ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1987

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.
Издается с 1966 г.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т 22, вып. 6, 297–302 (1987)

УДК 535.14

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ДВУХ ФОТОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ АТОМОМ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

В. Е. МКРТЧЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 мая 1986 г.)

Рассмотрены поляризационные свойства системы двух фотонов, испускаемых двухуровневым атомом с переходом $1/2 \to 1/2$ в поле квазирезонансного излучения.

В последние годы интенсивно исследуются всевозможные процессы испускания двух фотонов атомными системами в поле резонансной накачки (см., например, [1] и цитированные там работы). Поэтому представляет интерес изучение поляризационно-угловых свойств фотонов, испускаемых такими системами.

В настоящей работе в качестве иллюстрации общих результатов, полученных в [2], рассматриваются поляризационные состояния пары фотонов, испускаемых двухуровневым атомом с переходом $1/2 \to 1/2$ в поле близкой к резонансу накачки с произвольной поляризацией; поляризационные эффекты при однофотонном испускании такой и более сложных систем исследовались ранее (см., например, [3, 4]).

Рассмотрим двухуровневый атом с полным моментом 1/2 в основном и возбужденном состояниях в поле классической монохроматической накачки с произвольной поляризацией. Квазиэнергетические состояния атома в поле в этом случае описываются волновыми функциями (см., например, [3])

$$\Phi_{3,1} \equiv \Phi_{1,\,\pm 1/2} = C_{\mp}\, e^{-i\lambda_1^{(\mp)} t}\,(u_{1,\,\pm 1/2} + B_{\mp}\, e^{-i\omega t}\, u_{2,\,\mp 1/2}), \tag{1}$$

$$\Phi_{2,4} \equiv \Phi_{2,\,\pm 1/2} = C_{\pm}\, e^{-i(\lambda_2^{(\pm)} + \omega) t}\,(u_{2,\,\pm 1/2} - B_{\pm}^{*}\, e^{i\omega t}\, u_{1,\,\mp 1/2}), \tag{1'}$$

$$C_{\pm} = (1 + |B_{\pm}|^2)^{1/2},\quad B_{\pm} = 2V^{(\pm)}/\hbar(\Delta + \Omega^{(\pm)}),\quad V^{(\pm)} = \frac{d}{\sqrt{6}}(E_x \mp iE_y),$$
$$\Omega^{(\pm)} = (\Delta^2 + 4|V^{(\pm)}|^2/\hbar^2)^{1/2},\quad \lambda_{1,2}^{(\pm)} = \frac{1}{2}\,(\Delta \mp \Omega^{(\pm)}), \tag{2}$$

где $\mathbf{E}$ — амплитуда напряженности электрического поля волны накачки (распространяющейся вдоль оси z), $u_{i,m}$ ($i = 1;\ 2$, $m = \pm 1/2$) — волновые функции стационарных состояний невозмущенного атома, Δ — расстройка резонанса, d — приведенный матричный элемент дипольного момента атомного перехода.

Введем взаимодействие системы (1) с квантованным полем излучения ($\widehat{V}' = -\widehat{\mathbf{d}}\widehat{\mathbf{E}}$) и будем считать, что до включения взаимодействий V и V' при $t \to -\infty$ атом находился в основном состоянии с весами p и $1-p$ на подуровнях $m = \pm 1/2$ соответственно. Считая также, что число фотонов квантованного поля при $t \to -\infty$ равно нулю, вычислим матрицу плотности системы $\widehat{\rho}(t)$ во втором порядке теории возмущений по взаимодействию V'. Выберем базис ортов поляризации двух испущенных фотонов (a и b) так, чтобы орт $\mathbf{e}_1^{(a),(b)}$ лежал в плоскости, содержащей ось z и вектор $\mathbf{k}_{a,b}$, а орт $\mathbf{e}_2^{(a),(b)}$ был перпендикулярен этой плоскости, образуя правый векторный базис с $\mathbf{e}_1^{(a),(b)}$ и $\mathbf{k}_{a,b}$. Тогда компоненты ортов $\mathbf{e}_{1,2}^{(a),(b)}$ очевидным образом выражаются через полярные ($\theta_{a,b}$) и азимутальные ($\varphi_{a,b}$) углы направлений $\mathbf{k}_{a,b}$, и поляризационно-угловые свойства испущенных фотонов определяются матричными элементами вида

$$\langle \mathbf{e}_\alpha^{(a)}, \mathbf{e}_\beta^{(b)} | Sp_{\text{атом}} \widehat{\rho}(t) | \mathbf{e}_{\alpha'}^{(a)}, \mathbf{e}_{\beta'}^{(b)} \rangle, \; \alpha, \alpha', \beta, \beta' = 1, 2, \tag{3}$$

где след берется по состояниям атомной системы. Нормируя матрицу (3), получим поляризационную матрицу системы двух фотонов [2] в виде (2.1) (здесь и ниже таким образом цитируются формулы, полученные в работе [2]). Действительно, вычисления приводят к следующему виду матрицы (3):

$$\widehat{R}(t) = \sum_{m=1,3} \sum_{n=1}^{4} \widehat{A}_{m\to n}\, \delta^2(2\omega + \lambda_{mn} - \omega_a - \omega_b), \tag{4}$$

где $\omega_{a,b}$ — частоты испущенных фотонов, $\lambda_{mn} \equiv \lambda_m - \lambda_n$ ($m, n = 1, 2, 3, 4$), $\lambda_{1,2} = \lambda_{1,2}^{(+)}$, $\lambda_{3,4} = \lambda_{1,2}^{(-)}$, а матрицы $\widehat{A}_{m\to n}$, соответствующие переходу из состояния m в состояние n, имеют структуру

$$\widehat{A}_{m\to n} = A_{mn}\, \widehat{I}^{(a)} \otimes \widehat{I}^{(b)} + \sum_i (B_{mn})_i\, \widehat{\sigma}_i^{(a)} \otimes \widehat{I}^{(b)} +$$

$$+ \sum_i (C_{mn})_i\, \widehat{I}^{(a)} \otimes \widehat{\sigma}_i^{(b)} + \sum_{i,j} (D_{mn})_{ij}\, \widehat{\sigma}_i^{(a)} \otimes \widehat{\sigma}_j^{(b)}. \tag{5}$$

Сравнение (4), (5) с (2.1) дает величины поляризационных параметров; при этом нормировочный множитель

$$w = \sum_{m,n} A_{mn}\, \delta^2(2\omega + \lambda_{mn} - \omega_a - \omega_b) \tag{6}$$

представляет собой, очевидно, полную вероятность испускания двух фотонов.

Наличие δ-функций в (4), (6) устанавливает закон частотной корреляции фотонов, испущенных в каждом конкретном переходе $m \to n$. В общем случае эллиптической поляризации волны накачки все λ_{mn} при $m \neq n$ различны, т. е. все конечные состояния атомной системы, вообще говоря, различимы (переходы с $m = n$, т. е. $1 \to 1$ и $3 \to 3$, различимы лишь в случае поляризованного атома: $p = 0$ или $p = 1$). При этом согласно принципу несепарабельности надо ожидать, что испущенная пара фотонов будет находиться в чистом состоянии.

В общем случае выражения для параметров $\xi_i^{(a),(b)}$, ζ_{ij} [2] являются довольно громоздкими функциями углов $\theta_{a,b}$, $\varphi_{a,b}$, частот $\omega_{a,b}$ и параметров накачки (2). Поэтому мы не будем их выписывать, а приведем лишь некоторые частные случаи конкретных переходов и поляризаций волны накачки.

Вначале рассмотрим случай циркулярно-поляризованной накачки; для этого положим в (2) $V^{(-)}=0$ $(B_-=\lambda_3=0,\ C_-=1,\ \lambda_4=\Delta)$. При этом имеют место только переходы $1\to1$, $1\to2$, $1\to3$ с законами частотной корреляции соответственно

$$\omega_a+\omega_b=\begin{cases}2\omega\\ 2\omega+\lambda_{12}\\ 2\omega+\lambda_1.\end{cases}\tag{7}$$

В силу различимости этих законов можно рассматривать поляризационные параметры для каждого перехода в отдельности. Для перехода $1\to1$ имеем

$$\xi_1^{(a),(b)}=0,\quad \xi_2^{(a),(b)}=\frac{2\cos\theta_{a,b}}{1+\cos^2\theta_{a,b}},$$
$$\xi_3^{(a),(b)}=-\frac{\sin^2\theta_{a,b}}{1+\cos^2\theta_{a,b}},\quad \zeta_{ij}=\xi_i^{(a)}\xi_j^{(b)},\tag{8}$$

т. е. два фотона с частотами ω_a и $2\omega-\omega_a$, испускаемые в этом переходе, не скоррелированы по поляризациям и имеют обычное угловое распределение вероятности: $1+\cos^2\theta_{a,b}$. Параметры (8) для таких фотонов не зависят от их частот и параметров интенсивности накачки; каждый фотон в отдельности полностью поляризован: $|\xi^{(a)}|^2=|\xi^{(b)}|^2=1$. В направлениях $\theta_a=\theta_b=0;\ \pi$ оба фотона поляризованы циркулярно ($\xi_2^{(a)}=\xi_2^{(b)}=\pm1$); в направлениях $\theta_a=\theta_b=\pi/2$ фотоны поляризованы линейно ($\xi_3^{(a)}=\xi_3^{(b)}=-1$).

Такими же поляризационно-угловыми свойствами обладают два фотона с частотами ω_a и $2\omega-\omega_a+\lambda_{12}$, испускаемые в переходе $1\to2$. Параметры ξ и ζ для этих фотонов также определяются формулами (8).

Более сложными свойствами обладают фотоны, испускаемые в переходе $1\to3$ с изменением проекции момента атома (в рассматриваемом случае $V^{(-)}=0$ обратный переход $3\to1$ может происходить лишь в результате релаксационных процессов, не учитываемых здесь). Параметры Стокса в этом случае равны

$$\xi_1^{(a)}=-\frac{1}{w_{ab}}F_{ab}F_{ba}\sin\theta_a\sin2\theta_b\sin(\varphi_a-\varphi_b),$$
$$\xi_2^{(a)}=\frac{1}{w_{ab}}\{2F_{ab}^2\cos\theta_a\sin^2\theta_b+F_{ab}F_{ba}\sin\theta_a\sin2\theta_b\cos(\varphi_a-\varphi_b)\},\tag{9}$$
$$\xi_3^{(a)}=1-\frac{2}{w_{ab}}F_{ab}^2\sin^2\theta_b,$$

где функция частот и углов w_{ab}, определяющая угловое распределение вероятности (6), имеет вид

$$w_{ab} = F_{ab}^2 \sin^2\theta_b (1 + \cos^2\theta_a) +$$

$$+ F_{ba}^2 \sin^2\theta_a (1 + \cos^2\theta_b) + \frac{1}{2} F_{ab} F_{ba} \sin 2\theta_a \sin 2\theta_b \cos(\varphi_a - \varphi_b), \quad (10)$$

а функция частот $F_{ab}(x, y)$ есть

$$F_{ab}(x, y) = (\omega - \omega_a - x)^{-1} + (\omega - \omega_b - y)^{-1},$$

$$F_{ab} = F_{ab}(\lambda_{21}, -\lambda_1);$$

очевидно, что $F_{ab}(x, y) = F_{ba}(y, x)$ и, следовательно, $w_{ab} = w_{ba}$. Параметры $\xi_i^{(b)}$ согласно (2.2) получаются из (9) перестановкой фотонов $a \leftrightarrow b$. Выражения (9) для степени поляризации фотонов дают

$$|\xi^{(a),(b)}|^2 = 1 - \left(\frac{2}{w_{ab}} F_{ab} F_{ba} \sin\theta_a \sin\theta_b\right)^2. \quad (11)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае каждый из фотонов поляризован частично и параметры Стокса сложным образом зависят от углов и частот обоих фотонов, т. е. поляризации фотонов скоррелированы. Как было показано в § 2 работы [2], корреляция поляризаций описывается матрицей $\ddot{\zeta}$. Ее элементы равны

$$\zeta_{11} = \zeta_{22} = \frac{2}{w_{ab}} F_{ab} F_{ba} \sin\theta_a \sin\theta_b \cos(\varphi_a - \varphi_b),$$

$$\zeta_{33} = 1 - \frac{2}{w_{ab}} (F_{ab}^2 \sin^2\theta_b + F_{ba}^2 \sin^2\theta_a), \quad (12)$$

$$\zeta_{13} = \zeta_{12} \cos\theta_b = \xi_1^{(a)}, \quad \zeta_{23} = \xi_2^{(a)},$$

а остальные получаются с помощью (2.2). Несложные вычисления показывают, что параметры (9), (12) и получающиеся из них перестановкой фотонов удовлетворяют равенствам (2.9), т. е. пара фотонов находится в чистом состоянии и степень корреляции поляризаций определяется величинами $[\zeta_{ij}]$ (см. [2]). При этом состояния отдельных фотонов в зависимости от углов и частот меняются от полностью поляризованного до полностью неполяризованного.

Действительно, если положить полярный угол одного из фотонов равным нулю или π, то при произвольном значении полярного угла другого фотона, не равном нулю или π (в случае $\theta_a = \theta_b = 0$; π вероятность испускания двух фотонов в данном переходе обращается в нуль, что следует из (10)), степень поляризации (11) равна 1; при этом фотон, регистрируемый в направлении $\theta_a = 0; \pi$, поляризован циркулярно, а другой фотон — линейно (см. (9)). В случае же, если регистрируются фотоны с частотами $\omega_a = \omega_b = \omega + \lambda_{1/2}$, то при $\theta_a = \theta_b$, $\varphi_a - \varphi_b = \pi$ либо при $\theta_a = \theta_b = \pi/2$ эти фотоны полностью неполяризованы ($|\xi^{(a)}| = |\xi^{(b)}| = 0$), а матрица ζ является ортогональной с детерминантом, равным -1 ($\zeta_{ij} = -\delta_{ij}$, если $\theta_a = \theta_b$, $\varphi_a - \varphi_b = \pi$, и $\zeta_{11} = \zeta_{22} = \cos(\varphi_a - \varphi_b)$, $\zeta_{33} = -1$, $\zeta_{12} = -\zeta_{21} = \sin(\varphi_b - \varphi_a)$, остальные элементы равны нулю, если $\theta_a = \theta_b = \pi/2$). Матрица (2.1) при $\theta_a = \theta_b$, $\varphi_a - \varphi_b = \pi$ принимает вид [5]

$$\hat{\rho}^{(a,b)} = \frac{1}{4}[\hat{I}^{(a)} \otimes \hat{I}^{(b)} - \hat{\sigma}^{(a)} \otimes \hat{\sigma}^{(b)}].$$

Отметим, что в случае циркулярно-поляризованной накачки параметры поляризации системы фотонов не зависят явным образом от параметра интенсивности $V^{(+)}$. Этот параметр входит лишь в виде штарковского сдвига подуровня 1 в величины λ_1 и λ_{21} в функциях F_{ab} (при устремлении интенсивности накачки к нулю вероятность (6) обращается в нуль).

Рассмотрим теперь случай линейно-поляризованной накачки. Будем считать за направление поляризации ось x. Тогда в (2) надо положить $V^{(-)} = V^{(+)}$ ($B_- = B_+$, $C_- = C_+$, $\lambda_{1,2} = \lambda_{3,4}$). В этом случае величины λ_{mn} в (4) равны 0 либо λ_{12}, т. е. осуществляется один из двух возможных законов частотной корреляции испущенных фотонов:

$$\omega_a + \omega_b = 2\omega, \tag{13}$$

$$\omega_a + \omega_b = 2\omega + \lambda_{12}. \tag{14}$$

Первый выполняется в переходах $1 \to 1; 3$, $3 \to 3; 1$, второй — в переходах $1 \to 2; 4$, $3 \to 2; 4$. Таким образом, в случае линейно-поляризованной накачки конечные состояния атома несепарабельны при произвольных углах вылета фотонов и следует ожидать, что пара фотонов находится в смешанном состоянии. Для произвольных значений $\theta_{a,b}$, $\varphi_{a,b}$ выражения для параметров ξ, ζ имеют громоздкий вид, который мы не будем здесь приводить. Отметим лишь, что в отличие от предыдущего случая они зависят от азимутальных углов отдельных фотонов, что естественно, поскольку в поле линейно-поляризованной накачки нет аксиальной симметрии. Поляризационные параметры в случае (14) являются функциями только углов, а в случае (13) — также и частот фотонов.

Рассмотрим частные случаи направлений вылета фотонов. При $\theta_a = 0$, $\theta_b = 0; \pi$ отличны от нуля лишь параметры

$$\xi_2^{(a)} = 1 - 2p, \ \xi_2^{(b)} = \pm(1 - 2p), \ \zeta_{22} = \pm 1 \tag{15}$$

для обоих случаев (13) и (14). Если атом поляризован ($p=0$ либо $p=1$), то испускаются два циркулярно-поляризованных фотона и $\zeta_{22} = \xi_2^{(a)} \xi_2^{(b)}$. Если же атом не поляризован ($p = 1/2$), то все параметры Стокса обоих фотонов равны нулю, т. е. испускаются полностью неполяризованные фотоны, а пара фотонов находится в смешанном поляризационном состоянии ($\zeta_{22} = \pm 1$, остальные параметры равны нулю). Это состояние является одним из примеров того типа смешанных состояний пары фотонов, в которых вероятность (2.6) можно обратить в нуль определенной ориентацией обоих анализаторов. Действительно, формула (2.6) в этом случае дает

$$w(\xi^{(A)}, \xi^{(B)}) = \frac{1}{4}(1 \pm \xi_2^{(A)} \xi_2^{(B)}),$$

и вероятность детектирования обращается в нуль при ориентации анализаторов $\xi_2^{(A)} = -\xi_2^{(B)} = \pm 1$ ($\theta_a = \theta_b = 0$) либо $\xi_2^{(A)} = \xi_2^{(B)} = \pm 1$ ($\theta_a = 0$, $\theta_b = \pi$).

В направлениях с полярными углами, отличными от нуля и π, фотоны поляризованы частично и скоррелированы по поляризациям; система фотонов при этом также поляризована частично. В качестве иллюстрации приведем формулы в случае углов $\theta_a = \theta_b = \pi/2$, $\varphi_a - \varphi_b = \pi$ и частот, удовлетворяющих соотношению (14):

$$\zeta_{11} = -\frac{1+\cos 2\varphi_a}{3-\cos 2\varphi_a}, \quad \zeta_{22} = -\frac{1-3\cos 2\varphi_a}{3-\cos 2\varphi_a},$$

$$\zeta_{33} = \frac{1+\cos 2\varphi_a}{3-\cos 2\varphi_a}, \quad \zeta_{12} = (2p-1)\frac{2\sin 2\varphi_a}{2-\cos 2\varphi_a}, \quad \xi^{(a)} = \xi^{(b)} = 0. \tag{16}$$

В частности, при $\varphi_a = \pi/4$ имеем

$$\zeta_{11} = \zeta_{22} = -\zeta_{33} = -1/3, \quad \zeta_{12} = \frac{2}{3}(2p-1),$$

откуда следует, что пара фотонов, испущенных в этих направлениях, является примером другого типа смешанных состояний, в которых вероятность детектирования невозможно занулить никакой ориентацией анализаторов.

Таким образом, при испускании двух фотонов атомами в поле квазирезонансной накачки реализуются все возможные состояния поляризации системы двух фотонов в зависимости от их частот, направлений вылета и параметров интенсивности и поляризации накачки.

Авторы выражают благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за многочисленные стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Крючков Г. Ю. и др.* ЖЭТФ, 88, 30 (1985).
2. *Мкртчян В. Е., Чалтыкян В. О.* Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 241 (1987).
3. *Тер-Микаелян М. Л.* Препринт ИФИ АН АрмССР 74—11, Ереван, 1974.
4. *Арутюнян В. М., Канецян Э. Г., Чалтыкян В. О.* Оптика и спектр., 35, 320 (1973).
5. *Fano U.* Rev. Mod. Phys., 29, 74 (1957).

ԱՏՈՄԻ ԿՈՂՄԻՑ ԱՐՏԱՔԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԱՌԱՔՎԱԾ ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ

Վ. Ե. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Վ. Հ. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ

Դիտարկված են երկֆոտոնային համակարգի բևեռացման հատկությունները, երբ այն առաքվել է $^1/_2 \rightarrow {}^1/_2$ անցումով երկմակարդակ ատոմի կողմից քվազիռեզոնանսային ճառագայթման դաշտում։

POLARIZATION STATES OF A SYSTEM OF TWO-PHOTONS EMITTED FROM AN ATOM IN EXTERNAL FIELD

V. E. MKRTCHYAN, V. O. CHALTYKYAN

The polarization properties of a system of two photons emitted from a twolevel atom at the 1/2→1/2 transition in a quasi-resonant radiation field are considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 303—308 (1987)

УДК 621.378;539.184.2

ЭФФЕКТЫ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРОБНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВОЛНОЙ НАКАЧКИ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

А. О. МЕЛИКЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

К. Х. СИМОНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 июля 1986 г.)

Рассматривается прохождение пробных волн через резонансную двухуровневую среду при наличии монохроматического поля накачки. С помощью ранее разработанного метода без предположения о слабости пробных волн получены формулы, описывающие процессы прохождения вне рамок теории возмущений. При этом воздействие среды на поле накачки учитывается только в фазовой модуляции последней. Полученные выражения справедливы также на атомной и «трехфотонной» частотах. Они не применимы лишь для частот пробных волн, близких к частоте накачки.

Введение

Задача о распространении волн в среде при наличии интенсивной резонансной накачки рассматривалась в целом ряде работ. В работе [1] задача решена для малых времен в случае двухуровневых атомов в линейном приближении по пробной волне и в резонансном приближении по полю накачки. Полученные в [1] результаты не применимы вблизи атомной и трехфотонной частот, что является обычным недостатком теории возмущений или ее видоизмененных форм, что связано с тем, что вблизи резонансов «слабое поле» теряет смысл. Позднее аналогичные вычисления были проведены и в стационарном режиме для различных случаев [2—5].

В настоящей работе преобразованием амплитуд гамильтониан взаимодействия приводится к периодической во времени форме, что позволяет ввести в рассмотрение квазиэнергетические состояния и в уравнениях поля дипольные моменты на частотах пробных волн и поля накачки вычислять методом дифференцирования квазиэнергии по соответствующим параметрам. Задача по полю накачки решается точно, а по пробной волне — при умеренных значениях параметров интенсивности компонент пробной волны (не предполагая пробное поле слабым), которые определяются так: $|2v_m/\nu|$, где v_m — матричный элемент взаимодействия для m-компоненты пробной волны, ν — разность частот волны накачки и пробной волны. Выражения для коэффициента поглощения и показателя преломления компонент пробной волны в таком подходе справедливы также в точных резонансах, где значения этих коэффициентов терпят скачок конечной величины, а показатель преломления волны накачки обращается в нуль. Рассмотрены случаи встречных и параллельных волн. В первом случае поглощение (усиление) отсутствует во всей области изменения частот, а во втором случае появляется усиление в области частот, не содержащей резонансы.

1. Квазиэнергия атома в поле

Уравнения, описывающие двухуровневый атом в классическом поле монохроматической накачки и пробной волны

$$B(x, t) = e^{-i\omega t}\left[B_0(x)\, e^{\pm ikx} + \sum_{m \neq 0} B_m(x)\, e^{i(m\nu t + kx)}\right] + \text{к. с.},$$

в резонансном приближении имеют вид

$$i\dot{a} = e^{i\omega t}\, V^*(x, t)\, b, \quad i\dot{b} = \omega_0 b + e^{-i\omega t}\, V(x, t)\, a, \tag{1}$$

где

$$\hbar V(x, t) = -(d B_0(x))\, e^{\pm ikx} - \sum_{m \neq 0} (d B_m(x))\, e^{i(m\nu t + kx)} =$$

$$= \hbar(v_0(x) + v_n(x, t))$$

есть матричный элемент дипольного взаимодействия (знаки «плюс» и «минус» относятся соответственно к случаям параллельных и встречных волн). Слагаемое с $m = 0$ исключается из суммирования (в противном случае можно перенормировать $v_0(x)$), и имеют место обычные резонансные условия: $\varepsilon = \omega_0 - \omega \ll \omega$, $m\nu \ll \omega$.

Преобразованием [6] $a = a_1$, $b = b_1 \exp(-i\omega t)$ амплитуд уравнения (1) приводятся к виду

$$i\dot{\Phi} = \left[\begin{pmatrix} 0 & v_0^* \\ v & \varepsilon \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & v_n^* \\ v & 0 \end{pmatrix}\right] = \left[\hat{H}_0 + \hat{V}(t)\right]\Phi, \tag{2}$$

где $\Phi = \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix}$, причем $\hat{V}(t)$ является периодической функцией времени с периодом $2\pi/\nu$, что позволяет ввести квазиэнергетические состояния.

Разлагая $\Phi(t)$ в ряд [7] $\Phi = \sum_\alpha c_\alpha \varphi_\alpha$ (в этом представлении квазиэнергия по полю накачки вычисляется точно, а по пробной волне — приближенно [8]) и переходя к фурье-представлению, из (2) получим

$$c_{\alpha, n} = (E - n\nu - \lambda_\alpha)^{-1} \sum_{\beta, m \neq n} V_{\alpha\beta, m-n}\, c_{\beta, m}. \tag{3}$$

Здесь λ_α, φ_α — собственные значения и собственные функции $\hat{H}_0$, $V_{\alpha\beta, n}$ — матричные элементы $\hat{V}$ по функциям φ_α.

С целью получения аналитических выражений и для повышения точности результатов исследование системы (3) проведем методом Хилла [9], который для квазиэнергии E дает

$$E = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \mp \frac{\nu}{2\pi} \arccos\left[\cos\left(\pi\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\nu}\right) - 2\pi R \sin\left(\pi\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\nu}\right)\right], \tag{4}$$

где $\lambda_{1,2}=(1\mp\sqrt{1+\alpha_0^2})\,(\varepsilon/2)$, R—вычет детерминанта системы (3) в простом полюсе $E=\lambda_1$, $\alpha_0=|2v_0/\varepsilon|$—параметр интенсивности поля накачки.

Воспользуемся разложением R в ряд (сходимость факториальная) по компонентам пробной волны, ограничившись квадратичными членами,

$$R=\frac{1}{4z\sqrt{1+\alpha_0^2}}\sum_{m\neq 0}\left[-\frac{(1+\alpha_0^2/2-mz)\,\alpha_0^2}{1+\alpha_0^2-m^2z^2}-\right.$$

$$\left.-\frac{v_0^{*2}\,v_{-m}\,v_m}{\varepsilon^4}-\frac{v_0^2\,v_m^*\,v_{-m}^*}{\varepsilon^4}\right], \qquad (5)$$

справедливым при значениях параметров интенсивности пробной волны, удовлетворяющих условию $|2v_m|\nu|=|2v_m/\varepsilon|/|z|=\alpha_m/|z|\lesssim 1$, где $z=\nu/\varepsilon$.

Если в спектре пробной волны отличны от нуля только члены с $m=\pm 1$, то выражение для квазиэнергии совпадает с результатом [8].

2. Распространение волн в среде

Укороченные уравнения Максвелла для распространения волн в двухуровневой резонансной среде имеют вид

$$\frac{\partial B_\text{п}}{\partial x}+\frac{1}{c}\frac{\partial B_\text{п}}{\partial t}=i\frac{2\pi}{c}\,\omega\,N\overline{D(x,\ t)\exp(-ikx)},$$

$$\frac{\partial B_0}{\partial x}=-i\frac{2\pi}{c}\,\omega\,N\overline{D(x,\ t)\exp(ikx)} \qquad (6)$$

в случае встречных волн и

$$\frac{\partial}{\partial x}(B_\text{п}+B_0)+\frac{1}{c}\frac{\partial B_\text{п}}{\partial t}=i\frac{2\pi}{c}\,\omega\,N\,\overline{D(x,\ t)\exp(-ikx)} \qquad (7)$$

в случае параллельных волн. Черта в (6) и (7) означает усреднение по пространственному периоду волны, а N есть плотность числа атомов среды.

Дипольные моменты вычисляются методом дифференцирования квазиэнергии по соответствующим параметрам и равны

$$D(x,\ t)=-\hbar\left(e^{\mp ikx}\frac{\partial E}{\partial B_0^*}+e^{ikx}\sum_{m\neq 0}\frac{\partial E}{\partial B_m^*}\right). \qquad (8)$$

В случае встречных волн поглощение (усиление) пробной волны отсутствует, а показатели преломления среды для пробной волны и волны накачки соответственно равны

$$n_m(z)=1+\frac{c\,p\,f(z)}{2\,\omega\,\varepsilon\,(1+\alpha_0^2)}\left(\frac{\sqrt{1+\alpha_0^2}-1-\alpha_0^2/2}{mz-\sqrt{1+\alpha_0^2}}-\right.$$

$$\left.-\frac{\sqrt{1+\alpha_0^2}+1+\alpha_0^2/2}{mz+\sqrt{1+\alpha_0^2}}\right), \qquad (9)$$

$$n_0(z)=1+\frac{c\,p\,f(z)}{\omega\,\varepsilon\sqrt{1+\alpha_0^2}}, \qquad (10)$$

где $p = 2\pi\omega N|d|^2/c\hbar$, а функция $f(z)$ определяется выражением

$$f(z) = \frac{|\sin(\pi\sqrt{1+\alpha_0^2}/z)|}{\{1 - [\cos(\pi\sqrt{1+\alpha_0^2}/z) - 2\pi R\sin(\pi\sqrt{1+\alpha_0^2}/z)]^2\}^{1/2}}. \quad (11)$$

Наличие модуля в (11) связано с выбором определенной ветви квазиэнергии: выбирается та ветвь, на которой квазиэнергия обращается в нуль при выключении взаимодействия. Благодаря наличию фактора $f(z)$, $n_m(z)$, очевидно, не имеет полюсов при $mz = \pm\sqrt{1+\alpha_0^2}$, а $n_0(z) = 1$, т. е. фазовая модуляция волны накачки отсутствует.

В предположении о том, что в спектре пробной волны отличны от нуля лишь члены с $m = \pm 1$ и что имеет место условие $B_0^* B_{-1} = B_0 B_1^*$, получим

$$R = \frac{\alpha_1^2}{2z\sqrt{1+\alpha_0^2}\,(1+\alpha_0^2-z^2)}.$$

Для этого случая на рис. 1 и 2 приведены графики функций $\Delta n_0/\Delta n_0'$, $\Delta n_1/\Delta n_0'$ (сплошные линии) и функции $\Delta n_1'/\Delta n_0'$, полученной

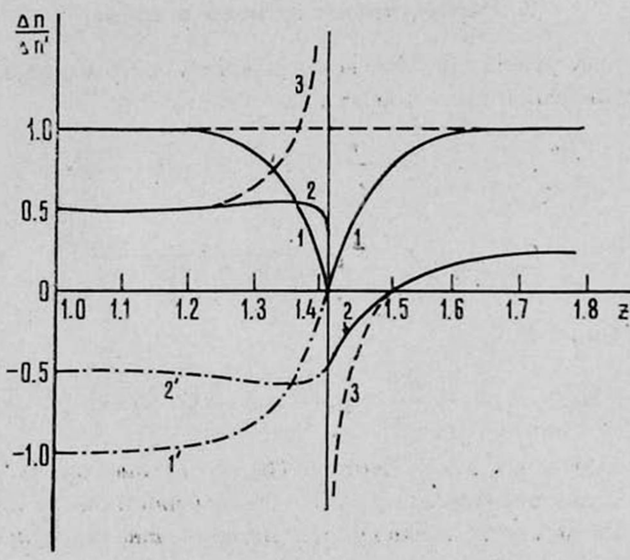


Рис. 1. Зависимости $\Delta n_0/\Delta n_0'$ (кривая 1), $\Delta n_1/\Delta n_0'$ (кривая 2) и $\Delta n_1'/\Delta n_0'$ (кривая 3) от z в области $z = \sqrt{1+|\alpha_0|^2}$ при значениях параметров $|\alpha_0| = 1$, $|\alpha_1| = 0{,}1$. Кривые 1'1 и 2'2 соответствуют другой ветви квазиэнергии.

в работе [1] (пунктирные линии), в области трехфотонной частоты ($\Delta n_0' = n_0' - 1$, n_0' определяется формулой (9) при $f(z) = 1$ [1]). Конечно, скачок Δn_1 и излом Δn_0 на трехфотонной частоте объясняются выбором ветви квазиэнергии, о чем говорилось выше. Скачок и излом исчезают, если при прохождении через точный резонанс переходить на другую ветвь квазиэнергии (штрих-пунктирные линии).

В случае параллельных волн имеем

$$B_m(x) = A_{1,m}\exp\left\{\frac{p r_1 x}{\varepsilon\sqrt{1+\alpha_0^2}}\right\} + A_{2,m}\exp\left\{\frac{p r_2 x}{\varepsilon\sqrt{1+\alpha_0^2}}\right\},$$

где

$$A_{1,2,m}=\left(\frac{1}{2}\mp i\frac{m^2z^2-\alpha_0^2/2}{2mz\sqrt{\alpha_0^2-m^2z^2}}\right)B_m(0)\pm$$

$$\pm i\frac{\alpha_0^2/2}{2mz\sqrt{\alpha_0^2-m^2z^2}}B^*_{-m}(0), \tag{12}$$

$$r_{1,2}=f(z)\left\{i-\frac{mz(i\pm\sqrt{\alpha_0^2-m^2z^2})}{1+\alpha_0^2-m^2z^2}\right\}.$$

Как следует из (12), в этом случае возникает усиление в области частот $z^2<\alpha_0^2/m^2$, но поскольку метод применим при условии $\alpha_m^2/z^2\leqslant 1$, то нельзя говорить об усилении пробной волны, когда $\alpha_m\sim\alpha_0/m$.

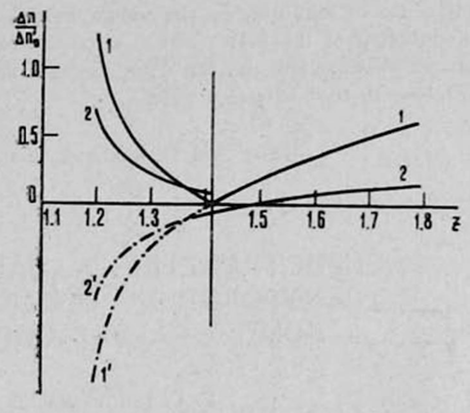


Рис. 2. Зависимости $\Delta n_0/\Delta n_0'$ (кривая 1) и $\Delta n_1/\Delta n'_0$ (кривая 2) от z в области $z=\sqrt{1+|\alpha_0|^2}$ при $|\alpha_0|=1$, $|\alpha_1|=1$. Кривые 1′1 и 2′2 соответствуют другой ветви квазиэнергии.

Отметим, что все формулы, оставаясь из-за наличия фактора $f(z)$ конечными на атомной и трехфотонной частотах, вдали от резонансов в пределе $\alpha_m\ll 1$ полностью совпадают с результатами работы [1].

В заключение авторы выражают благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за полезные обсуждения и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арутюнян В. М., Канцян Е. Г., Чалтыкян В. О.* ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
2. *Mollow B. R.* Phys. Rev., A 7, 1319 (1979).
3. *Кирьянов Ю. Ф.* и др. Квантовая электроника, 8, 1734 (1981).
4. *Boyd R. W. et al.* Phys. Rev., A 24, 411 (1981).
5. *Zhang P. L., Wang Y. G., Schawlow A. L.* Opt. Soc. Am., B1, 9 (1984).
6. *Меликян А. О., Симонян К. Х.* Тезисы докладов Совещания по преобразованию частоты лазерного излучения. Красноярск, 1977, с. 72.
7. *Симонян К. Х.* Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 10 (1979).
8. *Меликян А. О., Симонян К. Х.* Изв. вузов СССР, Физика, № 8, 23 (1980).
9. *Меликян А. О.* Квантовая электроника, 4, 429 (1977).

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՄՂՈՂ ԱԼԻՔԻ ՀԵՏ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ա. Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, Վ. Հ. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ, Կ. Խ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Դիտարկվում է ռեզոնանսային երկմակարդակ միջավայրով փորձնական ալիքների անցումը մղող մոնոքրոմատիկ դաշտի առկայության դեպքում: Առանց փորձնական ալիքների թույլ լինելու ենթադրության խոտորումների տեսության շրջանակներից դուրս ստացվել են անցման երևույթները նկարագրող բանաձևեր, ընդ որում միջավայրի ազդեցությունը մղող դաշտի վրա հաշվի է առնված միայն վերջինիս փուլային մոդուլյացիայում։ Ստացված արտահայտությունները ճիշտ են նաև ատոմային և եռաֆոտոնային հաճախությունների համար։ Նրանք կիրառելի չեն միայն մղող դաշտի հաճախությանը մոտ գտնվող փորձնական ալիքների հաճախությունների համար։

EFFECTS OF PROBING WAVE INTENSITY IN PARAMETRIC INTERACTION WITH PUMP WAVE IN A RESONANCE MEDIUM

A. O. MELIKYAN, V. O. CHALTYKYAN, K. Kh. SIMONYAN

The propagation of probing wave in a resonance two-level medium in the presence of monochromatic pump field is considered. By means of an earlier proposed method, without the assumption of probe field weakness, some formulae describing the propagation processes were obtained out of the perturbation theory framework. The influence of medium on the pump field was taken into account only as the phase modulation of the latter. The obtained expressions are also valid at atomic and „three-photon" frequencies. They are not applicable only for probing wave frequencies close to that of pump field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 308—312 (1987)

УДК 535.2;621.373.8

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕ В ОКРЕСТНОСТИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ ЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРСИИ

Г. Г. ГРИГОРЯН, А. О. МЕЛИКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 22 июня 1986 г.)

Показано, что при распространении адиабатического импульса в трехуровневой среде в окрестности точки компенсации линейной дисперсии эффекты фазовой модуляции становятся несущественными и сильное изменение претерпевает только огибающая импульса.

Распространение интенсивного электромагнитного импульса через нелинейную резонансную среду сопровождается фазовой и амплитудной модуляциями, которые существенно затрудняют наблюдение других нелинейных процессов. Сильное уширение спектра, вызванное укручением переднего фронта (образование ударной волны), приводит к когерентному излучению на частоте атомного перехода [1]. Как отмечано в [2], самоукручение импульса обусловлено не только зависимостью скорости распространения импульса от интенсивности, но и фазовой самомодуляцией, причем второй механизм часто оказывается сильнее.

С этой точки зрения изучение системы, в которой эффекты фазовой самомодуляции были бы пренебрежимо малы, представляет определенный интерес. Примером такой системы служат атомы щелочных металлов, обладающих дублетно расщепленным возбужденным состоянием. Внутри дублета может выполняться условие компенсации дисперсии [3—8], т. е.

թույլ լինելու ենթադրության խոտորումների տեսության շրջանակներից դուրս ստացվել են անցման երևույթները նկարագրող բանաձևեր, ընդ որում միջավայրի ազդեցությունը մղող դաշտի վրա հաշվի է առնված միայն վերջինիս փուլային մոդուլյացիայում։ Ստացված արտահայտությունները ճիշտ են նաև ատոմային և եռաֆոտոնային հաճախությունների համար։ Նրանք կիրառելի չեն միայն մղող դաշտի հաճախությանը մոտ գտնվող փորձնական ալիքների հաճախությունների համար։

EFFECTS OF PROBING WAVE INTENSITY IN PARAMETRIC INTERACTION WITH PUMP WAVE IN A RESONANCE MEDIUM

A. O. MELIKYAN, V. O. CHALTYKYAN, K. Kh. SIMONYAN

The propagation of probing wave in a resonance two-level medium in the presence of monochromatic pump field is considered. By means of an earlier proposed method, without the assumption of probe field weakness, some formulae describing the propagation processes were obtained out of the perturbation theory framework. The influence of medium on the pump field was taken into account only as the phase modulation of the latter. The obtained expressions are also valid at atomic and „three-photon" frequencies. They are not applicable only for probing wave frequencies close to that of pump field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 308—312 (1987)

УДК 535.2;621.373.8

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕ В ОКРЕСТНОСТИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ ЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРСИИ

Г. Г. ГРИГОРЯН, А. О. МЕЛИКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 22 июня 1986 г.)

Показано, что при распространении адиабатического импульса в трехуровневой среде в окрестности точки компенсации линейной дисперсии эффекты фазовой модуляции становятся несущественными и сильное изменение претерпевает только огибающая импульса.

Распространение интенсивного электромагнитного импульса через нелинейную резонансную среду сопровождается фазовой и амплитудной модуляциями, которые существенно затрудняют наблюдение других нелинейных процессов. Сильное уширение спектра, вызванное укручением переднего фронта (образование ударной волны), приводит к когерентному излучению на частоте атомного перехода [1]. Как отмечано в [2], самоукручение импульса обусловлено не только зависимостью скорости распространения импульса от интенсивности, но и фазовой самомодуляцией, причем второй механизм часто оказывается сильнее.

С этой точки зрения изучение системы, в которой эффекты фазовой самомодуляции были бы пренебрежимо малы, представляет определенный интерес. Примером такой системы служат атомы щелочных металлов, обладающих дублетно расщепленным возбужденным состоянием. Внутри дублета может выполняться условие компенсации дисперсии [3—8], т. е.

$\varepsilon_{30} d_{31}^2 + \varepsilon_{30} d_{21}^2 = 0$. Здесь $\varepsilon_{l0} = \omega_{l1} - \omega_0$, ω_0—несущая частота импульса, на входе в среду, ω_{l1}—частоты соответствующих атомных переходов d_{l1}—матричные элементы дипольных переходов.

Ниже рассматривается распространение электромагнитного импульса через среду, состоящую из таких атомов. Длительность импульса T предполагается много меньшей всех времен релаксаций. Напряженность электрического поля E запишем в виде

$$E = |E| \exp\{i(kx - \omega_0 t + \varphi)\} + \text{к. с.}, \tag{1}$$

причем $|E|$ и φ предполагаются медленно меняющимися функциями x и t. Поляризация среды, обусловленная этим импульсом, выражается через амплитуды квазиэнергетических волновых функций b_1, b_2, b_3:

$$P = N b_1^* (b_2 d_{21} + b_3 d_{31}) e^{-i(\omega_0 t - kx + \varphi)} + \text{к. с.} \tag{2}$$

Уравнение Шредингера для определения b_i запишем в матричном виде

$$i\dot{B} = HB,$$

где

$$H = \begin{pmatrix} 0 & V_2 & V_3 \\ V_2 & \varepsilon_2 & 0 \\ V_2 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix}. \tag{3}$$

Здесь введены обозначения: $\varepsilon_l = \varepsilon_0 + \partial\varphi/\partial t$, $V_i = -|E d_{i1}|/\hbar$. Предполагается, что до взаимодействия с импульсом атомы находились в невозбужденном состоянии, т. е. $b_2(-\infty) = b_3(-\infty) = 0$, $b_1(-\infty) = 1$.

Уравнение (3) будем решать методом адиабатических возмущений, изложенным в [1]. Решение ищем в виде разложения по собственным векторам матрицы H:

$$B = \sum_l C_l \exp\left\{-i \int^t \lambda_i \, dt'\right\} A_l, \tag{4}$$

где λ_i — собственные значения H, которые обращаются в нуль при $t \to -\infty$. Коэффициенты разложения определяются до членов второго порядка малости относительно величины $(\dot{H})_{ij} / (\lambda_i - \lambda_j)^2$. После подстановки решения (4) поляризация (2) принимает вид

$$P = \frac{N}{|E|}\left(\lambda_1 a^2 - \frac{i}{2}\dot{a}^2\right), \tag{5}$$

где N — плотность атомов,

$$a^2 = \left(1 + \frac{V_2^2}{(\lambda_1 - \varepsilon_2)^2} + \frac{V_3^2}{(\lambda_1 - \varepsilon_3)^2}\right)^{-1}. \tag{6}$$

Введем следующие обозначения: $|\varepsilon_{20}\,\varepsilon_{30}| = \varepsilon_0^2$, $\mu = (\varepsilon_{30} d_{12}^2 + \varepsilon_{20} d_{13}^2)/\varepsilon_0 d^2$, $d_{12}^2 + d_{13}^2 = d^2$, $V_1^2 + V_2^2 = V^2$. В этих обозначениях характеристическое уравнение матрицы H принимает вид

$$\lambda\left[(\lambda - \varepsilon_2)(\lambda - \varepsilon_3) - V^2\right] + V^2 \varepsilon_0 \left(\mu + \frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) = 0. \tag{7}$$

Рассмотрим малые отклонения от условия компенсации дисперсии ($\mu \ll 1$). Допустим, что $(\partial\varphi/\partial t)/\varepsilon_0$—того же порядка малости, что и μ (правомерность этого предположения будет проанализирована ниже). Ограничиваясь членами первого порядка малости относительно μ, получим

$$\lambda_1 = \varepsilon_0 \frac{V^2}{V^2 + \varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \mu\right),$$

$$a^2 = (1 + q\, V^2/\varepsilon_0^2)^{-1}, \tag{8}$$

где

$$q = 1 + \frac{\varepsilon_{20} + \varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\left[\frac{\mu(1 - V^2/\varepsilon_0^2) - 2\dfrac{1}{\varepsilon_0}\dfrac{\partial\varphi}{\partial t}}{1 + V^2/\varepsilon_0^2}\right].$$

Подставляя поляризацию (5) в укороченное волновое уравнение и разделяя действительную и мнимую части, получаем следующую систему уравнений, описывающих распространение импульса:

$$\frac{\partial V^2}{\partial x} + \frac{1}{c}\frac{\partial V^2}{\partial t} = p\frac{\partial a^2}{\partial t},$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -p\frac{\lambda_1 a^2}{V^2}, \tag{9}$$

где $p = 2\pi\omega_0 N d^2/\hbar c$.

Граничные условия на входе в среду (при $x = 0$) выберем в виде: $V^2(t, 0) = V_0^2(t)$, $\varphi(t, 0) = 0$. Используя выражения (8), перепишем уравнение (9) для фазы в виде

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{1}{u}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \varepsilon_0\mu\left(\frac{1}{c} - \frac{1}{u}\right), \tag{10}$$

где u определяется выражением

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{c} + \frac{p}{\varepsilon_0^2(1 + V^2/\varepsilon_0^2)^2}. \tag{11}$$

Из (10) следует, что при $\mu = 0$ (точное выполнение условия компенсации) импульс распространяется через среду без фазовой самомодуляции. Первое из уравнений (9) при этом условии выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial V^2}{\partial x} + \frac{1}{u}\frac{\partial V^2}{\partial t} = 0. \tag{12}$$

Решение последнего уравнения есть $V^2 = V_0^2(t - x/u)$, а временная производная $\partial V^2/\partial t$ равна

$$\frac{\partial V^2}{\partial t} = \frac{(V_0^2)'}{1 - 2\dfrac{px}{\varepsilon_0^2}(V_0^2)'/[\varepsilon_0^2(1 + V_0^2/\varepsilon_0^2)^3]}, \tag{13}$$

где $(V_0^2)'$—производная функции V_0^2 по своему аргументу. Так как $(V_0^2)'$ на переднем фронте импульса положительна, то существует точка (x, t), в которой знаменатель в (13) обращается в нуль, а $\partial V^2/\partial t \to \infty$ (образование ударной волны). Для заданной на входе огибающей импульса в виде $V_0 = V_m/\mathrm{ch}(t/T)$ величина $l = px/\varepsilon_0^2 T$, при которой образуется ударная волна, при различных значениях параметра нелинейности $\alpha = V_m/\varepsilon_0$ приведена в таблице. Для сравнения в третьем столбце приведены аналогичные значения l для двухуровневой системы.

α^2	l	$l_{\text{двух}}$
0.1	7,88	1,31
1	2,18	0.86
10	1,73	0,65

Так, например, при длительности импульса $T \sim 50$ пс, $\varepsilon_0 \sim 10$ см$^{-1}$, $N \sim 10^{15}$ ат/см, $d^2 = 6\cdot 10^{-35}$, $\omega = 4\cdot 10^{15}$ с$^{-1}$ и нелинейности $\alpha^2 = 0{,}1$ в двухуровневой системе ударная волна образуется уже при длинах прохождения ~ 4 см ([9]), а в рассматриваемом нами случае эта длина будет ~ 24 см.

Рассмотрим теперь уравнение (10) при μ, отличном от нуля. Отметим, что ограничиваясь членами первого порядка малости относительно μ, вместо V^2 в уравнение (10) надо подставить решение $V_0^2(t - x/u)$. Переходя к новым переменным $\xi = t - x/u$, $\eta = x(1/c - 1/u)$, получим уравнение

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\eta} = \varepsilon_0\mu. \tag{14}$$

Следовательно, $\varphi = \mu\varepsilon_0 x(1/c - 1/u)$, а временная производная $\partial\varphi/\partial t$ равна

$$\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \mu\frac{2px}{\varepsilon_0^2(1 + V_0^2/\varepsilon_0^2)^3}\frac{\partial(V_0^2/\varepsilon_0^2)}{dt}. \tag{15}$$

Таким образом, на длинах прохождения, при которых импульс еще может считаться адиабатическим,

$$\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial\varphi}{\partial t} \sim \mu\frac{px}{\varepsilon_0^2 T}\frac{2V^2/\varepsilon_0^2}{(1 + V_0^2/\varepsilon_0^2)^3} < \mu l.$$

Следовательно, при длинах прохождения, соответствующих $l \sim 1$, эффектами фазовой модуляции и самоукручением фронта можно пренебречь, если частота импульса находится вблизи точки компенсации дисперсии. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, приведенными в работах [4, 10].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Григорян Г. Г., Меликян А. О.* Квантовая электроника 13, 2507 (1986).
2. *Grishkowsky D., Courant E., Armstrong J. A.* Phys. Rev. Lett., 31, 422 (1973).
3. *Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Хромов В. В.* Письма в ЖЭТФ, 11, 431 (1970).
4. *Ахманов С. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 15, 186 (1972).
5. *Хачатрян А. М., Шахназарян Н. В.* ЖЭТФ, 67, 54 (1974).
6. *Адонц Г. Г., Кочарян Л. М., Шахназарян Н. В.* Квантовая электроника, 2, 1395 (1975).

7. *Арутюнян В. М.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 338 (1977).
8. *Плеханов А. И.* и др. Препринт № 231, Институт автоматики и телеметрии СО АН СССР, Новосибирск, 1984.
9. *Grigorian G., Melikian A.* Phys. Lett., A 114, 455 (1985.)
10. *Meyer Y. H.* Optics Commun., 34, 439 (1980).

ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ԶԵՋՈՔԱՑՄԱՆ ԿԵՏԻ ՇՐՋԱԿԱՅՔՈՒՄ

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ եռամակարդակային համակարգում ադիաբատիկ իմպուլսի տարածման դեպքում դիսպերսիայի չեզոքացման կետի շրջակայքում փուլային մոդուլյացիայի էֆեկտը դառնում է ոչ էական, սակայն ուժեղ փոփոխություն է կրում իմպուլսը պարուրող կորի ձևը։

PROPAGATION OF AN ADIABATIC PULSE THROUGH THREE-LEVEL MEDIUM IN TNE VICINITY OF DISPERSION-FREE POINT

G. G. GRIGORYAN, A. O. MELIKYAN

It is shown that when an adiabatic pulse propagates in a three-level medium in the vicinity of dispersion-free point, the phase modulation effects become negligibly small and only strong pulse reshaping occurs.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 312—315 (1987).

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕР ИХ ЭКРАНИРОВКИ В ПЛАЗМЕ

Э. А. АКОПЯН, Г. Г. МАТЕВОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 апреля 1986 г.)

Рассмотрен потенциал взаимодействия двух медленных частиц (скорости движения заряженных частиц меньше тепловых скоростей электронов и ионов плазмы), движущихся в плазме с максвелловским распределением. Показано, что отклонение вида потенциала взаимодействия от сферически-симметричного возникает уже при малых скоростях движения заряженных частиц.

Неподвижная заряженная частица в плазме создает вокруг себя дебаевскую экранировку. Движение частицы приводит к тому, что потенциал пробного заряда мало искажается в направлении «вперед» от частицы и имеет сильно отличающийся от дебаевского и кулоновского осциллирующий вид «за частицей». На наличие такого «потенциального шлейфа» за частицей, названного некоторыми авторами «кильватерным потенциалом», а другими авторами — "wake potential", впервые указал в 1948 г. Н. Бор [1].

Рассмотрим бесконечную однородную изотропную среду, в которой движутся две заряженные частицы (дикластер) с массами m_1, m_2 и заря-

7. *Арутюнян В. М.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 338 (1977).
8. *Плеханов А. И.* и др. Препринт № 231, Институт автоматики и телеметрии СО АН СССР, Новосибирск, 1984.
9. *Grigorian G., Melikian A.* Phys. Lett., A 114, 455 (1985.)
10. *Meyer Y. H.* Optics Commun., 34, 439 (1980).

ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ԶԵԶՈՔԱՑՄԱՆ ԿԵՏԻ ՇՐՋԱԿԱՅՔՈՒՄ

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ եռամակարդակային համակարգում ադիաբատիկ իմպուլսի տարածման դեպքում դիսպերսիայի չեզոքացման կետի շրջակայքում փուլային մոդուլյացիայի էֆեկտը դառնում է ոչ էական, սակայն ուժեղ փոփոխություն է կրում իմպուլսը պարուրող կորի ձևը։

PROPAGATION OF AN ADIABATIC PULSE THROUGH THREE-LEVEL MEDIUM IN TNE VICINITY OF DISPERSION-FREE POINT

G. G. GRIGORYAN, A. O. MELIKYAN

It is shown that when an adiabatic pulse propagates in a three-level medium in the vicinity of dispersion-free point, the phase modulation effects become negligibly small and only strong pulse reshaping occurs.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 312—315 (1987).

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕР ИХ ЭКРАНИРОВКИ В ПЛАЗМЕ

Э. А. АКОПЯН, Г. Г. МАТЕВОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 апреля 1986 г.)

Рассмотрен потенциал взаимодействия двух медленных частиц (скорости движения заряженных частиц меньше тепловых скоростей электронов и ионов плазмы), движущихся в плазме с максвелловским распределением. Показано, что отклонение вида потенциала взаимодействия от сферически-симметричного возникает уже при малых скоростях движения заряженных частиц.

Неподвижная заряженная частица в плазме создает вокруг себя дебаевскую экранировку. Движение частицы приводит к тому, что потенциал пробного заряда мало искажается в направлении «вперед» от частицы и имеет сильно отличающийся от дебаевского и кулоновского осциллирующий вид «за частицей». На наличие такого «потенциального шлейфа» за частицей, названного некоторыми авторами «кильватерным потенциалом», а другими авторами — "wake potential", впервые указал в 1948 г. Н. Бор [1].

Рассмотрим бесконечную однородную изотропную среду, в которой движутся две заряженные частицы (дикластер) с массами m_1, m_2 и зарядами q_1, q_2. Будем считать, что скорости движения частиц много меньше скорости света. Тогда электрическое поле в среде и движение частиц можно описать следующей системой уравнений:

$$m_1 \frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} = q_1 \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t), \; m_2 \frac{d^2 \mathbf{r}_2}{dt^2} = q_2 \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t), \tag{1}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi \{q_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + q_2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2)\}, \tag{2}$$

где $\mathbf{r}_{1,2}(t)$—радиусы-векторы первой и второй частиц, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$—вектор напряженности электрического поля в среде, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$—вектор электрической индукции.

Пусть в некоторый момент времени, который мы будем считать началом отсчета, известны скорости и координаты частиц:

$$\mathbf{r}_1(t)\big|_{t=0} = \mathbf{a}_0, \; \mathbf{r}_2(t)\big|_{t=0} = \mathbf{b}_0, \quad \frac{d\mathbf{r}_1(t)}{dt}\bigg|_{t=0} = \mathbf{u}_1, \quad \frac{d\mathbf{r}_2(t)}{dt}\bigg|_{t=0} = \mathbf{u}_2. \tag{3}$$

Будем полагать, что скорости движения частиц мало меняются с течением времени и траектории их движения мало отличаются от траектории равномерного прямолинейного движения. Тогда в первом приближении из уравнений (1) и (2) имеем

$$\begin{gathered} \mathbf{r}_1(t) = \mathbf{u}_1 t + \mathbf{a}_0, \; \mathbf{r}_2(t) = \mathbf{u}_2 t + \mathbf{b}_0, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi \{q_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}_1 t - \mathbf{a}_0) + q_2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}_2 t - \mathbf{b}_0)\}. \end{gathered} \tag{4}$$

Применяя к уравнению Пуассона из системы (4) преобразование Фурье и введя потенциал $\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi$, получим

$$\varphi(\omega, \mathbf{k}) = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{1}{k^2 \varepsilon(\omega, \mathbf{k})} \{q_1 \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_1) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{a}_0} + q_2 \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_2) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{b}_0}\}, \tag{5}$$

где $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$ — продольная диэлектрическая проницаемость среды.

В результате обратного преобразования Фурье с помощью уравнения (5) найдем потенциал в среде при прохождении через нее пары заряженных частиц:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k} \frac{1}{k^2} \left\{ q_1 \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{u}_1 t - \mathbf{a}_0)}}{\varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{u}_1, \mathbf{k})} + q_2 \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{u}_2 t - \mathbf{b}_0)}}{\varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{u}_2, \mathbf{k})} \right\}. \tag{6}$$

Подставляя в (6) значения $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2$, для потенциала в точке нахождения первой (φ_1) и второй (φ_2) частиц соответственно получим

$$\varphi_1 = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k} \frac{1}{k^2} \left\{ q_1 \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{u}_1, \mathbf{k})} + q_2 \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{a}_0 - \mathbf{b}_0 + \mathbf{u}_1 t - \mathbf{u}_2 t)}}{\varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{u}_2, \mathbf{k})} \right\}, \tag{7}$$

$$\varphi_2 = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k} \frac{1}{k^2} \left\{ q_2 \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{u}_2, \mathbf{k})} + q_1 \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{b}_0 - \mathbf{a}_0 + \mathbf{u}_2 t - \mathbf{u}_1 t)}}{\varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{u}_1, \mathbf{k})} \right\}. \tag{8}$$

Выражения (7), (8) несколько упрощаются, если положить $\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2 = \mathbf{u}$. Именно этот случай мы и рассмотрим в дальнейшем.

Пусть заряженные частицы движутся в плазме с максвелловским распределением. В этом случае функция продольной диэлектрической проницаемости задается хорошо известным выражением [2]

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{1 - J_+\left(\frac{\omega}{k v_{Te}}\right)}{k^2 r_{De}^2} + \frac{1 - J_+\left(\frac{\omega}{k v_{Ti}}\right)}{k^2 r_{Di}^2}, \tag{9}$$

где v_{Te}, v_{Ti}—тепловые скорости, r_{De}, r_{Di}—дебаевские радиусы электронов и ионов плазмы. Будем считать, что выполняется соотношение $u \ll v_{Te}$, v_{Ti}.

При этих предположениях для потенциалов φ_1 в точке нахождения передней заряженной частицы и φ_2 в точке нахождения задней заряженной частицы получаем выражения

$$\varphi_1 = \frac{q_2 e^{-r_0/r_D}}{r_0} - \frac{q_2 \lambda}{2\sqrt{2\pi}} \frac{z}{r_0} \left\{ \left(\frac{r_D}{r_0^2} + \frac{1}{r_D} \right) \left[e^{-r_0/r_D} \,\overline{\mathrm{Ei}}\left(\frac{r_0}{r_D}\right) - \right.\right.$$

$$\left.\left. - e^{+r_0/r_D} \mathrm{Ei}\left(-\frac{r_0}{r_D}\right) \right] + \frac{1}{r_0} \left[e^{-r_0/r_D} \,\overline{\mathrm{Ei}}\left(\frac{r_0}{r_D}\right) + e^{+r_0/r_D} \mathrm{Ei}\left(-\frac{r_0}{r_D}\right) \right] - \frac{2}{r_0} \right\}, \tag{10}$$

$$\varphi_2 = \frac{q_1 e^{-r_0/r_D}}{r_0} + \frac{q_1 \lambda}{2\sqrt{2\pi}} \frac{z}{r_0} \left\{ \left(\frac{r_D}{r_0^2} + \frac{1}{r_D} \right) \left[e^{-r_0/r_D} \,\overline{\mathrm{Ei}}\left(\frac{r_0}{r_D}\right) - \right.\right.$$

$$\left.\left. - e^{+r_0/r_D} \mathrm{Ei}\left(-\frac{r_0}{r_D}\right) \right] + \frac{1}{r_0} \left[e^{-r_0/r_D} \,\overline{\mathrm{Ei}}\left(\frac{r_0}{r_D}\right) + e^{+r_0/r_D} \mathrm{Ei}\left(-\frac{r_0}{r_D}\right) \right] - \frac{2}{r_0} \right\}, \tag{11}$$

где $1/r_D^2 = 1/r_{De}^2 + 1/r_{Di}^2$, Ei, $\overline{\mathrm{Ei}}$—интегральные показательные функции, $r_0 = |\mathbf{r}_0| = |\mathbf{a}_0 - \mathbf{b}_0|$—модуль вектора относительной ориентации частиц (расстояние между частицами), z, ρ—проекции вектора $\mathbf{r}_0$ на направление $\mathbf{u}$ и перпендикулярное ему, $\lambda = u/v_{Te}$. При $u = 0$ эти формулы переходят в хорошо известные выражения для дебаевского потенциала.

Формулы (10), (11) значительно упрощаются при малых ($r_0 < r_D$) и больших ($r_0 > r_D$) расстояниях между частицами. В этих случаях, используя асимптотические выражения для функций [3] $\mathrm{Ei}(-x)$ и $\overline{\mathrm{Ei}}(x)$ при малых и больших значениях аргументов, имеем:

а) при $r_0 < r_D$

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{q_2}{r_0} e^{-r_0/r_D} - \frac{q_2 u}{2\sqrt{2\pi}\, r_D v_{Te}} \frac{z}{r_D} \ln \frac{\sqrt{z^2+\rho^2}}{r_D}, \\ \varphi_2 &= \frac{q_1}{r_0} e^{-r_0/r_D} + \frac{q_1 u}{2\sqrt{2\pi}\, r_D v_{Te}} \frac{z}{r_D} \ln \frac{\sqrt{z^2+\rho^2}}{r_D}; \end{aligned} \tag{12}$$

б) при $r_0 > r_D$

$$\varphi_1 = \frac{q_2}{r_0} e^{-r_0/r_D} - \frac{4 q_2 u r_D^2 z}{2\sqrt{2\pi}\, v_{Te} (z^2+\rho^2)^2},$$

$$\varphi_2 = \frac{q_2}{r_0} e^{-r_0/r_D} + \frac{4 q_1 u r_D^2 z}{2\sqrt{2\pi}\, v_{Te} (z^2 + \rho^2)^2}. \tag{13}$$

Если пренебречь вкладом ионов в диэлектрическую проницаемость, выражения (10), (11) перейдут в формулы для потенциалов φ_1 и φ_2, полученные в работе [4].

Из выражений (10) и (11) для функций φ_1 и φ_2 следует, что вид потенциала взаимодействия движущихся заряженных частиц в плазме отличается от дебаевского уже при малых скоростях движения заряженных частиц. В частности, движение частиц приводит к степенной зависимости потенциала взаимодействия заряженных частиц в плазме от расстояния между ними при расстояниях между частицами, много больших дебаевского радиуса плазмы.

Авторы выражают благодарность Л. М. Горбунову за постоянный интерес к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bohr N.* Mat. Fys. Med. Danske Videnskab Selsk, 18, 1948.
2. *Силин В. П., Рухадзе А. А.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Атомиздат, М., 1961.
3. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1962.
4. *Akopian E. A., Matevossian G. G.* Proc. of XVI ICPIG. Duesseldorf, Fed. Rep. Germany, 1983, p. 42.

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՐԱՆՑ ԷԿՐԱՆԱՎՈՐՄԱՆ ԲՆՈՒՅԹԻ ՎՐԱ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Է. Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Հ. Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է պլազմայի միջով անցնող երկու լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցության պոտենցիալը։ Մասնիկների արագությունը փոքր է պլազմայի մասնիկների ջերմային արագությունից։ Ցույց է տրված, որ փոխազդեցության պոտենցիալի շեղումը սֆերիկ սիմետրիկ տեսքից տեղի ունի նույնիսկ փոքր արագությունների դեպքում։

THE EFFECT OF MOTION OF GHARGED TEST PARTICLES ON THE CHARACTER OF THEIR SCREENING IN PLASMA

E. A. AKOPYAN, G. G. MATEVOSSIAN

The interaction potential for two slowly moving particles (in comparison with the thermal motion of electrons and ions) in a plasma with Maxwell distribution has been considered. Deviations from the spherically symmetric potential were shown to take place even for low velocities of charged particles.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 316—320 (1987)
УДК 551.466.3;535.36

О НЕКОТОРЫХ НОВЫХ ПРИБЛИЖЕНИЯХ К ЗАДАЧАМ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В СТОХАСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Р. С. ВАРДАНЯН, Г. В. ПАПЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 ноября 1986 г.)

Рассматриваются некоторые задачи переноса излучения в одномерной среде в предположении, что вероятность λ выживания кванта в элементарном акте рассеяния является гауссовским случайным δ-коррелированным полем. При решении соответствующих уравнений Дайсона в отличие от известного приближения Бурре учитываются несколько последующих членов в разложении массового оператора. Обнаружено усиление эффекта «просветления» среды при более точном учете флуктуаций.

В недавних работах [1, 2] были рассмотрены некоторые задачи переноса излучения в случайно-неоднородных средах при условии, что вероятность λ выживания кванта в элементарном акте рассеяния является статистически однородным, изотропным, экспоненциально коррелированным гауссовским случайным полем.

Как известно, в этом случае (см., например, [1—4]) усредненная по ансамблю реализаций поля $\lambda = \Lambda(\tau)$ функция источника S удовлетворяет уравнению Дайсона

$$S = S_0 + \hat{\Gamma}_0 \hat{Q} S, \tag{1}$$

где $\hat{\Gamma}_0$ и $\hat{Q}$—интегральные операторы с ядрами $\Gamma_0(\tau)$ и $\hat{Q}(\tau)$, причем $\hat{\Gamma}_0(\tau)$—решение задачи в „свободном" пространстве, т. е. функция точечного источника в среде с $\lambda = \lambda_0 = \mathrm{const}$, где $\lambda_0 = \langle\lambda\rangle$—среднее значение $\Lambda(\tau)$. $\hat{\Gamma}_0(\tau)$ удовлетворяет уравнению

$$\hat{\Gamma}_0 = K + \lambda_0 \hat{K}\hat{\Gamma}_0, \tag{2}$$

$K(\tau)$—ядро интегрального оператора в исходном (не усредненном) уравнении переноса [1,2]. В одномерном случае при когерентном рассеянии $K(\tau) = \frac{1}{2}\exp(-|\tau|)$. Соответственно, решение (2) в случае бесконечной среды есть

$$\hat{\Gamma}_0(\tau) = \frac{1}{2\alpha} e^{-\alpha|\tau|}, \quad \alpha = \sqrt{1-\lambda_0}. \tag{3}$$

Массовый оператор Q в (1) можно представить в виде суммы некоторого ряда, который обычно не удается просуммировать, т. е. представить (1) в замкнутом виде. Поэтому приходится прибегать к различным приближениям. Если в разложении Q ограничиться первым членом Q_1, то получим известное приближение Бурре

$$Q(\tau) \approx Q_1(\tau) = B_\lambda(\tau)\ \Gamma_0(\tau); \tag{4}$$

здесь $B_\lambda(\tau)$—корреляционная функция поля $\Lambda(\tau)$.

В случае δ-коррелированного поля $\Lambda(\tau)$ удается учесть несколько последующих членов в разложении Q, что существенно превосходит приближение Бурре. В настоящей работе вычисляется функция источника и важного в теории переноса излучения параметра — среднего числа рассеяний кванта в высших приближениях.

1. Рассмотрим перенос излучения в бесконечной одномерной среде в предположении, что $\lambda = \Lambda(\tau)$ является δ-коррелированным гауссовским полем:

$$B_\lambda(\tau) = \sigma^2 \delta(\tau), \tag{5}$$

где σ — дисперсия поля $\Lambda(\tau)$. Для массового оператора ограничимся членами второго порядка:

$$\begin{gathered} Q \approx Q_2 = B_\lambda(\tau)\,\Gamma_0(\tau) + [B_\lambda(\tau_1 - \tau_4)\, B_\lambda(\tau_2 - \tau_3) + \\ + B_\lambda(\tau_1 - \tau_3)\, B_\lambda(\tau_2 - \tau_4)]\,\Gamma_0(\tau_1 - \tau_2)\,\Gamma_0(\tau_2 - \tau_3)\,\Gamma_0(\tau_3 - \tau_4), \\ \tau = \tau_1 - \tau_4, \end{gathered} \tag{6}$$

или, с учетом (3) и (5),

$$Q_2(\tau) = \frac{\sigma^2}{2\alpha}\left(1 + \frac{\sigma^2}{4\alpha^3}\right)\delta(\tau) + \frac{\sigma^4}{8\alpha^3}\, e^{-3\alpha|\tau|}. \tag{7}$$

Прежде чем приступить к решению уравнения (1) рассмотрим условия его разрешимости. С этой целью перепишем (1) в виде системы, вводя функции $S_1 \equiv S$ и $S_2 = \widehat{Q}S = \widehat{Q}S_1$. Тогда (1) можно представить в следующем матричном виде:

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} S_0 + \begin{pmatrix} 0 & \widehat{\Gamma}_0 \\ \widehat{Q} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Введем матрицу

$$\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{pmatrix} 0 & \Gamma(\tau) \\ Q(\tau) & 0 \end{pmatrix} d\tau.$$

Из результатов работы [5] следует, что для разрешимости (8) (или (1)) необходимо и достаточно, чтобы спектральный радиус $r(\nu)$ матрицы ν удовлетворял соотношению

$$r(\nu) \leqslant 1. \tag{9}$$

В приближении (6) это условие в явном виде есть

$$\varkappa\left(1 + \frac{1}{6}\,\varkappa\right) \leqslant 1,\ \varkappa = \sigma^2/2\alpha^3. \tag{10}$$

Аналогичное условие для приближения Бурре имеет вид

$$\varkappa \leqslant 1. \tag{11}$$

Физический смысл соотношений (10) и (11) можно понять из следующих рассуждений. Если в среде отсутствует генерация квантов, то по определению $\lambda \in [0, 1]$. С другой стороны, согласно предположению о гауссовом характере поля $\Delta(\tau)$ λ с положительной вероятностью может принимать значения вне интервала $[0, 1]$. Но при этом уравнение разрешимо тогда и только тогда, когда некоторое эффективное λ не выходит из интервала $[0, 1]$; таким образом, накладывается весьма жесткое ограничение на величину дисперсии случайного поля в зависимости от величины λ_0.

В случае точечного источника $S_0(\tau) = \Gamma_0(\tau)$. Учитывая это, а также (6), (7) и (10), решим (1), используя фурье-преобразование. Для $S(\tau)$ получим

$$S(\tau) = A_+ e^{-\alpha_+ |\tau|} + A_- e^{-\alpha_- |\tau|}, \tag{12}$$

где

$$A_\pm = \frac{\alpha_\pm^2 - 9\alpha^2}{8\alpha_\pm(\alpha_\pm^2 - \alpha_\mp^2)},$$

$$\alpha_\pm = \alpha\sqrt{(5-\gamma) \pm \sqrt{(4+\gamma)^2 + 3\varkappa^2}}, \quad \gamma = \frac{1}{2}\varkappa\left(1 + \frac{\varkappa}{2}\right).$$

На больших расстояниях от источника, т. е. при больших $|\tau|$, первое слагаемое в (12) быстро убывает и $S(\tau)$ можно аппроксимировать выражением

$$S(\tau) \approx A_- e^{-\alpha_- |\tau|}. \tag{13}$$

Вычислим теперь среднее число рассеяний кванта. Имеем (см. [1, 2, 6])

$$\overline{N} = \overline{S}(k)|_{k=0} = \frac{\overline{N_0}}{1 - \left(\varkappa + \frac{5}{6}\varkappa^2\right)}, \tag{14}$$

где $\overline{S}(k)$—фурье-образ $S(\tau)$, а $\overline{N_0} = (1 - \lambda_0)^{-1}$—среднее число рассеяний кванта при отсутствии флуктуаций. В случае приближения Бурре

$$\overline{N_Б} = \frac{\overline{N_0}}{1 - \varkappa}. \tag{15}$$

Как видно из (14) и (15), флуктуации λ приводят к увеличению среднего числа рассеяний кванта, т. е. к «просветлению» среды, причем при более точном учете флуктуаций этот эффект усиливается. Объяснение этого явления заключается в том, что значения $\lambda > \lambda_0$ играют бо́льшую роль в рассеянии, чем значения $\lambda < \lambda_0$.

2. Рассмотрим теперь аналогичную задачу, заменив в (6) свободные функции $\Gamma_0(\tau)$ решением задачи в приближении Бурре — $S_Б(\tau)$. В [2] найдено следующее выражение для $S_Б(\tau)$:

$$S_Б(\tau) = \frac{1}{2\alpha^*} e^{-\alpha^* |\tau|}, \quad \alpha^* = \alpha\sqrt{1-\varkappa}. \tag{16}$$

Условие (9) в этом случае принимает вид

$$\frac{\alpha}{\alpha^*}\varkappa\left[1 + \frac{5}{6}\left(\frac{\alpha}{\alpha^*}\right)^3\varkappa\right] \leqslant 1, \quad \frac{\alpha}{\alpha^*} = \frac{1}{\sqrt{1-\varkappa}}. \tag{17}$$

Для $S(\tau)$ в новом приближении окончательно получаем

$$S(\tau)=B_{+}e^{-\beta_{+}|\tau|}+B_{-}e^{-\beta_{-}|\tau|}, \tag{18}$$

где

$$B_{\pm}=(\alpha^2-\beta^2_{\pm})\left[2\beta_{\pm}(\beta^2_{\pm}-\beta^2_{\mp})\right]^{-1},\ \alpha=3\varkappa^*,$$

$$\beta_{\pm}=\frac{1}{2}\beta\pm\sqrt{\frac{1}{4}\beta^2-\gamma},\ \beta=\varkappa^2+\alpha^2-\mu,\ \gamma=\alpha^2(\varkappa^2-\mu)-\nu,$$

$$\mu=\frac{3}{2}\sigma^2\alpha^{-1}+\frac{81}{8}\sigma^4\alpha^{-4},\ \nu=\frac{27}{4}\sigma^4\alpha^{-2}.$$

Среднее число рассеяний кванта в новом, более точном, приближении есть

$$\overline{N_1}=N_0\left[1-\left(\frac{\varkappa}{\sqrt{1-\varkappa}}+\frac{5}{6}\frac{\varkappa^2}{(1-\varkappa)^2}\right)\right]^{-1}. \tag{19}$$

Нетрудно убедиться, что

$$\overline{N_1}\geqslant\overline{N}\geqslant\overline{N_Б}\geqslant N_0. \tag{20}$$

Рассмотренная нами задача может иметь конкретное применение. Пусть рассматривается перенос излучения в спектральной линии в предположении, что концентрация резонансных атомов либо является постоянной, либо детерминированной функцией и, следовательно, оптическая глубина τ также является детерминированной величиной. Если концентрация свободных электронов n_e флуктуирует, то вероятность выживания кванта будет случайной функцией, т. е. возникнет ситуация, рассмотренная выше. Мы рассмотрели частный случай δ-коррелированного поля $\Lambda(\tau)$, т. е. случай «белого шума».

Авторы выражают искренною благодарность Н. Б. Енгибаряну за ценные советы и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Варданян Р. С.* Астрофизика, 24, 549 (1986).
2. *Варданян Р. С.* Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 183 (1986).
3. *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику, ч. II. Изд. Наука, М., 1978.
4. *Апресян Л. А., Кравцов Ю. А.* Теория переноса излучения. Изд. Наука, М., 1983.
5. *Енгибарян Н. Б., Арабаджян Л. Г.* Мат. сб., 124, 189 (1984).
6. *Иванов В. В.* Перенос излучения и спектры небесных тел. Изд. Наука, М., 1969.

ՍՏՈԽԱՍՏԻԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ԽՆԴԻՐՆԵՐԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ ՈՐՈՇ ՆՈՐ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Հ. Վ. ՊԱՊՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկված են միաչափ անվերջ միջավայրում ճառագայթման տեղափոխման որոշ խնդիրներ այն ենթադրությամբ, որ քվանտի վերապրման λ հավանականությունը հանդիսանում է δ-կորելացված պատահական դաշտ: Դայսոնի համապատասխան հավասարումները լուծելիս, ի տարբերություն Բուրրեյի հայտնի մոտավորության, զանգվածային օպերատորի մեջ հաշվի են առնվում որոշ բարձր կարգի անդամներ: Ցույց է տրված, որ ֆլուկտուացիաների ավելի ճիշտ հաշվառման դեպքում քվանտի ցրումների միջին թիվը համեմատած Բուրրեյի մոտավորության հետ ավելի է մեծանում:

ON SOME NEW APPROACHES TO PROBLEMS OF RADIATION TRANSFER IN STOCHASTIC MEDIA

R. S. VARDANYAN, G. V. PAPYAN

Some problems of radiation transfer in one-dimensional media are considered under the assumption that the probability λ of quantum survival in the scattering act is a random Gaussian δ-correlated field. Unlike the well-known Bourret approximation, some consecutive terms of mass operator expansion are taken into account in the solution of corresponding Dyson equation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 320—326 (1987)

УДК 535.24;535.6

МНОГОФОТОННЫЕ И СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ СРЕД

В. М. АРУТЮНЯН, С. Г. ОГАНЕСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 5 июля 1986 г.)

Исследован вклад многофотонных процессов в модуляцию тока и плотности пучка электронов лазерным излучением на границе двух сред. Определены характерные расстояния L, разделяющие области квантовой и классической модуляции пучка частиц. Проанализирован вклад магнитного момента электрона в эти эффекты и исследована возможность поляризации пучков частиц лазерным излучением.

Модулированные пучки электронов представляют большой интерес для создания высокоэффективных усилителей электромагнитного излучения — клистронов. В настоящее время известно, что модуляция пучка частиц может носить как классический [1], так и квантовый [2, 3] характер. В первом случае модулированные пучки электронов послужили основой для создания наиболее мощных усилителей в радиофизическом диапазоне длин волн. В работе [4] впервые была предложена схема усилителя клистронного типа в оптическом диапазоне частот. Высокая эффективность клистронных схем связана с тем, что глубина модуляции, а следовательно и коэффициент усиления, содержат дрейфовое расстояние. В работе [3] было показано, что при определенных условиях на основе вынужденного переходного эффекта возможна квантовая модуляция плотности пучка электронов, глубина которой обратно пропорциональна постоянной Планка $\hbar$. В связи с этим возникает естественный вопрос о связи классического и квантового механизмов модуляции.

В настоящей работе на примере вынужденного переходного эффекта показано, что классическая теория клистронов справедлива на малых расстояниях $z \ll L$, где L будет определено ниже. На больших расстояниях накапливаются квантовые эффекты, связанные с асимметричной частью отдачи, получаемой электроном при излучении и поглощении фотона, и эффект модуляции носит чисто квантовый характер. Большой интерес

ON SOME NEW APPROACHES TO PROBLEMS OF RADIATION TRANSFER IN STOCHASTIC MEDIA

R. S. VARDANYAN, G. V. PAPYAN

Some problems of radiation transfer in one-dimensional media are considered under the assumption that the probability λ of quantum survival in the scattering act is a random Gaussian δ-correlated field. Unlike the well-known Bourret approximation, some consecutive terms of mass operator expansion are taken into account in the solution of corresponding Dyson equation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 320—326 (1987)

УДК 535.24;535.6

МНОГОФОТОННЫЕ И СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ СРЕД

В. М. АРУТЮНЯН, С. Г. ОГАНЕСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 5 июля 1986 г.)

Исследован вклад многофотонных процессов в модуляцию тока и плотности пучка электронов лазерным излучением на границе двух сред. Определены характерные расстояния L, разделяющие области квантовой и классической модуляции пучка частиц. Проанализирован вклад магнитного момента электрона в эти эффекты и исследована возможность поляризации пучков частиц лазерным излучением.

Модулированные пучки электронов представляют большой интерес для создания высокоэффективных усилителей электромагнитного излучения — клистронов. В настоящее время известно, что модуляция пучка частиц может носить как классический [1], так и квантовый [2, 3] характер. В первом случае модулированные пучки электронов послужили основой для создания наиболее мощных усилителей в радиофизическом диапазоне длин волн. В работе [4] впервые была предложена схема усилителя клистронного типа в оптическом диапазоне частот. Высокая эффективность клистронных схем связана с тем, что глубина модуляции, а следовательно и коэффициент усиления, содержат дрейфовое расстояние. В работе [3] было показано, что при определенных условиях на основе вынужденного переходного эффекта возможна квантовая модуляция плотности пучка электронов, глубина которой обратно пропорциональна постоянной Планка $\hbar$. В связи с этим возникает естественный вопрос о связи классического и квантового механизмов модуляции.

В настоящей работе на примере вынужденного переходного эффекта показано, что классическая теория клистронов справедлива на малых расстояниях $z \ll L$, где L будет определено ниже. На больших расстояниях накапливаются квантовые эффекты, связанные с асимметричной частью отдачи, получаемой электроном при излучении и поглощении фотона, и эффект модуляции носит чисто квантовый характер. Большой интерес представляет анализ вклада магнитного момента электрона в квантовый механизм модуляции. В статье показано, что при определенной геометрии и реальных лазерных полях можно промодулировать поляризованный пучок электронов только за счет спинового взаимодействия. Исследование поляризации пучка электронов после его взаимодействия с лазерным излучением на границе двух сред показало, что она изменяется за счет индуцированной намагниченности, модуляции плотности электронов, а также поворота магнитного момента частицы относительно магнитного поля волны.

2. Пусть на границу раздела двух сред ($z = 0$) падает плоская электромагнитная волна, векторный потенциал которой имеет вид

$$A_x = \theta(-z)\, A_{0x} \sin(\omega t - kz),\quad A_y = \theta(-z)\, A_{0y} \cos(\omega t - kz),$$
$$\theta(-z) = 1 \text{ при } z < 0,\quad \theta(-z) = 0 \text{ при } z > 0. \tag{1}$$

Известные формулы Френеля [5] определяют отраженную и прошедшую волны, имеющие вид, аналогичный (1). Для упрощения задачи предположим, что первая среда — вакуум, а вторая полностью поглощает падающее на нее излучение. Тогда при изучении движения частицы поле можно выбрать в виде (1). Отметим, что это приближение справедливо и в более общем случае, когда имеются три волны (падающая, прошедшая и отраженная), но частица «резонансна» лишь с падающей: $1 - \beta_z \ll 1 - N\beta_z$; $1 + \beta_z$, где $\beta_z = v_z/c$, N — показатель преломления второй среды.

Пренебрегая спином электрона, вычислим глубину модуляции пучка частиц на n-гармонике на основе уравнения Клейна—Гордона

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \left[\left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 c^2 + (mc^2)^2\right] \Psi. \tag{2}$$

В области $z < 0$ решение этого уравнения имеет вид

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_1, \tag{3}$$

где

$$\Psi_0 = \sqrt{\frac{\rho_0}{2E}} \exp\left[-i\frac{E}{\hbar} t + i\frac{\mathbf{p}}{\hbar}\mathbf{r} - i\frac{\Delta E}{\hbar\omega} \sin\left(\omega t - kz - \frac{\pi}{2}\right)\right] \tag{4}$$

есть волновая функция, описывающая частицу, движущуюся к границе раздела в поле (1), а

$$\Psi_1 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} i^m R_m \exp\left[-i\frac{E'_m}{\hbar} t + i\frac{\mathbf{p}'_m}{\hbar}\mathbf{r} - i\frac{\Delta E_m}{\hbar\omega} \sin\left(\omega t - kz - \frac{\pi}{2}\right)\right] \tag{5}$$

описывает отраженную частицу в том же поле (1).

В области $z > 0$ электрон движется свободно:

$$\Psi = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} i^r G_r \exp\left(-i\frac{E_r}{\hbar} t + i\frac{\mathbf{p}_r}{\hbar}\mathbf{r}\right). \tag{6}$$

Так как для реальных лазерных полей параметр $\xi^2 = (eA_0/mc^2)^2 \ll 1$, то в выражениях (4), (5) слагаемые, ответственные за перенормировку массы, отброшены. Величины ΔE и ΔE_m определяются выражениями

$$\Delta E = \frac{-e A_0 \beta_x}{1-\beta_z}, \quad \Delta E_m = \frac{-e A_0 \beta'_{xm}}{1-\beta'_{zm}}, \tag{7}$$

$E_r = E + r\hbar\omega$, E и E_m — начальная и конечные значения энергии частицы.

Для простоты предполагается, что поле (1) имеет круговую поляризацию ($A_{0x} = A_{0y} = A_0$), $\beta_y = 0$. В дальнейшем анализируются лишь гармоники с номерами

$$|n| < E\beta_z^2/\hbar\omega, \tag{8}$$

что позволяет представить импульс $p_{z(\pm n)}$ в виде

$$p_{z(\pm n)} = p_z \pm n\hbar\omega/v_z - n^2\hbar^2\omega^2(1-\beta_z^2)/2E\beta_z^2 v_z. \tag{9}$$

Последнее слагаемое в этом выражении определяет асимметричную часть отдачи, получаемой электроном при поглощении (верхний знак) и излучении (нижний знак) n фотонов. Отметим, что в отличие от работы [6], в которой рассматривается движение частицы справа от границы в поле прошедшей волны, результаты настоящей работы, а также работы [3], соответствуют анализу движения частицы после выхода ее из поля.

Из условия непрерывности волновой функции и ее производной на границе раздела легко показать, что коэффициенты отражения на «n-гармонике» мал:

$$\left|\sum_{l=-\infty}^{+\infty} R_{n-l} J_l\left(\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\right)\right|^2 \simeq \left|n\hbar\omega(1-\beta_z) J_n\left(\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\right)\Big/ E\beta_z^2\right|^2.$$

Пренебрегая отраженной волной, получаем

$$G_r = \sqrt{\frac{\rho_0}{2E}}\, J_r\left(\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\right). \tag{10}$$

Вычислим плотность пучка частиц в области $z > 0$:

$$\rho = \frac{i}{\hbar}\Psi^* \frac{\partial}{\partial t}\Psi + \text{к. с.} \tag{11}$$

Подставляя сюда выражения (6) и (10), получаем

$$\rho = \frac{1}{2}\rho_0 \sum_{r,r'} i^{r-r'} J_r\left(\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\right) J_{r'}\left(\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\right) \exp i\left[(r-r')\Phi + (r^2 - r'^2)\nu z\right] + \text{к. с.}, \tag{12}$$

где

$$\Phi = \omega t - \frac{\omega}{v_z} z, \quad \nu = \frac{\hbar\omega}{2E}\frac{1-\beta_z^2}{\beta_z^2}\frac{\omega}{v_z}. \tag{13}$$

В выражении (12) отброшены малые слагаемые порядка $r\hbar\omega/E$. Перейдя от переменных r' и r к переменным n' и $n = r - r'$ и выполнив суммирование, получим

$$\rho_n = \frac{\rho_0 i^n}{2}\left[J_n\left(\frac{2\Delta E}{\hbar\omega}\sin n\nu z\right)\exp(in\Phi) + \right.$$

$$\left. + J_n^{\prime\prime}\left(-\frac{2\Delta E}{\hbar\omega}\sin n\nu z\right)\exp(-in\Phi)\right] + \text{к. с.} \tag{14}$$

Аналогичный расчет для тока дает

$$\mathbf{j}_n = \rho_n \mathbf{v}, \tag{15}$$

где ρ_n определяется выражением (14). В классическом пределе ($\hbar \to 0$)

$$\rho'_n = \frac{\rho_0 i^n}{2}\left[J_n\left(n\frac{\Delta E}{E}\frac{1-\beta_z^2}{\beta_z^2}\frac{\omega}{v_z}z\right)\exp(in\Phi) + \right.$$

$$\left. + J_n\left(-n\frac{\Delta E}{E}\frac{1-\beta_z^2}{\beta_z^2}\frac{\omega}{v_z}z\right)\exp(-in\Phi)\right] + \text{к. с.}, \tag{16}$$

$$\mathbf{j}_n = \rho'_n \mathbf{v}. \tag{17}$$

Такие же точно выражения можно получить при классическом расчете тока и плотности пучка частиц на основе уравнений Ньютона. В этом случае аргументы функций Бесселя в (16) содержат характерный для клистронов множитель, прямо пропорциональный дрейфовому расстоянию z. Очевидно, что формулы (14), (15) переходят в формулы (16), (17) на расстояниях

$$z \ll L = 2\pi\frac{E}{\hbar\omega}\frac{2\beta_z^2}{1-\beta_z^2}\frac{v_z}{\omega}. \tag{18}$$

При $z \gtrsim L$ модуляция носит чисто квантовый характер ((14), (15)), причем аргумент функции Бесселя достигает своего максимального значения при $z = L/4$ и в дальнейшем, в отличие от классического случая ((16), (17)), совершает периодические осцилляции.

3. Рассмотрим вклад спиновых эффектов в модуляцию тока и плотности пучка частиц. Так как магнитный момент электрона дает наибольший вклад лишь в однофотонные процессы, ограничимся лишь линейным по полю (1) приближением. Решая уравнение Дирака [7], получаем волновую функцию частицы в области $z > 0$:

$$\Psi = \left(1 + \hat{L}_- e^{i(\Phi - \nu z)} + \hat{L}_+ e^{-i(\Phi + \nu z)}\right)\Psi_0. \tag{19}$$

Здесь Φ и ν определяются выражениями (13), операторы

$$\hat{L}_\mp = -\frac{i\pi e}{2\hbar p_{z(\mp)}}(\hat{p}_\mp + m)\hat{A}_{1,2},\ \hat{p}_\mp = (E \mp \hbar\omega)\gamma^0 - (\mathbf{p} \mp \hbar\mathbf{q})\gamma,$$

$$q_{x,y} = 0,\ q_z = \omega/v_z,\ \hat{A}_{1,2} = -\mathbf{A}_{1,2}\gamma,\ A_{1x} = A^*_{2x} = -iA_{0x}v_z/2\pi\omega(1-\beta_z),$$

$$A_{1y} = A_{2y} = -A_{0y}v_z/2\pi\omega(1-\beta_z);$$

$$\Psi_0 = \sqrt{\frac{\rho_0}{2E}}\,u\exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t + i\frac{\mathbf{p}}{\hbar}\mathbf{r}\right) - \tag{20}$$

начальная волновая функция частицы [7], ρ_0 — плотность пучка электронов. Для простоты в дальнейшем предполагается, что величины $A_{0x,y}$ вещественны.

Полагая, что до взаимодействия поляризационная матрица частиц имела вид [7]

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2}(\hat{p}+m)(1-\gamma^5\hat{a}), \tag{21}$$

получаем

$$\rho = \rho_0\left[1 + 2\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\xi_x \sin\Phi \sin\nu z + \frac{\Delta E}{E}\frac{1-\beta_z-\beta_z^2}{\beta_z^2}\xi_x\cos\Phi\cos\nu z + \right.$$
$$\left. + \frac{\Delta E}{E}\frac{mc^2}{E\beta_c\beta_z}(a_x\xi_y\sin\Phi - a_y\xi_x\cos\Phi)\sin\nu z\right]. \tag{22}$$

Здесь

$$\xi_{x,\,y} = eA_{0x,\,y}/mc^2,\ \Delta E = \beta_z mc^2/(1-\beta_z).$$

Аналогичным образом вычисляются проекции тока:

$$j_x = j_{0x}\left[1 + 2\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\xi_x\sin\Phi\sin\nu z + \frac{\Delta E}{E}\frac{1-\beta_z}{\beta_z^2}\xi_x\cos\Phi\cos\nu z - \right.$$
$$\left. - \frac{\Delta E}{E}\frac{mc^2}{\beta_x^2 E}\xi_y(a_z - a_0/\beta_z)\sin\Phi\sin\nu z\right],$$
$$j_y = e\rho_0 c\frac{\Delta E}{\beta_x E}\frac{mc^2}{E}(a_z - a_0/\beta_z)\xi_x\cos\Phi\sin\nu z, \tag{23}$$
$$j_z = j_{0z}\left[1 + 2\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\xi_x\sin\Phi\sin\nu z - \frac{\Delta E}{E\beta_z}\xi_x\cos\Phi\cos\nu z + \right.$$
$$\left. + \frac{\Delta E}{E}\frac{mc^2}{\beta_x\beta_z E}(a_x\xi_y\sin\Phi - a_y\xi_x\cos\Phi)\sin\nu z\right].$$

Проанализируем сначала плотность пучка частиц (22). Второе слагаемое в квадратных скобках можно получить из (14), положив $n = 1$ и $\Delta E/\hbar\omega \ll 1$. На языке классического клистрона это слагаемое связано с группировкой частиц в дрейфовом пространстве $z > 0$. Третье слагаемое на этом же языке связано с группировкой частиц в области $z < 0$ (в формуле (14) соответствующие слагаемые опущены из-за условия (8)).

Для интерпретации остальных слагаемых удобно воспользоваться нерелятивистским пределом формул (22) и (23). Тогда можно видеть, что последнее слагаемое в (22) связано с взаимодействием спина с магнитным полем электромагнитной волны, гамильтониан которого $\hat{H} = -\widehat{\mu}\widehat{\mathbf{H}}$, где $\hat{\mu}$ — оператор магнитного момента электрона [8]. Вычисляя в этом же пределе ток

$$\mathbf{j} = \frac{e}{2m}\Psi^+\hat{\mathbf{p}}\Psi + \text{к. с.} + \frac{e\hbar}{2m}\operatorname{rot}\Psi^+\hat{\sigma}\Psi, \tag{24}$$

получаем, что его модуляция обусловлена как модуляцией плотности пучка электронов, так и его намагниченностью. С первым эффектом связаны второе, третье и четвертое слагаемые в x- и z-проекциях тока. Модуляция плотности пучка приводит к модуляции его намагниченности. С этим чисто квантовым эффектом связано возникновение y-проекции тока. Полагая, что пучок частиц движется параллельно оси z ($p_x = 0$), получаем, что модуляция его плотности и тока обусловлена только спиновым взаимодействием (последние слагаемые в (22) и (23)).

4. Рассмотрим поляризацию пучка частиц в области $z > 0$ после взаимодействия с полем (1). Поляризация свободного электрона характеризуется удвоенным средним значением спина $\hbar = 1$) в собственной системе координат частицы [7]. Очевидно, однако, что для частицы, описываемой волновой функцией (19), такой системы нет, так как первое слагаемое соответствует состоянию с импульсом p, второе — с импульсом $p - \hbar\omega/v_z$, а третье — $p + \hbar\omega/v_z$. Поэтому будем характеризовать поляризационное состояние электрона вектором $\mathbf{b}$, связанным со средним значением спина в лабораторной системе координат соотношением

$$\mathbf{s} = \frac{\hbar}{2}\mathbf{b} = \frac{\hbar}{2}\Psi^{+}\hat{\Sigma}\Psi, \tag{25}$$

где Σ — оператор спина. Подставляя (19) в (25), в линейном по полю приближении получаем

$$\begin{aligned}
b_{1x} &= \frac{\Delta E}{cp_x}\frac{1-\beta_z^2}{\beta_z}\xi_y \sin\Phi \sin\nu z + 2\frac{\Delta E}{\hbar\omega} b_{0x}\xi_x \sin\Phi \sin\nu z + \\
&+ \frac{\Delta E}{E}\frac{1-\beta_z^2}{\beta_z^2} b_{0x}\xi_x \cos\Phi \cos\nu z - \frac{\Delta E}{p_x}\frac{bq}{\omega}\cos\Phi\cos\nu z, \\
b_{1y} &= -\frac{\Delta E}{cp_x}\frac{1-\beta_z^2}{\beta_z}\xi_x \cos\Phi \sin\nu z + 2\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\xi_x b_{0y}\sin\Phi\sin\nu z + \\
&+ \frac{\Delta E}{E}\frac{1-\beta_z}{\beta_z^2} b_{0y}\xi_x \cos\Phi\cos\nu z - \frac{\Delta E}{p_x}\frac{bq}{\omega}\xi_y \sin\Phi\cos\nu z,
\end{aligned} \tag{26}$$

$$b_{1z} = \frac{\Delta E}{E}\xi_y \sin\Phi\sin\nu z + 2\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\xi_x b_{0z}\sin\Phi\sin\nu z +$$

$$+ \frac{\Delta E}{E}\frac{1-\beta_z}{\beta_z^2} b_{0z}\xi_x\cos\Phi\cos\nu z - \frac{\Delta E}{E\beta_x\beta_z}(\xi_y b_{0y}\sin\Phi + \xi_x b_{0x}\cos\Phi)\cos\nu z,$$

где

$$bq/\omega = [\beta_z(\mathbf{b}_0\beta) - b_{0z}]/v_z;$$

вектор $\mathbf{b}_0$ связан с начальной поляризацией пучка ζ в собственной системе координат соотношением

$$\mathbf{b}_0 = \frac{mc^2}{E}\left[\zeta + \frac{\mathbf{p}(\zeta\mathbf{p})}{m(E+mc^2)}\right]. \tag{27}$$

Полагая, что начальная поляризация пучка равна нулю ($\zeta = 0$), получаем, что асимметрия в отдаче, испытываемой электроном при излучении и поглощении фотона, приводит к индуцированной ориентации среднего спина пучка частиц вдоль магнитного поля волны (первые слагаемые в $\mathbf{b}_1$). Если начальная поляризация пучка отлична от нуля ($\zeta \neq 0$), то после взаимодействия среднее значение спина пучка изменяется как за счет модуляции его плотности (вторые слагаемые в (26)), так и за счет поворота магнитного момента частиц около магнитного поля волны (третьи слагаемые в (26)).

5. Проиллюстрируем полученные результаты численными примерами. Если энергия частиц — 1,5 МэВ, $\beta_x = 0{,}3$, то характерное расстояние L (18), разделяющее области классической и квантовой модуляции пучка частиц, составляет 3,4 м, если длина волны лазерного излучения $\lambda = 0{,}5$ мкм. Если $\xi_x = 0$ и пучок электронов полностью поляризован вдоль оси x, то глубина модуляции плотности частиц обусловлена только спином электронов (22) и достигает 2% при $\xi = 10^{-2}$, что соответствует мощности лазера 10^{12} Вт/см^2 на длине волны 10 мкм. Глубина модуляции намагниченности пучка электронов $\mathbf{I} = (e\hbar/2mc)\,\mathrm{rot}\,\Psi^+\hat{\Sigma}\Psi$, обусловленная модуляцией его плотности (вторые слагаемые в (26)), составляет 10%, если электроны направлены под углом $\theta = mc^2/E$ к оси z, а мощность лазерного излучения составляет 1 Вт/см^2 на длине волны $\lambda = 10$ мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гайдук В. И.* и др. Физические основы электроники сверхвысоких частот. Изд. Наука, М., 1971.
2. *Варшалович Д. А., Дьяконов Д. М.* ЖЭТФ, 60, 340 (1971).
3. *Арутюнян В. М., Оганесян С. Г.* ЖЭТФ, 72, 84 (1977).
4. *Винокуров Н. А., Скринский А. Н.* Препринт ИЯФ 77—67, Новосибирск, 1977.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
7. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М. Питаевский Л. П.* Релятивистская квантовая теория, ч. I, Изд. Наука, М., 1968.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. Физматгиз, М., 1963.

ԲԱԶՄԱՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԵՐԿՈՒ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԻ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Հետազոտված է բազմաֆոտոնային պրոցեսների ներդրումը լազերային ճառագայթումով երկու միջավայրերի սահմանի վրա էլեկտրոնային փնջի խտության և հոսանքի մոդուլյացիայում։ Որոշված է մասնիկների փնջի քվանտային և դասական մոդուլյացիաները բաժանող տիրույթների բնութագրական հեռավորությունը։ Վերլուծված է էլեկտրոնի մագնիսական մոմենտի ներդրումը այդ երևույթներում և հետազոտված է լազերային ճառագայթումով մասնիկների փնջի բևեռացման հնարավորությունը։

MULTIPHOTON AND SPIN EFFECTS AT THE BOUNDARY OF TWO MEDIA

V. M. ARUTYUNYAN, S. G. OGANESYAN

The contribution of multiphoton processes to the modulation of electron beam current and density by means of laser radiation at the boundary of two media has been studied. The typical distances L, separating the regions of quantum and classical modulation of the particle beam were determined. The contribution of the magnetic moment of electron to these effects was analyzed and the possibility of beam polarization by laser radiation was investigated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 327—331 (1987)

УДК 535.31

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ФОКУСА ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

Э. Д. ГАЗАЗЯН, А. А. АСАТРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 февраля 1986 г.)

Исследуется вопрос устойчивости фокуса параболического зеркала относительно деформации его поверхности и к направлению падения первичной волны. Показано, что при малых деформациях фокус распадается на два близких каустических «клюва», а при наклонном падении переходит на простую каустическую ветвь. Определены условия существования фокальной точки в каждом из рассмотренных случаев.

Фокус параболического зеркала является простейшим примером структурно-неустойчивых каустик. В настоящей работе исследуется вопрос структурной устойчивости фокуса (устойчивости особенности) параболоида вращения

$$\tilde{z} = \frac{x^2 + y^2}{4F} \tag{1}$$

относительно деформаций поверхности зеркала и при отклонении направления падения плоской волны от осевого.

Деформация поверхности зеркала. Продеформируем слегка исходное параболическое зеркало, положив

$$\tilde{z} = \frac{x^2}{4a} + \frac{y^2}{4b} + \frac{x^4}{c^3} + \frac{y^4}{d^3}; \tag{2}$$

коэффициенты a, b, c и d $(a > b)$ определяют деформации зеркала. Пусть на зеркало (2) падает плоская волна. Воспользовавшись интегралом Кирхгофа, запишем поле в окрестности фокуса в виде

$$v = \frac{k}{2\pi i Z} \iint v_0 \exp\left[ik\sqrt{(x-X)^2 + (y-Y)^2 + (\tilde{z}-Z)^2}\right] dx\,dy, \tag{3}$$

где X, Y, Z — координаты точки наблюдения, а $v_0 = \exp(-ik\tilde{z})$ — поле на поверхности зеркала.

Разложив фазовую функцию подынтегрального выражения (3) в ряд Тейлора и ограничившись членами, линейными по X, Y, Z и четвертой степени по x и y, получим выражение

$$\varphi = Z - \frac{Xx}{Z} - \frac{Yy}{Z} + \left(\frac{1}{Z} - \frac{1}{a}\right)\frac{x^2}{2} + \left(\frac{1}{Z} - \frac{1}{b}\right)\frac{y^2}{2} +$$

$$+ \frac{X}{2Z^2}\left(\frac{1}{Z} - \frac{1}{2a}\right)x^3 + \frac{Y}{2Z^2}\left(\frac{1}{Z} - \frac{1}{2a}\right)x^2 y + \frac{X}{2Z^2}\left(\frac{1}{Z} - \frac{1}{2b}\right)xy^2 +$$

$$+\frac{Y}{2Z^2}\left(\frac{1}{Z}-\frac{1}{2b}\right)y^3+\left(\frac{1}{8Z^2a}-\frac{1}{8Z^3}-\frac{1}{c^3}\right)x^4+$$

$$+\left(\frac{1}{8Z^2a}+\frac{1}{8Z^2b}-\frac{1}{4Z^3}\right)x^2y^2+\left(\frac{1}{8Z^2b}+\frac{1}{8Z^3}-\frac{1}{d^3}\right)y^4. \quad (4)$$

В точке наблюдения A с координатами $X_A = Y_A = 0$, $Z_A = a$ после соответствующей замены переменных, отмеченной ниже точкой над знаком равенства, выражение (4) примет вид $\varphi \doteq -x^4 - y^2$. Такая фазовая функция в „теории катастроф" [1,2] описывает особенность A_3-типа — „клюв". Аналогично может быть рассмотрена ситуация в плоскости $X_B = Y_B = 0$ в точке $Z_B = b$: $\varphi \doteq x^2 - y^4$ [1,2].

Поле параболического зеркала в окрестности точки $A(B)$ представится эталонным интегралом Перси [3]

$$v_{A(B)} = \text{const}\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left[ik\,q_{A(B)}\left(\xi_1^{A(B)}\tau+\xi_2^{A(B)}\frac{\tau^2}{2}-\frac{\tau^4}{4}\right)\right]d\tau,$$

где введены обозначения

$$\xi_1^A = -\sqrt{2}\,\frac{X}{2a}, \quad \xi_2^A = \frac{-c\left(Z-\frac{a}{2}\right)}{2a^2}, \quad q_A = c,$$

$$\xi_1^B = -\sqrt{2}\,\frac{Y}{2b}, \quad \xi_2^B = \frac{-d\left(Z-\frac{b}{2}\right)}{2b^2}, \quad q_B = d.$$

Структурно-неустойчивая каустика-фокус при деформациях (2) распалась на две структурно-устойчивые особенности типа A_3 [1, 2]. Уравнения полученных каустических поверхностей («клювы») имеют вид

$$-\frac{27}{4}\frac{X^2a^2}{c^3} = (Z-a)^3,$$
$$-\frac{27}{4}\frac{Y^2b^2}{d^3} = (Z-b)^3. \quad (5)$$

Фокальная особенность, как геометрический объект, разрушается уже при бесконечно малом отличии a и b от F и $\frac{1}{c}$ и $\frac{1}{d}$ от нуля, тогда как до определенного предела изменения этих отличий волновое поле при достаточно больших, но конечных значениях k практически не должно существенно меняться. Критерий разрушения можно установить, опираясь на понятие «о френелевых объемах». Такие критерии впервые сформулированы в работах [4—6]. В соответствии с этими критериями оба «клюва» следует считать различными, если расстояние между их вершинами превышает продольный размер фокального пятна [7]

$$l_\parallel = \lambda\left(\frac{2F}{D}\right)^2, \quad (6)$$

где D — раскрыв зеркала, λ — длина волны, а именно

$$|a-b| > l_1. \tag{7}$$

Путем аналогичных рассуждений можно получить, что для различимости двух «клювов» необходимо выполнение условий $c < a$, $d < b$. Когда при деформациях зеркала отсутствуют члены четвертого порядка, $c \to \infty$, $d \to \infty$, фокус вырождается в отрезок сагитальной каустики (рис. 1), вблизи которой поле описывается функцией Бесселя [8, 9].

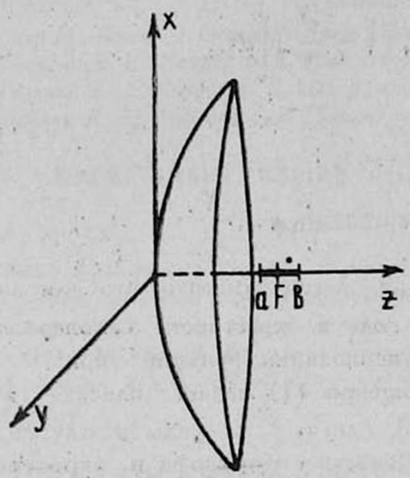


Рис. 1. Растяжение фокуса в сагитальную каустику.

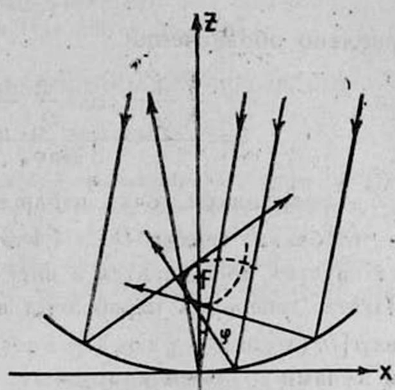


Рис. 2. Каустика, образующаяся при наклонном падении плоской волны на параболу.

Наклонное падение плоской волны. Пусть теперь направление падающей плоской волны составляет некоторый угол с осью идеально параболического зеркала. Рассмотрим вначале двумерный случай, когда поверхность зеркала задана уравнением $z = x^2/4F$, а падающая плоская волна — уравнением

$$v = \exp\left[-ik\left(x \sin\varphi + z\cos\varphi\right)\right].$$

Уравнение каустики отраженных лучей в системе координат x', z', $y = y'$, повернутой относительно оси y на угол φ, запишется в виде

$$\left(\frac{z'}{F} - \cos\varphi\right)^2 = \frac{1}{27\sin\varphi}\,\frac{x'}{F}\left(\frac{x'}{F} - 9\sin\varphi\right)^2; \tag{8}$$

оно описывает полукубическую параболу (рис. 2). При уменьшении угла φ «усы» каустики, уменьшаясь, поворачиваются в сторону оси X. Когда падающая плоская волна составляет острый угол с осью X, «усы» каустики скачком принимают противоположные вдоль оси X направления. Каустика имеет самопересечение, если раскрыв зеркала $D > 4\sqrt{3}\,F$. Даже у короткофокусных зеркал отношение $(F/D) > 0{,}5$ и, как следует из (8), каустика «усов» не образует.

Воспользовавшись упомянутыми выше критериями, можно оценить величину угла падения плоской волны, при котором фокус растягивается в простую ветвь каустики (особенность типа A_2). Для этого (для зеркала с заданными F и D) необходимо, чтобы расстояние между ветвями каустики было бы не менее размера продольного фокального пятна (6), т. е.

$$\sin\varphi > \frac{4\lambda}{3}\frac{F}{D^2}.$$

Воспользовавшись интегралом Кирхгофа, поле в окрестности каустики представим в виде интеграла Эйри [10]

$$v \sim \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[ik\left(\xi\tau - \frac{\tau^3}{3}\right)\right] d\tau, \tag{9}$$

где введено обозначение

$$\xi = \frac{\left(\frac{Z}{F}\cos^2\frac{\varphi}{2} - 1\right)^2}{3\sin\varphi} - \sin\varphi - \frac{X}{F},$$

X и Z — координаты точки наблюдения. Легко заметить, что для достаточно глубоких зеркал $D > 4\sqrt{3}F$ поле в окрестности самопересекающихся каустик представится в виде суперпозиции функций Эйри.

Пусть теперь на параболоид вращения (1) падает плоская волна $v = \exp[ik(x\cos\alpha + y\cos\beta + z\cos\gamma)]$, где α, β, γ — углы между падающими лучами и осями координат. Интеграл Кирхгофа в окрестности фокуса параболоида можно представить в виде (3), где

$$v_0 = \exp\left[ik\left(x\cos\alpha + y\cos\beta + \frac{x^2 + y^2}{4F}\cos\gamma\right)\right]$$

— поле на зеркале $\tilde{z} \to \bar{z}$. Разлагая фазовую функцию подынтегрального выражения (3) в ряд Тейлора (учитывая отмеченные замены) и ограничиваясь членами третьего порядка, приходим к заключению, что фокус параболоида распадается на две пересекающиеся поверхности, сечения которых в плоскостях $Y = 0$, $X = 0$ описываются кривыми

$$\frac{X}{F} = \frac{2\left(\frac{Z}{F}\sin^2\frac{\gamma}{2} - 1\right)^2}{3\cos\alpha} + \cos\alpha,$$

$$\frac{Y}{F} = \frac{2\left(2\frac{Z}{F}\sin^2\frac{\gamma}{2} - 1\right)^2}{3\cos\beta} + \cos\beta.$$

Легко заметить, что поле в окрестности каустики выражается через интеграл Эйри (9), если в последнем совершить соответствующее преобразование ξ. Предельные значения углов α, β, γ, при которых фокус параболы не разрушается в заданном сечении параболоида вращения, получаются совершенно аналогично двумерному случаю, рассмотренному выше.

Авторы выражают глубокую признательность Ю. А. Кравцову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гусейн-заде С. М.* Особенности дифференцируемых отображений. Изд. Наука, М., 1982.
2. *Гилмор П.* Прикладная теория катастроф. Изд. Мир, М., 1984, т. 2.
3. *Pearcey T.* Phyl. Mag., 37, 311 (1946).
4. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* В сб. «Современные проблемы распространения волн», ИРЭАН, 1979.
5. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* УФН, 132, 475 (1980).
6. *Kravtsov Yu. A., Orlov Yu. I.* Rad. Sci., 16, 975 (1981).
7. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. Изд. Наука, М., 1973.
8. *Токатлы В. И., Кинбер Б. Е.* Изв. вузов. Радиофизика, 14, 761 (1976).
9. *Газазян Э. Д., Кинбер Б. Е.* Изв. вузов. Радиофизика, 14, 1219 (1971).
10. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. Изд. Наука, М., 1967.

ՊԱՐԱԲՈԼԱՅԻՆ ՀԱՅԵԼՈՒ ԿԻԶԱԿԵՏԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՍԱՏՐՅԱՆ

Քննարկված է պարաբոլային հայելու կիզակետի կայունությունը հայելու մակերևույթի փոքր դեֆորմացիաների և ընկնող ալիքի ուղղության նկատմամբ։ Ցույց է տրված, որ հայելու մակերևույթի փոքր դեֆորմացիաների դեպքում կիզակետը տրոհվում է երկու մոտիկ կաուստիկական «կտուցների», իսկ առանցքայինից տարբեր ուղղությամբ ընկնող հարթ ալիքի դեպքում վեր է ածվում պարզ կաուստիկ ճյուղի։ Որոշված են կիզակետի գոյության պայմանները։

ON THE STABILITY OF PARABOLOIDAL REFLECTOR FOCUS

E. D. GAZAZIAN, A. A. ASATRYAN

The stability of paraboloidal reflector focus is studied in two different cases: a) when the surface of the reflector has some small deformation, and b) when a plane wave falls on the reflector at a small angle to the axis.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т, 22, вып. 6, 331—335 (1987)

УДК 541.251

РАСЧЕТ КОНФОРМАЦИИ МОЛЕКУЛ *п*-МЕТОКСИБЕНЗИЛИДЕН-*п'*-*н*-БУТИЛАНИЛИНА И *п*-ЭТОКСИБЕНЗИЛИДЕН-*п'*-*н*-БУТИЛАНИЛИНА

А. Ц. САРКИСЯН, С. М. ЯЙЛОЯН, Х. В. КОТАНДЖЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 мая 1986 г.)

Проведен расчет конформации молекул *п*-метоксибензилиден-*п'*-*н*-бутиланилина и *п*-этоксибензилиден-*п'*-*н* бутиланилина. Показано, что двугранный угол между плоскостями двух ароматических колец этих молекул составляет соответственно 84° и 86°. Валентные углы при атомах азота и кислорода сильно деформированы. Плоскость углеродов бутильной группы составляет 80° с плоскостью анилинового кольца.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гусейн-заде С. М.* Особенности дифференцируемых отображений. Изд. Наука, М., 1982.
2. *Гилмор П.* Прикладная теория катастроф. Изд. Мир, М., 1984, т. 2.
3. *Pearcey T.* Phyl. Mag., 37, 311 (1946).
4. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* В сб. «Современные проблемы распространения волн», ИРЭАН, 1979.
5. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* УФН, 132, 475 (1980).
6. *Kravtsov Yu. A., Orlov Yu. I.* Rad. Sci., 16, 975 (1981).
7. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. Изд. Наука, М., 1973.
8. *Токатлы В. И., Кинбер Б. Е.* Изв. вузов. Радиофизика, 14, 761 (1976).
9. *Газазян Э. Д., Кинбер Б. Е.* Изв. вузов. Радиофизика, 14, 1219 (1971).
10. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. Изд. Наука, М., 1967.

ՊԱՐԱԲՈԼԱՅԻՆ ՀԱՅԵԼՈՒ ԿԻԶԱԿԵՏԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՍԱՏՐՅԱՆ

Քննարկված է պարաբոլային հայելու կիզակետի կայունությունը հայելու մակերևույթի փոքր դեֆորմացիաների և ընկնող ալիքի ուղղության նկատմամբ։ Ցույց է տրված, որ հայելու մակերևույթի փոքր դեֆորմացիաների դեպքում կիզակետը տրոհվում է երկու մոտիկ կաուստիկական «կտուցների», իսկ առանցքայինից տարբեր ուղղությամբ ընկնող հարթ ալիքի դեպքում վեր է ածվում պարզ կաուստիկ ճյուղի։ Որոշված են կիզակետի գոյության պայմանները։

ON THE STABILITY OF PARABOLOIDAL REFLECTOR FOCUS

E. D. GAZAZIAN, A. A. ASATRYAN

The stability of paraboloidal reflector focus is studied in two different cases: a) when the surface of the reflector has some small deformation, and b) when a plane wave falls on the reflector at a small angle to the axis.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 331—335 (1987)

УДК 541.251

РАСЧЕТ КОНФОРМАЦИИ МОЛЕКУЛ *п*-МЕТОКСИБЕНЗИЛИДЕН-*п′*-*н*-БУТИЛАНИЛИНА И *п*-ЭТОКСИБЕНЗИЛИДЕН-*п′*-*н*-БУТИЛАНИЛИНА

А. Ц. САРКИСЯН, С. М. ЯЙЛОЯН, Х. В. КОТАНДЖЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

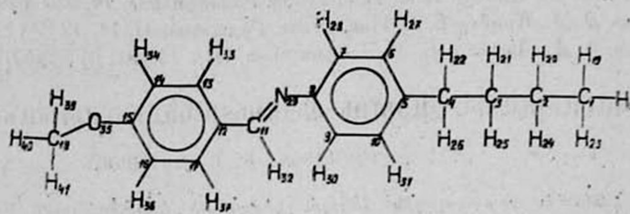
(Поступила в редакцию 10 мая 1986 г.)

Проведен расчет конформации молекул *п*-метоксибензилиден-*п′*-*н*-бутиланилина и *п*-этоксибензилиден-*п′*-*н* бутиланилина. Показано, что двугранный угол между плоскостями двух ароматических колец этих молекул составляет соответственно 84° и 86°. Валентные углы при атомах азота и кислорода сильно деформированы. Плоскость углеродов бутильной группы составляет 80° с плоскостью анилинового кольца.

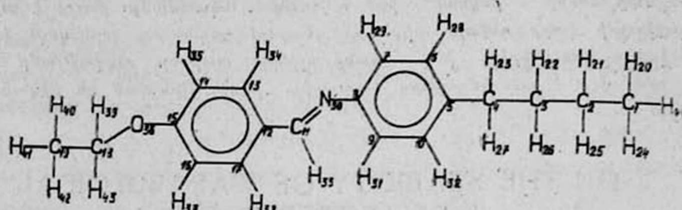
Геометрическая структура молекул жидких кристаллов является важной характеристикой таких параметров как температурная область существования мезофазы, степень упорядоченности, коэффициент плотной упаковки и др.

Настоящая работа посвящена расчету конформации молекул нематических жидких кристаллов n-метоксибензилиден-n'-$н$-бутиланилина (МББА) и n-этоксибензилиден-n'-$н$-бутиланилина (ЭББА). Структурные формулы этих веществ приведены на рисунке, где нумерация атомов проведена в форме, удобной для расчетов на ЭВМ. Расчеты проводились методом атом-атом потенциалов [1, 2].

A



B



Структурные формулы: А) МББА, В) ЭББА.

Так как в рассматриваемых молекулах ароматические кольца не перегружены, в дальнейших расчетах будем считать их правильными шестиугольниками. Согласно методу потенциалов атом-атом энергия взаимодействия U_1 валентно-несвязанных атомов определяется выражением

$$U_1 = \sum_{k,s} f_m(r_{ks}), \tag{1}$$

$$f_m(r_{ks}) = -A\,(r_0/r_{ks})^6 + B\exp(-\rho\, r_{ks}/r_0), \tag{2}$$

где r_{ks}—расстояние между валентно-несвязанными K- и S-атомами, r_0—равновесное расстояние, A, B и ρ—параметры потенциальной кривой (индекс m обозначает род потенциала $C\cdots C$, $C\cdots H$, $H\cdots N$ и т. д.).

Энергия деформации валентных углов равна

$$U_2 = \frac{1}{2}\sum_i C_i(\Delta\alpha_i)^2, \tag{3}$$

где $\Delta\alpha_i$ — отклонение валентного угла α_i от идеального значения, C_i — упругие постоянные.

Для расчета на ЭВМ потенциальную кривую (2) удобно представить в виде [2]

$$f(r) = M r^{-6} + N\exp(-qr). \tag{4}$$

Параметры M, N, q для потенциалов $C\cdots C$, $H\cdots H$, $N\cdots N$, $O\cdots O$ взяты из [2], а для смешанных взаимодействий (например $C\cdots H$, $C\cdots N$ и т. д.) использованы соотношения

$$M_{12}=\frac{23,63\cdot N_{12}}{q_{12}^{6}}, \tag{5}$$

$$N_{12}=[(N_{11}^{1/2}+N_{22}^{1/2})/2]^{2}, \tag{6}$$

$$q_{12}=2\frac{q_{11}\,q_{22}}{q_{11}+q_{22}}, \tag{7}$$

где индексы 1 и 2 обозначают сорт атома. Суммарная энергия взаимодействия $U=U_1+U_2$ является функцией валентных углов α_i, длин связей l_{ij} между валентно-связанными i- и j-атомами. Считая l_{ij} известными, α_i можно определить из системы уравнений

$$\frac{\partial U}{\partial \alpha_i}=0. \tag{8}$$

Для расчета конформации кроме энергий U_1 и U_2 необходимо учесть и другие вклады. К их числу относятся: а) энергия U_3, затрачиваемая для выхода связей $O_{35}C_{15}(\beta_1)$, $C_{12}C_{11}(\beta_2)$, $C_5C_4(\beta_3)$, $C_8N_{29}(\beta_4)$ из плоскостей бензилиденового и анилинового колец соответственно; б) энергия U_4, необходимая для поворота плоскости $H_{32}C_{11}N_{29}$ вокруг связи $C_{12}C_{11}$ относительно бензилиденового кольца (θ_1), для поворота плоскости анилинового кольца вокруг связи C_8N_{29} относительно плоскости $H_{32}C_{11}N_{29}$ (θ_2) и для поворота плоскости $C_4C_3C_2$ вокруг связи C_5C_4 (θ_3) относительно плоскости анилинового кольца; в) энергия торсионного вращения U_5 метильных групп при атомах кислорода O_{35} и углерода C_2.

Эти энергии вычисляются при помощи следующих выражений [2]:

$$U_3=\frac{1}{2}\sum_i C_i^{*}\beta_i^{2}, \tag{9}$$

где β_i — угол выхода соответствующей связи из плоскости ароматических колец, C_i^{*} — упругие постоянные;

$$U_4=\frac{1}{2}\sum_k U_{0k}\,(1-\cos\theta_k), \tag{10}$$

где θ_k — угол между соответствующими друг относительно друга поворачиваемыми плоскостями, U_{0k} — параметр, зависящий от группы атомов, которые повернуты на угол θ_k относительно соответствующих плоскостей;

$$U_5=\frac{A_0}{2}\sum_n\,[1+\cos(3\varphi_n)], \tag{11}$$

где φ_n — угол поворота метильной группы. При расчете торсионной энергии этильных групп φ_n полагали равными нулю для гош-конформации. Для метильной группы при атоме O_{35} у МББА принималось, что $\varphi_n=0$ в том случае, когда плоскость $H_{40}C_{18}O_{35}$ перпендикулярна плоскости бензилиденового кольца.

Таким образом, для определения деформации валентных углов и двугранных углов между плоскостями соответствующих атомных групп систему уравнений (8) необходимо решить для случая, когда

$$U = U_1 + U_2 + U_3 + U_4 + U_5.$$

Несмотря на всю простоту модели атом-атом потенциалов, определение оптимальной конформации молекул требует значительного объема вычислительной работы. Если потенциальная поверхность имеет лишь один минимум, то, выбрав произвольную стартовую точку в пространстве независимых геометрических параметров, его можно найти, применяя один из методов минимизации потенциальной функции [2].

Можно считать, что нулевое приближение с некоторой точностью известно. Если поиск начинается с нулевого приближения, далекого от минимума, то выгоднее всего использовать линейные методы, в частности метод скорейшего спуска [3]. Конформации этих молекул были рассчитаны этим методом на ЭВМ ЕС 10—45.

Результаты расчетов приведены в таблице. Как следует из этой таблицы, валентные углы углерода C_{11} с хорошей точностью соответствуют

Таблица

Величины некоторых валентных углов α_i и двугранных углов θ_k между соответствующими плоскостями в молекулах МББА и ЭББА

Вещество	α_{COC}	α_{CCN}	$\alpha_{CCH_{22}}$	α_{CNC}	θ_1	θ_2	θ_3
МББА	129	122	118	134	84	0	80
ЭББА	127	120	117	133	86	0	80

его валентному состоянию (sp^2-гибридизация). Что касается валентных углов атомов кислорода и азота, то они отличаются от теоретических значений. Большие деформации валентных углов этих атомов указывают на то, что метильная группа у кислорода сильно отталкивается соседними атомами бензилиденового кольца, а углерод C_{11} — от ближних атомов анилинового кольца.

Расчеты показывают, что у обоих молекул $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$, угол между плоскостями двух ароматических колец в молекулах МББА и ЭББА составляет соответственно 84° и 86°, а плоскость углеродов бутильной группы с анилиновым кольцом составляет угол 80°.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Китайгородский А. И., Дашевский В. Г.* Теоретическая и экспериментальная химия, 3, 35 (1967).
2. *Дашевский В. Г.* Конформация органических молекул. Изд. Химия, М., 1974.
3. *Демидович Б. П., Марон И. А.* Основы вычислительной математики. Изд. Наука, М., 1966.

n-ՄԵԹՕՔՍԻԲԵՆԶԻԼԻԴԵՆ-n′-н-ԲՈՒԹԻԼԱՆԻԼԻՆԻ ԵՎ n-ԷԹՕՔՍԻԲԵՆԶԻԼԻԴԵՆ-n′-н-ԲՈՒԹԻԼԱՆԻԼԻՆԻ ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ԿՈՆՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ

Ա. Յ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ս. Մ. ՅԱՅԼՈՅԱՆ, Խ. Վ. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ

Կատարված է n-մեթօքսիբենզիլիդեն-n′-н-բութիլանիլինի և n-էթօքսիբենզիլիդեն-n′-н-բութիլանիլինի մոլեկուլների կոնֆորմացիայի հաշվարկ։ Ցույց է տրված, որ այդ մոլեկուլներում երկու արոմատիկ օղակների հարթությունների կազմած երկնիստ անկյունը համա-

պատասխանաբար 84 և 86 աստիճան է։ Ազոտի և թթվածնի ատոմների վալենտական անկյունները մեծ դեֆորմացիայի են ենթարկված։ Բութիլային խմբի ածխածնի ատոմների հարթությունը անիլինային օղակի հարթության հետ կազմում է 80°։

CALCULATION OF CONFORMATION OF p-METHOXYBENZYLIDENE-p′-n-BUTYLANILINE AND p-ETHOXYBENZYLIDENE-p′-n-BUTYLANILINE MOLECULES

A. Ts. SARKISYAN, S. M. YAILOYAN, Kh. V. KOTANDZHYAN

Conformations of p-methoxybenzylidene-p′-n-butylaniline and p-ethoxybenzylidene—p′-n-butylaniline molecules were calculated. The bibehral angle between the planes of two aromatic rings of these molecules was shown to be 84° and 86° respectively. The valence angles with nitrogen and oxygen atoms were strongly deformed. The plane of the butyl group of carbons and that of the aniline ring form an angle of 80°.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 335—339 (1987)

УДК 532.516

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЖИДКОСТЯХ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

Р. С. АКОПЯН, Р. Б. АЛАВЕРДЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 октября 1986 г.)

Теоретически предсказана и экспериментально подтверждена возможность возбуждения сильных конвективных движений в жидкостях со свободной поверхностью под действием радиационного давления акустической волны с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Приведены оценки для других механизмов конвективных гидродинамических движений, обусловленных поглощением акустической волны с периодической структурой распределения интенсивности. Обнаруженный эффект дает возможность визуализировать распределение интенсивности акустической волны милливаттной мощности в поперечном сечении пучка.

1. Рассмотрим горизонтальный тонкий слой жидкости с одной свободной поверхностью: нижняя поверхность $z = 0$ является жесткой, а верхняя — $z = L$ — свободной. Пусть на слой со стороны либо свободной поверхности, либо жесткой поверхности нормально к ним падают две акустические волны с одинаковой интенсивностью I_0 и с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ $(k_1 = k_2)$, образуя интерференционную картину интенсивности на границе $z = L$. Известно, что если поверхность полностью отражает излучение акустической волны, то акустическое давление связано с интенсивностью выражением $p = 2I/c$, c — скорость звука в среде. Поэтому на полностью отражающей свободной поверхности имеем пространственно-периодическое распределение радиационного давления акустической волны

$$p_{\text{ак}}(L) = 2\, p_1 (1 + \cos kx). \tag{1}$$

պատասխանաբար 84 և 86 աստիճան է։ Ազոտի և թթվածնի ատոմների վալենտական անկյունները մեծ դեֆորմացիայի են ենթարկված։ Բութիլային խմբի ածխածնի ատոմների հարթությունը անիլինային օղակի հարթության հետ կազմում է 80°։

CALCULATION OF CONFORMATION OF p-METHOXYBENZYLIDENE-p′-n-BUTYLANILINE AND p-ETHOXYBENZYLIDENE-p′-n-BUTYLANILINE MOLECULES

A. Ts. SARKISYAN, S. M. YAILOYAN, Kh. V. KOTANDZHYAN

Conformations of p-methoxybenzylidene-p′-n-butylaniline and p-ethoxybenzylidene—p′-n-butylaniline molecules were calculated. The bibehral angle between the planes of two aromatic rings of these molecules was shown to be 84° and 86° respectively. The valence angles with nitrogen and oxygen atoms were strongly deformed. The plane of the butyl group of carbons and that of the aniline ring form an angle of 80°.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 335—339 (1987)

УДК 532.516

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЖИДКОСТЯХ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

Р. С. АКОПЯН, Р. Б. АЛАВЕРДЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 октября 1986 г.)

Теоретически предсказана и экспериментально подтверждена возможность возбуждения сильных конвективных движений в жидкостях со свободной поверхностью под действием радиационного давления акустической волны с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Приведены оценки для других механизмов конвективных гидродинамических движений, обусловленных поглощением акустической волны с периодической структурой распределения интенсивности. Обнаруженный эффект дает возможность визуализировать распределение интенсивности акустической волны милливаттной мощности в поперечном сечении пучка.

1. Рассмотрим горизонтальный тонкий слой жидкости с одной свободной поверхностью: нижняя поверхность $z = 0$ является жесткой, а верхняя — $z = L$ — свободной. Пусть на слой со стороны либо свободной поверхности, либо жесткой поверхности нормально к ним падают две акустические волны с одинаковой интенсивностью I_0 и с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ ($k_1 = k_2$), образуя интерференционную картину интенсивности на границе $z = L$. Известно, что если поверхность полностью отражает излучение акустической волны, то акустическое давление связано с интенсивностью выражением $p = 2I/c$, c — скорость звука в среде. Поэтому на полностью отражающей свободной поверхности имеем пространственно-периодическое распределение радиационного давления акустической волны

$$p_{\text{ак}}(L) = 2\,p_1(1 + \cos kx). \qquad (1)$$

Здесь $k=|\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2|\approx\beta k_1$, β—малый угол между $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$, $\Lambda=2\pi/k$—период интерференционной картины, p_1—радиационное давление одной акустической волны при $z=L$, ось x лежит в плоскости слоя жидкости.

Под действием радиационного давления с периодической структурой жидкость будет совершать конвективные движения так, чтобы ее давление, вызванное движением, компенсировалось акустическим давлением:

$$\sigma_{zz}=-p+2\eta\frac{\partial v_z}{\partial z}=-p_{\text{ак}}(L)\ \text{при}\ z=L. \tag{2}$$

Здесь σ_{ik} — тензор вязких напряжений, p — давление жидкости, η — коэффициент вязкости, $\mathbf{v}$ — скорость.

При решении поставленной задачи силой тяжести и возмущением свободной поверхности будем пренебрегать. Тогда стационарные уравнения гидродинамики (уравнение Навье-Стокса и уравнение непрерывности) примут вид

$$\begin{gathered}\operatorname{grad} p-\eta\nabla^2\mathbf{v}=0,\\ \operatorname{div}\mathbf{v}=0.\end{gathered} \tag{3}$$

Поскольку возмущающее давление не зависит от y-координаты, то $v_y=0$ и $\partial/\partial y=0$. Граничные условия при $z=0$ жесткие: $\mathbf{v}(z=0)=0$, а при $z=L$ имеем $v_z=0$ и (2). Решение системы (3) с указанными граничными условиями имеет вид

$$\begin{gathered}p(x,\ z)=2p_1+\tilde{p}(z)\cos kx,\\ v_x=V_x(z)\sin kx,\ v_z=V_z(z)\cos kx.\end{gathered} \tag{4}$$

Для амплитуд скоростей V_z и V_x получаем

$$\begin{gathered}V_z(z)=\xi(L-z)\operatorname{sh}(kL)\cdot\operatorname{sh}(kz)-\xi kLz\operatorname{sh}k(L-z),\\ V_x=-\frac{1}{k}\cdot\frac{dV_z}{dz},\quad \xi=\frac{p_1}{\eta k^2L^2}.\end{gathered} \tag{5}$$

Экспериментально легко измерять x-компоненту скорости на поверхности $z=L$, которая при $kL\ll 1$ имеет вид

$$V_x(z=L)=\frac{p_1kL^2}{3\eta}. \tag{6}$$

2. В эксперименте использовались два акустических излучателя, погруженных в воду. На поверхности воды была установлена ячейка с исследуемой жидкостью. Звуковые пучки падали почти нормально на тонкий слой жидкости. Керамические излучатели работали на частоте 2,6 МГц. Угол между пучками составлял $\beta\approx 0{,}16$ рад и, следовательно, $k\approx 17$ см$^{-1}$, $\Lambda\approx 0{,}4$ см. Поперечные размеры пучков составляли ~ 2 см. Поскольку пучки падали со стороны поверхности $z=0$, $p=(2I_0/c)\exp(-\alpha L)$, где I_0 — интенсивность волн, падающих на слой, α — коэффициент поглощения. В эксперименте использовалось диффузионное масло с $\eta=4{,}2$ пуаз, $\alpha\approx 2$ см$^{-1}$. При мощностях акустических волн $I_0\sim 1$ мВт/см^2 в жидкости

возникали регулярные конвективные движения. Их нетрудно наблюдать, если поместить в жидкость немного алюминиевого порошка и сбоку осветить жидкость через прозрачную стенку кюветы. Движения устанавливаются почти мгновенно: $\tau_{уст} = \rho/(\eta k^2) \sim 10^{-3}$ с; здесь $\rho \approx 1$ г/см^3 — плотность масла. В тех участках свободной поверхности, где интенсивность интерференционной картины имеет максимум, жидкость поднимается и в этих областях поверхностная плотность порошка меньше. В областях свободной поверхности с минимумом интенсивности волны жидкость опускается и происходит накопление порошка. Таким образом, интенсивность акустической волны обратно пропорциональна поверхностной плотности алюминиевого порошка (см. рис. 1). Тем самым наблюденный эффект позволяет визуализировать акустические поля милливаттных мощностей.

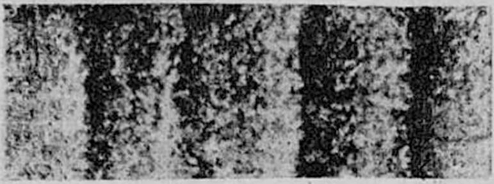


Рис. 1. Конвективные движения жидкости визуализировались добавлением в нее алюминиевого порошка.

На рис. 2 приведена зависимость амплитуды x-компоненты скорости жидкости на поверхности $z = L$ от толщины слоя. Хотя формула (6) была получена при $kL \ll 1$, она хорошо отражает экспериментальные результаты также при больших kL.

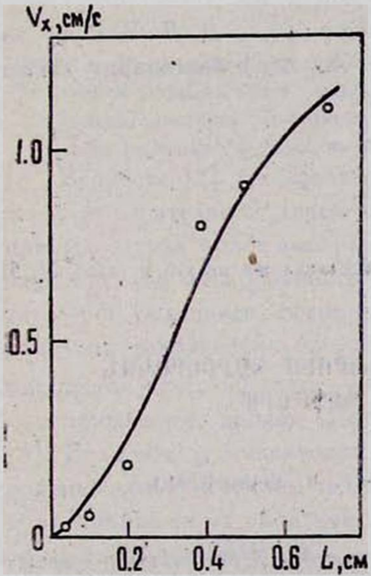


Рис. 2. Теоретическая и экспериментальная зависимости скорости конвективных движений масла от толщины слоя при $I_0 = 50$ мВт/см^2

3. В настоящей работе теоретически и экспериментально показана возможность возбуждения конвективных движений в жидкостях акустической волной с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Важно, что акустическими полями легко создавать начальные возмущения с самой разнообразной структурой.

Возможны и другие механизмы возбуждения конвективных движений. Наиболее сильные из них связаны с поглощением жидкостью акустической волны с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Для сравнения различных механизмов приведем численные оценки на примере диффузионного масла с удельной теплоемкостью $C_p \approx 2{,}1$ Дж·г$^{-1}$·град$^{-1}$, с градиентом коэффициента поверхностного натяжения по температуре $\sigma' = -\partial\sigma/\partial T \approx 10^{-1}$ эрг·см$^{-2}$·град$^{-1}$ и с температуропроводностью $\chi = 10^{-3}$ см^2/с. Предсказанный в работе [1] термокапиллярный механизм дает при толщине ячейки $L = 0{,}4$ см и интенсивности пучков $I_0 = 1$ мВт/см^2 конвективные движения со скоростью $v \lesssim 10^{-5}$ см/с. Скорость конвективных движений, возбуждаемых периодическим радиационным давлением за счет объемного поглощения, по нашим оценкам составляет $v \sim 10^{-4}$ см/с. При тех же значениях I_0 и L формула (6) дает величину $V_x = 0{,}014$ см/с, совпадающую с экспериментально полученным значением. Таким образом, обсужденный здесь механизм дает наиболее сильный вклад в конвективное движение.

Понятно, что подходящим выбором жидкости можно получить более интенсивные движения. Например, в жидких кристаллах мы получили конвекцию, более чем на порядок превышающую указанную. Рассмотренная конвекция в ориентированных нематических жидких кристаллах (НЖК) приведет к пространственно-периодической структуре переориентации директора НЖК. Поэтому, помещая НЖК ячейку между скрещенными поляризаторами, можно визуализировать акустические поля с более низкими мощностями, чем приведенные выше. Техническая трудность здесь состоит в получении ориентированных слоев НЖК с одной свободной поверхностью.

Авторы выражают благодарность Ф. В. Бункину и Д. В. Власову за ценные обсуждения. Один из авторов (Р. С. Акопян) благодарит также Б. Я. Зельдовича за стимулирующие дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Акопян Р. С., Зельдович Б. Я.* Изв. АН СССР, Механика жидкостей и газов, № 5, 47 (1985).

ԱԿՈՒՍՏԻԿ ԱԼԻՔՈՎ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿՈՆՎԵԿՏԻՎ ՇԱՐԺՈՒՄՆԵՐԻ ԳՐԳՌՈՒՄ

Ռ. Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ. Բ. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն կանխատեսված և փորձնականորեն հաստատված է ինտենսիվության բաշխման տարածապարբերական կառուցվածքով ակուստիկ ալիքի ռադիացիոն ճնշման ազդեցության տակ ազատ մակերևույթով հեղուկներում ուժեղ կոնվեկտիվ շարժումների գրգռման հնարավորությունը: Բերված են գնահատականներ կոնվեկտիվ հիդրոդինամիկ շարժումների գրգռման այլ մեխանիզմների համար, որոնք պայմանավորված են ինտենսիվության բաշխման պարբերական կառուցվածքով ակուստիկ դաշտի կլանմամբ: Հայտնաբերված երևույթը հնարավորություն է տալիս տեսանելիացնել միլիվատ հզորությամբ ակուստիկ ալիքի ինտենսիվության բաշխումը փնջի լայնական կտրվածքում:

EXCITATION OF REGULAR CONVECTIVE MOTIONS IN LIQUIDS BY AN ACOUSTIC WAVE

R. S. AKOPYAN, R. B. ALAVERDYAN, Yu. S. CHILINGARYAN

The possibility of excitation of strong convective motions in free surface liquids under the action of radiation pressure of an acoustic wave with space-periodical distribution of intensity was predicted and experimentally confirmed. The observed effect may be used for visualization of the acoustic field of milliwatt power in the beam cross section.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 339—342 (1987)

УДК 621.382.3

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ УЧАСТКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ N-ТИПА В ЛОКАЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ГЕРМАНИЕВЫХ p-n-ПЕРЕХОДАХ И ДИОДАХ ШОТТКИ

М. Г. АКОПЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1986 г.)

Рассматривается возможный механизм возникновения нескольких участков отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперных характеристиках германиевых p-n-переходов и диодов Шоттки при локальном давлении сферическим индентором.

В работе [1] сообщалось о наблюдении нескольких (двух, трех) участков отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) N-типа на прямых ветвях вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов Шоттки на основе слабо легированного n-германия ($N_d \simeq 10^{19}$ м$^{-3}$) при локальном давлении большими сферическими инденторами из карбид-вольфрама с радиусом закругления $(2 \div 13) \cdot 10^{-5}$ м. Среднее пороговое давление формирования этого эффекта — $\overline{p} \simeq (1 \div 10) \cdot 10^8$ Па. На обратных ВАХ таких прижимных диодов Шоттки также появляется участок ОДП N-типа [1]. Если между индентором с радиусом закругления $3 \cdot 10^{-3}$ м и полупроводниковым кристаллом поместить медную фольгу толщиной $2 \cdot 10^{-5}$ м, то и на прямой и на обратной ВАХ такого диода Шоттки наблюдаются по одному участку ОДП N-типа при среднем пороговом давлении $\overline{p} \simeq 6 \cdot 10^9$ Па [2].

В работе [3] предложен физический механизм формирования участка ОДП N-типа в локально деформированных сферическим индентором германиевых p-n-переходах и диодах Шоттки. В основе этого механизма лежит факт неоднородного изменения (сужения) ширины запрещенной зоны (ШЗЗ) германия по глубине при локальном давлении сферическим

EXCITATION OF REGULAR CONVECTIVE MOTIONS IN LIQUIDS BY AN ACOUSTIC WAVE

R. S. AKOPYAN, R. B. ALAVERDYAN, Yu. S. CHILINGARYAN

The possibility of excitation of strong convective motions in free surface liquids under the action of radiation pressure of an acoustic wave with space-periodical distribution of intensity was predicted and experimentally confirmed. The observed effect may be used for visualization of the acoustic field of milliwatt power in the beam cross section.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 339—342 (1987)

УДК 621.382.3

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ УЧАСТКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ N-ТИПА В ЛОКАЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ГЕРМАНИЕВЫХ p-n-ПЕРЕХОДАХ И ДИОДАХ ШОТТКИ

М. Г. АКОПЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1986 г.)

Рассматривается возможный механизм возникновения нескольких участков отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперных характеристиках германиевых p-n-переходов и диодов Шоттки при локальном давлении сферическим индентором.

В работе [1] сообщалось о наблюдении нескольких (двух, трех) участков отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) N-типа на прямых ветвях вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов Шоттки на основе слабо легированного n-германия ($N_d \simeq 10^{19}$ м$^{-3}$) при локальном давлении большими сферическими инденторами из карбид-вольфрама с радиусом закругления $(2 \div 13) \cdot 10^{-5}$ м. Среднее пороговое давление формирования этого эффекта — $\overline{p} \simeq (1 \div 10) \cdot 10^8$ Па. На обратных ВАХ таких прижимных диодов Шоттки также появляется участок ОДП N-типа [1]. Если между индентором с радиусом закругления $3 \cdot 10^{-3}$ м и полупроводниковым кристаллом поместить медную фольгу толщиной $2 \cdot 10^{-5}$ м, то и на прямой и на обратной ВАХ такого диода Шоттки наблюдаются по одному участку ОДП N-типа при среднем пороговом давлении $\overline{p} \simeq 6 \cdot 10^9$ Па [2].

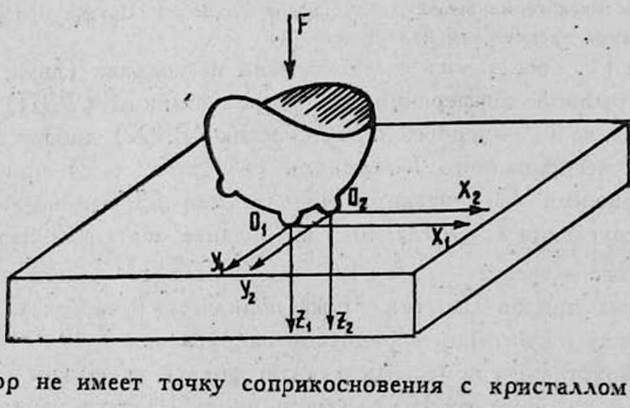
В работе [3] предложен физический механизм формирования участка ОДП N-типа в локально деформированных сферическим индентором германиевых p-n-переходах и диодах Шоттки. В основе этого механизма лежит факт неоднородного изменения (сужения) ширины запрещенной зоны (ШЗЗ) германия по глубине при локальном давлении сферическим индентором по кристаллографическим плоскостям (001) и (111) (давление производится на поверхность полупроводника и направлено в глубь кристалла перпендикулярно к плоскости залегания перехода). В этом случае максимальное сужение ШЗЗ германия получается на оси z симметрии [3—5]. Глубина максимального изменения ШЗЗ $z^* = z_0 (FRK)^{1/3}$, где z_0 — постоянная, зависящая от кристаллографической ориентации полупроводникового кристалла, F — сила прижима, K — постоянная, зависящая от упругих свойств материалов индентора и полупроводника, R — радиус сферического индентора.

Исходя из предложенного в [3] механизма и результатов работ [1, 2], нетрудно прийти к выводу, что причиной появления нескольких участков ОДП N-типа в прижимных диодах Шоттки при давлении большими сферическими инденторами является существование микронеровностей на поверхности инденторов больших размеров.

Пусть на поверхности сферического индентора больших размеров существуют микронеровности сферической формы с радиусами закругления $r_i \ll R$ (r_i — радиус i-той микронеровности). В общем случае $r_1 \neq r_2 \neq \neq r_3 \neq \ldots \neq r_i$. При приложении силы некоторые из этих микронеровностей (скажем n микронеровностей) будут давить на полупроводниковый кристалл в разных точках ($O_1, O_2, \ldots, O_n$) поверхности полупроводника, причем $p_1 \neq p_2 \neq \cdots \neq p_i \neq \cdots \neq p_n$,

$$\frac{p_i}{p_n} = \left(\frac{r_n}{r_i}\right)^{2/3}, \quad \frac{p_i}{p} = \left(\frac{R}{r_i}\right)^{2/3}, \tag{1}$$

где p_i — давление, обусловленное действием индентора с радиусом закругления r_i. На рисунке видно, что в начальный момент приложения си-



лы индентор не имеет точку соприкосновения с кристаллом полупроводника. Начальное соприкосновение осуществляется между полупроводниковым кристаллом и микронеровностями на поверхности индентора больших размеров. Действие каждой из этих сферических микронеровностей приведет к неоднородному изменению зонной структуры полупроводника с максимальным сужением ШЗЗ германия на разных глубинах [5] $z_1^* \neq z_2^* \neq \cdots \neq z_n^*$ (оси $z_1, z_2, \ldots, z_n$ лабораторных систем с началом отсчета в точках $O_1, O_2, \ldots, O_n$ параллельны). Используя предложенный в [3] физический механизм формирования ОДП N-типа в локально деформированных германиевых p-n-переходах и диодах Шоттки, нетрудно заключить следующее:

1. Если $d + l_{no} \leqslant z_m^*$ $(m=1, 2 \cdots n)$, где d — глубина залегания p-n-перехода (для диода Шоттки d—глубина залегания физического p^+-перехода), l_{no}—ширина обедненного носителями слоя в полупроводнике при отсутствии внешнего электрического поля ($U=0$), т. е. если в равновесном состоянии все сужения ШЗЗ полупроводника находятся в базе локально деформированного диода около обедненной носителями области, то:

а) при обратном смещении ($U<0$) с увеличением по абсолютной величине напряжения внешнего электрического поля на ВАХ такого диода появятся участки ОДП N-типа; их число при изменении напряжения внешнего электрического поля U в интервале $0 \div U_{\text{пробоя}}$ равно числу микронеровностей, действующих на кристалл полупроводника для данного значения приложенного давления;

б) при прямом смещении на ВАХ таких диодов участки ОДП N-типа не появятся.

2. Если $d + l_{n0} > z_m^*$, т. е. все сужения ШЗЗ локально деформированного полупроводника при $U=0$ находятся в обедненной носителями области, то на прямой ветви ВАХ такого диода появятся участки ОДП N-типа, а на обратной — нет.

3. Если $d + l_{no} \leqslant z_k^*$ и $d + l_{no} > z_l^*$ $(k+l=n)$, т. е. если сужения ШЗЗ при $U=0$ расположены по обе стороны границы обедненной носителями области l_{no}, то участки ОДП N-типа могут возникнуть и на прямых и на обратных ветвях ВАХ таких локально деформированных диодов.

Нетрудно найти выражения для критических значений концентрации примесей в базе локально деформированного диода и его удельного сопротивления, начиная с которых на прямых ВАХ возможно появление участка (участков) ОДП N-типа. Для n-германия

$$N_d \leqslant \frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{e(z_s^*)^2}, \quad \rho^* = \frac{(z_s^*)^2}{2\varepsilon\varepsilon_0\mu_n\varphi_k}, \tag{2}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость материала полупроводника, φ_k — контактная разность потенциалов, μ_n — подвижность электронов, z_k — глубина максимального сужения ШЗЗ полупроводника, обусловленная действием микронеровности с наименьшим радиусом закругления,

$$r_s^* < r_m \ll R \ (m=1, 2, \cdots n).$$

Подтверждением правильности вышеизложенного объяснения эффекта возникновения нескольких участков ОДП N-типа на ВАХ прижимных диодов Шоттки являются результаты работы [2]. При больших давлениях медь, которую поместили между индентором большого радиуса закругления и кристаллом полупроводника, растекается и заполняет «канавки» между микронеровностями на поверхностях полупроводника и индентора, сглаживая эти поверхности. Давление фактически осуществляется гладким сферическим индентором с радиусом закругления R (без каких-либо микронеровностей на поверхности) на гладкую поверхность полупроводникового кристалла. В этом случае ШЗЗ полупроводника претерпевает лишь одно максимальное сужение на глубине z^*, связанное с действием индентора с радиусом закругления R. На прямой и обратной ветвях ВАХ таких диодов должны наблюдаться по одному участку ОДП N-типа, что и получено в работе [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Меликян Э. Г., Бабаян Г. Г.* ФТП, 7, 1664 (1973).
2. *Меликян Э. Г.* ФТП, 7, 1022 (1973).
3. *Акопян М. Г.* Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 202 (1987).
4. *Меликян Э. Г., Арутюнян Ф. М., Акопян М. Г.* ФТП, 7, 1855 (1973).
5. *Акопян М. Г.* Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 287 (1987).

ԼՈԿԱԼ ԴԵՖՈՐՄԱՑՎԱԾ ԳԵՐՄԱՆԻՈՒՄԱՅԻՆ $p—n$ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ՇՈՏՏԿԻ ԴԻՈԴՆԵՐՈՒՄ N–ՏԻՊԻ ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՏԻՐՈՒՅԹՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ

Մ. Գ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկվում է գերմանիումային p—n *անցումների և Շոտկիի դիոդների վոլտ-ամպերային բնութագրերի (ՎԱԲ) վրա (ուղիղ և հակառակ ճյուղեր)* N*-տիպի բացասական դիֆերենցիալ հաղորդականության մի քանի տիրույթների առաջացման հնարավոր մեխանիզմը գնդային մեծ ինդենտորներով ճնշելիս։*

THE MECHANISM OF RISE OF SOME SECTIONS OF N-TYPE NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY ON VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTICS OF LOCALLY DEFORMED GERMANIUM p-n JUNCTIONS AND SCHOTTKY DIODES

M. G. HAKOPYAN

A possible mechanism of rise of some sections of negative differential conductivity on the voltage-current characteristics of germanium p-n junctions and Schottky diodes at local pressure exerted by a spherical indentor is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 342—345 (1987)

УДК 543.732;539.26

МОДУЛЯЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ НЕПРЕРЫВНОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА

М. А. НАВАСАРДЯН, С. С. ГАЛСТЯН, К. Т. АЙРАПЕТЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 мая 1986 г.)

Рассмотрена возможность модуляции непрерывной части спектра рентгеновского излучения от рентгеновских трубок при возбуждении в кристалле неустановившихся акустических колебаний. Модуляция рентгеновского

кронеровностей на поверхности) на гладкую поверхность полупроводникового кристалла. В этом случае ШЗЗ полупроводника претерпевает лишь одно максимальное сужение на глубине z^*, связанное с действием индентора с радиусом закругления R. На прямой и обратной ветвях ВАХ таких диодов должны наблюдаться по одному участку ОДП N-типа, что и получено в работе [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Меликян Э. Г., Бабаян Г. Г.* ФТП, 7, 1664 (1973).
2. *Меликян Э. Г.* ФТП, 7, 1022 (1973).
3. *Акопян М. Г.* Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 202 (1987).
4. *Меликян Э. Г., Арутюнян Ф. М., Акопян М. Г.* ФТП, 7, 1855 (1973).
5. *Акопян М. Г.* Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 287 (1987).

ԼՈԿԱԼ ԴԵՖՈՐՄԱՑՎԱԾ ԳԵՐՄԱՆԻՈՒՄԱՅԻՆ $p—n$ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ՇՈՏՏԿԻԻ ԴԻՈԴՆԵՐՈՒՄ N–ՏԻՊԻ ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՏԻՐՈՒՅԹՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ

Մ. Գ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկվում է գերմանիումային p—n *անցումների և Շոտկիի դիոդների վոլտ-ամպերային բնութագրերի (ՎԱԲ) վրա (ուղիղ և հակառակ ճյուղեր)* N*-տիպի բացասական դիֆերենցիալ հաղորդականության մի քանի տիրույթների առաջացման հնարավոր մեխանիզմը գնդային մեծ ինդենտորներով ճնշելիս*

THE MECHANISM OF RISE OF SOME SECTIONS OF N-TYPE NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY ON VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTICS OF LOCALLY DEFORMED GERMANIUM p-n JUNCTIONS AND SCHOTTKY DIODES

M. G. HAKOPYAN

A possible mechanism of rise of some sections of negative differential conductivity on the voltage-current characteristics of germanium p-n junctions and Schottky diodes at local pressure exerted by a spherical indentor is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 342—345 (1987)

УДК 543.732;539.26

МОДУЛЯЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ НЕПРЕРЫВНОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА

М. А. НАВАСАРДЯН, С. С. ГАЛСТЯН, К. Т. АЙРАПЕТЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 мая 1986 г.)

Рассмотрена возможность модуляции непрерывной части спектра рентгеновского излучения от рентгеновских трубок при возбуждении в кристалле неустановившихся акустических колебаний. Модуляция рентгеновского

излучения наблюдалась в широком диапазоне периода колебаний $T = 33 \div 0{,}14$ мс. В геометрии Лауэ рассматривались отражения от разных атомных плоскостей для длин волн $\lambda = 0{,}39 \div 1{,}4$ Å. Для соответствующих отражений приведены значения длин экстинкции, которые иногда превышают толщину кристалла.

Модуляция излучений ангстремных длин волн имеет большое значение как с точки зрения изучения физических свойств веществ, сквозь которые проникает излучение, так и с точки зрения возможности самой модуляции излучений ангстремных длин волн.

Поэтому после появления первых работ, посвященных этому вопросу [1, 2], как только стало возможным модулировать характеристическое излучение от рентгеновских трубок с применением пьезоэлектрических модуляторов на основе кварца, возник естественный вопрос, а можно ли модулировать непрерывный спектр излучения рентгеновских трубок, применяя неустановившиеся акустические колебания? Решение этой задачи интересно с точки зрения вопроса интенсивности. Дело в том, что интенсивность непрерывного спектра на два порядка слабее, чем интенсивность характеристического излучения.

Для наблюдения модуляции с использованием отдельных областей непрерывного спектра рентгеновского излучения нами была положена в основу такая же экспериментальная схема, что и в работе [1].

В настоящей работе для охвата всей области длин волн белого излучения кристалл и детектор известным способом одновременно вращались вокруг оси, проходящей по центру гониометра, находясь в дискретных точках таким образом, чтобы детектор все время регистрировал дифрагированный пучок [3] ($\gamma = 2\omega$, где ω — угол вращения образца, γ — угол вращения детектора). Рабочий пучок имел угловую расходимость $1{,}5^\circ$, что означает, что в отраженном пучке в каждом случае участвовал определенный набор длин волн. Было показано, что кроме характеристического излучения в рабочем диапазоне модуляции содержатся также отдельные области длин волн в пределах от 0,39 до 1,4 Å (отражение получалось от плоскости $(10\bar{1}1)$). Режим работы трубки: $V = 40$ kV, $I = 20$ mA. Ниже предела $\lambda = 0{,}39$ Å осуществлять модуляцию невозможно из-за малой интенсивности рентгеновского излучения, соответствующей этой длине волны. Область длин волн $\lambda > 1{,}4$ Å не была рассмотрена, так как в этой

Рабочая толщина кристалла составляла 0,3 мм, резонансная частота кварца $\gamma_0 = 10$ мГц. Толщина кристалла выбиралась такой с целью, чтобы для некоторых излучений (а именно для малых длин волн) длина экстинкции была больше, чем толщина кристалла. С той же целью выбирались и рабочие атомные плоскости. В эксперименте были использованы атомные плоскости $(10\bar{1}1)$, $(10\bar{1}0)$, $(11\bar{2}0)$, $(20\bar{2}2)$, $(30\bar{3}3)$ и $(202\bar{0})$, которые имели соответствующие величины экстинкционных длин 52; 114; 100; 102; 500; 103 (в мкм).

Экстинкционная длина вычислялась нами по формуле [4]

области уже появляется вторая гармоника и эксперимент становится недостоверным, хотя для углов отражения больше чем $12{,}4^\circ$ модуляция все еще осуществима.

4—691

$$\Lambda = \frac{\pi m c^2}{e^2} \frac{\cos\theta}{\lambda} \frac{\Omega}{|F_{hkl}|},$$

где m, e — масса и заряд электрона, c — скорость света, θ — угол Брэгга, $|F_{hkl}|$ — структурные факторы отражения от плоскостей (hkl), Ω — объем элементарной ячейки. Как следует из формулы, все параметры для данного отражения известны, меняется только $|F_{hkl}|$. Его значение было взято из [5]. Предполагалось, что интенсивность отражения прямо пропорциональна первой степени структурного фактора, $I \sim kF$.

При постоянной частоте пьезопреобразователя двойная модуляция проводилась как с помощью периодических колебаний прямоугольной и синусоидальной форм в широком диапазоне периода колебаний $T = 33 \div 0{,}14$ мс (см. рис. 1), так и с помощью колебаний сложной формы в неустановившемся режиме.

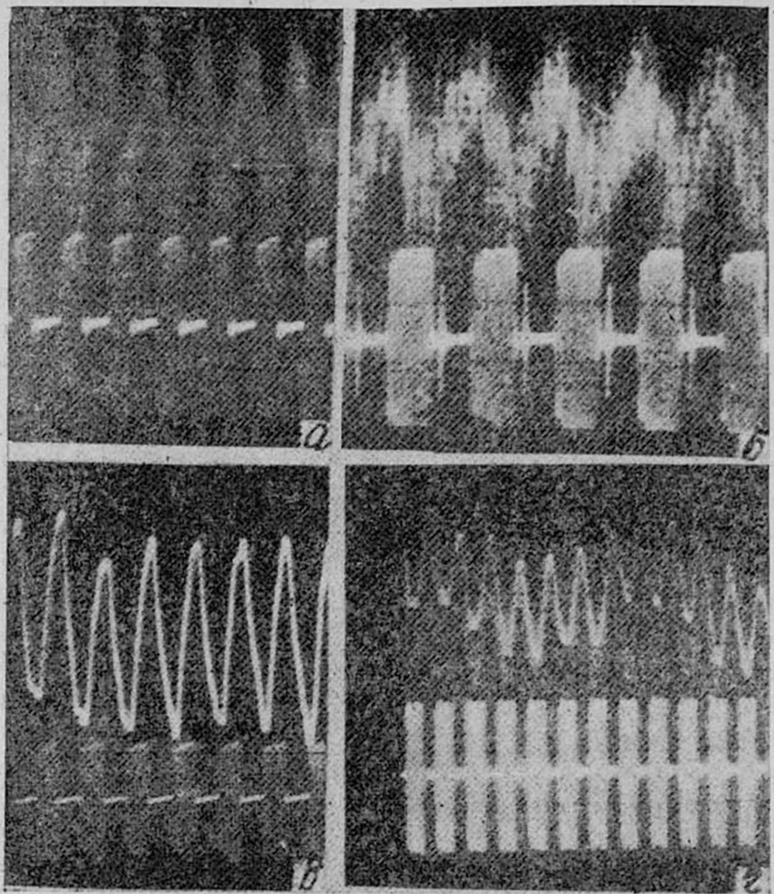


Рис. 1. (а, б)—фотографии колеблющегося пучка у выхода ФЭУ (сверху), снятые с экрана осциллографа, и модулированных электрических колебаний, передаваемых от генератора к модулирующему кристаллу (снизу), при соответствующих частотах: $\nu = 1$ кГц (а), $\nu = 3$ кГц (б); (в, г)—фотографии колеблющегося пучка у выхода антегрирующей схемы (сверху), снятые с экрана осциллографа, и модулированных электрических колебаний, передаваемых от генератора к модулирующему кристаллу (снизу), при соответствующих частотах: $\nu = 1$ кГц (в), $\nu = 3$ кГц (г).

Как и ожидалось, уровень и качество модуляции, осуществляемой с помощью непрерывной части спектра, хуже, чем при аналогичной модуляции, осуществляемой с помощью характеристического излучения. Модуляция осуществлялась для всех плоскостей, однако хорошие результаты как с помощью характеристического, так и с помощью непрерывного пучка получились при использовании плоскости $(10\bar{1}1)$. Интересно отметить, что хорошая модуляция получилась также при использовании плоскостей, перпендикулярных оптической оси кварца [0001] (см. рис. 2), для которых

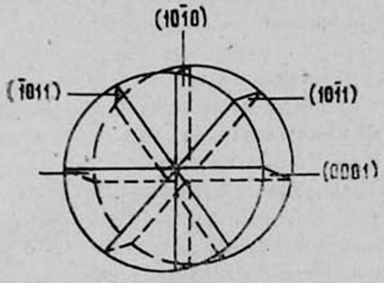


Рис. 2. Взаимная ориентация атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$, $(10\bar{1}0)$, (0001) кварцевой пластины X-среза.

в работе [6] изменение интенсивности при приложении к образцу постоянного напряжения не наблюдалось.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Навасардян М. А., Назарян Ю. Р., Мирзоян В. К.* Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 425 (1979).
2. *Мкртчян А. Р.* и др. Письма в ЖТФ, 9, 1181 (1983).
3. *Хейкер Д. М.* Рентгеновская дифрактометрия монокристалла. Физматиздат, Л., 1973.
4. *Пинскер З. Г.* Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. Изд. Наука, М., 1974.
5. *Михеев В. И.* Рентгенометрический определитель минералов. Гос. науч.-техиздат, М., 1957.
6. *Лапин Е. Г.* и др. ЖЭТФ, 73, 1016 (1977).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՆ ՆՐԱ ՍՊԵԿՏՐԻ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՏԻՐՈՒՅԹԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՄԲ

Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ, Ս. Ս. ԳԱԼՍՏՅԱՆ, Կ. Տ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ռենտգենյան ճառագայթի անընդհատ սպեկտրի մոդուլյացիայի հնարավորությունները, երբ մոդուլացնող բյուրեղի վրա կիրառված են չկայունացված ակուստիկ տատանումներ: Մոդուլյացիա է դիտվել տատանման պարբերությունների լայն տիրույթի համար՝ T=33—0,14 *մվ: Լաուեի դեպքում ուսումնասիրվել են տարբեր ատոմական հարթություններից ստացված անդրադարձումները ալիքի երկարությունների* $\lambda=0{,}39-1{,}4$ Å *տիրույթի համար: Համապատասխան անդրադարձնող հարթությունների համար բերված են էկստինկցիայի երկարությունների արժեքները, որոնք երբեմն ավելի մեծ են, քան բյուրեղի հաստությունը:*

MODULATION IN THE CONTINUOUS PART OF AN *X*-RAY SPECTRUM

M. A. NAVASARDYAN, S. S. GALSTYAN, K. T. HAIRAPETYAN

The possibility of *X*-ray modulation in the continuous part of the spectrum (with an *X*-ray tube as the source) is considered in case of excitation of unstable acoustic oscillations in the crystal. The modulation is observed in a wide range of oscillation periods $T=33\div0.14$ msec. The Laue geometry reflections from different atomic planes are considered for the following range of X-ray wavelengths $\lambda=0.39\div1.4$ Å. Values of the extinction length exceeding at times the crystal thickness are given for corresponding reflections.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ
22 тома за 1987 г.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

ISSN 0002—3035

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Том 22 Выпуск 6 1987

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ