United Kingdom, 1999.
2. **M.Grundmann, O.Stier, D.Bimberg**. Phys. Rev. B, **52**, 11969 (1995).
3. **S. Le Goff, B.Stebe**. Phys. Rev. B, **47**, 1383 (1992).
4. **E.M.Kazaryan, L.S.Petrosyan, H.A.Sarkisyan**. Physica E, **8**, 19 (2000).
5. **L.C.Lew Yan Voon, M.Willatzen**. Jour. of Phys.: Cond. Matt., **14**, 13667 (2002).
6. **A.H.Rodriguez, C.Trallero-Giner, S.E.Ulloa, J.Marin-Antinua**. Phys. Rev. B, **63**, 125319-1 (2001).
7. **Cheng-Hung Chang**. Phys. Rev. E, **67**, 046201-1 (2001).
8. **A.H.Rodriguez, C.R.Handy, C.Trallero-Giner**. Jour. of Phys.: Cond. Matt., **15**, 8465 (2003).
9. **J.Lopez Gondar, B.Costa, C.Trallero-Giner, G.Marques**. Phys. Stat. Sol. (b), **230**, 437 (2002).
10. **C.Trallero-Herrero, C.Trallero-Giner, S.E.Ulloa, R.Perez-Alvarez**. Phys. Rev. E, **64**, 056237-1 (2001).
11. **В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган**. Задачи по квантовой механике. М., Наука, 1981.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ՈՍՊՆՅԱԿԱՁԵՎ ՀԱՏՈՒՅԹՈՎ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

Ա.Ա. ՃԱՆՃԱՊԱՆՅԱՆ, Կ.Գ. ԴՎՈՅԱՆ

Ադիաբատական մոտավորությամբ ուսումնասիրված են էլեկտրոնի էներգիական վիճակները ոսպնյակաձև հատույթով գլանային քվանտային կետում: Ստացված են վերլուծական արտահայտություններ էլիպսոիդային և շրջանային հատույթների դեպքերի համար:

ELECTRON STATES IN A CYLINDRICAL QUANTUM DOT WITH LENS-SHAPED CROSS-SECTION

A.A. CHANCHAPANYAN, K.G. DVOYAN

Within the framework of adiabatic approximation the electron energy states in a cylindrical quantum dot with lens-shaped cross-section are studied. Analytical expressions for the cases of elliptic and circular cros-sections are obtained.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.265-269 (2005)

УДК 621.315

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДВОЯКОВЫПУКЛОЙ ТОНКОЙ КВАНТОВОЙ ЛИНЗЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Л.С. ПЕТРОСЯН

Ереванский государственный университет

Российско-Армянский (Славянский) государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Исследованы электронные состояния в двояковыпуклой тонкой квантовой линзе при наличии внешнего однородного магнитного поля. Задача решена в адиабатическом приближении. Получено аналитическое выражение для полной энергии электрона.

1. Введение

Современное развитие техники роста полупроводниковых эпитаксиальных гетероструктур сделало возможным изготовление полупроводниковых наноструктур, которые ввиду кардинального изменения энергетических спектров носителей заряда в них из-за двух- и трехмерного размерного квантования находятся в центре многочисленных фундаментальных исследований. В частности, так называемые квантовые точки (КТ) из-за полного (трехмерного) квантования энергетического спектра носителей заряда обладают уникальными физическими свойствами, которые находят свое применение в новейших оптоэлектронных приборах. Последние достижения метода субмонослойной миграционно-стимулированной эпитаксии позволяют выращивать массивы весьма однородных по своим размерам и формам КТ [1], которые образуются в результате спонтанного распада на островки тонкого слоя одного материала, осажденного с отличающейся постоянной решетки на поверхность другого материала.

Вследствие размерного квантования электронные и оптические свойства КТ сильно зависят от их геометрических форм и размеров. Эксперименты, проведенные различными методами для изучения геометрических форм и размеров КТ, показали, что спонтанно возникающие КТ часто имеют линзообразную форму (так называемые квантовые линзы КЛ) [2,3] (см. рис.1)). Радиус таких КЛ составляет примерно $\rho_0 = 150 \div 1000$ Å, а высота – $h = 30 \div 40$ Å. Оптические эксперименты, проведенные на спонтанно возникающих КТ, показывают, что в этих структурах реализуется сильная пространственная локализация носителей заряда [4], т.е. ограничивающий потенциал КЛ можно аппроксимировать с помощью бесконечно глубокой потенциальной ямы.

Теоретическому изучению электронных состояний таких КЛ, учитывающему симметрию их поверхности, посвящено небольшое количество работ [5-7]. В частности, в [5] авторы исследовали электронные состояния в полусферической КТ (ПСКТ) (т.е. $h = h_1 + h_2 = \rho_0$, $h_2 = 0$). Использовав метод конформных отображений и обобщенную теорию возмущений для конформно отображенных операторов, они также исследовали электронные состояния в КЛ, мало отличающихся от ПСКТ ($(\rho_0 - h)/\rho_0 << 1, \Rightarrow \rho_0 \sim h$). Очевидно, что это не очень удачное приближение, т.к. реальные КЛ сильно отличаются от ПСКТ ($h < \rho_0$).

Как известно, помимо возможности воздействия на уровни носителей заряда в КТ путем изменения их геометрических форм и размеров, аналогичного результата можно достичь, помещая исследуемые системы во внешние поля. В частности, в работах [6,7] были рассмотрены изменения электронных состояний в ПСКТ под действием внешних электрических и магнитных полей.

В данной работе, в рамках адиабатического приближения, исследованы электронные состояния в КЛ во внешнем однородном магнитном поле.

2. Теория

В приближении эффективной массы одночастичное уравнение Шредингера для определения волновой функции и энергии электрона в КЛ, при наличии однородного магнитного поля, имеет вид

$$\left\{ \frac{(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A})^2}{2\mu} + U(\rho, z) \right\} \Psi = E\Psi \; . \tag{1}$$

Здесь μ – эффективная масса электрона внутри КЛ, $U(\rho, z)$ – ограничивающий потенциал КЛ, который в приближении непроницаемых стен имеет вид

$$U(\rho, z) = \begin{cases} 0; -\sqrt{R_2^2 - \rho^2} + R_2 - h_2 < z < -\sqrt{R_1^2 - \rho^2} - R_1 + h_1; \\ \infty; \qquad \text{в других областях,} \end{cases} \tag{2}$$

где $R_{1,2} = (\rho_0^2 + h_{1,2}^2)/2h_{1,2}$ – радиусы сфер (см. рис.1).

Выбирая компоненты векторного потенциала поля в виде $\mathbf{A} = H(0, 0, \frac{\rho}{2})$, т.е. направив ось z вдоль поля $\mathbf{H}$, для определения Ψ и E получим уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial}\left(\rho\frac{\partial\Psi}{\partial\rho}\right)+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial\varphi^2}\right]-\frac{i\hbar\omega_H}{2}\frac{\partial\Psi}{\partial\varphi}+\frac{\mu\omega_H^2\rho^2}{8}\Psi+U(\rho,z)\Psi=E\Psi\ , \quad (3)$$

где $\omega_H=|e|H/\mu c$. Исходя из аксиальной симметрии задачи, ищем решение уравнения (3) в виде

$$\Psi=\frac{1}{\sqrt{2\pi\rho}}f(\rho,z)e^{im\varphi}, \quad (4)$$

где m – магнитное квантовое число. Тогда для функции f получаем уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left[\frac{\partial^2}{\partial\rho^2}-\frac{m^2-\frac{1}{4}}{\rho^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]f+\left(U(\rho,z)+\frac{\mu\omega_H^2\rho^2}{8}\right)\Psi=\varepsilon\Psi\ , \quad (5)$$

где введено обозначение $\varepsilon=E-\hbar\,\omega_H m/2$.

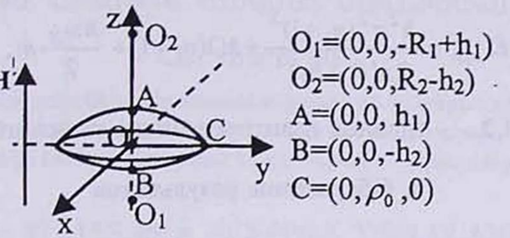


Рис.1.

Далее будем предполагать, что КЛ является очень тонкой ($h=h_1+h_2>>\rho_0$). Теоретическое исследование одночастичных состояний в подобной КЛ легче всего провести методом адиабатического приближения [8]. Тогда, при не очень сильных магнитных полях ($a_H>>h$), в роли "быстрой" подсистемы выступает движение частицы вдоль оси z, а в роли "медленной" – движение в радиальном направлении. В этом приближении собственные функций полного гамильтониана системы можно приближенно представить в виде $f\approx f_{n_1}(\rho,z)f_{mn_2}(\rho)$. Легко показать, что выражения для волновых функций и уровней энергии "быстрой" подсистемы имеют вид

$$f_{n_1}=\begin{cases}\sqrt{2/a}\sin\dfrac{\pi(n_1+1)}{a}\left(z+\sqrt{R_2^2-\rho^2}+h_2-R_2\right); & \text{внутри КЛ;}\\ \infty; & \text{вне КЛ}\end{cases}\qquad E_{n_1}=\frac{\hbar^2\pi^2}{2\mu a^2}(n_1+1)^2\ , \quad (6)$$

где $a=\sqrt{R_1^2-\rho^2}+\sqrt{R_2^2-\rho^2}+(h_1+h_2)-(R_1+R_2)$ есть эффективная ширина одномерной ямы, а квантовое число n_1 принимает значения $n_1=0,1,2,\dots$.

Движение частицы в радиальном направлении определяется эффективным ограничивающим "потенциалом"

$$U(\rho)=\begin{cases}E_{n_1}(\rho^2), & \rho<\rho_0;\\ \infty, & \rho>\rho_0.\end{cases} \tag{7}$$

Уравнение Шредингера с такой потенциальной энергией не имеет точного аналитического решения. Однако можно заметить, что для нижних уровней спектра частица локализована в КЛ на расстояниях $\rho \ll \rho_0$. В этой области потенциал можно разложить в ряд:

$$U(\rho)\approx \frac{\hbar^2\pi^2(n_1+1)^2}{2\mu a^2(h_1+h_2)^2}\left(1+\frac{R_1+R_2}{h_1+h_2}\frac{1}{R_1R_2}\rho^2\right). \tag{8}$$

Тогда задача вычисления собственных функций $f_{n_1n_2}(\rho)$ и энергий "медленной" подсистемы сводится к задаче плоского осциллятора с эффективной частотой $\Omega^2=\omega_0^2+\omega_H^2/4$, где $\omega_0^2=\dfrac{\hbar^2\pi^2(n_1+1)^2}{\mu^2(h_1+h_2)^3}\dfrac{R_1+R_2}{R_1R_2}$. Окончательно, для полной энергии частицы имеем

$$E_{n_1n_2m}=\frac{\hbar^2\pi^2(n_1+1)^2}{2\mu(h_1+h_2)^2}+\hbar\Omega(n_1+1)+\frac{\hbar\omega_H}{2}m, \tag{9}$$

где $n_2=2n_r+|m|=0,1,2...$ – главное квантовое число плоского осциллятора.

3. Обсуждение результатов

Как известно, энергетические уровни плоского осциллятора (второй член в (9)) (n_2+1)-кратно вырождены. Однако, как видно из полученных результатов, наложение даже слабого магнитного поля приводит к снятию вырождения.

Из условия применимости адиабатического приближения следует, что второй член в (9) должен быть значительно меньше, по сравнению с первым членом. Это обстоятельство, в свою очередь, накладывает ограничение на n_2. В частности, при $H=0$ это условие имеет вид

$$\frac{\pi\sqrt{2}}{4}\sqrt{\frac{(\rho_0^2+h_1^2)(\rho_0^2+h_2^2)}{(\rho_0^2+h_1h_2)(h_1+h_2)^2}}(n_1+1)\gg n_2+1, \tag{10}$$

что выполняется для нескольких нижних уровней энергии. При предельном переходе $h_1+h_2 \ll \rho_0\to\infty$ из (9) имеем

$$E_{n_1n_2m}=\frac{\hbar^2\pi^2(n_1+1)^2}{2\mu(h_1+h_2)^2}\frac{\hbar^2\pi^2(n_1+1)^2}{2\mu(h_1+h_2)^2}+\frac{\hbar\omega_H}{2}(n_2+m+1), \tag{11}$$

что совпадает с энергетическим спектром квантовой пленки в магнитном поле (уровни Ландау).

Таким образом, благодаря тому, что КЛ обладает геометрическим размерами, сильно отличающимися в различных направлениях, возможно применение адиабатического приближения, которое дает аналитическое выражение для энергетического спектра частицы в КЛ.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Leonard, M.Krischnamurthy, S.Reaves, S.Denbaars, P.Petroff.** Appl. Phys. Lett., 63, 3203 (1993).
2. **D.Eaglesham, M.Cerullo.** Phys. Rev. Lett., **64**, 1942 (1990).
3. **X.Liao, J.Zou, X.Duan, D.Cockayne, R.Leon, C.Lobo.** Phys. Rev. B, **58**, R4235 (1998).
4. **S.Fafard, R.Leon, D.Leonard, J.Merz, P.M.Petroff.** Phys. Rev. B, **50**, 8086 (1994).
5. **A.Rodriguez, C.Giner, S. Ulloa, J.Antuna.** Phys. Rev. B, **63**, 125319 (2001).
6. **J.Gongar, B.Costa, C.Giner, G.Margues**, Phys. stat. sol. (b), **230**, 437 (2002).
7. **A.Rodriguez, C.Giner.** Phys. stat. sol. (b), **230**, 463 (2002).
8. **В.Галицкий, Б.Карнаков, В.Коган.** Задачи по квантовой механике. М., Наука, 1981.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԵՐԿՈՒՌՈՒՑԻԿ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՈՍՊՆՅԱԿՈՒՄ ԱՐՏԱՔԻՆ ՀԱՄԱՍԵՌ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Լ.Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ադիաբատական մոտավորությամբ ուսումնասիրված են էլեկտրոնային վիճակները երկուռուցիկ բարակ քվանտային ոսպնյակում, համասեռ մագնիսական դաշտում: Հիմնական և առաջին մի քանի գրգռված վիճակների համար ստացված են վերլուծական արտահայտություններ:

ELECTRON STATES IN A BICONVEX THIN QUANTUM LENS IN THE PRESENCE OF AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

L.S. PETROSYAN

Within the effective mass approximation, using an adiabatic approach, the energies of bound states of electrons in a biconvex thin quantum lens under the influence of an external magnetic field are calculated. Analytical expressions for the energies of ground and excited states are obtained.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.270-277 (2005)

УДК 621.382

ЕМКОСТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

А.З. АДАМЯН, З.Н. АДАМЯН, В.М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 ноября 2004 г.)

Предлагается новый, простой, емкостный, неразрушающий экспресс-метод качественного выявления основных параметров пористого кремния – толщины слоя, интегральной пористости и диэлектрической проницаемости. Метод основан на двух измерениях емкости структуры метал/пористый кремний/монокристаллический кремний/метал (M/PS/c-Si/M) – в одном случае с порами, заполненными воздухом, а в другом – заполненными органическим соединением с большим значением диэлектрической проницаемости. Сравнение результатов, полученных методами шарового шлифа и взвешивания образцов до и после анодирования, с данными емкостных измерений, проведенных на тех же образцах до их разрушения, выявило достаточно хорошее согласие данных, полученных этими методами.

1. Введение

В последние годы большое внимание исследователей уделяется изучению оптоэлектронных свойств пористого кремния (PS) с целью их применения не только в оптоэлектронике, но и, в первую очередь, в микроэлектронике [1]. Известно, что кремний – основной базовый материал современной полупроводниковой промышленности и микроэлектроники и вся технологическая оснастка рассчитана на кремний. С этой точки зрения PS и приборы на его основе совместимы с интегральной технологией. На их основе в едином технологическом цикле возможно создание кремниевых светодиодов и больших интегральных схем с оптоэлектронными свойствами. Однако, развитая поверхность PS, регулируемая и большая ширина запрещенной зоны, малый эффективный коэффициент преломления позволяют использовать этот материал и в других областях, таких как химические сенсоры и антиотражающие покрытия кремниевых солнечных элементов (например, в [1-8]).

Микроструктурные и физические характеристики PS, такие как толщина, объемная пористость, удельная площадь поверхности, распределение пор по размерам, диэлектрическая проницаемость и коэффициент преломления прямо зависят от различных условий получения: например, от состава электролита, плотности тока анодизации, времени травления, освещения [1,9-11]. Кроме того, параметры слоев PS зависят и от свойств самой кремниевой основы – типа проводимости, уровня легирования и ориентации кристаллов. Многочисленные и самые разнообразные возможности применения PS вызывают большой интерес к разработкам новых или модифицированных оперативных неразрушающих методов контроля микроструктурных характеристик поверхности [3,12-14].

Толщину и пористость слоя PS можно определять и с помощью самых современных атомно-силовых, туннельных и электронных микроскопов, а также эллипсометрией [15-17]. Все эти методы достаточно сложны, хороши для детального исследования уже полученных образцов с оптимальными характеристиками. Однако при разработке технологии изготовления слоев PS для различного применения с разными требованиями к параметрам PS необходим неразрушающий метод экспресс-контроля основных параметров макроскопического количества вещества или получение интегральной информации о пористости и толщине свежеизготовленного слоя PS для оперативной корректировки технологических режимов получения структур со слоем PS. Указанные параметры можно определять и с помощью измерения емкости этих структур. Однако, как показано в [3,4,12], для определения пористости необходимо знать толщину слоя или наоборот – толщину слоя можно установить, зная значение пористости. Так, в [3,4] толщина слоя определялась по интерференционным максимумам спектров отражения слоев PS. Это создает дополнительные неудобства, и к тому же далеко не всегда регистрируется соответствующая интерференционная картина на кривых спектров отражения, в том числе, и в первую очередь, из-за малой толщины слоя PS. Для точного определения толщины слоя PS данным методом необходимо знать величину коэффициента преломления, прямо зависящего от диэлектрической проницаемости или, соответственно, от пористости слоя. Известно, например, что пористый кремний, в зависимости от режимов электрохимической обработки, степени легирования исходного кремния донорными или акцепторными примесями, состава электролита и т.д., может иметь широкий диапазон пористости – от 2 до 85% [1,9-11].

Ниже предлагается способ получения информации об интегральной пористости, толщине и диэлектрической проницаемости слоя PS с помощью двух измерений емкости структур – в воздухе и в насыщенных парах органических соединений с возможно большим значением ε (например, метилового спирта).

2. Метод определения интегральной пористости и толщины слоя пористого кремния измерениями емкости структур

Согласно механизмам образования пористого кремния и экспериментальным данным о морфологии слоев PS [1,9,18], пористый слой может быть представлен в виде структуры с цилиндрическими порами одинаковой длины, пронизывающими кремниевый остов.

Известно также [4,8], что согласно модели плоско-параллельного конденсатора, емкость полупроводника (кремния) со слоем пористого кремния равна

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_{eff} \frac{A}{d}\,, \tag{1}$$

где A – площадь контактов образца, d – расстояние между контактами (в нашем случае – толщина слоя PS), ε_o – электрическая постоянная, ε_{eff} – диэлектрическая проницаемость слоя пористого кремния,

$$\varepsilon_{eff} = (1-\alpha)\varepsilon_{Si} + \alpha\varepsilon_{air}\,. \tag{2}$$

Здесь α – пористость слоя PS (часть объема пористого слоя, занятого порами, а $1-\alpha$ – соответственно, часть объема, занятого кремниевыми кристаллитами), а ε_{air} и ε_{Si} – диэлектрические проницаемости воздуха и кремния.

На рис.1 представлена модель такого конденсатора. Здесь C_{air} и C_{Si} – емкости параллельно включенных конденсаторов, состоящих из пор, заполненных воздухом, и нанокристаллитов кремния. Видно, что одним измерением емкости невозможно определить толщину слоя d и пористость α. Эта задача решается двумя измерениями емкости структур – в сухом воздухе и с порами, заполненными некоей средой, желательно с сильно отличающейся от ε_{air} величиной диэлектрической проницаемости. Такой средой могут быть сконденсированные вода ($\varepsilon = 81$) или хорошо смачивающие нанопоры спирты, например, метиловый ($\varepsilon_m = 32.63$).

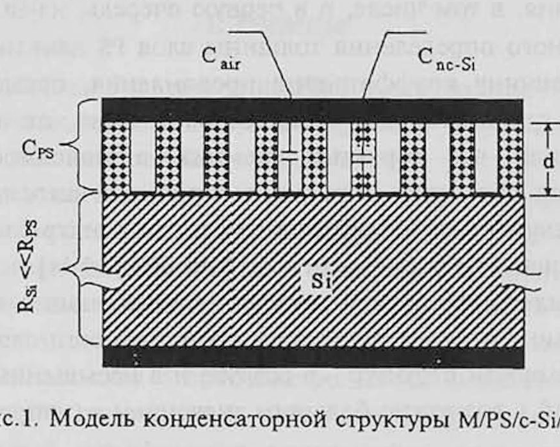


Рис.1. Модель конденсаторной структуры M/PS/c-Si/M.

Емкости, измеренные в воздухе и, для определенности, в атмосфере насыщенных паров метилового спирта, можно записать следующим образом:

$$C_{PSa} = \frac{\varepsilon_0 A}{d}[(1-\alpha)\varepsilon_{Si} + \alpha\varepsilon_{air}]\,, \tag{3}$$

$$C_{PSm} = \frac{\varepsilon_0 A}{d}[(1-\alpha)\varepsilon_{Si} + \alpha\varepsilon_{m}]\,. \tag{4}$$

Разделив (4) на (3), получим

$$\frac{C_{PSm}}{C_{PSa}} = k = \frac{(1-\alpha)\varepsilon_{Si} + \alpha\varepsilon_m}{(1-\alpha)\varepsilon_{Si} + \alpha\varepsilon_a}, \tag{5}$$

откуда, решая (5) относительно α, легко получить следующее выражение:

$$\alpha = \frac{\varepsilon_{Si}(k-1)}{k(\varepsilon_{Si} - \varepsilon_a) + (\varepsilon_m - \varepsilon_{Si})}. \tag{6}$$

Если измеряемые емкости C_{PSa} и C_{PSm} одинаковы, или $k = 1$, то $\alpha = 0$, т.е. нет пористости; $\alpha = 1$ (или пористость 100%), когда $k = \varepsilon_m / \varepsilon_{air}$ или $k = \varepsilon_m$. Толщина слоя PS d определяется по разности значений C_{PSm} и C_{PSa}

$$C_{PSm} - C_{PSa} = \Delta C = \frac{\varepsilon_0 A}{d}(\varepsilon_m - \varepsilon_{air})\alpha, \tag{7}$$

откуда

$$d = \frac{\varepsilon_0 A(\varepsilon_m - \varepsilon_{air})}{C_{PSm} - C_{PSa}}\alpha. \tag{8}$$

Зная величину α, из (2) легко определить и эффективную диэлектрическую проницаемость слоя пористого кремния.

Таким образом, путем измерений емкости структуры M/PS/c-Si/M в воздухе и в среде с другим значением диэлектрической проницаемости (например, в метаноле) и подстановкой измеряемых величин C_{PSa} и C_{PSm} в выражения для α и d – (6) и (8), соответственно, можно найти среднее значение пористости и толщину слоя пористого кремния исследуемых образцов. Подставляя полученное значение α в (2), нетрудно определить величину диэлектрической проницаемости слоя пористого кремния ε_{eff}.

3. Эксперимент и обсуждение результатов

3.1. Изготовление образцов

Образцы для измерений изготавливались на основе пластин кремния n-типа проводимости с ориентацией <111> и <100>, с удельным сопротивлением 5 и 10 Ом·см, соответственно, а также p-кремния, с удельным сопротивлением 10 Ом·см. Общая толщина монокристалла кремния составляла 400 мкм. После создания тылового омического контакта, часть образцов отбиралась для создания слоев пористого кремния методом электрохимического анодирования. Процесс анодирования проходил в гальваностатическом режиме при токах от 2,5 до 100 мА·см$^{-2}$, в течение от 10 до 300 секунд под УФ излучением ртутной лампы (при работе с пластинами n-типа), проходящим через фильтр УФС-6 с полосой пропускания 330-380 нм. Использовался стандартный электролит $HF:C_2H_5OH:H_2O$, в соотношении 1:2:1. Непосредственно после анодизации образцы опускались в ванну с фтористоводородной кислотой для удаления остаточных оксидов кремния. Далее образцы промывались в этиловом или метиловом спирте и осушались в потоке сухого азота.

Для измерения емкости, так же как и в [19], на лицевую поверхность образцов с созданным слоем PS методом вакуумного напыления наносились полупрозрачные слои алюминия (~ 0,1 мкм). Напыление проводилось через маску под скользящим углом. Такой угол наклона подложки относительно горизонтали обеспечивал осаждение алюминия на верхушки кремниевых столбиков в слое PS, что необходимо для обеспечения доступа насыщенных паров метилового спирта и конденсата во внутрь пор. Размеры контактов были 2×0.5 мм.

3.2. Результаты измерений

Измерения емкости проводились в малосигнальном (25 мВ) режиме синусоидального сигнала на фиксированных частотах 1 кГц и 1 МГц при нулевом смещении, используя цифровые измерители *L*,*C*,*R* Е7-8 и Е7-12.

Кривая зависимости $\alpha(C_{PSm}/C_{PSa})$ (6), представленная на рис.2, позволяет оперативно определять пористость слоя PS.

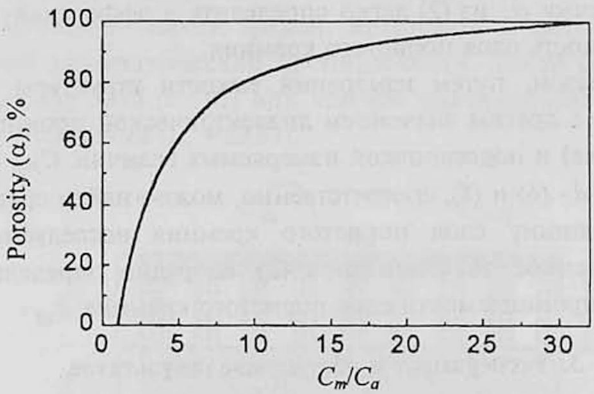


Рис.2. Зависимость пористости слоя PS от отношения величин емкостей структуры, измеренных в воздухе и в атмосфере насыщенных паров метилового спирта.

Были проведены измерения на образцах с фотолюминесценцией и без нее. Измерялись значения емкостей структур в насыщенных парах метанола и в воздухе. Получены значения для α 57% и 33%, соответственно. Затем, подставляя полученные значения α в (8) и (2), рассчитывались толщина слоя d и диэлектрическая проницаемость ε_{eff}, соответственно. А зная ε_{eff}, легко определить коэффициент преломления n слоя PS (согласно $n=\sqrt{\varepsilon_{eff}}$).

В нашем эксперименте в качестве конденсата для заполнения пор выбор пал на метиловый спирт. Чем обусловлен такой выбор? Казалось бы, более привлекательна вода с ее высоким значением диэлектрической проницаемости. Однако, высокое значение силы поверхностного натяжения воды (в 3.2 раза превышающая этот параметр для метилового спирта), плохая смачиваемость поверхности PS и, тем самым, неудовлетворительное заполнение пор конденсатом, делают предпочтительнее использование спиртов для данной цели, в частности, метилового спирта с относительно высоким значением ε. В пользу выбора метилового спирта свидетельствуют и другие факты. Так, например, в [11,20] показано, что в процессе сушки слоев PS после анодизации, на границе раздела жидкость-газ внутри пор перепад давлений достигает значений нескольких МПа. Поэтому, с целью уменьшения давления на стенки пор, рекомендуется после анодизации образцы промывать не водой, а этиловым или метиловым спиртом. Кроме того, наши предыдущие опыты, связанные с созданием сенсоров влажности, работающих при высоких температурах, в том числе и на основе структур со слоями PS [21], также показали, что в ряде случаев (в зависимости от параметров PS) после воздействия насыщенными парами воды образцы претерпевают необратимые изменения. Таким образом, рассматриваемый выше метод при использовании насыщенных паров воды становится разрушающим. Этим можно объяснить и сравнительно слабую чувствительность сенсоров паров органических соединений на основе структур со слоем PS к воздействию паров воды [5], хотя и величины дипольных моментов молекул исследуемых в указанной работе соединений не намного отличаются от значения дипольного момента молекул воды.

Результаты измерений и расчетов параметров слоев пористого кремния исследованных двух характерных образцов представлены ниже в таблице 1.

Табл.1.

Параметры	Образец с ФЛ	Образец без ФЛ
C_{PSm}, нФ	420	230
C_{PSa}, нФ	100	100
α, %	57	33
d, мкм	0.5	0.7
ε_{eff}	5.64	8.2
n	2.37	2.86

Для проверки методики толщина и пористость слоев PS определялись также гравиметрически, с использованием шарового шлифования этих же образцов.

Образцы со сравнительно толстым слоем PS выбирались, согласно результатам анализа параметров PS, уже определенных с помощью измерений емкостей. Кроме того, образцы отбирались по виду их ВАХ (по наличию выпрямляющей характеристики), а также по наличию или отсутствию фотолюминесценции, косвенно свидетельствующей о реализации наноструктуры. Для точного определения глубины залегания гетероперехода или толщины слоя PS использовался оптический микроскоп МЕТАМ-1 с расширителем МОВ-1-16". Гравиметрически, двумя взвешиваниями образца до и после анодизации, при известной толщине слоя PS, пористость определяется следующим образом. Предварительно взвешиванием определяется масса образца до анодизации, которая в общем случае равна

$$m_1 = \rho_{Si} lS \,, \tag{10}$$

где ρ_{Si} – плотность кремния, l – толщина пластины монокристаллического кремния, S – площадь поверхности. После анодизации имеем структуру со слоем PS толщиной d и массой m_2, равной

$$m_2 = \rho_{Si}(1-d)S + \rho_{Si}(1-\alpha)dS \,. \tag{11}$$

Отнимая (11) от (10), получим значение пористости

$$\alpha = (m_1 - m_2) / \rho_{Si} dS \,. \tag{12}$$

Таким образом, определяя d методами шарового или косого шлифа, двумя взвешиваниями образца определяется пористость слоя PS.

Толщины слоев PS двух образцов, определенные методом шарового шлифа, были равны 0.5 мкм и 0.7 мкм, а пористость, рассчитанная по формуле (12), оказалась равной 55% и 30%, соответственно.

Сравнение данных, полученных двумя методами для тех же образцов, выявило достаточно хорошее совпадение результатов, со средним отклонением около 5%.

4. Заключение

Таким образом, нами разработан новый неразрушающий экспресс-метод для выявления основных параметров слоев пористого кремния с помощью двух измерений емкости структур – в воздухе и с порами, заполненными конденсированной средой с сильно отличающейся от воздуха диэлектрической проницаемостью. С помощью этого метода с достаточной точностью определяются интегральная пористость и толщина слоя пористого кремния, его диэлектрическая проницаемость и показатель преломления. Проведено сравнение результатов, полученных с помощью взвешивания образцов до и после анодирования, с расчетными данными, полученными из емкостных измерений. Выявлено достаточно хорошее согласие между данными, полученными двумя указанными методами.

Работа выполнена в рамках республиканской целевой научной программы "Полупроводниковая наноэлектроника" (код-041030).

ЛИТЕРАТУРА

1. Silicon Photonics. Eds. L. Pavesi, D.J. Lockwood. Topics Appl. Phys., **94**, 1-392 (2004), Springer-Verlag, Berlin, 2004.
2. **Z.N.Adamian, A.P.Hakhoyan, V.M.Aroutiounian, R.S.Barseghian, K.Touryan**. Solar Energy Materials & Solar Cells, **64**, 347 (2000).
3. **Z.N.Adamian, V.M.Aroutiounian, A.P.Hakhoyan, R.S.Barseghian, K.Touryan**. Proc. SPIE on Solar and Switching Materials, San-Diègo, USA, 1-2 August 2001, **4458**, 1-9 (2001).

4. V.M.Aroutiounian et al. Thin Solid Films, **403-404**, 517 (2002).
5. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirossian, P.Sookiassian.** J. Phys. D., Appl. Phys., **37**, L1 (2004).
6. M.J.Sailor, in: Properties of Porous Silicon, IEE INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, p.364, 1997.
7. **V.M.Aroutiounian, A.P.Hakhoyan, A.Z.Adamyan, Z.N.Adamian, R.S.Barseghyan.** In Proc. of the Eurosensors XVII, Guimaraes, Portugal, p.400, 2003.
8. **L.Pancheri, C.J.Oton, Z.Gaburro, G.Soncini, L.Pavesi.** Sensors and Actuators, **B 97**, 45 (2004).
9. **W.Theiss.** Surface Science Reports, **29**, 91 (1997).
10. **V.M.Aroutiounian, M.Zh.Ghoolinian.** In Proc. SPIE Conf. on Engineered Nanostructural Films and Materials, Denver, **3790**, p.55, 1999.
11. **O.Bisi, S.Ossicini, L.Pavesi.** Surface Science Reports, **38**, 1 (2000).
12. **L.Kore, G.Bosman.** Solar Energy Materials & Solar Cells, **57**, 31 (1999).
13. **Е.А.Тутов, А.Ю.Андрюков, Е.Н.Бормонтов.** ФТП, 35, 850 (2001).
14. **S.Lazarouk, P.Jaguiro, S.Katsouba, G.Maiello, S.La Monica, G.Masini, E.Proverbio, A.Ferrari.** Thin Solid Films, **297**, 97 (1997).
15. **T.Yu, R.Laiho, L.Heikkila.** J. Vac. Sci. Technol., **B 12**, 2437 (1994).
16. **J.D.Holmes, K.J.Ziegler, R.Ch.Doty, L.E.Pell, K.P.Johnston, B.A.Korgel.** J. Am. Chem. Soc., **123**, 3743 (2001).
17. **V.A.Makara, V.A.Odarych, O.V.Vakulenko, O.I.Dacenko.** Thin Solid Films, **342**, 230 (1999).
18. **P.Kleimann, J.Linnros, S.Petersson.** Materials Science and Engineering, **B69–70**, 29 (2000).
19. **З.О.Мхитарян, А.А.Шатверян, А.З.Адамян, В.М.Арутюнян.** Изв. НАН Армении, Физика, 39, 173 (2004).
20. **E.A.Ponomarev, C.Levy-Clement.** J. Electrochem. Soc. Lett., **1**, 1002 (1998).
21. **А.С.Степанян, В.М.Арутюнян, З.Н.Адамян, А.З.Адамян, В.Г.Бархударян.** Изв. НАН Армении, Тех. науки, **58**, 519 (2004).

ԾԱԿՈՏԿԵՆ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՈՒՆԱԿԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴ

Ա.Զ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Զ.Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Առաջարկված է ծակոտկեն սիլիցիումի հիմնական պա րամետրերի՝ շերտի հաստության, ծակոտկենության և դիէլեկտրական թափանցելիության որոշման նոր պարզ ունակային չքայքայող արագընթաց մեթոդ: Մեթոդը հիմնված է մետաղ/ծակոտկեն սիլիցիում/միաբյուրեղային սիլիցիում/մետաղ (M/PS/c-Si/M) կառուցվածքների ունակության երկու չափումների վրա. առաջինը՝ երբ ծակոտիների մեջ օդ է, իսկ մյուսը՝ երբ ծակոտիները լցված են բարձր դիէլեկտրական թափանցելիությամբ օժտված օրգանական միացությամբ: Անոդավորումից առաջ և հետո գրավիմետրական և գնդահղկման մեթոդներով ստացված արդյունքների համեմատումը նույն նմուշներից մինչ իրենց քայքայվելը ունակային չափումներով ստացված տվյալների հետ ի ցույց է բերել բավականին լավ համապատասխանություն:

CAPACITANCE METHOD FOR DETERMINATION OF POROUS SILICON PARAMETERS

A.Z. ADAMYAN, Z.N. ADAMIAN, V.M. AROUTIOUNIAN

A new simple capacitance non-destructive express-method for determination of porous silicon basic parameters – layer thickness, porosity and dielectric permittivity is proposed. The method is based on the two measurements of the capacitance of metal/porous silicon/monocrystalline silicon/metal (M/PS/c-Si/M) structure – in one case with pores filled by air, and in other case those filled by an organic compound with high value of the dielectric permittivity. The comparison of results obtained by the ball lap and gravimetric techniques before and after anodization with data of the capacitance measurements carried out with the same samples prior to theirs destruction shows sufficiently good agreement of data.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.278-281 (2005)

УДК 548.732

ЗАВИСИМОСТЬ УДЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ КОМПОЗИЦИЙ КАУЧУКА НАИРИТ С ГРАФИТОМ ОТ КОЛИЧЕСТВА НАПОЛНИТЕЛЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

А.А. МАРТИРОСЯН, В.Н. АГАБЕКЯН, А.М. СЕДРАКЯН, П.А. ГРИГОРЯН, Х.А. ИСМАИЛ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 ноября 2004 г.)

Получены графитовые композиции полихлоропрена наирит в пропорциях 1:0,05,1:0,15,1:0,25,1:0,75. Показано, что если увеличение процентного содержания графита приводит к резкому уменьшению удельного электросопротивления, то рост температуры неоднозначно влияет на это свойство композиций. Определены закономерности изменения энергии активации с ростом количества графита.

Ранее нами проведены исследования удельного электросопротивления полихлоропрена наирит с различными электропроводящими наполнителями в зависимости от их вида, температуры и старения [1]. В этой работе был выяснен характер поведения удельного сопротивления в зависимости от температуры. Однако оставался невыясненным целый ряд вопросов, касающихся динамики физических процессов, протекающих в образцах, с постепенным увеличением количества наполнителя и роста температуры.

В настоящей работе проведено более подробное изучение этих вопросов. Определены значения и характер изменений энергии активации для всех образцов в зависимости от количества наполнителя.

Полимерные композиции с электропроводящими наполнителями можно получить различными способами – либо высаживанием полимера из раствора [2,3], либо получением его непосредственно на металле путем инициирования полимеризации на свежей поверхности, возникающей на вибропомоле металлического порошка в среде мономера, либо прессовкой металлического порошка в полимерную массу [4].

В наших опытах мы получали композиции из полихлоропренового каучука добавлением разных весовых пропорций размельченного графита (размеры частиц порядка 1 мкм) в бензольный раствор полихлоропрена. Полученные смеси выпаривались, при этом их помешивали периодически до загустения. Весовые пропорции были равны 1:0,05, 1:0,15, 1:0,25, 1:0,75.

После выпаривания пленки отделялись, промывались водой и затем высушивались на воздухе. Электросопротивление образцов определялось на тераомметре Е6-13А. Рентгенограммы от композиций получали на лауэвской камере излучением CuK_{α}.

Помещая образцы в термоустановку и нагревая от комнатной температуры до 50^0С (ниже $T_{пл}$), определяли значения электросопротивления с интервалом 2-4^0С. Исходя из известной зависимости удельного электросопротивления полимера от температуры $\rho = \rho_0{}^{\varepsilon/kT}$ [4-6], где ρ_0 – удельное электросопротивление при нулевой температуре, k – постоянная Больцмана, а ε – энергия активации, были построены зависимости $\lg\rho$ от $1/T$ для всех композиций, графики которых приведены на рис.1. Как следует из графиков, с увеличением пропорций графита удельное сопротивление композициии падает с 10^{10} ом·м до 10 ом·м. Далее с увеличением температуры в чистом наирите наблюдается небольшое увеличение электропроводности, что согласуется с литературой [7]. При добавлении 50 мг графита наклон прямой графика уменьшается – увеличение температуры приводит к небольшому росту удельной электропроводности. Уже начиная со 150 мг графита, с ростом температуры заметен рост удельного сопротивления, хотя и это увеличение не превосходит имеющийся порядок значений.

По графикам определены значения энергий активации как чистого наирита, так и композиций. Согласно полученным значениям, энергия активации уменьшается, начиная с $0{,}56\cdot10^{-19}$ дж (наирит) до $0{,}064\cdot10^{-19}$ дж (1:0,75).

Характер температурной зависимости полученных композиций, по нашему мнению, можно трактовать следующим образом. При увеличении температуры в чистом наирите происходит рост подвижности аморфных участков макромолекул, что способствует более легкому передвижению свободных ионов небольших смесей, содержащихся в образце.

Добавление малого количества графита (0,05%) не может изменить характера зависимости удельного сопротивления от температуры, хотя и проникновение микрочастиц графита в межмолекулярные участки аморфных областей приводит к уменьшению энергии активации (уменьшается наклон прямой графика). При дальнейшем увеличении количества графита удельное электросопротивление растет с ростом температуры. Для композиций 1:0,5 и 1:0,75 наблюдается насыщение этой зависимости, т.е. при температурах, близких к $T_{пл}$, удельное сопротивление уже не меняется. Это, очевидно, можно объяснить тем, что большие количества графитовых микрочастиц уже при выпаривании раствора обволакивают макромолекулы в той или иной степени и мешают им сложиться в кристаллические ламели. Эту мысль подтверждают рентгенограммы, полученные нами ранее для композиций с пропорциями графита 1:0,1; 1:0,5 и 1:1 (рис.2) [1]. На этих рисунках видна динамика изменения надмолекулярной структуры композиций полихлоропрен – графит в зависимости от концентрации последнего. С увеличением пропорций наполнителя происходит уменьшение размеров кристаллитов наирита вплоть до полной аморфизации матрицы (1:1).

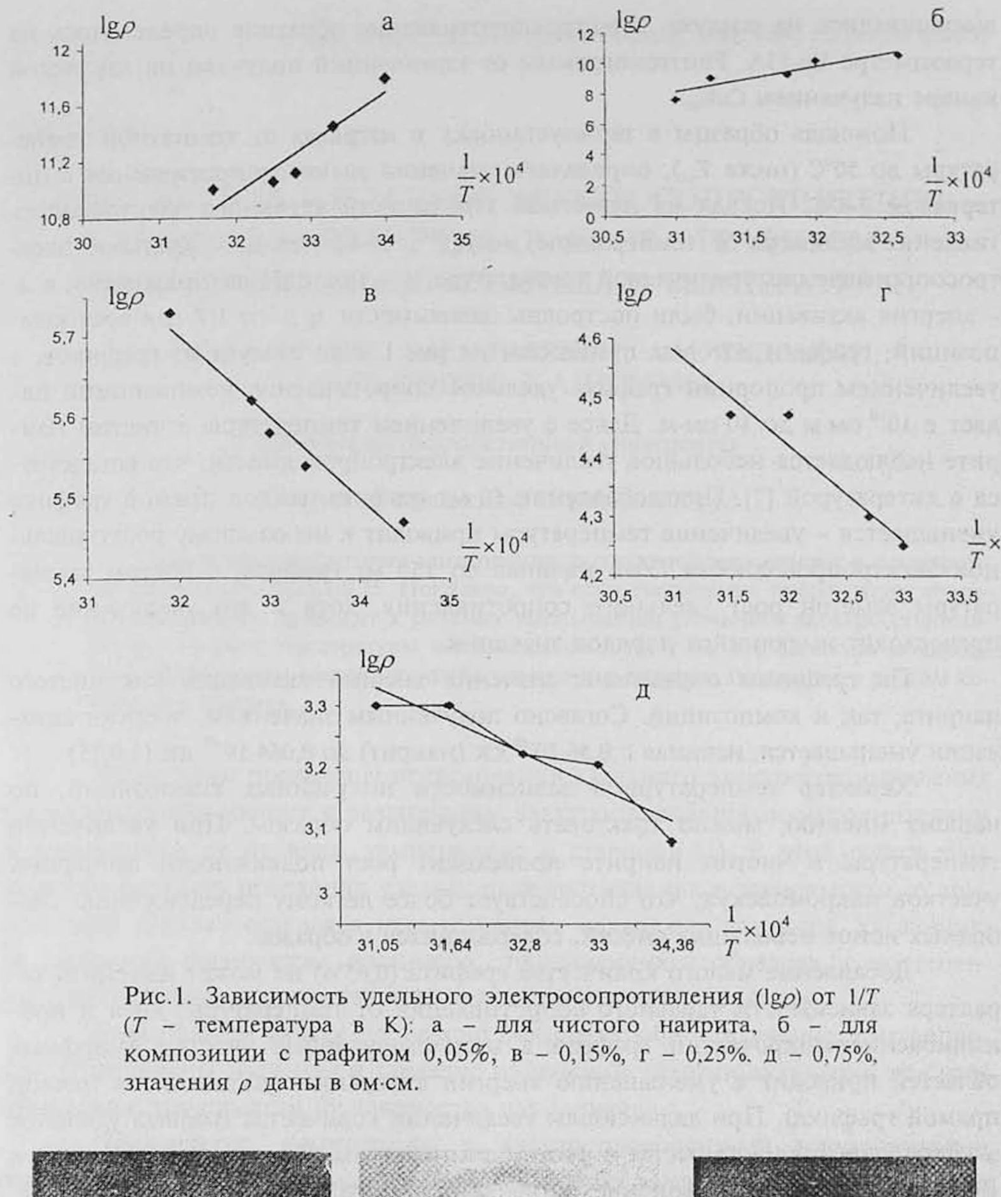


Рис.1. Зависимость удельного электросопротивления ($\lg\rho$) от $1/T$ (T – температура в К): а – для чистого наирита, б – для композиции с графитом 0,05%, в – 0,15%, г – 0,25%. д – 0,75%, значения ρ даны в ом·см.

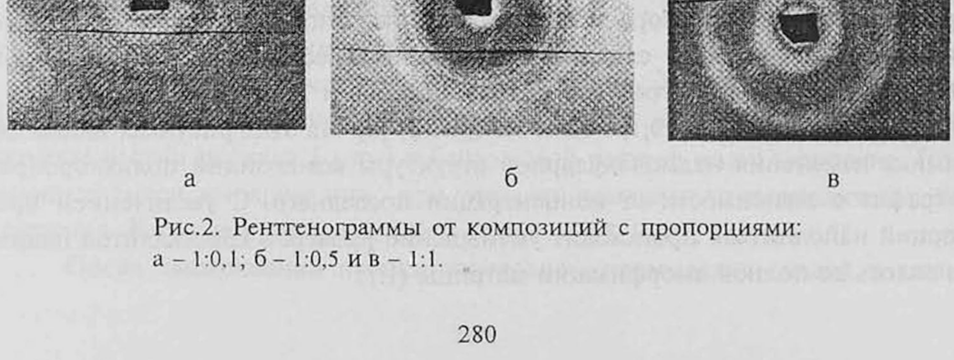


Рис.2. Рентгенограммы от композиций с пропорциями: а – 1:0,1; б – 1:0,5 и в – 1:1.

Для композиций 1:0,15 и 1:0,25 при температурах, близких к $T_{пл}$, наблюдается некоторое увеличение удельной электропроводности. Это можно объяснить следующим образом. При введении 15% графита и больше в раствор макромолекулы полихлоропрена, обволакиваясь графитовыми частицами, постепенно теряют свою способность складываться в ламели и кристаллиты. Если при комнатной температуре удельное электросопротивление образцов уменьшается до 10^5–10^3 ом·м, то повышение температуры приводит к увеличению подвижности макромолекулярных цепей, что и приводит к некоторому уменьшению электропроводности.

Интересно небольшое увеличение проводимости при T, близких к $T_{пл}$, для пропорций 1:0,25 и 1:0,75. Этот рост проводимости, очевидно, происходит из-за того, что небольшие кристаллиты, еще имеющиеся в композициях, при $T \to T_{пл}$ начинают разворачиваться, и микрочастицы проникают в эти области, обеспечивая лучшую проводимость.

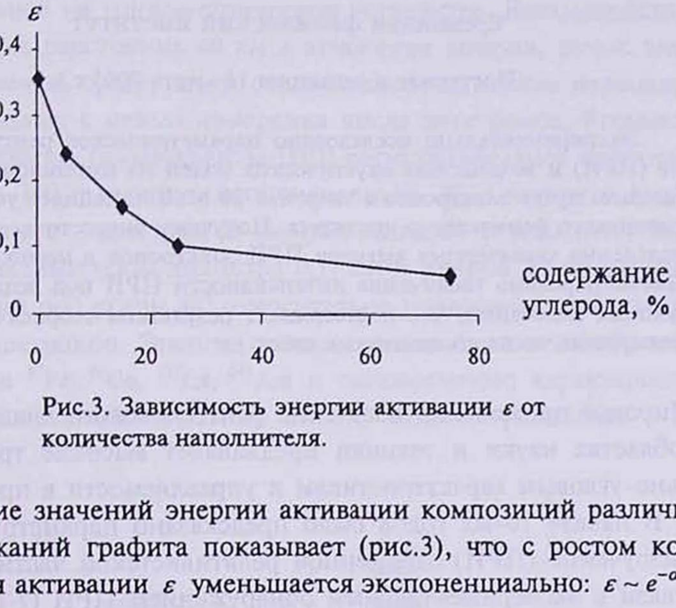


Рис.3. Зависимость энергии активации ε от количества наполнителя.

Сравнение значений энергии активации композиций различных процентных содержаний графита показывает (рис.3), что с ростом количества графита энергия активации ε уменьшается экспоненциально: $\varepsilon \sim e^{-\alpha}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.А.Мартиросян, В.Н.Агабекян, П.А.Григорян**. Ученые записки ЕГУ, **2**, 60 (2003).
2. **С.Д.Левина, К.П.Лобанова, Н.А.Платэ**. ДАН СССР, **132**, 1140 (1960).
3. **С.Д.Левина, К.П.Лобанова, А.В.Ванников**. ДАН СССР, **141**, 662 (1961).
4. Органические полупроводники (под ред. Н.В.Топчиева). М., изд. АН СССР, 1963.
5. **C.K.Subramanian, A.B.Kaiser, P.W.Gilberd, B.Wessling**. J. Polym. Sci., **B31**, 1425 (1993).
6. **A.B.Kaiser, C.K.Subramanian, P.W.Gilberd, B.Wessling**. Synth. met., **69**, 197 (1995).
7. **А.А.Тагер**. Физико-химия полимеров, М., Наука, 1978.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.282-286 (2005)

УДК 539.12

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 20 МэВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ КВАРЦА ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

А.Р. МКРТЧЯН[1], А.Г. МКРТЧЯН[1], А.А. АСЛАНЯН[1], С.П. ТАРОЯН[2], Л.А. ГЕВОРКЯН[2], В.Ц. НИКОГОСЯН[2], А.З. БАБАЯН[2], В.У. ТОНОЯН[1], Г.А. АЙВАЗЯН[1], Т.Г. ДОВЛАТЯН[1], В.В. НАЛБАНДЯН[1], А.П. АНТОНЯН[1], М.М. МИРЗОЯН[1], А.Н. САРГСЯН[1], А.А. АРШАКЯН[1]

[1]Институт прикладных проблем физики НАН Армении

[2]Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Экспериментально исследовано параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) и воздействие акустических полей на интенсивность ПРИ на выведенном пучке электронов с энергией 20 МэВ линейного ускорителя ЛУЭ-50 Ереванского физического института. Получены энергетические и угловые распределения характерных выходов ПРИ электронов в монокристаллах кварца. Зарегистрировано увеличение интенсивности ПРИ под воздействием ультразвуковых колебаний, что подтверждает результаты теоретических расчетов и предыдущих экспериментальных работ.

Широкое применение излучения рентгеновского диапазона частот во многих областях науки и техники предъявляет высокие требования к его спектрально-угловым характеристикам и управляемости в пространстве и во времени. В начале 70-ых годов было предсказано параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) заряженной релятивистской частицы в кристалле [1-6]. В связи с экспериментальным обнаружением ПРИ [7-12] резко возрос интерес к этому типу излучения. Однако число гамма-квантов ПРИ достигало 10^{-5} фотонов на один электрон и в основном эксперименты были проведены на пучках электронов с энергией больше, чем 500 МэВ. В связи с этим возникла необходимость исследования возможности усиления интенсивности ПРИ. С этой целью был проведен ряд экспериментальных и теоретических работ [13-20].

Настоящая работа посвящена исследованию явления ПРИ электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца без и при наличии акустических полей и является продолжением цикла работ, проведенных с целью увеличения интенсивности и установления возможности пространственно-временного управления излучения.

Схематическая картина экспериментальной установки приведена на рис.1. Экспериментальные исследования проводились на выведенном пучке электронов линейного ускорителя ЛУЭ-50 Ереванского физического института. Сформированный пучок имел следующие параметры: энергия электронов в банче 20 МэВ ± 20 кэВ, вертикальное расхождение $5{\cdot}10^{-4}$ рад, горизонтальное расхождение $1{\cdot}10^{-3}$ рад, диаметр 0.2±0.005 см. Для проведения исследования были созданы дистанционно управляемые системы генерации акустических колебаний ВЧ диапазона и гониометрическое устройство с пятью степенями свободы со следующими разрешениями: шаг по оси Y $1.2{\cdot}10^{-4}$ см, шаг по оси Z $1.2{\cdot}10^{-4}$ см, поворот по оси Z $5{\cdot}10^{-6}$ рад, поворот по оси Y $5{\cdot}10^{-5}$ рад, поворот по оси X $5{\cdot}10^{-6}$ рад. Эксперименты проводились в Лауэ геометрии.

Сформированный пучок электронов, пройдя сквозь выходное вакуумное окно из каптона с толщиной 60 мкм и пролетев расстояние 15 см в атмосфере воздуха, падал на мишень-радиатор, помещенный в резонаторе-держателе и укрепленный на гониометрическом устройстве. Взаимодействуя с мишенью и пролетев расстояние 40 см в атмосфере воздуха, пучок электронов попадал в вакуумную среду, затем отклоняющим магнитом перенаправлялся на цилиндр Фарадея, с целью измерения числа электронов. Возникающие в монокристалле кварца гамма-кванты ПРИ регистрировались пропорциональной камерой РА-700 с газовым наполнением $Kr\text{-}C0_2$. Счетчик с входным бериллиевым окном с диаметром 2 см располагался в защитном свинцовом контейнере с коллиматором диаметра 0,17 см и длиной 20 см на расстоянии 100 см от мишени под углом 46^0 относительно первоначального направления прохождения электронов. Энергия гамма-квантов была откалибрована с помощью распадов ^{57}Fe, ^{60}Co, ^{137}Cs, ^{241}Am и одновременно характеристическим рентгеновским излучением (K,L и др. линии) вещества радиатора.

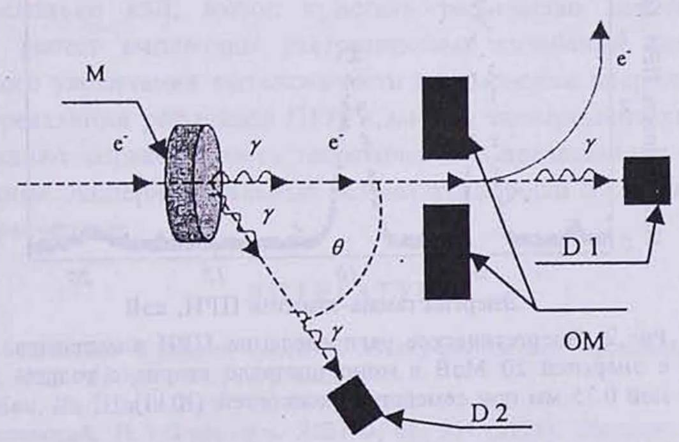


Рис.1. Схема экспериментальной установки. М – мишень-радиатор, ОМ – отклоняющий магнит, Д1 – сцинтциляционный детектор, Д2 – пропорциональный счетчик.

Во время экспериментальных работ мишенями-радиаторами служили круглые пластины с диаметром 2 см из пьезоэлектрического монокристалла кварца разной толщины и кристаллографических срезов, прошедшие специальную обработку и покрытые с двух сторон электрическими контактами из серебра толщиной 10^{-6} см. С целью проверки добротности кристаллов-радиаторов предварительно было проверено явление полной переброски рентгеновского излучения [15,16]. Монокристалл кварца X-среза и толщиной 0.75 мм был помещен в резонаторе. Радиатор-образец, ориентированный на угол 23° по отношению к направлению распространения электронов, обеспечивал условие брэгговской дифракции ПРИ, т.е. регистрацию квантов под углом 46°.

На всех образцах-радиаторах было наблюдено явление ПРИ при наличии и отсутствии внешних акустических полей. На рис.2 приведен энергетический спектр ПРИ. В рисунке четко выделяются характерные максимумы ПРИ при энергиях 4.9 кэВ, 9.8 кэВ и 19.6 кэВ, а также присутствует характерный максимум при энергиях 14.7 кэВ, что совпадает с порядковым номером отражающих плоскостей $(10\bar{1}1)$. В спектрах также выделяется характеристическое рентгеновское излучение кремния K_{α_1} 1.74 кэВ. Местоположение характерных максимумов хорошо согласуется с теоретическими оценками [13]. Аналогичные спектры с выделяемыми характерными ПРИ были получены для отражающих плоскостей $\bar{2}023$, $\bar{1}012$ и $40\bar{4}1$. К сожалению, из экспериментальных данных невозможно вычислить вероятность образования фотонов на один электрон, так как камера Фарадея не позволяла определить число электронов.

Рис.2. Энергетическое распределение ПРИ электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца с толщиной 0.75 мм при семействе плоскостей $(10\bar{1}1)$.

В дальнейшем, с целью увеличения интенсивности ПРИ проводились исследования воздействия акустических полей на параметры ПРИ. Регистрировались угловые и энергетические распределения при разных амплитудах акустических колебаний. На рис.3 приведены характерные энергетические распределения ПРИ для кристаллографической плоскости $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца X-среза толщиной 0.795 мм при наличии акустических колебаний с амплитудой 30 В. Аналогичные распределения были получены для всех исследованных образцов. Из полученных экспериментальных результатов видно, что воздействие акустических полей приводит к изменению интенсивности линии ПРИ.

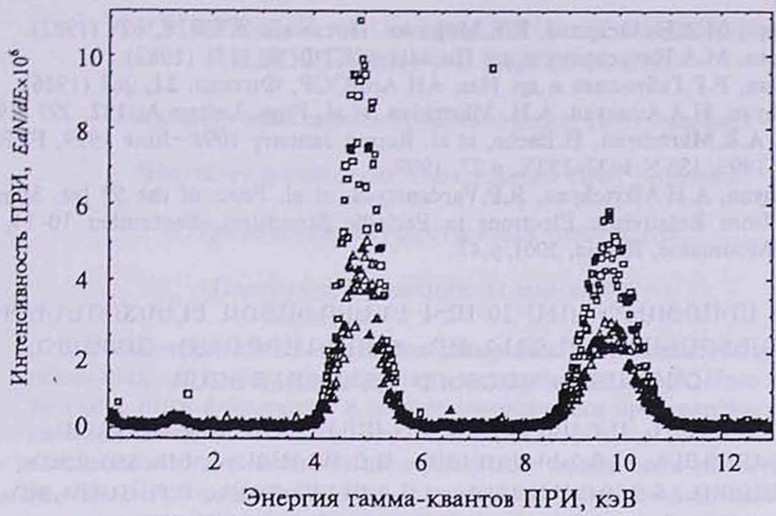


Рис.3. Энергетическое распределение ПРИ электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле кварца при наличии и отсутствии ультразвуковых колебаний: Δ – U = 0 и $\square$ – U =30В.

Выбор пьезоэлектрического кристалла, предварительная оценка толщины кристаллов для учета поглощения наблюдаемых фотонов с энергиями порядка несколько кэВ, выбор кристаллографических семейств рабочих плоскостей, расчет амплитуды ультразвуковых колебаний для получения максимального увеличения интенсивности и изменения энергетического-углового распределения рефлексов ПРИ в данных экспериментальных условиях подтверждают справедливость теоретического предсказания [13], так как все полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.Л.Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969.
2. **Г.М.Гарибян, Ян Ши.** ЖЭТФ, **61**, 930 (1971).
3. **В.Г.Барышевский, И.Д.Феранчук.** ЖЭТФ, **61**, 944 (1971); поправку см. в ЖЭТФ, **64**, 760 (1973).
4. **В.А.Базылев, Н.К.Жеваго.** УФН, **137**, 605 (1982).
5. **Г.М.Гарибян, Ян Ши.** Рентгеновское переходное излучение. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1983.

6. G.M.Garibian, C.Yang. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research A, **248**, 29 (1986).
7. **С.А.Воробьев, Б.Н.Калинин, С.Пак, А.П.Потылицын.** Письма в ЖЭТФ, **41**, 3 (1985).
8. **Р.О.Авакян, Г.М.Гарибян, Ян Ши** и др. Письма в ЖЭТФ, **43**, 313 (1987).
9. **A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, A.H.Mkrtchian**, et al. Solid State Com., **79**, 287 (1991).
10. **R.O.Avakian, A.E.Avetissian, et al.** Radiation Effects and Defects in Solids, **117**, 17 (1991).
11. **K.H.Brezinger, C.Herberg, B.Limburg, H.Backe**, et al. Z. Phys. A, **358**, 107 (1997).
12. **В.Г.Барышевский, И.В.Поликарпов.** ЖЭТФ, **94**, 109 (1988).
13. **H.A.Aslanyan, A.H.Mkrtchyan.** Proc. of the ISTC Int. Seminar "Conversion Potential of Armenia and ISTC Programs", October 2-7, Yerevan, Armenia, p.167, 2000.
14. **R.G.Gabrielyan, A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, Kh.V.Kotanjyan.** Phys. Stat. Sol. (a), **92**, 361 (1985).
15. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян.** Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
16. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян** и др. Письма в ЖТФ, **9**, 1181 (1983).
17. **А.Р.Мкртчян, Р.Г.Габриелян** и др. Изв. АН АрмССР, Физика, **21**, 267 (1986).
18. **A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, A.H. Mkrtchian, et al.** Phys. Letters A, **152**, 297 (1991).
19. **W.Wagner, A.R.Mkrtchyan, H.Backe**, et al. Report January 1998–June 1999, FZR-271, September 1999, ISSN 1437-322X, p.27, 1999.
20. **A.R.Mkrtchyan, A.H.Mkrtchyan, R.P.Vardapetyan**, et al. Proc. of the 5th Int. Symp. on Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures, September 10-14, Lake Aya, Altai Mountains, Russia, 2001, p.47.

ԿՎԱՐՑԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ 20 ՄԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԱՐՏԱՔԻՆ ՁԱՅՆԱՅԻՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ա.Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Հ.Ա. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ս.Պ. ԹԱՌՈՅԱՆ,
Լ.Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Վ.Ց. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ, Ա.Զ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Վ.Ու. ՏՈՆՈՅԱՆ,
Գ.Ա. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Տ.Գ. ԴՈՎԼԱԹՅԱՆ, Վ.Վ. ՆԱԼԲԱՆԴՅԱՆ, Ա.Պ. ԱՆՏՈՆՅԱՆ,
Մ.Մ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, Ա.Ն. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա.Ա. ԱՐՇԱԿՅԱՆ

Պարամետրական ռենտգենյան ճառագայթման (ՊՌՃ) և ՊՌՃ-ի ինտենսիվության վրա ձայնային դաշտերի ազդեցության էքսպերիմենտալ ուսումնասիրությունները կատարվել են Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի ԳԷԱ-50 գծային արագացուցիչից դուրս բերված 20 ՄէՎ էներգիայով էլեկտրոնների փնջի վրա: Ստացվել են կվարցի միաբյուրեղում էլեկտրոնների ՊՌՃ-ի բնութագրական ելքերի էներգիական և անկյունային բաշխվածությունները: Գրանցվել է ՊՌՃ-ի ինտենսիվության աճ պայմանավորված արտաքին ուլտրաձայնային տատանումների ազդեցությամբ, որը հաստատում է տեսական հաշվարկների ճշտությունը և նախկինում կատարված փորձերի արդյունքները:

PARAMETRIC X-RAY RADIATION OF 20 MeV ELECTRONS IN QUARTZ SINGLE CRYSTAL IN THE PRESENCE OF EXTERNAL ACOUSTIC FIELDS

A.R. MKRTCHYAN, A.H. MKRTCHYAN, H.A. ASLANYAN, S.P. TAROYAN,
L.A. GEVORKYAN, V.C. NIKOGOSYAN, A.Z. BABAYAN, V.U. TONOYAN,
G.A. AYVAZYAN, T.G. DOVLATYAN, V.V. NALBANDYAN, A.P. ANTONYAN,
M.M. MIRZOYAN, A.N. SARGSYAN, A.A. ARSHAKYAN

The parametric X-ray radiation (PXR) and the influence of acoustic fields on the intensity of PXR are investigated, using the extracted 20 MeV electron beam of the linear accelerator LEA-50 of the Yerevan Physics Institute. The energy and angular distributions of specific PXR yields of electrons in quartz single crystals are obtained. The PXR intensity gain under the influence of ultrasonic vibrations is registered that confirms the validity of theoretical calculations and previous experimental data.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.287-295 (2005)

УДК 533.922

О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

А.Р.МКРТЧЯН[1], А.С.АБРААМЯН[1], К.П.АРОЯН[1], Р.Б.КОСТАНЯН[2], Р.Г.ПЕТРОСЯН[3]

[1]Институт прикладных проблем физики НАН Армении

[2]Институт физических исследований НАН Армении

[3]Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Рассмотрен новый механизм ускорения нерелятивистских электронов в газоразрядной трубке в присутствии акустических полей. Показано, что акустические поля формируют в плазме микроячейки пространственного заряда с высоким значением локального электрического поля. Получено, что энергия электронов 10 кэВ в одном акте ускорения может быть увеличена более чем на 10%. Подбором параметров акустических колебаний можно формировать выстроенную по одной линии цепочку этих ячеек, что позволит многократно увеличить интегральную энергию электронов.

Одной из актуальных задач современной физики является ускорение заряженных частиц. В качестве нового механизма ускорения предлагается использовать процессы, протекающие в низкотемпературной плазме в присутствии акустических полей.

В газовом разряде элементарным актом формирования электрических полей для ускорения заряженных частиц могут являться поля, обусловленные разделением объемного заряда. Пространственно-временные масштабы разделения зарядов определяются дебаевским радиусом и ленгмюровской частотой. Размер ячейки этих микрополей порядка 10^{-7}–10^{-4} м, а время их существования порядка 10^{-11}–10^{-10} с. Напряженность таких полей может намного превышать напряженность внешнего поля, приложенного к разрядной трубке [1].

Время пролета ускоряемых "пробных" электронов, например, с энергией порядка 10 кэВ, через такие ячейки составляет величину порядка 10^{-15}–10^{-12} с, и можно говорить о квазистационарности существования ячеек за время пролета электронов и, соответственно, о возможности их ускорения. При этом энергия ускоряемого электрона определяется разностью потенциалов на ячейке. Обычно такие ячейки флуктуационного характера распределены хаотически, вследствие чего невозможно наблюдать интегральное ускорение. Однако, создание каким-либо образом регулярности в расположении таких микрополей еще не достаточно для наблюдения интегрального ускорения "пробных" частиц, вводимых в плазму. Необходимо также увеличение времени жизни этих ячеек, но так, чтобы интегральное время существования этих регулярно расположенных ячеек было бы больше, чем время пролета пробного электрона через все эти ячейки. Возможность управления свойствами шнурового разряда при помощи плазмоакустического взаимодействия, с целью создания таких ячеек, нами показана в [2].

В настоящей работе сделана попытка оценить возможность и условия получения ускорения электронов с энергией порядка 10 кэВ в газовом разряде с помощью возбуждения в плазме акустических полей.

Электрическая блок-схема экспериментальной установки [2] представлена на рис.1. Питание разрядной трубки *L* осуществлялось модулированным током, содержащим постоянную и переменную компоненты. Синусоидальная переменная компонента разрядного тока варьировалась по частоте и амплитуде. Постоянная компонента разрядного тока формировалась напряжением U_2 и балластным сопротивлением R_{b2}. Переменная компонента разрядного тока поступала на разрядную трубку через разделительный конденсатор С от высоковольтного усилителя *G*. Частота и амплитуда переменной компоненты задавались синусоидальным генератором S. Практически вся энергия переменной составляющей подавалась на разрядную трубку ($R_{b1},R_{b2}>>R_{iG},R_{iL}$, где R_{b1}, R_{b2} – балластные сопротивления, R_{iG} – внутреннее сопротивление усилителя G, R_{iL} – внутреннее сопротивление разрядной трубки).

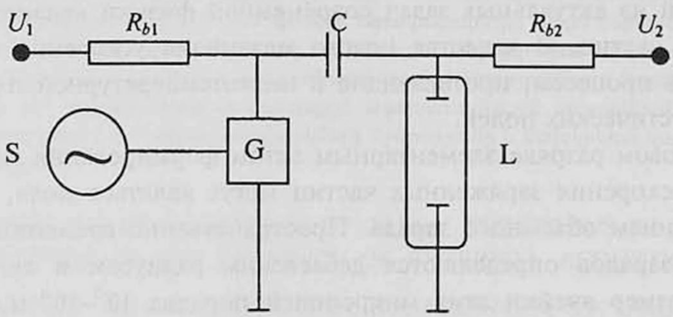


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки. U_1 – напряжение питания канала формирования переменной составляющей, R_{b1}, R_{b2} – балластные сопротивления, *C* – конденсатор, U_2 – напряжение питания канала формирования постоянной составляющей, *S* – синусоидальный генератор, *G* – высоковольтный усилитель, *L* – разрядная трубка.

Использовалась кварцевая цилиндрическая разрядная трубка длиной 25 см и внутренним диаметром 1.2 см. Давление газа Xe в разрядной трубке 100-150 Торр. Величина постоянной составляющей тока 20-100 мА.

В горизонтально расположенной разрядной трубке при отсутствии переменной компоненты разрядного тока и присутствии только постоянной компоненты разряд в виде узкого шнура, диаметром менее 2 мм, располагался в верхней части трубки (рис.2а). При подаче переменной компоненты разрядного тока, когда амплитуда превышала определенное пороговое значение, траектория разряда начинала хаотически извиваться. При изменении частоты и амплитуды переменной компоненты удавалось получать стационарные спиральные (рис.2b) формы, период которых зависит от частоты переменной составляющей тока.

Возможно также получение структур, в которых траектория разряда идет против направления внешнего приложенного поля (рис.2с). Одно из объяснений такого поведения может быть следующим: в плазме возникает собственное электрическое поле, в данном случае направленное против направления внешнего поля. Причем его величина существенно превышает величину внешнего поля. Это послужило отправной точкой для рассмотрения возможности ускорения электронов в плазме.

a b c

Рис.2. Формы траекторий шнурового разряда, а – при наличии только постоянной компоненты разрядного тока, b,c – при наличии переменной и постоянной компонент разрядного тока одновременно.

На фиксированных частотах генератора *S*, совпадающих с акустическими модами разрядной трубки *L* генерировался очень сильный звук (>100 дБ). В [3] указывалось, что при модуляции тока разряда акустическими частотами в плазме возникают интенсивные акустические колебания. При величине переменной компоненты разрядного тока в несколько десятков мА и давлении газа 100 Торр, в зависимости от рода газа, нами получены удельные акустические давления 0,1-0,3 Па/мА [4] для положительного столба длиной 10 см и сечением 1 см^2. Если частота модуляции тока разряда совпадает с акустическими модами резонатора, образованного разрядной трубкой, то вследствие резонанса интенсивность акустических колебаний возрастает.

В свою очередь, обусловленные акустикой колебания ионов будут воздействовать на саму плазму. Это явление было названо акустоплазменным взаимодействием [5]. При таком взаимодействии возможно создание в плазме стационарных двумерных структур – акустических решеток. В наших экспериментах [2] были получены именно такие решетки.

При наличии акустоплазменного взаимодействия амплитуда акустических колебаний ионов сравнима по величине с амплитудой колебаний, обусловленных электрической подвижностью ионов. В этом случае можно сказать, что в плазме, в которой создана акустическая решетка, существуют по отдельности, но взаимосвязанные, электрические поля электронной и ионной компонент, сдвинутые по фазе [6,7]. Теоретическая возможность выделения коллективных полей в плазме рассмотрена в [8]. В [7] для разряда в азоте при давлении газа 40 Торр на резонансной частоте 170 Гц фазовый сдвиг между ионной и электронной компонентами тока достигал 40^0. Вследствие большой подвижности электронов ток в газовом разряде, в основном, обусловлен электронной компонентой [9]. А напряжение на разряде, вследствие малой подвижности ионов и образования объемных зарядов, обусловлено ионной компонентой. В [4] экспериментально показано, что с ростом частоты фазовый сдвиг между переменными компонентами тока и напряжения уменьшается.

Для Хе сдвиг фаз между ионной и электронной компонентами тока также будет существенен, поскольку масса иона Хе намного больше массы иона азота, а поглощение звука в Хе мало отличается от поглощения в азоте. Если рассматривать колебания иона как механические колебания под действием вынуждающей силы (в нашем случае для ионов – сумма акустической и электрической, для нейтралов – только акустической), то поглощение определяет декремент затухания, а декремент затухания определяет фазовый сдвиг между вынуждающей силой и колебаниями механической системы около точки резонанса.

Таким образом, при формировании в плазме акустической решетки электрические поля электронной и ионной компонент имеют одинаковую частоту, но сдвинуты по фазе. Фазовый сдвиг приводит к созданию в плазме объемных зарядов, т.е. к ячейкам с разделением зарядов, о которых говорилось выше. Оценим, какие поля можно получить.

Предположим, что в плоском слое плазмы толщиной d и площадью S произошло разделение зарядов, где d – размер порядка дебаевского радиуса, т.е. как бы образовался плоский микроконденсатор. Разность потенциалов на обкладках такого микроконденсатора равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 4\pi\sigma d / \varepsilon \,, \qquad (1)$$

где σ – плотность зарядов; ε – относительная диэлектрическая проницаемость. В дальнейшем, для простоты, считаем $\varepsilon = 1$. Заряд Q, который был разделен в объеме микроконденсатора, равен

$$Q = n_e eSd \,, \qquad (2)$$

где n_e – концентрация электронов (для упрощения считаем, что концентрации электронов и ионов равны); e – заряд электрона. Из (1) и (2) получаем

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 4\pi n_e e d^2 \,. \qquad (3)$$

Если бы все электроны плазмы участвовали в создании тока, то плотность тока $j_e = n_e e v_e$, где v_e – средняя скорость электронов (дрейфовая). В создании тока участвует часть электронов, оценочная величина которых составляет 10% от n_e:

$$j_e = n_e e v_e / 10. \qquad (4)$$

Из (3) и (4) следует

$$\varphi_1 - \varphi_2 \approx 120 j_e d^2 / v_e. \qquad (5)$$

Обычно в газоразрядной плазме j_e=10^{-2}–10^{-3} А/см^2, d=10^{-5}–10^{-3} см, v_e=$5 \cdot 10^5$-10^7 см/с. В Хе-плазме при давлении 100 Торр легко можно реализовать шнуровой разряд с плотностью тока 3 – 300 А/см^2. При этом скорость направленного движения электронов имеет величину $5 \cdot 10^5$–10^6 см/с.

Для случая j_e=3 А/см^2, v_e=10^6 см/с, d=10^{-4} см и согласно (5) $\varphi_1 - \varphi_2 = 4$ В.

Для случая j_e=300 А/см^2, v_e=10^5 см/с, d=10^{-4} см, согласно (5) $\varphi_1 - \varphi_2 = 650$ В, т.е. можно подобрать такие условия эксперимента, при которых в каждом микроконденсаторе на расстоянии ≈1 мкм будет сформирована разность потенциалов ≈0.6 кэВ. Соответственно, электрон, пролетевший через такой микроконденсатор, наберет энергию ≈0.6 кэВ.

Рассмотрим изменение энергии электронов при прохождении через специально созданную в плазме синусоидальную плоскую акустическую решетку. При одномерном рассмотрении в такой плазме генерируется поле вида

$$\begin{aligned} E_{xi} &= E_{oi} + E_i \cos(\omega_i t - k_i x + \varphi_i), \\ E_{xe} &= E_{oe} + E_e \cos(\omega_e t - k_e x + \varphi_e), \end{aligned} \qquad (6)$$

где E_{0i} и E_{0e} – постоянные, а E_i и E_e – переменные составляющие напряженностей электрических полей ионов и электронов, соответственно, k_i и k_e – проекции волновых векторов полей ионов и электронов на ось x, ω_i и ω_e – характерные частоты колебаний ионных и электронных компонент плазмы, φ_i и φ_e – фазовые сдвиги колебаний ионов и электронов относительно фазы вынуждающего поля. Ось x направлена вдоль трубки.

Для ускорения наиболее эффективны "замедленные поля" (фазовая скорость меньше скорости света в вакууме). Поля типа (6), генерируемые в газоразрядной трубке, являются полями замедленного типа и поэтому возникает вопрос об эффективности их использования для ускорения частиц. Решим задачу для одного акта ускорения нерелятивистских электронов в одномерном случае и одночастичном приближении.

Пусть «пробный» электрон с начальной скоростью v_0, направленной вдоль оси x, движется в поле вида (6). Изменение энергии будет:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -e\mathbf{E}\mathbf{v}, \qquad (7)$$

где $d\varepsilon$ – изменение энергии за время dt, e – заряд электрона, $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля, скорость $\mathbf{v}$ определяется из уравнения движения

$$m\,\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\,\mathbf{E}\ . \tag{8}$$

Используя теорию возмущений, запишем

$$x = v_0 t + \delta x\ ; \qquad v = v_0 + \delta v\ . \tag{9}$$

Из уравнений (7-9), с точностью до членов первого порядка малости, получим

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -e\mathbf{E}\mathbf{v} = eE\left(t; v_0 t + \delta x\right)\left(v_0 + \delta v\right). \tag{10}$$

Здесь $E=E_i+E_e$ – суммарное поле ионной и электронной компонент,

$$\delta v = -\left(\frac{e}{m}\right)\left[E_i \sin\frac{\alpha}{\Omega_i} + E_e \sin\frac{\beta}{\Omega_e}\right],\ \delta x = \left(\frac{e}{m}\right)\left[E_i \cos\frac{\alpha}{\Omega_i^{\,2}} + E_e \cos\frac{\beta}{\Omega_e^{\,2}}\right] \tag{11}$$

где $\alpha = \left(\omega_i - k_i v_0\right)t + \varphi_i,\ \ \beta = \left(\omega_e - k_e v_0\right)t + \varphi_e,\ \ \Omega_i = \omega_i - k_i v_0,\ \ \Omega_e = \omega_e - k_e v_0.$

Подставляя (11) в (10), разлагая в (10) $E\left(t; v_0 t + \delta x\right)$ по степеням δx и сохраняя члены первого порядка малости, получим

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right) = -ev_0\left[E_i \cos\alpha + E_e \cos\beta\right] + \Pi_1 \sin 2\alpha + \Pi_2 \sin 2\beta + \Pi_3 \sin\left(\alpha - \beta\right) + \Pi_4 \sin\left(\alpha + \beta\right), \tag{12}$$

где $\Pi_1 = \left(\dfrac{e^2 E_i^{\,2}}{2m\Omega_i}\right)\left(\dfrac{k_i v_0}{\Omega_i} + 1\right);\ \ \Pi_2 = \left(\dfrac{e^2 E_e^{\,2}}{2m\Omega_e}\right)\left(\dfrac{k_e v_0}{\Omega_e} + 1\right);$

$$\Pi_3 = \left(\frac{e^2 E_e E_i}{2m}\right)\left(\frac{k_i v_0}{\Omega_e^{\,2}} - \frac{k_e v_0}{\Omega_i^{\,2}} + \frac{1}{\Omega_i} - \frac{1}{\Omega_e}\right);\quad \Pi_4 = \left(\frac{e^2 E_e E_i}{2m}\right)\left(\frac{k_i v_0}{\Omega_e^{\,2}} + \frac{k_e v_0}{\Omega_i^{\,2}} + \frac{1}{\Omega_i} + \frac{1}{\Omega_e}\right).$$

Интегрируя (12) в промежутке $[0,\tau]$, где τ – время однократного взаимодействия для ускоряемой частицы, окончательно получим

$$\begin{aligned}
\Delta\varepsilon = &-\left(\frac{ev_0 E_i}{\Omega_i}\right)\left[\sin\left(\Omega_i\tau + \varphi_i\right) - \sin\varphi_i\right] - \left(\frac{ev_0 E_e}{\Omega_e}\right)\left[\sin\left(\Omega_e\tau + \varphi_e\right) - \sin\varphi_e\right] - \\
&-\left(\frac{\Pi_1}{2\Omega_i}\right)\left[\cos 2\left(\Omega_i\tau + \varphi_i\right) - \cos 2\varphi_i\right] - \left(\frac{\Pi_2}{2\Omega_e}\right)\left[\cos 2\left(\Omega_e\tau + \varphi_e\right) - \cos 2\varphi_e\right] - \\
&-\left(\frac{\Pi_3}{\Omega_i - \Omega_e}\right)\left\{\cos\left[\left(\Omega_i - \Omega_e\right)\tau + \left(\varphi_i - \varphi_e\right)\right] - \cos\left(\varphi_i - \varphi_e\right)\right\} - \\
&-\left(\frac{\Pi_4}{\Omega_i + \Omega_e}\right)\left\{\cos\left[\left(\Omega_i + \Omega_e\right)\tau + \left(\varphi_i + \varphi_e\right)\right] - \cos\left(\varphi_i + \varphi_e\right)\right\}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Учтем, что τ – малая величина (τ~10^{-14} с при v_0~10^8 м/с) и $E_i \approx E_e$. Сделаем тригонометрические преобразования в фигурных скобках. Разлагая в ряд по τ и ограничиваясь первым порядком малости, получим из (13)

$$\Delta\varepsilon = -ev_0 E_i \tau\left(\cos\varphi_i + \cos\varphi_e\right) + \left(\frac{e^2 E_i^{\,2}\tau}{2m}\right)\left[\left(\frac{k_i v_0}{\Omega_i^{\,2}} + \frac{1}{\Omega_i}\right)\sin 2\varphi_i + \left(\frac{k_e v_0}{\Omega_e^{\,2}} + \frac{1}{\Omega_e}\right)\sin 2\varphi_e\right] +$$

$$+\left(\frac{e^2 E_i^{\,2}\tau}{2m}\right)\left(\frac{k_i v_0}{\Omega_e^{\,2}} - \frac{k_e v_0}{\Omega_i^{\,2}} + \frac{1}{\Omega_i} - \frac{1}{\Omega_e}\right)\sin\left(\varphi_i - \varphi_e\right) +$$

$$+\left(\frac{e^2 E_i^{\,2}\tau}{2m}\right)\left(\frac{k_i v_0}{\Omega_e^{\,2}} + \frac{k_e v_0}{\Omega_i^{\,2}} + \frac{1}{\Omega_i} + \frac{1}{\Omega_e}\right)\sin\left(\varphi_i + \varphi_e\right). \qquad (14)$$

Обозначим в (14) $\varphi_i - \varphi_e = \Delta\varphi$ – сдвиг фаз между ионной и электронной компонентами полей; ионная компонента по фазе отстает от электронной. Учтем, что $\tau \approx d_D / v_0$, где d_D – дебаевский радиус. Оценим $d_D \approx 10^{-6}$ м, $v_0 \approx 10^8$ м/с (“пробный” электрон с энергией 10 кэВ), $E_i \approx 10^5$ В/м. Примем $\omega_i \approx \omega_e$, где ω_i и ω_e – частоты колебаний ионной и электронной компонент плазмы, соответственно. С учетом вышесказанного, путем тригонометрических преобразований из (14) получим

$$\Delta\varepsilon = \mathrm{A}[\cos\varphi_e + \cos(\varphi_e + \Delta\varphi)] + B[C\sin 2\varphi_e + D\sin 2(\varphi_e + \Delta\varphi) + E\sin(2\varphi_e + \Delta\varphi) + F\sin\Delta\varphi], \qquad (15)$$

где для соответствующих e, m, v_0, τ, ω коэффициенты A и B зависят только от величины электрических полей; C, D, E, F зависят только от проекций волновых векторов k_e и k_i. Согласно (15) рассчитаны значения увеличения энергии “пробного” ускоряемого электрона $\Delta\varepsilon$ для разных значений электрических полей и проекций волновых векторов, в зависимости от фазового сдвига между ионной и электронной компонентами электрических полей в плазме ($\Delta\varphi$), а также в зависимости от фазового сдвига между модулирующим (вынуждающим) электрическим полем, приложенным к разряду, и полем электронной компоненты (φ_e), обусловленным плазмоакустическим взаимодействием. Начальная энергия “пробного” ускоряемого электрона принималась равной 10 кэВ.

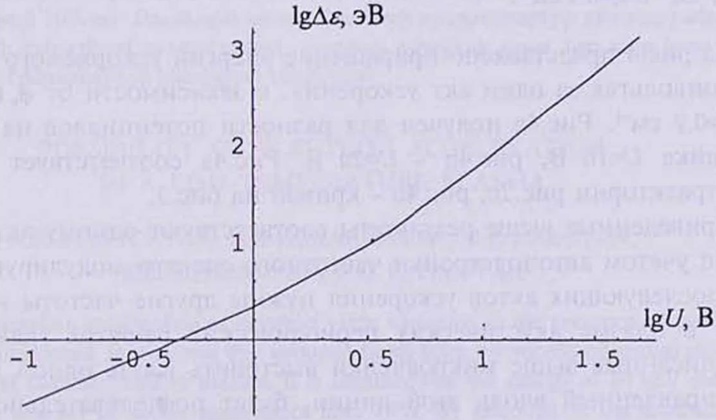


Рис.3. Приращение энергии ускоряемого электрона $\Delta\varepsilon$ за один акт ускорения, в зависимости от разности потенциалов на ускоряющей микроячейке, $k_e = 1$ см$^{-1}$ и $k_i = 0.9$ см$^{-1}$.

На рис.3 в логарифмическом масштабе представлено максимально возможное приращение энергии ускоряемого электрона $\Delta\varepsilon$ (в электронвольтах) за один акт ускорения, в зависимости от разности потенциалов на ускоряющей микроячейке, k_e=1 см$^{-1}$ и k=0.9 см$^{-1}$ для области изменения φ_e и $\Delta\varphi$ от 0 до 2π. В экспериментах не все возможные значения φ_e и $\Delta\varphi$ физически реализуемы.

Из рис.3 следует, что при создании на микроячейке разности потенциалов порядка 20 В, приращение энергии ускоряемого электрона может достигать 200 эВ, при первоначальной энергии 10 кэВ (т.е. при соблюдении условия малых возмущений). В принципе, можно получить и значительно большие $\Delta\varepsilon$. Сравним это со случаем ускорения электрона в поле конденсатора с постоянным напряжением на обкладках 20 В, когда плазмоакустическое взаимодействие отсутствует. В этом случае приращение энергии составит всего 20 эВ.

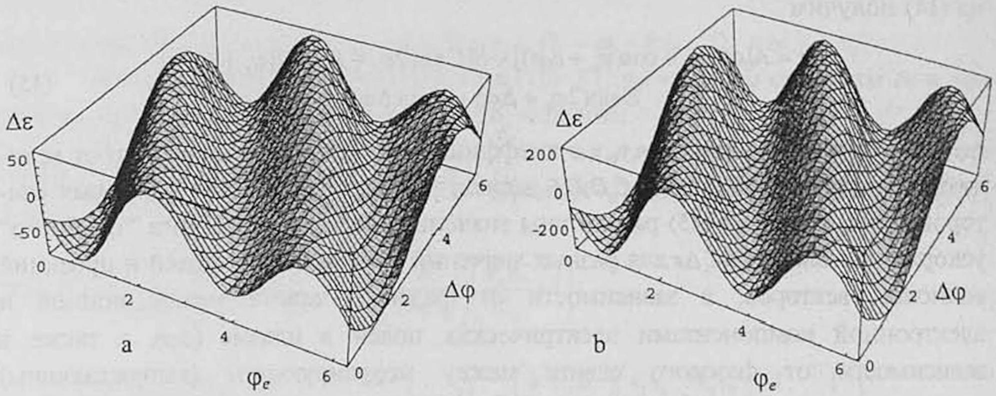


Рис.4. Приращение энергии ускоряемого электрона $\Delta\varepsilon$ (эВ) за один акт ускорения, в зависимости от φ_e и $\Delta\varphi$ (рад) для разности потенциалов на ускоряющей микроячейке: a) U=10 В, k_e=1 см$^{-1}$ и k_i=0.9 см$^{-1}$; b) U=20 В, k_e=1 см$^{-1}$ и k_i=0.9 см$^{-1}$.

На рис.4 представлено приращение энергии ускоряемого электрона $\Delta\varepsilon$ в электронвольтах за один акт ускорения, в зависимости от φ_e и $\Delta\varphi$ для k_e=1 см$^{-1}$ и k_i=0.9 см$^{-1}$. Рис.4a получен для разности потенциалов на ускоряющей микроячейке U=10 В, рис.4b – U=20 В. Рис.4a соответствует экспериментальной траектории рис.2c, рис.4b – кривой на рис.3.

Приведенные выше результаты соответствуют одному акту ускорения. Однако, с учетом автоподстройки частотного спектра модулирующего сигнала (для последующих актов ускорения нужны другие частоты модуляции) и создания в плазме акустических периодических решеток (как на рис.2b), можно описанные выше микроячейки выстроить вдоль одной линии. Электрон, направленный вдоль этой линии, будет последовательно ускоряться, проходя через цепочку сформированных ячеек. С учетом того, что при начальной энергии 10 кэВ потери энергии "пробным" электроном между актами ускорения незначительны, можно получить значительное ускорение "пробного" электрона при небольших размерах области с акустоплазмой и сравнительно небольших напряжениях питания.

Таким образом, показано, что использование плазмоакустического взаимодействия позволяет создавать внутри положительного столба плазмы микроячейки с достаточно большой величиной электрических полей и использовать их для ускорения заряженных частиц, в частности, электронов.

Авторы выражают благодарность Б.В.Хачатряну и О.С.Торосяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Д.А.Франк-Каменецкий.** Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1964.
2. **А.С.Абраамян, К.А.Абраамян, С.А.Геворкян, Р.Б.Костанян.** Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ. Ереван, 2-7 октября 2000г. Докл., ч.1, с.140.
3. **Г.А.Галечян.** Акустические волны в плазме. УФН, **165**, 1357 (1994).
4. **А.С.Абраамян, К.А.Абраамян, С.А.Геворкян, К.П.Ароян, Т.Ж.Бежанян, Р.Б.Костанян.** Конф. "Лазерная Физика 2002", 15-18 октября 2002г., Ереван – Аштарак, Армения, сб. трудов, с.142-146.
5. **Г.А.Галечян, А.Р.Мкртчян.** Акустоплазма. Ереван, изд. Апага, 2005.
6. **U.Ingard, M.Shulz.** Phys. Rev., **158**, 106 (1967).
7. **М.А.Антинян, Г.А.Галечян, Л.Б.Тавакалян.** ЖТФ, 63, 197 (1993).
8. **В.Н.Цытович.** УФН, **165**, 89 (1995).
9. **В.Л.Грановский.** Электрический ток в газе, установившийся ток. М., Наука, 1971.

ՑԱԾՐԱՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՑՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

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

Դիտարկված է ձայնային դաշտերի առկայությամբ գազապարպումային խողովակում ոչ ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնների արագացման նոր մեխանիզմ: Ցույց է տրված, որ ձայնային դաշտերը պլազմայում ձևավորում են լոկալ էլեկտրական դաշտի մեծ արժեքով տարածական լիցքի միկրոբջիջներ: Ստացված է, որ էլեկտրոնի 10 կէՎ էներգիան արագացման մեկ ակտում կարող է մեծանալ ավելի քան 10%-ով: Ձայնային տատանումների պարամետրերի ընտրությամբ կարելի է ձևավորել մեկ գծի երկայնքով դասավորված այդպիսի բջիջների շղթա, որը թույլ կտա բազմակի անգամ մեծացնել էլեկտրոնների ինտեգրալ էներգիան:

POSSIBILITY OF ELECTRON ACCELERATION IN A LOW-TEMPERATURE PLASMA

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

A new acceleration mechanism of nonrelativistic electrons in the presence of acoustic fields in a gas tube is considered. It is shown that acoustic fields form microcells of spatial charge with a high value of local electric fields in plasma. It is obtained that the energy of 10 keV electrons can be accelerated in one act of acceleration more than 10%. By selection of the acoustic vibration parameters, it is possible to form a chain of these cells lined up in one line that allows one to increase the integral energy of electrons by multiple times.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.296-300 (2005)

УДК 548.733

РАСШИФРОВКА РЕНТГЕНОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ МУАРОВЫХ КАРТИН

К.В. АЛУМЯН, Т.С. МНАЦАКАНЯН,
Т.О. ЭЙРАМДЖЯН, Ф.О. ЭЙРАМДЖЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 28 февраля 2005 г.)

Рассмотрены условия, при которых применимы простейшие выражения для вычисления периодов монокристаллического "сэндвича" при расшифровке рентгеноинтерферометрических муаровых картин.

Создание различных вариантов рентгеновских интерферометров и расшифровка полученных интерференционных (муаровых) картин позволили решить целый ряд актуальных научных задач. Из них отметим: а) решение некоторых вопросов динамического рассеяния рентгеновских лучей [1], б) рентгенооптическое определение единичных декрементов показателя преломления веществ [2], в) определение локальных значений модуля упругости монокристалла Si методом рентгеноинтерферометрического муара [3].

Применение метода рентгеноинтерферометрического муара к исследованию структурных дефектов (скопление точечных дефектов, дислокации) в монокристаллах является важным достижением в области рентгеноструктурных исследований. Преимущество этого метода относительно методов рентгеновской топографии заключается в том, что на рентгеновской муаровой картине отображаются не только структурные дефекты, но и их поля напряжений вдали от дефектов.

Во всех интерферометрических исследованиях важными обстоятельствами являются расшифровка муаровых картин (оценка внутрикристаллических деформаций, исходя из вида муара), а также подбор и упрощение выражения для вычисления периодов муаровых картин.

Схематическое изображение рентгеновского интерферометра по Лауэ показано на рис.1. Рентгеновские лучи, падая под углом Брэгга (θ) на первый кристаллический блок (блок-расщепитель S) интерферометра, расщепляются на два когерентных пучка (I,II), которые, отражаясь от зеркального блока M (III,IV), налагаются у входной поверхности блока-анализатора A. Если все облучаемые области интерферометра имеют одни и те же периоды отражающих плоскостей (идеальный монокристалл), то при наложении когерентных пучков III и IV у входной поверхности блока А формируется интерференционное поле с периодом, равным периоду отражающих плоскостей. При прохождении через блок-анализатор А происходит модуляция этого поля атомными плоскостями и в выходящих пучках (V,VI) наблюдаются фазовые распределения, которые называются муаровыми картинами. Период и распределение интенсивностей в муаровых картинах зависят от разброса периодов отражающих плоскостей (дилатационный муар) и относительных поворотов этих плоскостей (ротационный муар), т.е. вид муара зависит от степени совершенства монокристалла, из которого изготовлен интерферометр.

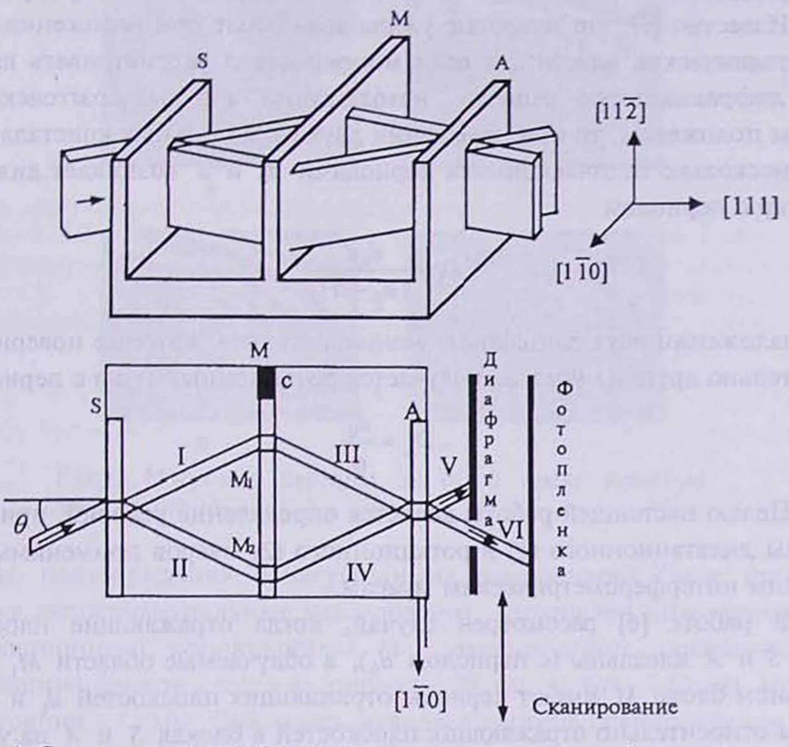


Рис.1. Схематическое изображение рентгеновского интерферометра.

Отметим также, что смешанный муар является сложением дилатационного и ротационного муаров, т.е. измеряя период муара в направлении [1$\bar{1}$0], можно судить о нарушениях периодичности отражающих плоскостей, а измеряя период того же смешанного муара в направлении [11$\bar{2}$], – об относительных поворотах отражающих плоскостей вокруг оси [111]. Если в кристаллических блоках имеются структурные дефекты (в частности, дислокации), то от интерферометра получается смешанный муар.

Исходя из вышеуказанного, в работе [4] проведены следующие исследования: в зеркальный блок (М) в области С генерированы единичные 60^0-ные дислокации, получены муаровые картины до и после генерирования дислокаций и оценены распределения механических напряжений в кристаллическом блоке М вдали от дислокаций. С целью расшифровки полученных экспериментальных данных, в приближении линейной теории упругости, получены выражения для вычисления механических напряжений, создаваемых внесенными дислокациями. При этом принималось, что, кроме области M_1, в остальных облучаемых областях отражающие плоскости имеют одинаковые периоды.

Во всех вышеуказанных исследованиях важной проблемой является установление зависимости периодов и видимости муаровых картин от степени когерентности падающей рентгеновской волны и от структурных неоднородностей монокристалла, из которого изготовлен интерферометр.

Известно [5], что муаровые узоры возникают при наложении двух монокристаллических пластин, и если монокристалл рассматривать как штриховую дифракционную решетку, находящуюся в вульф-брэгговском отражающем положении, то при наложении двух параллельных кристаллов (сэндвич) с несколько отличающимися периодами d_0 и d возникает дилатационный муар с периодом

$$D_{\|} = \frac{d_0 d}{|d_0 - d|}, \tag{1}$$

а при наложении двух одинаковых монокристаллов, которые повернуты друг относительно друга на угол φ, получается ротационный муар с периодом

$$D_{\perp} = \frac{d_0}{\varphi}. \tag{2}$$

Целью настоящей работы является определение условий, при которых формулы дилатационного (1) и ротационного (2) муаров применимы к рентгеновским интерферометрическим муарам.

В работе [6] рассмотрен случай, когда отражающие плоскости в блоках S и A идеальны (с периодом d_0), а облучаемые области M_1 и M_2 на зеркальном блоке M имеют периоды отражающих плоскостей d_1 и d_2 и повернуты относительно отражающих плоскостей в блоках S и A на углы φ_1 и φ_2, соответственно. Методом динамического рассеяния рентгеновских лучей вычислен период полученных смешанных муаров:

$$D_{\perp} = d_0 d_1 d_2 [(d_1 \Delta d_2 + d_2 \Delta d_1)^2 + d_0^2 (\varphi_2 d_1 + \varphi_1 d_2)^2]^{-1/2},$$

где $\Delta d_1 = |d_1 - d_0|$, $\Delta d_2 = |d_2 - d_0|$. Если все отражающие плоскости параллельны ($\varphi_1 = \varphi_2 = 0$), но отличаются периодами решеток ($d_0 \neq d_1 \neq d_2$), то получается чисто параллельный (дилатационный) муар с периодом

$$D_{\|} = d_0 d_1 d_2 / (d_1 \Delta d_2 + d_2 \Delta d_1), \tag{3}$$

а для чисто ротационного муара ($\Delta d_1 = \Delta d_2 = 0$) получается

$$D_{\perp} = \frac{d_0}{\varphi_1 + \varphi_2}. \tag{4}$$

Учитывая, что в наших экспериментах рентгеновский пучок II отражается в области зеркального блока вдали от области внесенных дислокаций, и принимая, что $d_2 = d_0$, $\Delta d_2 = 0$, $\varphi_2 = 0$, и что Δd_1 на несколько порядков меньше, чем d_0, из (3) и (4) получим выражения (1) и (2). Таким образом, выражения (1) и (2) для "сэндвича" можно использовать для вычисления периодов интерферометрического муара, если из четырех облучаемых областей три области идентичны.

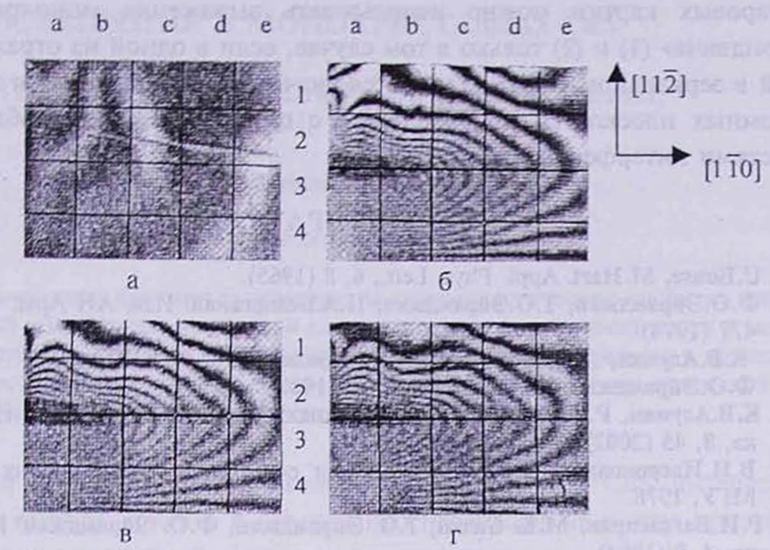


Рис.2. Муаровые картины до (а) и после внесения дислокаций (б, в, г) .

Для подтверждения вышеуказанных рассуждений были проведены следующие экспериментальные исследования: изготовлен интерферометр из бездислокационного монокристалла Si с ориентациями, показанными на рис.1. Толщина блоков – 0,5 мм, ширина – 25 мм, высота – 15 мм, межблочные расстояния – 15 мм. Снималась муаровая картина сканированием интерферометра (возвратно-поступательное движение интерферометра с фотопленкой относительно неподвижной щели и падающего рентгеновского пучка). Как видно из исходной муаровой картины (рис.2а), монокристалл Si, из которого изготовлен интерферометр, почти совершенный, т.к. получились всего четыре муаровые линии с большим периодом. Далее, в широком блоке М в области С генерированы единичные 60^0-ные дислокации методом, описанным в [7]. Снимались муаровые картины излучениями CuK_α (рис.2б, λ_{Cu} =1,54 Å, θ_{Cu}=23°39′), NiK_α (рис.2в, λ_{Ni} =1,66 Å, θ_{Ni} = 25°35′) и CoK_α (рис.2г, λ_{Co} =1,79 Å, θ_{Co} = 27°46′). Сравнение этих муаров с исходным муаром показывает, что формирование муаровой картины после внесения дислокаций обусловлено пучком III, который отражается вблизи области скопления дислокаций. С увеличением длины падающей волны и, следовательно, угла Брэгга увеличивается расстояние между областью отражения пучка II и областью скопления дислокаций. Сравнение периодов муаровых картин (в направлениях $[1\bar{1}0]$ и $[11\bar{2}]$, рис.2) при разных излучениях показывает, что периоды дилатационного и ротационного муаров почти не меняются, а это значит, что по сравнению с областью M_1 как область M_2, так и области отражений пучков в блоках S и A можно считать совершенными (с периодом отражающих плоскостей d_0).

Таким образом, при расшифровке рентгеноинтерферометрических муаровых картин можно использовать выражения монокристаллического «сэндвича» (1) и (2) только в том случае, если в одной из отражающих областей в зеркальном блоке M имеются значительные нарушения периодичности атомных плоскостей по сравнению с остальными тремя облучаемыми областями интерферометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. **U.Bonse, M.Hart.** Appl. Phys. Lett., **6,** 8 (1965).
2. **Ф.О.Эйрамджян, Т.О.Эйрамджян, П.А.Безирганян**. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **9,** 477 (1974).
3. **К.В.Алумян, Р.И.Багдасарян, П.А.Безирганян, А.А.Дургарян, Т.С.Мнацаканян, Ф.О.Эйрамджян**. Уч. зап. ЕГУ, **3,** 87 (1988).
4. **К.В.Алумян, Р.И.Багдасарян, Т.С.Мнацаканян, Ф.О.Эйрамджян**. Изв. вузов, Физика, **8,** 45 (2002).
5. **В.И.Иверонова, Г.П.Ревкевич.** Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., изд. МГУ, 1978.
6. **Р.И.Багдасарян, М.К. Балян, Т.О. Эйрамджян, Ф.О. Эйрамджян**. Изв. вузов, физика, **4,** 9 (1984).
7. **Р.И.Багдасарян, Т.С.Мнацаканян, Т.О.Эйрамджян, А.А.Мартиросян, Ф.О.Эйрамджян.** Уч. зап. ЕГУ, **2,** 162 (1983).

ՌԵՆՏԳԵՆԱԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԱԿԱՆ ՄՈՒԱՐԻ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻ ՎԵՐԾԱՆՈՒՄԸ

Կ.Վ. ԱԼՈՒՄՅԱՆ, Թ.Ս. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ, Տ.Հ. ԷՅՐԱՄՋՅԱՆ, Ֆ.Հ. ԷՅՐԱՄՋՅԱՆ

Ուսումնասիրված են այն պայմանները, որոնց դեպքում միաբյուրեղյա "սէնդվիչի" պարբերության հաշվման պարզագույն արտահայտությունները կարելի է օգտագործել ռենտգենաինտերֆերոմետրական մուարի վերծանման ժամանակ:

INTERPRETATION OF X-RAY INTERFEROMETRIC MOIRE PATTERNS

K.V. ALOUMYAN, T.S. MNATSAKANYAN, T.H. EYRAMJYAN, F.H. EYRAMJYAN

We consider the conditions, under which the simplest expressions used in calculations of the monocrystal "sandwich" period can be employed to decipher X-ray interferometric moire patterns.

Известия НАН Армении, Физика, т.40, №4, с.301-305 (2005)

УДК 537.26

ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА АКТИВНЫХ ДИСЛОКАЦИЯХ ПОД ВЛИЯНИЕМ ОСВЕЩЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ CdS

Л.Г. ГАСПАРЯН, А.С. МЕЛКОНЯН, М.С. САКАНЯН, С.А. ВАЛАСАНЯН, М.Г.АВЕТИСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 9 августа 2004 г.)

Исследовано влияние освещения на микропластические свойства кристаллов CdS. По данным измерений проводимости и фотопроводимости в зависимости от амплитуды ультразвуковой деформации и температуры в кристаллах CdS установлено, что важную роль в этих процессах играет взаимодействие межузельных атомов Cd_i с заряженными дислокациями.

Изучение закономерностей движения дислокаций в CdS интересно тем, что может явиться ключом к объяснению наблюдаемых в этих кристаллах своеобразных проявлений фото- и электропроводимостей. Поскольку дислокации в этих кристаллах являются объектами, несущими на себе значительный электрический заряд, то пластическая деформация из-за интенсивного движения и размножения дислокаций, их взаимодействия с решеткой, между собой и другими точечными дефектами, распределенными по всему объему кристалла, может привести к возникновению новых точечных дефектов [1-4], что существенно меняет энергетический спектр носителей заряда. В свою очередь, освещение влияет на состояние пластичности этих монокристаллов, приводя к эффекту фотоупрочнения и фоторазупрочнения [5]. Так как освещение в первую очередь изменяет энергетический спектр носителей заряда, то представляет интерес изучение влияния освещения на изменение концентрации точечных дефектов, взаимодействующих с дислокациями при ультразвуковой деформации кристаллов.

В настоящей работе на основе измерений амплитудных зависимостей поглощения ультразвука (УЗ) и электропроводности (ЭП) монокристаллов CdS проведены расчеты изменения концентрации точечных дефектов на активных дислокациях под влиянием светового воздействия.

Исследование внутреннего трения проводилось методом составного вибратора в области колебаний ультразвука ~100 кГц [5]. Освещение осуществлялось галогенной лампой накаливания КГМ мощностью 80 Вт. Инфракрасная часть спектра вырезалась водяным фильтром.

Изучение фоточувствительного дислокационного поглощения УЗ в зависимости от амплитуды деформации и температуры проводилось на высокоомных монокристаллах CdS *n*-типа с избыточными дислокациями в базисных плоскостях.

При температурах 80 K и 300 K в темноте в области амплитуд деформации $\varepsilon \sim 10^{-6} \div 10^{-4}$ дислокационное поглощение УЗ в этих кристаллах является амплитуднонезависимым (рис.1). С повышением температуры (350 K ÷ 370 K) поглощение ультразвука $\delta(\varepsilon)$ увеличивается и одновременно в области малых амплитуд деформации наблюдается его спад, а потом оно медленно возрастает. В ходе наших экспериментов прилагаемая на образцах величина амплитуды ультразвуковой деформации имеет допороговую мощность, когда не имеет место явление размножения дислокаций [6]. Под влиянием освещения поглощение уменьшается, т.е. наблюдается упрочнение кристалла. Такое уменьшение $\delta(\varepsilon)$ при освещении в основном обусловлено торможением движения дислокаций в результате увеличения плотности точечных дефектов, образовавшихся под влиянием освещения.

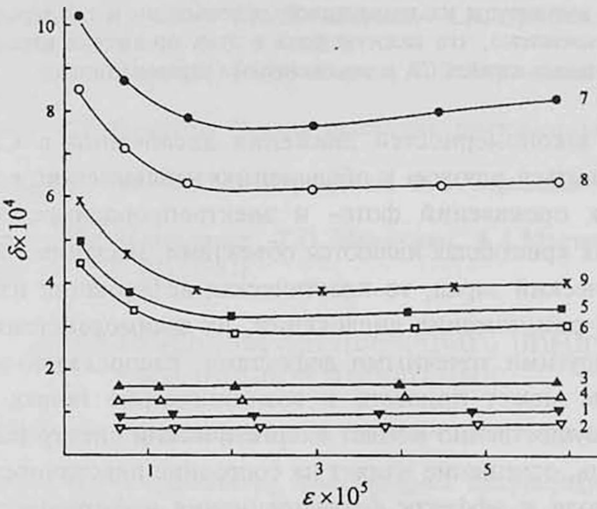


Рис.1. Внутреннее трение в образцах CdS в темноте: 1 – при 80 K, 3 – 300 K, 5 – 350 K, 7 – 370 K. При освещении: 2 – 80 K, 400 лк; 4 – 300 K, 400 лк; 6 – 350 K, 35 лк; 8 – 370 K, 35 лк; 9 – 370 K, 400 лк.

Изобразим полученные результаты в координатах $\ln(\delta\varepsilon)$ от ε^{-1} (рис.2).

По теории Гранато-Люкке [7] амплитуднозависимый декремент затухания имеет вид:

$$\delta = \frac{\Omega\Lambda\Delta_0 L_N^3}{\pi L_c} \cdot \frac{K\eta b}{\varepsilon L_c} \exp\left(-\frac{K\eta b}{\varepsilon L_c}\right), \qquad (1)$$

где Ω – ориентационный фактор, Λ – плотность дислокаций, L_N – длина дислокационной петли между сильными точками закрепления, L_c – длина дислокационной петли между слабыми точками закрепления (примесные центры), η – параметр несоответствия Котрелла, b – вектор Бюргерса, $\Delta_o = 8Gb^2 / \pi^3 C$ (G – модуль сдвига, $C = 2Gb^2 / \pi(1-\nu)$ – постоянная, определяющая силу на единицу длины дислокации, ν – коэффициент Пуассона, $K = G/4RE$ – модуль Юнга, R – коэффициент проведения сдвигового напряжения, E – модуль упругости.

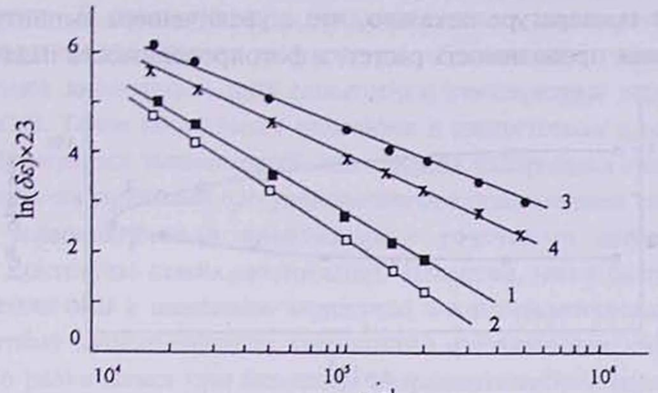


Рис.2. Зависимость $\ln(\delta\varepsilon)$ от ε^{-1} для CdS; в темноте: 1 – при 350 K, 3 – 370 K. При освещении: 2 – 350 K; 400 лк, 4 – 370 K, 400 лк.

Логарифмируя соотношение (1), получаем:

$$\ln(\delta\varepsilon) = \ln\left(\frac{\Omega\Delta_0\Lambda L_N^3}{\pi L_c}\cdot\frac{K\eta b}{L_c}\right) - \frac{K\eta b}{\varepsilon L_c} = \ln\frac{\Omega\Delta_0\Lambda L_N^3}{\pi} + \ln\frac{1}{L_c} + \ln \mathrm{tg}\alpha - \frac{\mathrm{tg}\alpha}{\varepsilon}, \qquad (2)$$

где $\mathrm{tg}\alpha = \dfrac{K\eta b}{L_c}$.

Полученная зависимость (2) $\ln(\delta\varepsilon)$ от ε^{-1} представляет собой уравнение прямой линии с угловым коэффициентом $\mathrm{tg}\alpha$, пропорциональным количеству точек закрепления (L_c обратно пропорционально концентрации точечных дефектов c на линии дислокации) и отсекающим на оси ординат отрезок θ, пропорциональный плотности дислокаций Λ, движущихся в кристалле под действием упругой волны:

$$\theta = \ln M + \ln c + \ln \mathrm{tg}\alpha, \qquad (3)$$

где $M = \dfrac{\Omega\Delta_0\Lambda L_N^3}{\pi}$.

Как видно из рис.2, наклон прямых, пропорциональный концентрации точек закрепления, возрастает при освещении. С ростом температуры концентрация точек закрепления уменьшается, а соотношение c_2/c_1 (c_1 и c_2 – концентрации точек закрепления до и после светового воздействия) увеличивается от 1,5 при 350 K до 2,3 при 370 K, что свидетельствует об увеличении эффекта фотоупрочнения с повышением температуры [8].

Влияние освещения на пластические свойства монокристаллов CdS весьма неоднозначно, так как в них существует множество светочувствительных точечных дефектов, которые по разному могут влиять на подвижность дислокаций. Некоторое представление о природе точечных дефектов дают результаты исследования проводимости кристаллов.

Измерение амплитудной зависимости проводимости кристаллов CdS при комнатной температуре показало, что с увеличением амплитуды деформации ε темновая проводимость растет, а фотопроводимость падает (рис.3).

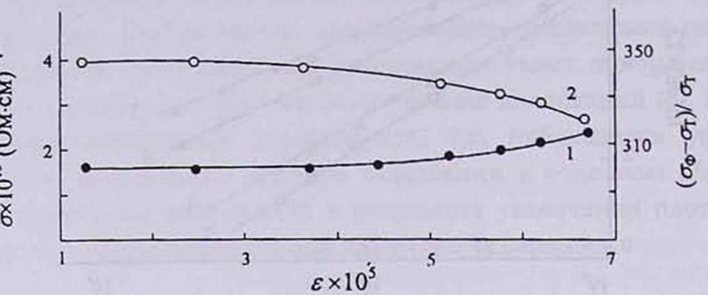


Рис.3. Зависимость удельной проводимости (1) и фотопроводимости (2) образцов CdS от амплитуды ультразвуковой деформации при $T = 300$ K.

Предполагается, что увеличение темновой проводимости в зависимости от амплитуды деформации ε вызвано ионизацией глубоких донорных уровней, связанных со взаимодействием межузельных атомов Cd_i и набегающих на них заряженных дислокаций [9], а ионизация дырок из центров медленной рекомбинации в электростатическом поле движущихся дислокаций приводит к уменьшению фототока.

На температурной зависимости проводимости наблюдается увеличение как темновой проводимости, так и фотопроводимости (рис.4), причем темновая компонента достигает насыщения. По данным температурной зависимости проводимости рассчитана энергия активации процесса (≈0.54 эВ), что совпадает со значением энергии активации межузельного атома Cd_i.

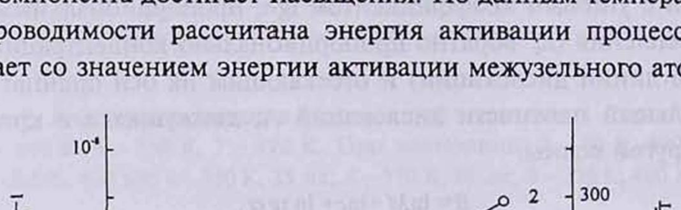


Рис.4. Температурные зависимости удельной проводимости (1) и фотопроводимости (2) для образцов CdS.

Возможной причиной увеличения темновой проводимости и фотопроводимости в зависимости от температуры является свойственная полупроводникам проводимость, обусловленная примесями и собственными дефектами [9,10]. Увеличение фотопроводимости по отношению к темновой проводимости с повышением температуры, по-видимому, обусловлено появлением новых уровней в запрещенной зоне, световое возбуждение которых увеличивает фотопроводимость. В свою очередь, появление новых светочувствительных дефектов, вследствие увеличения температуры, обусловливает увеличение эффекта закрепления дислокаций при повышении температуры вплоть до 380K в кристаллах CdS. Такое обсуждение находится в соответствии с результатами измерения амплитудных зависимостей поглощения ультразвука под влиянием освещения, когда соотношение c_2/c_1 увеличивается с повышением температуры [1].

При взаимодействии дислокаций с точечными дефектами важную роль играет состояние самих дислокаций. Известно, что в базисных плоскостях скольжения они в основном заряжены, а в призматических – не заряжены [1]. Поэтому взаимодействие дислокаций с точечными дефектами может существенно различаться при базисном и призматическом скольжениях.

Обобщая полученные результаты, можно сказать, что исследовано влияние освещения на микропластические свойства кристаллов CdS. По данным измерений проводимости и фотопроводимости в зависимости от амплитуды ультразвуковой деформации и температуры в кристаллах CdS установлено, что важную роль в этих процессах играют взаимодействия межузельных атомов Cd_i и заряженных дислокаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ю.А.Осипьян, В.Ф.Петренко**. ЖЭТФ, 75, 296 (1978).
2. **А.С.Мелконян, С.В.Карапетян, М.С.Саканян** и др. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 162 (2000).
3. **T.Wichert, M.Deicher**. Nuclear Physics, **A 693**, 327 (2001).
4. **Y.Hatanaka, M.Miraula, A.Nakamura, T.Aoki**. Applied Surface Science, **467**, 462 (2001).
5. **A.H.Durgaryan, H.S.Melkonyan, R.P.Vardapetyan**. Solid State Comm., 73, 185 (1990).
6. **А.С.Мелконян, А.А.Дургарян, Р.П.Вардапетян**. Изв. НАН Армении, Физика, **24**, 40 (1989).
7. **А.Гранато, К.Люкке**. Физическая акустика, т.4. М., Мир, 1969.
8. **Р.П.Вардапетян, А.С.Мелконян**. ФТТ, 33, 466 (1991).
9. **А.В.Зарецкий, В.Ф.Петренко**. ФТТ, **20**, 1167 (1978).
10. **В.В.Дякин, Е.А.Сальков, В.А.Хвостов**. ФТТ, **9**, 1812 (1975).

CHANGE OF THE CONCENTRATION OF POINT DEFECTS ON ACTIVE DISLOCATIONS UNDER THE INFLUENCE OF LIGHT IN CdS SINGLE CRYSTALS

L.G. GASPARYAN, H.S. MELKONYAN, M.S. SAQANYAN,
S.H. VALASANYAN, M.H. AVETISYAN

Influence of light on microplastic properties of CdS is studied. On the basis of observed lependences of the conductivity and photoconductivity on the amplitude of ultrasoung deformaions and temperature in CdS crystals the important role of the interaction of interstitial Cd_i atoms vith charged dislocations is established.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

CONTENTS

СОДЕРЖАНИЕ

Тираж 150. Сдано в набор 12.07.2005.
Подписано к печати 22.07.2005. Печ. л. 4,75.
Бумага офсетная. Цена договорная.
Типография НАН РА.
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.