

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1986

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ավետիսի, Վ. Մ. Հաբարյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղաթիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շանեղաբյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շաբաբյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Զ. Զ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

УДК 539.126.34

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ МЕЖДУ ПАРАМИ ПРОТОНОВ И МАЛОЭНЕРГИЧНЫМИ ПИОНАМИ, ОБРАЗОВАННЫМИ В π^- -С-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГэВ/с

В. М. АСАТУРЯН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

Г. Р. ГУЛКАНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 2 июня 1984 г.)

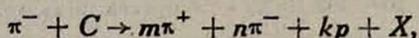
Работа посвящена изучению корреляций относительных выходов π^+/π^- -мезонов и протонных пар в π^- -С-взаимодействиях при 5 ГэВ/с. В области импульсов 200—300 МэВ/с обнаружено подавление относительных выходов π^+/π^- -мезонов в событиях с парами протонов, угол $\vartheta > 90^\circ$ разлета которых соответствует кинематике реакции $\pi^+d \rightarrow pp$. Это явление интерпретируется как эффект механизма поглощения медленных вторичных π^+ -мезонов квазидейтронной парой нуклонов в ядре.

Возросший за последние годы интерес к изучению глубоко неупругих процессов на ядерных мишенях связан, в первую очередь, с возможностью извлечения информации о структуре атомного ядра на малых (по сравнению с размерами нуклона) расстояниях. К таким процессам относится образование кумулятивных частиц [1], в частности, протонов, вылетающих в лабораторной системе координат в заднюю полусферу, запрещенную для реакций на свободном нуклоне. В настоящее время пространственно-временная картина образования кумулятивных протонов окончательно не установлена. Скорее всего за этот процесс ответственны несколько механизмов, дающих различный вклад в разных областях изменения кинематических переменных. В работах [2, 3] получены экспериментальные указания на заметную роль механизма поглощения вторичных малоэнергичных π^+ -мезонов в ядерном веществе с последующим образованием «протонов назад». Этот механизм приводит к экспериментально наблюдаемым корреляциям между выходами пионов и протонов назад: отношение $R = (d\sigma/dP_{\pi^+}) / (d\sigma/dP_{\pi^-})$ инклюзивных спектров π^\pm -мезонов в области импульсов $P_\pi \sim 250$ МэВ/с (соответствующих максимуму сечения поглощения [4] π^+ -мезона квазидейтронной парой, $\pi^+d \rightarrow pp$) в событиях с образованием протона назад в 1,5—2 раза ниже, чем в событиях без образования протона назад. Более достоверную информацию о роли указанного механизма образования протонов назад может дать изучение характеристик реакций с вылетом пары протонов из ядра («сигнатура» субпроцесса $\pi^+d \rightarrow pp$). Кинематика реакции $\pi^+d \rightarrow pp$ налагает оп

ределенные ограничения на характеристики пары вторичных протонов: их минимальный импульс равен $P_{\min} = 370$ МэВ/с, угол разлета ϑ_{pp} меняется в пределах $180-130^\circ$ при импульсе пиона $P_{\pi^+} = (0-600)$ МэВ/с. Для квазидейтрона в ядре нижние границы импульса и угла разлета протонов несколько меньше.

В работе [5] исследованы некоторые усредненные характеристики процессов образования пары протонов (один из которых вылетает в заднюю полусферу, другой—в переднюю) в π^-C -взаимодействиях. Найдены определенные корреляции между суммарной кинетической энергией T пары протонов и средним углом $\bar{\vartheta}_{pp}$ их разлета и средней множественностью \bar{n}_{π^+} малоэнергичных π^+ -мезонов ($P_{\pi^+} < 600$ МэВ/с): в области $0,19 < T < 0,26$ ГэВ $\bar{\vartheta}_{pp}$ имеет максимум, равный $\bar{\vartheta}_{pp} \approx 120^\circ$, а \bar{n}_{π^+} — минимум. Такой характер корреляций ожидается для механизма образования пары протонов в реакции $\pi^+ d \rightarrow pp$.

В настоящей работе исследуется ряд других характеристик реакций образования пары протонов в π^-C -взаимодействиях. На основе статистики примерно в 12 тысяч событий π^-C -взаимодействий при 5 ГэВ/с, полученной с помощью метровой пропановой пузырьковой камеры ЛЯГІ ОИЯИ, анализируются события следующего типа



где $n, m \geq 0, k \geq 2$. Импульсы протонов P_p заключены в интервале 300—700 МэВ/с, где протоны идентифицируются достаточно надежно. Нижняя граница $P_p \geq 300$ МэВ/с выбрана с целью исключения протонов, которые могли бы образоваться путем испарения из остаточного ядра.

Для выяснения эффектов, связанных с процессом поглощения вторичных π^+ -мезонов в квазидейтроне, отбирались: а) пары, в которых по крайней мере один протон вылетал в заднюю полусферу и угол разлета $\vartheta_{p,p}$ между протонами был больше 90° (к «фоновым» событиям относились пары, в образование которых указанный механизм не мог давать заметного вклада); б) пары, в которых хотя бы один протон вылетал в заднюю полусферу, но углы разлета $\vartheta_{p,p} < 90^\circ$ были далеки от кинематически возможной границы для процесса $\pi^+ d \rightarrow pp$; в) пары, для которых $\vartheta_{p,p} > 90^\circ$, но по крайней мере один из протонов вылетал в переднюю полусферу, куда основной вклад дают протоны отдачи, образованные в результате рассеяния на них налетающего или вторичных адронов.

На рис. 1 для отобранных пар протонов приведено отношение R инклюзивных спектров π^\pm -мезонов в зависимости от их импульса. Видно, что в области $P_\pi \sim 150-350$ МэВ/с для случая а) имеется минимум, в то время как для случаев б) и в) такая структура не наблюдается. Это более наглядно видно на рис. 2, где представлено отношение ρ значений R для случаев б) и в) к значению для случая а). Зависимость ρ от импульса пионов, по-видимому, обусловлена вкладом процесса $\pi^+ d \rightarrow pp$ и качественно соответствует импульсной зависимости его сечения [4], также приведенного на рис. 2.

Наблюдаемые для подборки а) корреляции, если они обусловлены процессом $\pi^+ d \rightarrow pp$, должны усиливаться, если делать дополнитель-

ный отбор также по углам вылета пионов. На рис. 3 приведены зависимости, аналогичные представленным на рис. 1а, для π^\pm -мезонов, попавших в телесный угол Ω_{pp} , охватываемый парой протонов, и для π^\pm -мезонов, не попавших в Ω_{pp} (Ω_{pp} определяется конусом, направле-

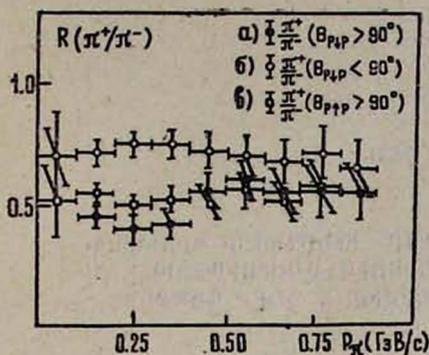


Рис. 1. Относительные выходы π^+/π^- -мезонов в событиях, в которых угол разлета между протонами: а) $\theta_{p_1 p} > 90^\circ$; б) $\theta_{p_1 p} < 90^\circ$; в) $\theta_{p_1 p} > 90^\circ$.

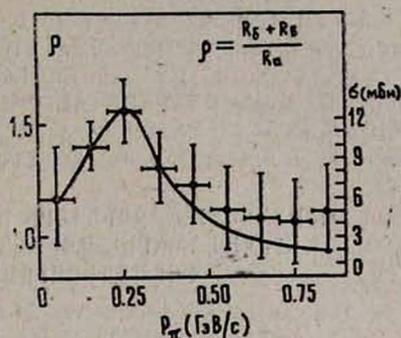
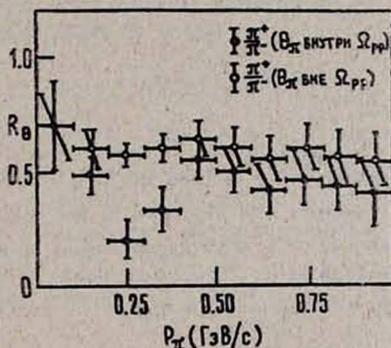


Рис. 2. Отношение ρ относительных выходов π^+/π^- -мезонов, приведенных на рис. 1, для случаев б и в к случаю а (максимум σ выбран в соответствии со значением ρ в точке $P_x = 0,25$ ГэВ/с).

ние оси которого совпадает с направлением суммарного импульса пары протонов $P = P_1 + P_2$, а угол раствора $\theta = \max(\widehat{P_1 P_2})$. Видно, что для пионов, не попавших в конус, т. е. когда угол вылета π^+ -мезона далек от кинематически допустимой области для реакции $\pi^+ d \rightarrow pp$,

Рис. 3. Относительные выходы π^+/π^- -мезонов в случаях, когда: а) θ_π лежит внутри телесного угла Ω_{pp} ; б) θ_π лежит вне телесного угла Ω_{pp} .



указанное отношение не зависит от P_x . В случае же пионов, попавших в конус, отношение R в области $P_x \sim 200-300$ МэВ/с сильно уменьшается. Этот факт является дополнительным (помимо данных, приведенных на рис. 1) свидетельством в пользу того, что в образование протонов назад, а также пар протонов с большим углом разлета заметную роль играет механизм поглощения малоэнергичных вторичных π^+ -мезонов квазидейтронной парой нуклонов ядра мишени. Для количественных оценок вклада указанного механизма в образование кумулятивных протонов необходимо проведение аналогичных корреляционных исследований на других ядрах и с другими первичными частицами.

В заключение авторы благодарят сотрудников ЛЯП ОИЯИ Ю. А. Будагова, Ю. Ф. Ломакина и О. Б. Абдинова за обсуждения и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А. М. ЭЧАЯ, 8, 429 (1977).
2. Асатурян В. М. и др. ЯФ, 38, 684 (1983).
3. Гулкян Г. Р. и др. Препринт ЕФН-643(33)—83, 1983.
4. Jones G. Preprint TRI-PP-62, 1981.
Boswell R. et al. Phys. Rev., C 25, 2540 (1982).
5. Абдинов О. Б. и др. ЯФ, 38, 1209 (1983).

ՊՐՈՏՈՆԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԵՐԻ ԵՎ ՑԱՄՐ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՊԻՈՆՆԵՐԻ
ՄԻՋԵՎ ԿՈՐԵԼՅԱՑԻԱՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ
 π^-C -ՓՈԽԱԶԳԻՅՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ 5 ԳԷՎ/Ց ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Մ. ԱՍԱՏՈՒՐՅԱՆ, Ա. Հ. ԽՈՒԿԱՎԵՐԳՅԱՆ, Հ. Ռ. ԳՈՒԼԲԱՆՅԱՆ

Աշխատանքը նվիրված է π^-C -փոխազդեցություններում 5 ԳԷՎ/Ց դեպքում π^+/π^- -մեզոնների հարաբերական ելքերի և պրոտոնային զույգերի միջև կորելյացիաների ուսումնասիրությանը: $\pi^+d \rightarrow pp$ սեակցիայի կինեմատիկային համապատասխանազորությամբ նրա հատմամբ մեծ անկյան տակ թույլ պրոտոնների դեպքերում հայտնաբերված է π^+/π^- -մեզոնների հարաբերական ելքերի նվազում իմպուլսների 200—300 ՄԷՎ/Ց տիրույթում: Այդ երևույթը մեկնաբանվում է որպես միջուկում կվարկոնյութի կողմից դանդաղ երկրորդային π^+ -մեզոնների կլանման էֆեկտ:

INVESTIGATION OF CORRELATIONS BETWEEN PROTON PAIRS AND LOW-ENERGY PIONS PRODUCED IN π^-C INTERACTIONS AT 5 GeV/c

V. M. ASATURYAN, H. R. GULKANYAN, A. H. KHUDAVERDYAN

The correlations of relative yields of π^+/π^- mesons and proton pairs in π^-C interactions were studied at 5 GeV/c. Some suppression in the relative yields of π^+/π^- mesons was observed in the region of momenta 200÷300 MeV/c in events with proton pairs, the divergence angles of which $\theta > 90^\circ$ correspond to the $\pi^+d \rightarrow pp$ reaction kinematics. This phenomenon is attributed to the absorption of secondary low-energy π^+ mesons by a quasi-deuteron pair of nucleons in the nucleus.

УДК 538. 566

О ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛНАХ
НА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД

К. А. БАРСУКОВ, А. Д. КАНАРЕЙКИН

Ленинградский электротехнический институт
имени В. И. Ульянова (Ленина)

(Поступила в редакцию 30 марта 1985 г.)

Теоретически рассмотрены условия существования поверхностных электромагнитных волн на плоской границе раздела движущейся и неподвижной сред с произвольными значениями диэлектрических проницаемостей по разные стороны границы раздела. Показано, что при наличии ненулевого угла между направлениями скорости движения среды и волнового вектора поверхностные волны существуют при положительных значениях диэлектрических проницаемостей и для однородной среды в частности. Исследованы условия существования поверхностных волн при различных значениях параметров задачи.

Поверхностные электромагнитные волны (ПВ) на плоской границе раздела двух движущихся сред при совпадении направлений распространения ПВ и относительной скорости движения сред подробно исследованы в [1]. Однако в этом случае условия существования ПВ остаются такими же, как и для неподвижных сред—диэлектрические проницаемости должны иметь различные знаки по разные стороны границы раздела, и здесь возможно разделение ТЕ и ТМ волн. В случае произвольного угла между направлением распространения ПВ и скоростью движения среды ПВ приобретают гибридный характер и исследование их свойств заметно усложняется. Вместе с тем у ПВ возникают существенно новые особенности: появляется область углов, где ПВ существуют на тангенциальном разрыве скорости однородной среды, возможно появление ПВ на границе сред с положительными значениями диэлектрических проницаемостей в собственных системах отсчета и т. д.

Рассмотрим систему отсчета, в которой при $z > 0$ среда с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 покоится, а при $z < 0$ среда с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 движется со скоростью β ($\beta \cos \theta$, $\beta \sin \theta$, 0). Будем искать поле ПВ, бегущей вдоль оси x , в виде

$$\exp\left(i\omega t - i\frac{\omega}{c}n_x x - \frac{\omega}{c}x_{1,2}|z|\right), \quad (1)$$

где $n_x = \frac{ck_x}{\omega}$, $\beta = \frac{v}{c}$, k_x — волновое число ПВ,

$$x_1 = (n_x^2 - \epsilon_1)^{\frac{1}{2}}, \quad x_2 = \left[n_x^2 - 1 - \frac{\epsilon_2 - 1}{1 - \beta^2} (1 - \beta n_x \cos \theta)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

Решение задачи сводится к представлению всех компонент полей в виде (1) с соответствующими амплитудами и составлению линейной си-

стемы уравнений относительно этих амплитуд, получаемой из системы уравнений Максвелла, материальных соотношений Минковского и граничных условий при $z=0$ [3]. Заметим, что, как показано в [2], при отсутствии проводимости эти граничные условия совпадают с соответствующими условиями на границе неподвижных диэлектриков. Не выписывая самой системы уравнений, которые получаются довольно тривиальными преобразованиями, приведем окончательные выражения для полей ПВ:

$$\begin{aligned} H_y &= -\frac{\varepsilon_1}{ix_1} E_x, \quad E_y = -\frac{x_2\varepsilon_1 + x_1\varepsilon_2 + x_1\alpha\beta_y^2}{x_1\alpha\beta_y(n_x - \beta_x)} E_x, \\ H_x &= \frac{x_2\varepsilon_1 + x_1\varepsilon_2 + x_1\alpha\beta_y^2}{i\alpha\beta_y(n_x - \beta_x)} E_x, \\ H_z &= \frac{\alpha(x_2\varepsilon_1\beta_x^2 - x_1\varepsilon_2\beta_x^2)n_x - (n_x + \alpha\beta_x)(x_2\varepsilon_1 + x_1\varepsilon_2)}{\alpha x_1\beta_y(n_x - \beta_x)} E_x, \\ E_z &= \frac{\varepsilon_1(n_x - \alpha(n_x\beta_x^2 - \beta_x))(n_x - \beta_x) - x_1(x_2\varepsilon_1 + x_1\varepsilon_2 + x_1\alpha\beta_y^2)}{i\varepsilon_2 x_1(n_x - \beta_x)} E_x, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\alpha = (\varepsilon_2 - 1)\gamma^2$, $\beta_x = \beta \cos \theta$, $\beta_y = \beta \sin \theta$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$.

E_x играет роль потенциала и определяется из условия возбуждения ПВ, кроме того, выражения (3) имеют смысл при наличии положительных решений n_x^2 следующего дисперсионного уравнения

$$(\varepsilon_1 x_2 + \varepsilon_2 x_1)(x_1 + x_2) = (\varepsilon_2 - 1)(\varepsilon_1 - 1)n_x^2 \gamma^2 \beta_y^2. \quad (4)$$

Очевидно, что (4) не имеет решений при $\varepsilon_1 < 0$ и $\varepsilon_2 < 0$, $\theta \neq 0$, как и для неподвижной среды. В то же время они существуют для значений параметров задачи при $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 > 0$. ПВ проще всего исследовать прямо с помощью уравнения (4). Для наглядности далее будем использовать координатную плоскость в переменных $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ при различных β .

Из уравнения (4) легко видеть, что если ПВ распространяется вдоль скорости движения среды ($\beta_y = 0$), то ε_1 и ε_2 должны иметь разные знаки, как и для неподвижной среды; в однородной среде такие волны не существуют. Если же между \mathbf{k}_1 и β имеется отличный от нуля угол, ситуация существенным образом меняется. Особенно заметные эффекты возникают при распространении ПВ перпендикулярно скорости движения среды, когда $\beta_x = 0$.

Области существования решений уравнения (4) на плоскости $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ (рис. 1) ограничены кривой с индексом ξ , определяемой уравнением $\kappa_1 = 0$, когда эффективная толщина поля ПВ неограниченно растет и поле перестает быть локализованным вблизи границы раздела. Аналогичной кривой для движущейся среды, $\kappa_2 = 0$, соответствует индекс η . Область существования решений (4) ограничена также кривыми, соответствующими срыву колебаний ПВ при $n_x \rightarrow \infty$ (кривая с индексом ζ).

При $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 > 0$ области существования ПВ на рис. 1 заключены между кривыми ξ и η , при $\varepsilon_1 < 0$, $\varepsilon_2 > 0$ — между кривой ζ и осью ε_1 , а при $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$ — между кривой ζ и осью ε_2 . Прямая с индексом ζ_0 определяет область $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$ при $\varepsilon_2 < 0$ и область $|\varepsilon_1| > \varepsilon_2$ при $\varepsilon_1 < 0$, что соответствует таким ε_1 и ε_2 , при которых в неподвижной среде существуют ПВ.

Легко видеть, что с ростом скорости движения среды область допустимых положительных значений ε_1 и ε_2 расширяется, причем для малых скоростей возможные положительные ε_1 и ε_2 лежат вблизи прямой $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, что соответствует тангенциальному разрыву скорости движения однородной среды. Таким образом, тангенциальный разрыв однородной сре-

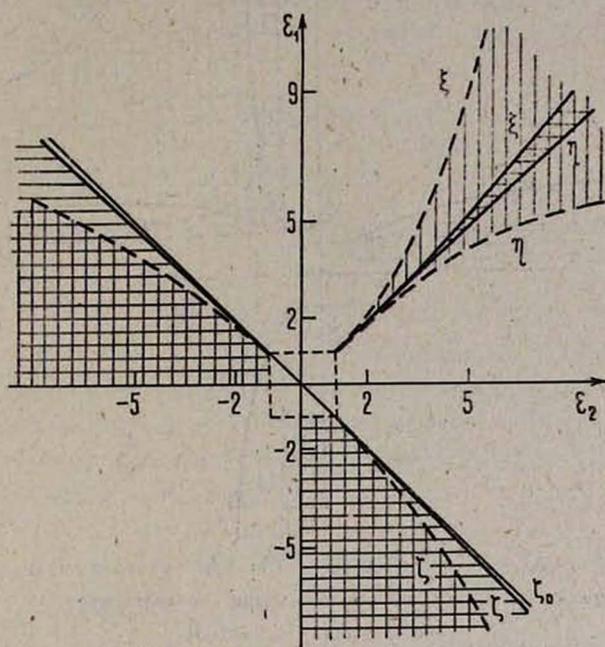


Рис. 1. Области существования ПВ при слабoreлятивистских скоростях, $|\varepsilon_{1,2}| > 1$: сплошная линия соответствует $\beta^2 = 0,01$; штриховая — $\beta^2 = 0,1$.

ды оказывается единственным возможным случаем существования ПВ при нерелятивистских скоростях и положительных ε_1 и ε_2 . В случае малых скоростей из (4) следует

$$n_x^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \beta^2 \frac{(\varepsilon_2 - 1) \varepsilon_1^2 (2 \varepsilon_2^2 \varepsilon_1 - \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}, \quad (5)$$

причем последнее имеет смысл лишь для ε_1 и ε_2 , имеющих разные знаки. В этом случае области допустимых ε_1 и ε_2 сужаются с ростом скорости (рис. 1) и переходят в область $|\varepsilon_1| < 1$ и $|\varepsilon_2| < 1$ при ультрарелятивистских скоростях (рис. 2), что и следовало ожидать, так как при $\beta \rightarrow 1$ среда ведет себя как холодная электронная плазма.

Решение уравнения (4) в ультрарелятивистском пределе имеет вид

$$n_x^2 = \frac{\varepsilon_1}{1 - \varepsilon_1} + \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \varepsilon_1}{(\varepsilon_1 - 1)(\varepsilon_2 - 1)} \left(\frac{1 - \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_1} (1 - \beta^2) \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

и при $\beta \rightarrow 1$ решение не зависит от свойств движущейся среды. Интересно, что при положительных ε_1 и ε_2 и ультрарелятивистских скоростях определяющую роль начинает играть срыв колебаний ПВ (кривая с индексом ζ на рис. 2), что и приводит к вырождению области допустимых положительных ε_1 и ε_2 при $\beta \rightarrow 1$, $\varepsilon_1 > 1$, $\varepsilon_2 > 1$.

Для плазменноподобных сред при $\varepsilon_1 < 1$ и $\varepsilon_2 < 1$ (рис. 3) области допустимых ε_1 и ε_2 , соответствующие различным решениям (4), перекрываются—область пересечения соответствует двум модам ПВ. Размеры

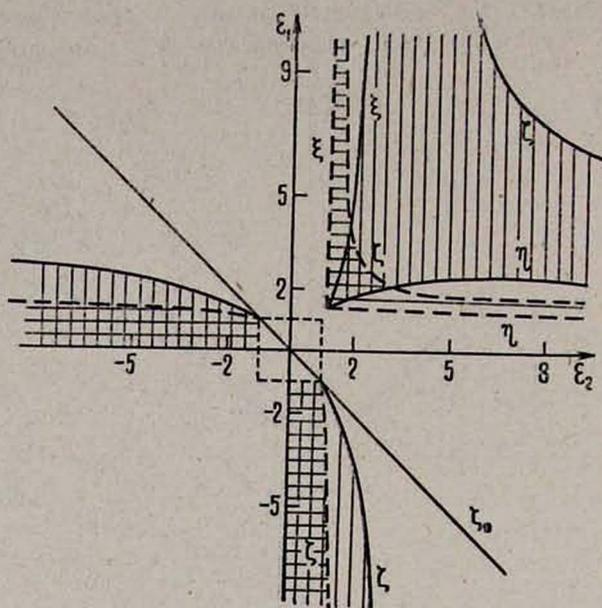


Рис. 2. Области существования ПВ при ультрарелятивистских скоростях, $|\varepsilon_{1,2}| > 1$: сплошная линия соответствует $\beta^2 = 0,41$; штриховая — $\beta^2 = 0,81$.

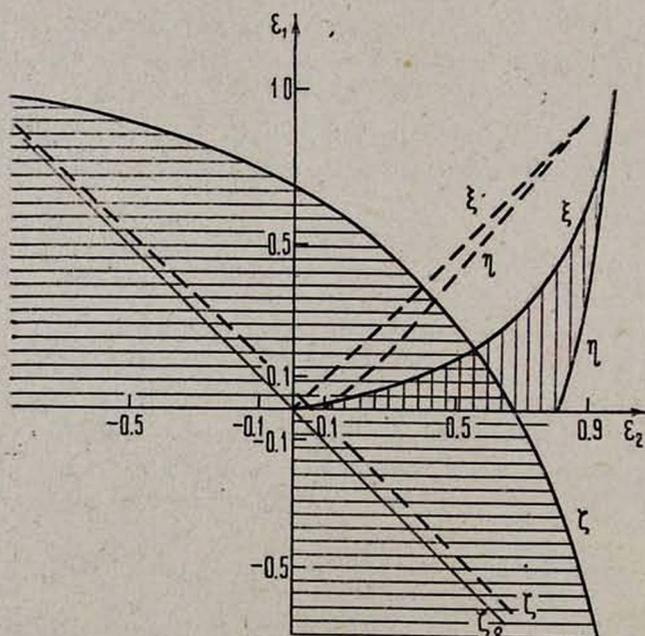


Рис. 3. Области существования ПВ для плазменноподобных сред, $|\varepsilon_{1,2}| < 1$: штриховая линия соответствует $\beta^2 = 0,1$; сплошная — $\beta^2 = 0,81$.

этой области определяются диэлектрической проницаемостью движущейся среды $\sqrt{\epsilon_2} \sim \beta$, и для малых скоростей эффект может наблюдаться только вблизи нуля диэлектрической проницаемости ϵ_2 .

Если движущаяся среда граничит с вакуумом, $\epsilon_1 = 1$, то, как и для неподвижной среды, ПВ существуют при $\epsilon_2 < 0$, однако и в рассматриваемом случае существенным является наличие некоторого критического угла между \mathbf{k}_\perp и β . Для границы с вакуумом решение (4) имеет следующий вид

$$n_x = (\gamma^2 \beta \cos \theta \pm D) (1 + \gamma^2 \beta^2 \cos^2 \theta - |\epsilon_2|)^{-1}, \quad (7)$$

где

$$D^2 = \gamma^4 \beta^2 \cos^2 \theta - (1 + \gamma^2 \beta^2 \cos^2 \theta - |\epsilon_2|) (|\epsilon_2| + \gamma^2 - 1),$$

откуда следует, что для существования устойчивых решений необходимо выполнение условия

$$|\epsilon_2| > 1 + (\beta^2 \cos^2 \theta) \gamma^2, \quad (8)$$

т. е. ПВ не существуют в ультрарелятивистском пределе для продольного распространения, а при $|\epsilon_2| > 1$ всегда существуют для поперечного, причем для заданного ϵ_2 существует некоторый предельный угол, определяющий область, в которой могут распространяться ПВ на границе движущейся среды с вакуумом.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Пикулин В. Д., Степанов Н. С. ЖТФ, 45, 2288 (1975).
2. Лупанов Г. А., Пикулин В. Д., Степанов Н. С. Изв. вузов, Радиофизика, 23, 470 (1980).
3. Столяров С. Н. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 22 (1975).

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԸ ՇԱՐԺՎՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՀԱՐԹ ՍԱՀՄԱՆԻ ՎՐԱ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Ա. Դ. ԿԱՆԱՐԵՅԿԻՆ

Տեսականորեն քննարկված են կամայական դիէլեկտրիկ թափանցելիութուն ունեցող շարժվող և անշարժ միջավայրերի բաժանման հարթ սահմանի վրա մակերևութային էլեկտրամագնիսական ալիքների գոյության պայմանները: Ցույց է տրված, որ միջավայրի շարժման արագության և ալիքային վեկտորի ուղղությունների միջև ոչ զրոյական անկյան առկայության դեպքում մակերևութային ալիքները գոյություն ունեն դիէլեկտրիկ թափանցելիության դրական արժեքների համար: Հետազոտված են մակերևութային ալիքների գոյության պայմանները խնդրի պարամետրերի տարբեր արժեքների համար:

SURFACE ELECTROMAGNETIC WAVES ON THE PLANE BOUNDARY OF MOVING MEDIA

K. A. BARSUKOV, A. D. KANAREJKIN

The conditions for the existence of surface electromagnetic waves on the boundary of two media with arbitrary values of permittivity have been theoretically considered. It was shown, that in case of nonzero angle between the direction of the velocity of medium motion and the wave vector, the surface waves existed for positive values of permittivity, and in particular for homogeneous media. The conditions for the existence of surface waves at different values of parameters were investigated.

УДК 535;538.61

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА НА ГРАНИЦАХ АНИЗОТРОПНОГО МАГНИТОАКТИВНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 января 1984 г.)

Рассмотрено отражение и преломление света на границе анизотропного магнитоактивного диэлектрика. Получена формула, описывающая зависимость магнитооптического изменения интенсивности отраженного света от азимута поляризации и эллиптичности поляризации падающей волны при полярном намагничении. Вычислена зависимость азимута поляризации волны, прошедшей через анизотропную магнитоактивную пластинку, от азимута падающей волны и приведены экспериментальный и расчетные графики азимутальной зависимости усиления поворота плоскости поляризации. Обсуждена роль слабой анизотропии в поляризации волн в бигротропной среде.

Рассмотрим некоторые особенности отражения и преломления света на границах анизотропного магнитоактивного диэлектрика, относящиеся к поляризации и интенсивности света, взаимодействующего со средой.

1. Зависимость магнитооптического изменения интенсивности отраженного света от поляризации падающей волны при полярном намагничении. Одной из областей эффективного применения магнитооптических методов исследования является получение информации о среде путем измерения параметров отраженного (а не прошедшего) света [1—7]. В частности, как было показано в [7], магнитооптическое изменение интенсивности отраженного света при меридианальном намагничении пропорционально первой степени модуля $|g_e|$ вектора гирации при круговой поляризации падающего света, в то время как при линейной поляризации оно пропорционально g_e^2 . Ниже рассматривается аналогичная задача при полярном намагничении.

Пусть среда с ненулевыми компонентами тензора диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_1, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_2, \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = -ig_e, \quad |\epsilon_2 - \epsilon_1| \gg |g_e| \quad (1)$$

занимает область $z \geq 0$ и плоская волна

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \exp i(k_x x + k_z z - \omega t) \quad (2)$$

падает из области $z \leq 0$ (вакуум) на границу $z = 0$. При выполнении соотношения

$$|k_0^4 g_e^2 [1 - k_x^2 (k_0^2 \epsilon_1)^{-1}]| \ll |2 \epsilon_2^2 k_x^4 (\epsilon_2 - \epsilon_1)^2 (2 \epsilon_1)^{-2}|, \quad k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 \quad (3)$$

амплитуда E_1 поля отраженной волны имеет вид

$$E_{1x} = A_x E_x + i B_x g_e E_y, \quad E_{1y} = A_y E_y + i B_y g_e E_x, \quad (4)$$

где

$$A_x = -1 + \frac{2 \varepsilon_3 k_{0z}'}{\varepsilon_2 k_x a_{13}}, \quad B_x = \frac{2 \varepsilon_3 k_{0z}'}{\varepsilon_2 k_x a_{21}} \left(\frac{a_{11}}{a_{13}} - \frac{k_{0z}'}{k_x} \right),$$

$$A_y = -1 + \frac{2 \sigma \varepsilon_3 k_x}{a_{21} k_{0z}}, \quad B_y = \frac{2 \varepsilon_3}{a_{13}} \left(\frac{\sigma k_x' a_{21}}{a_{21} k_{0z}} - \frac{k_0^2 k_{0z}'}{\sigma \varepsilon_2^2 k_x^3} \right),$$

$$k_{0z} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_3 - k_x^2 \right)^{1/2}, \quad k_{0z}' = (k_{0z}^2 - \sigma k_x^2)^{1/2}, \quad (5)$$

$$a_{11} = \frac{\varepsilon_3 k_{0z}^2}{\varepsilon_2 k_x k_{0z}} \left(1 + \frac{k_{0z} k_x}{k^2} \right) + \frac{k_x k_z}{k^2},$$

$$a_{12} = \frac{\varepsilon_3 k_{0z}'}{\varepsilon_2 k_x} \left(1 + \frac{k_{0z}' k_x}{k^2} \right) + \frac{k_x k_z}{k^2},$$

$$a_{21} = \frac{\sigma \varepsilon_3 k_x}{k_{0z}} \left(1 + \frac{k_{0z}}{k_x} \right), \quad a_{22} = \frac{\varepsilon_3 k_0^2 k_{0z}'}{\sigma \varepsilon_2^2 k_x^3} \left(1 + \frac{k_{0z}'}{k_x} \right),$$

$$\sigma = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}{\varepsilon_3}, \quad k = \frac{\omega}{c}.$$

Представив поле падающей волны в виде

$$E_y = a e^{i\delta} E_x, \quad (6)$$

для компонент усредненного по периоду световой волны вектора Пойнтинга отраженной волны при действительных A_x, y, B_x, y получаем

$$\bar{S}_{1z} = -\frac{c}{8\pi} E_x^2 \left[\left(\frac{k}{k_x} A_x^2 + \frac{k_z}{k} a^2 A_y^2 \right) + 2 a g_e \sin \delta \left(\frac{k_x}{k} A_y B_y - \frac{k}{k_x} A_x B_x \right) \right], \quad (7)$$

$$\bar{S}_{1z} = -\frac{k_x}{k_z} \bar{S}_{1z}.$$

Из (7) следует, что при $\delta=0$ магнитооптическое изменение интенсивности отраженного света не содержит g_e в первой степени, как и при меридианальном намагничении. Формула (7) дает зависимость этого изменения от эллиптичности и азимута поляризации падающей волны, которые определяются величинами a и δ .

2. *Нормальное прохождение света через анизотропную магнитоактивную пластинку.* Наличие одновременно анизотропии и магнитооптической активности приводит к ряду особенностей взаимодействия света со средой как в безграничной среде [8, 9], так и при наличии границ [10—13]. Анизотропная пластинка обладает также свойством усиливать поворот плоскости поляризации [14] (см. рисунок).

Для получения выражений поля E_4 прошедшей волны, использованных при расчете графиков, воспользуемся разложением полей на компоненты, имеющие поляризацию собственных волн в пластинке [15, 16]. Тогда

$$E_4 = E_4^+ + E_4^-, \quad (8)$$

$$E_4^\pm = \frac{4n_2^\pm}{|\Delta^\pm|} E^\pm e^{-i\delta^\pm},$$

где

$$E_x^\pm = (-A^\mp E_x + iE_y)(A^\mp - A^\mp)^{-1}, \quad E_y^\pm = -iA^\pm E_x^\pm,$$

A^\pm — отношения полюсов эллипсов поляризации собственных волн в пластинке,

$$A^\pm = g_e \left[\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} \mp \left(\left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} \right)^2 + g_e^2 \right)^{1/2} \right]^{-1},$$

$$n_2^\pm = \left(\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \pm \left(\left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \right)^2 + g_e^2 \right)^{1/2} \right)^{1/2},$$

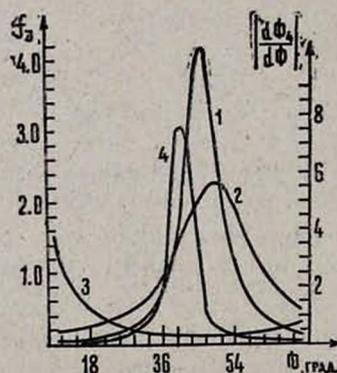
$$\Delta^\pm = \left(\left[4n_2^\pm \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2^\pm d\right) \right]^2 + \left[2(1 + n_2^{\pm 2}) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2^\pm d\right) \right]^2 \right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$\delta^\pm = \arctg \left[- (1 + n_2^{\pm 2}) (2n_2^\pm)^{-1} \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2^\pm d \right) \right],$$

d — толщина пластинки, λ — длина волны в вакууме. Азимут Φ_4 поляризации прошедшей волны, отсчитываемый от оси x , определяется из (8) с помощью формулы

$$\operatorname{tg} \Phi_4 = \frac{A}{2} \pm \left(\left(\frac{A}{2} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}, \quad A = (|E_{4y}|^2 - |E_{4x}|^2) (E_{4x}^* E_{4y} - E_{4x} E_{4y}^*)^{-1}; \quad (10)$$

значками штрих и два штриха обозначены действительная и мнимая части.



Кривые 1, 2, 3 определяют зависимость f_J от Φ при $d = 1010,1$ мкм, $\lambda = 0,6438$ мкм, $\epsilon_1 = 2,40684$, $\epsilon_2 = 2,37869$, соответственно для $g = 10^{-8}$, 10^{-3} и 10^{-2} . Кривая 4 определяет зависимость коэффициента усиления по азимуту от азимута Φ (эксперимент проведен для кварцевой пластинки, вырезанной параллельно оптической оси, $d = 3,307$ мм; ошибка измерения на пике графика не превышает 0,7).

Отношение разрешающих способностей r_2/r_1 устройства, измеряющего азимут, которое представлено на рисунке (f_J), определяется следующим образом. Будем задаваться изменением интенсивности δJ , обусловленным поворотом поляризатора (николь) на некоторый угол. Последний расположен так, чтобы направление его пропускания было перпендикулярно большей полуоси эллипса поляризации света, падающего на николь. Обозначим этот угол через $\delta\Phi$, когда перед анализатором нет уси-

лительной пластинки, и через $\delta\Phi_4$, когда такая пластинка поставлена. Тогда, пренебрегая потерями интенсивности на отражения, для отношения

$$f_J = (r_2/r_1)^2, \text{ где } r_2 = d\Phi_4/\delta\Phi_4, r_1 = d\Phi/\delta\Phi,$$

получаем

$$f_J = \frac{1 - e^2}{1 + e^2} \left(\frac{d\Phi_4}{d\Phi} \right)^2; \quad (11)$$

e — эллиптичность поляризации прошедшей волны.

В конце настоящего пункта приведем некоторую детализацию роли границ. Как показано в [17], результаты расчета прохождения света через анизотропную естественно гиротропную пластинку, основанного на принципе суперпозиции [18] без учета границ, совпадают с результатами, основанными на электромагнитной теории, также без учета границ. Выражения (8) и (9) показывают, что границы влияют как на амплитуды E_4^\pm , имеющие поляризацию собственных волн в пластинке (которые фигурируют в принципе суперпозиции), так и на разность фаз между ними, которая сильно влияет на поляризацию прошедшей волны, если даже пренебречь влиянием границ на амплитуды.

3. *Поляризация волн, преломленных в бигиротропную среду.* В работах [19, 20] исследовано отражение света на границе бигиротропной среды. В частности, показано, что при экваториальном намагничивании по отраженному свету можно определять в отдельности гироэлектрический и гиромангнитный параметры. В работе [21] установлено, что в бигиротропной среде возможно явление однопреломления [15, 22].

Ниже мы вкратце рассмотрим влияние слабой анизотропии ($|\varepsilon_2 - \varepsilon_1| \sim g_e^2$, $|\mu_2 - \mu_1| \sim g_m^2$, см. выражения (12)) на поляризацию волны в бигиротропной среде со следующими отличными от нуля параметрами:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_2, \quad \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = -ig_e, \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon_1, \quad (12)$$

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_2, \quad \mu_{xy} = -\mu_{yx} = ig_m, \quad \mu_{zz} = \mu_1, \quad \left| \frac{g_e}{\varepsilon_2} \right| \sim \left| \frac{g_m}{\mu_2} \right|.$$

Пусть плоская волна с волновым вектором \mathbf{k} ($k_x, 0, k_z$) падает на границу $z=0$ среды (12). Для z -компонент волновых векторов преломленных волн получаем

$$k_{2z}^{\pm 2} = \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 \mu_2 + g_e g_m) - \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) k_x^2 \pm \pm \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2 \left(\frac{g_e}{\varepsilon_2} + \frac{g_m}{\mu_2} \right) \frac{k_{0z}}{k_0}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad k_{0z} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}. \quad (13)$$

Для отношения полуоси эллипса поляризации, лежащей в плоскости распространения, к полуоси, перпендикулярной этой плоскости, находим

$$e^\pm = 1 \mp \frac{k_x^2}{k_{0z} k_0} \left[\left(\frac{g_m}{\mu_2} - \frac{g_e}{\varepsilon_2} \right) - \frac{(\mu_2 - \mu_1)/\mu_1 - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1}{g_m/\mu_2 + g_e/\varepsilon_2} \right]. \quad (14)$$

Из (14) следует, что хотя величины анизотропии диэлектрической и магнитной проницаемостей пропорциональны второй степени H^{ext}

(H^{ext} — напряженность внешнего магнитного поля), их вклады в эллиптичность пропорциональны первой степени H^{ext} . При $(g_e/\epsilon_2) = (g_m/\mu_2)$ эллиптичность, пропорциональная первой степени H^{ext} , целиком обусловлена квадратичными по H^{ext} членами — анизотропией. В случае, когда компоненты ϵ_{ij} пропорциональны μ_{ij} ($\epsilon_{ij} = \text{const } \mu_{ij}$), выражение в квадратных скобках в (14) обращается в нуль и волны имеют круговую поляризацию независимо от направления распространения: имеет место компенсация двух источников эллиптичности — гиротропии и анизотропии.

В случае однопреломления, когда

$$(\epsilon_2/\mu_2) = (\epsilon_3/\mu_3) = -(g_e/g_m), \quad (15)$$

для амплитуд преломленной (E_2) и отраженной (E_1) воли получаем (E_x, E_y — компоненты амплитуды падающей волны):

$$\begin{aligned} E_{2x} &= 2 \Delta_0^{-1} [(1 - (k/k_z) b_x) E_x - i(k_z/k) a_y E_y], \\ E_{2y} &= 2 \Delta_0^{-1} [(1 + (k_z/k) b_y) E_y + i(k/k_z) a_x E_x], \\ E_{1x} &= E_{2x} - E_x, \quad E_{1y} = E_{2y} - E_y, \quad \Delta_0 = \left(1 + \frac{k_z}{k} b_y\right) \left(1 - \frac{k}{k_z} b_x\right), \\ a_x &= \frac{\omega}{c} g_m k_{2z} [1 + k_x^2 \epsilon_2 (k_{2z}^2 \epsilon_3)^{-1}] u, \end{aligned} \quad (16)$$

$$a_y = \frac{\omega}{c} \mu_2 k_{2z} [g_m \mu_2^{-1} - g_e k_x^2 (k_{2z}^2 \epsilon_3)^{-1}] u,$$

$$b_x = -\frac{\omega}{c} \mu_2 k_{2z} u, \quad b_y = \frac{\omega}{c} \mu_2 k_{2z} [1 + k_x^2 \epsilon_2 (k_{2z}^2 \epsilon_3)^{-1}] u,$$

$$u = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \mu_2^2\right)^{-1}, \quad k_{2z} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_2 \mu_2 + g_e g_m) - \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} + \frac{\mu_2}{\mu_3}\right) k_x^2\right)^{1/2}.$$

Согласно (16) отраженная и преломленная волны имеют эллиптическую поляризацию при плоской поляризации падающей волны, в чем и выражается гиротропия среды, несмотря на отсутствие поворота плоскости поляризации.

Замечание. В работе [23] показано, что в кристаллах с разными знаками y -компонент тензора диэлектрической проницаемости поверхность волновых векторов является открытой поверхностью — гиперboloидой, что приводит, в частности, к особенностям в геометрических законах отражения и преломления. Аналогичная ситуация может осуществляться также в магнитоактивном ферромагнетике вблизи ферромагнитного резонанса. Действительно, считая для простоты диэлектрическую проницаемость ϵ_2 скаляром, при

$$\begin{aligned} k_z^2 &\gg |4(\omega^2/c^2) \epsilon_2 \mu_3|, \quad \mu_3 \approx 1 \quad (k_z^2 = k_x^2 + k_y^2) \\ \text{получаем} \\ k_{2z}^2 + [(\mu_2 + \mu_3)(2\mu_3)^{-1} \mp |(\mu_2 - \mu_3)(2\mu_3)^{-1}|] k_z^2 &= \\ = (\omega^2/c^2) \epsilon_2 \mu_2 \mp \frac{1}{2} (\omega^2/c^2) \epsilon_2 g^2 \mu_3^{-1} |(\mu_2 - \mu_3)(2\mu_3)^{-1}|^{-1}, \quad g = i\mu_{xy} = -i\mu_{yx}. \end{aligned} \quad (17)$$

Это уравнение при $\mu_2 < 0$, $\mu_3 > 0$ ($\mu_3 \approx 1$) в случае верхнего знака описывает гиперболоиду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кринчик Г. С., Четкин М. В. УФН, 98, 3 (1969).
2. Кринчик Г. С., Верховин А. Н. ЖЭТФ, 51, 1321 (1966).
3. Кринчик Г. С., Шаматов У. Н. ФТТ, 20, 3415 (1978).
4. Зубов В. Е., Кринчик Г. С., Лысков В. А. ЖЭТФ, 81, 1489 (1981).
5. Лысков В. А., Зубов В. Е., Кринчик Г. С. ФТТ, 23, 2165 (1981).
6. Кринчик Г. С., Зубов В. Е., Лысков В. А. Оптика и спектроскопия, 55, 204 (1983).
7. Кринчик Г. С. ФММ, 7, 181 (1959).
8. Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Шаповалов В. И. Микроэлектроника, 2, 337 (1973).
9. Лисовский Ф. В., Маркелова О. С., Шаповалов В. И. ФТТ, 16, 3570 (1974).
10. Тронько В. Д. Оптика и спектроскопия, 29, 354 (1970).
11. Спорик В. В., Тронько В. Д., Цимбаревич В. И. ФТТ, 16, 1517 (1974).
12. Бокуть Б. В., Гиргель С. С. Оптика и спектроскопия, 49, 920 (1980).
13. Бокуть Б. В., Гиргель С. С. Оптика и спектроскопия, 49, 1064 (1980).
14. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, № 2 (1986).
15. Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Изд. АН БССР, Минск, 1958.
16. Гиргель С. С. Оптика и спектроскопия, 46, 819 (1979).
17. Козырев С. П. и др. Кристаллография, 20, 1033 (1975).
18. Най Дж. Физические свойства кристаллов. Изд. ИЛ, М., 1960.
19. Кринчик Г. С., Четкин М. В. Оптика и спектроскопия, 6, 703 (1959).
20. Кринчик Г. С., Четкин М. В. ЖЭТФ, 36, 1924 (1959).
21. Барковский Л. М. Оптика и спектроскопия, 38, 115 (1975).
22. Федоров Ф. И. Оптика и спектроскопия, 2, 514 (1957).
23. Ерицян О. С. Кристаллография, 23, 461 (1978).

ԼՈՒՅՍԻ ԱՆԿՐԱԿԱՐՁՈՒՄԸ ԵՎ ԲԵԿՈՒՄԸ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՄԱԳՆԵՏԱԱԿՏԻՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻՆ

2. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է անիզոտրոպ մագնիսակտիվ միջավայրի սահմանից անդրադարձած լույսի ինտենսիվության մագնիսաօպտիկական փոփոխությունը: Քննարկված է լույսի անցումն այդպիսի միջավայրի, հարթ-զուգահեռ շերտով և ուսումնասիրված է բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացումը արտաքին մագնիսական դաշտի տարբեր արժեքների դեպքում: Ներկայացված են բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացման փորձարարական արդյունքները:

REFLECTION AND REFRACTION OF LIGHT ON BOUNDARIES OF AN ANISOTROPIC MAGNETOACTIVE DIELECTRIC

H. S. ERITSYAN

The reflection and refraction of light on the boundary of an anisotropic magnetoactive dielectric is considered. The dependence of polarization azimuth of the wave passing through the anisotropic magnetoactive plate, on the azimuth of an incident wave is calculated and the measured azimuthal dependence of the amplification of the polarization plane rotation is given. The role of slight anisotropy in the polarization of waves in a bigyrotropic medium is discussed and the reflection of light from the bigyrotropic medium in the absence of polarization plane rotation is considered.

УДК 535.375.5

К ТЕОРИИ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. П. ДЖОТЯН, Л. Л. МИНАСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 ноября 1984 г.)

На основе модовой модели найдено общее решение задачи о вынужденном комбинационном рассеянии немонахроматического излучения при произвольном соотношении между периодом многомодового излучения и временем поперечной релаксации комбинационно-активного перехода среды в нестационарном режиме. Это решение проанализировано в квазистационарном режиме рассеяния для накачки от многомодового лазера, в котором отсутствует селекция продольных мод.

1. Модовая модель оптического излучения может быть отнесена к одной из наиболее эффективных математических моделей, используемых для описания процессов вынужденного рассеяния (ВР) немонахроматического оптического излучения. В этой модели оптическое излучение представляется в виде дискретного набора эквидистантных по частоте спектральных компонент, амплитуды которых могут быть как регулярными, так и случайными с произвольной функцией распределения. На основе модовой модели в работах [1, 2] была развита теория вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при немонахроматической накачке, позволяющая успешно интерпретировать результаты экспериментов [3, 4]. Модовая модель была использована также для описания процесса обращения волнового фронта (ОВФ) в процессах ВР Мандельштама-Бриллюэна [5, 6], ВКР на оптических фонах [7, 8] и поляритонах [9], трехволнового параметрического взаимодействия [10].

В случае ВКР оптического излучения с широким частотным спектром анализ в рамках модовой модели удастся провести при дополнительном предположении о том, что частотное расстояние Ω между соседними спектральными компонентами превышает ширину $1/T_2$ линии комбинационно-активного перехода среды: $\Omega \gg 1/T_2$ ($\xi = \Omega T_2 \gg 1$), где T_2 —время поперечной релаксации комбинационно-активного перехода. При этом условии волну молекулярных колебаний, возбуждаемую в процессе ВКР, с большой точностью можно считать монахроматической [1—4], что и позволяет решить задачу о ВКР немонахроматического излучения и определить не только инкременты нарастания, но и выражения для амплитуд мод стоксовой волны.

В недавней работе [11] задача об установившемся режиме ВР немонахроматической накачки в недиспергирующей среде с произвольным значением величины ξ была решена с привлечением дополнительного усло-

вия о наличии широкого углового спектра и пространственной ортогональности частотных компонент излучения накачки. В то же время вопрос об особенностях ВР немонохроматического оптического излучения с плоским волновым фронтом либо в отсутствие каких-либо условий на вид углового спектра остается открытым до сих пор.

В настоящей работе на основе модовой модели получено общее решение задачи о ВКР немонохроматического излучения с плоским волновым фронтом с учетом переходных процессов. Это решение проанализировано в квазистационарном режиме рассеяния для накачки от многомодового лазера, в котором отсутствует селекция продольных мод.

2. Рассмотрим усиление внешнего затравочного сигнала стоксовой волны с частотой ω_c при ВКР в поле импульса накачки с частотой $\omega_n = \omega_c + \omega_0$, где ω_0 — частота комбинационно-активного перехода среды.

Система укороченных уравнений для амплитуд взаимодействующих волн имеет следующий вид (см., например, [12]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A_c &= \gamma_c A_n(\theta) Q^*, \\ \left(\frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{T_2} \right) Q &= \gamma_Q A_n A_c^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где A_n , A_c и Q — комплексные амплитуды соответственно накачки, ее стоксовой компоненты и молекулярных колебаний, z — длина рассеяния, $\theta = t - z/v$, v — групповая скорость накачки и ее стоксовой компоненты, γ_c , γ_Q — коэффициенты нелинейной связи.

Предположим, что для амплитуд накачки и стоксовой компоненты на входе в среду можно записать

$$A_n(\theta) = \sum_{n=-N_n}^{N_n} A_n(\theta) e^{in\Omega\theta}, \quad A_c(z=0, \theta) = \sum_{n=-N_c}^{N_c} a_n^0(\theta) e^{in\Omega\theta},$$

где

$$A_n(\theta) = A_n f_n^n(\theta), \quad a_n^0(\theta) = a_n^0 f_c^n(\theta),$$

причем

$$\left| \frac{1}{f_{c,n}^n} \frac{d}{d\theta} f_{c,n}^n(\theta) \right| \ll n\Omega.$$

Решение системы уравнений (1) ищем в виде

$$A_c(z, \theta) = \sum_n a_n(z, \theta) e^{in\Omega\theta}, \quad Q(z, \theta) = \sum_n q_n(z, \theta) e^{in\Omega\theta}.$$

Для амплитуд мод из (1) получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial z} a_n = \gamma_c \sum_l A_{n+l}(\theta) q_l^*(\theta, z), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} q_n + \left(in\Omega + \frac{1}{T_2} \right) q_n = \gamma_Q \sum_k A_{n+k} a_k^*(\theta, z).$$

Воспользовавшись преобразованием Лапласа искомым амплитуд то пространственной переменной z

$$q_n(\theta, p) = \int_0^{\bar{z}} q_n(\theta, z) e^{-pz} dz,$$

из (2) приходим к уравнению

$$\frac{\partial}{\partial \theta} q_n(\theta, p) + \left(in\Omega + \frac{1}{T_2} \right) q_n(\theta, p) = \frac{\gamma_Q}{p} \left\{ \sum_m A_{n+m}(\theta) \alpha_m^*(\theta) + \right. \\ \left. + \gamma_c \sum_{m,l} A_{m+l}^* A_{m+n} q_l \right\}. \quad (3)$$

Эту систему при произвольном соотношении между величинами Ω и $1/T_2$ (произвольное ξ) удастся решить при следующем условии ортогональности, налагаемом на частотные моды накачки:

$$\sum_m A_{m+n} A_{m+l}^* = I_n \delta_{nl}, \quad (4)$$

где

$$|m+n| \leq N_n, |m+l| \leq N_n, I_n = \sum_{n=-N_n}^{N_n} |A_n|^2,$$

δ_{nl} — символ Кронекера. Условие (4) реализуется, в частности, в случае излучения лазера при отсутствии селекции продольных мод, интенсивности которых близки по величине, а фазы равномерно распределены в интервале от 0 до 2π радиан.

Решив систему уравнений (3) с учетом условия (4) и проведя обратное преобразование Лапласа, получаем следующее выражение для $q_n(\theta, z)$:

$$q_n(\theta, z) = \gamma_Q \int_{-\infty}^{\infty} \sum_m A_{m+n}(\theta') \alpha_m^{0*}(\theta') \exp \left[\frac{\theta' - \theta}{T_2} (1 + in\Omega T_2) \right] \times \\ \times I_0 \left(2 \sqrt{\frac{gz}{2T_2} p(\theta, \theta')} \right) d\theta', \quad (5)$$

где $I_0(\eta)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка,

$$g = 2 T_2 \gamma_c \gamma_Q, p(\theta, \theta') = \int_0^{\bar{z}} I_n(\tau) d\tau,$$

и взаимодействие включается при $\theta = -\infty$: $Q(\theta = -\infty) = 0$.

Для амплитуды n -ой моды стоксовой волны получаем

$$\alpha_n(\theta, z) = \alpha_n^0(\theta) + \frac{g}{2 T_2 \gamma_c \gamma_Q} \sum_{m,l} A_{n+l}(\theta) \int_{-\infty}^{\infty} A_{m+l}^*(\theta') \alpha_m^0(\theta') \times \\ \times \exp \left[\frac{\theta' - \theta}{T_2} (1 - il\Omega T_2) \right] \sqrt{\frac{2z T_2}{gp(\theta, \theta')}} I_1 \left(2 \sqrt{\frac{gz}{2T_2} p(\theta, \theta')} \right) d\theta', \quad (6)$$

где $I_1(\eta)$ — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

Полученные выражения для амплитуд (5) и (6) представляют собой общее решение задачи о ВКР многомодового лазерного излучения с пло-

ским волновым фронтом в нестационарном режиме рассеяния при произвольной величине параметра $\xi = \Omega T_2$.

В квазистационарном режиме рассеяния, когда

$$\frac{\partial}{\partial t} q_n = 0,$$

выражение (6) принимает вид

$$a_n(z) = a_n^0 + \frac{1}{I_n} \sum_{l, m} A_{m+l}^* A_{n+l} a_m^0 \left\{ \exp \left[\frac{g I_n z}{2(1 - i l \Omega T_2)} \right] - 1 \right\}. \quad (7)$$

Последнее выражение при условии $\xi \gg 1$ переходит в известное решение для амплитуды моды стоксовой волны, полученное в [2] в предположении о монохроматичности волны молекулярных колебаний.

С учетом (5) перепишем (7) в виде

$$a_n(z) = \frac{1}{I_n} \sum_{l, m} A_{n+l} A_{m+l}^* a_m^0 \exp \left[\frac{g I_n z}{2(1 + \Omega^2 l^2 T_2^2)} + i \frac{g I_n z l \Omega T_2}{2(1 + \Omega^2 l^2 T_2^2)} \right]. \quad (8)$$

В выражении (8) интервалы изменения индексов следующие:

$$|n+l| \leq N_n, \quad |m+l| \leq N_n, \quad |m| \leq N_c,$$

откуда $|l| \leq N_n + N_c$. Эффективный вклад в рассеяние дают моды с номерами l , удовлетворяющими условию $|l| \leq 1/\Omega T_2 = 2 N_n / \Delta \omega_n T_2$, где $\Delta \omega_{n,c} = 2 N_{n,c} \Omega$ — ширина спектра накачки или стоксовой волны. Исходя из этого, получаем, что $|l| \leq N_{эфф}$, где $N_{эфф} = \min \{ 2 N_n / \Delta \omega_n T_2, N_n + N_c \}$. Для индекса n , нумерующего в (8) моды стоксовой волны, имеем

$$|n| \leq N_n + N_{эфф}. \quad (9)$$

Статистическое усреднение имеет место в случае, когда можно пренебречь зависимостью от индекса l в действительной части показателя экспоненты в (8). Это можно сделать при условии

$$\sqrt{\frac{g I_n z}{2}} (\Delta \omega_n T_2 / 2) \ll 1.$$

При этом из (8) получаем

$$a_n(z) \simeq a_n^0 \exp \left\{ \frac{g I_n z}{2} \right\},$$

что совпадает со случаем усиления стоксовой волны в поле монохроматической накачки, имеющей интенсивность I_n .

Наибольший интерес представляет случай, когда

$$\sqrt{\frac{g I_n z}{2}} (\Delta \omega_n T_2 / 2) \sim 1.$$

В этом случае статистическое усреднение отсутствует и согласно (9) имеет место уширение спектра стоксовой волны по сравнению со спектром накачки [13]. Как следует из (9), уширение спектра стоксовой волны максимально при $\Delta \omega_n T_2 \leq 2(1 + N_c/N_n)^{-1}$. При этом ширина спектра

$\Delta\omega_c = \Delta\omega_c(z=0) + 2\Delta\omega_{II}$. В случае $\Delta\omega_{II}T_2/2 \gg 1$ ширина спектра стоксовой волны становится равной ширине спектра накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джотян Г. П. и др. Тезисы докладов VII Всесоюзной конф. по когерентной и нелинейной оптике. Изд. МГУ, 1974, с. 359.
2. Джотян Г. П., Дьяконов Ю. Е. Вестник МГУ, сер. Физика-Астрономия, 18, 68 (1977).
3. Джотян Г. П. и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
4. Джотян Г. П. и др. Квантовая электроника, 4, 1377 (1977).
5. Сидорович В. Г. ЖТФ, 46, 2168 (1976).
6. Галушкин И. Г., Земсков Е. М., Мандросов В. И. Квантовая электроника, 3, 2467 (1976).
7. Басов Н. Г. и др. Квантовая электроника, 8, 2191 (1981).
8. Джотян Г. П. Оптика и спектроскопия, 57, 439 (1984).
9. Джотян Г. П., Минасян Л. Л. Оптика и спектроскопия, 56, 78 (1984).
10. Арутюнян А. Г., Джотян Г. П., Минасян Л. Л. Оптика и спектроскопия, 55, 923 (1983).
11. Аникеев Н. Ю., Зубарев Н. Г., Михайлов С. И. ЖЭТФ, 84, 1677 (1983).
12. Ахманов С. А., Дьяконов Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. Изд. Наука, М., 1981.
13. Ахманов С. А. Изв. вузов, Радиофизика, 17, 541 (1974).

ՈՉ ՄՈՆՈԿՐՈՄԱՏԻԿ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ՑՐՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Գ. Պ. ԶՈՒՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում բերված է ոչ մոնոքրոմատիկ ճառագայթման ոչ ստացիոնար ստիպողական կոմբինացիոն ցրման պրոցեսի ընդհանուր լուծումը կոմբինացիոն-ակտիվ միջավայրի լայնական ակախացիայի ժամանակի և բազմամոդային ճառագայթման պարբերության կամայական հարաբերության դեպքում: Այդ լուծումը դիտարկված է քվադրատացիոնար ցրման անժիմի պայմաններում:

ON THE THEORY OF STIMULATED SCATTERING OF NONMONOCHROMATIC OPTICAL RADIATION

G. P. DJOTYAN, L. L. MINASYAN

The general solution of the problem of stimulated scattering of nonmonochromatic radiation is obtained for an arbitrary relationship between the transverse relaxation time of the Raman transition T_2 and the multimode radiation period Ω in the nonstationary scattering regime. The solution was analyzed in the quasi-stationary scattering regime.

УДК 548.733

ДИФРАКЦИЯ СФЕРИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛН
В ДВУХКРИСТАЛЬНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

В. С. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 февраля 1984 г.)

На основе сферической волновой теории Като рассчитано распределение интенсивности рентгеновских волн, дифрагированных в направлении первого отражения в двухкристальном интерферометре с узким воздушным зазором, в одном из блоков которого межплоскостное расстояние d отражающих плоскостей имеет относительное изменение $\Delta d/d \sim 10^{-8} - 10^{-5}$. Задача рассмотрена при условии бормановского прохождения рентгеновских волн в обоих кристаллах для симметричного случая Лауэ.

Исследование интерференционных эффектов рентгеновских волн, вызванных наличием узкой недифрагирующей зоны (зазора) в совершенном монокристалле, имеет важное значение для однозначной интерпретации рентгенодифракционных изображений несовершенств кристаллов. Решению задач, связанных с такими интерференционными эффектами, посвящен ряд работ [1—6]. Однако в указанных работах не рассмотрены случаи, когда падающая волна является сферической, а в двухкристальной системе с узким воздушным зазором (интерферометре) в одном из блоков содержится относительное изменение межплоскостного расстояния d отражающих плоскостей или же имеют место малые ($\sim 0,01 - 1''$) взаимные повороты блоков.

В настоящей работе решается задача дифракции падающей сферической рентгеновской волны в двухкристальном интерферометре для симметричного случая Лауэ при условии, что в одном из блоков интерферометра содержится относительное изменение межплоскостного расстояния отражающих плоскостей $\Delta d/d \sim 10^{-8} - 10^{-5}$. Предполагается, что в обоих кристаллах имеет место бормановское прохождение рентгеновских волн, так что в каждом из них будем учитывать лишь слабопоглощающееся поле. На рисунке приведена геометрия дифракции рентгеновских волн в реальном пространстве. Предполагается также, что все входные и выходные поверхности кристаллов A и B параллельны. Используем сферическую волновую теорию Като [7], согласно которой до выполнения интегрирования по плоскостно-волновым компонентам необходимо найти выражения для этих компонент, через когерентную суперпозицию которых могут быть представлены сферические волны. Прямоугольная система координат xuz ориентирована так, как показано на рисунке. Начало системы координат совпадает с положением источника рентгеновских волн, ось Oz имеет направление, совпадающее с направлением падения рентгеновских лучей под точным углом Брэгга в кинематической теории, ось Oy перпен-

дикулярна к плоскости падения. До специальной оговорки будем рассматривать асимметричный случай Лауэ.

Пусть $E_{og'}$ и $E_{gg'}$ — плоско-волновые компоненты слабопоглощающегося волнового поля, возбужденные падающей плоской волной $E \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r})$ (E —амплитуда, \mathbf{K} —волновой вектор) и прошедшие кристалл A соответственно в направлениях прохождения и отражения и вышедшие из кристалла B в направлении первого отражения. С учетом того, что при условии бормановского прохождения рентгеновских волн основной вклад в интенсивность дают волны с σ -поляризацией, примем фактор поляризации $C=1$. Из решения граничных условий на входных и выходных поверхностях обоих кристаллов [6, 8] для плоско-волновых компонент $E_{og'}$ и $E_{gg'}$ получаем следующие выражения:

$$E_{og'}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4} Q \beta \exp(i2\pi\mathbf{g}'\mathbf{r}) \exp i(K_y y + K_z z) \times \\ \times \exp i[\omega\gamma_0^{-1}t + \omega(1-b^{-1})(x \operatorname{cosec} 2\theta_B - \gamma_g^{-1}r)] F_1 \times \\ \times \exp i[-sx + ast_1 + as'(t_2 + 2r) + at_1m + at_2m'], \quad (1)$$

$$E_{gg'}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4} Q \beta \exp(i2\pi\mathbf{g}\mathbf{r}) \exp i(K_y y + K_z z) \times \\ \times \exp i[\omega\gamma_0^{-1}t + \omega(1-b^{-1})[x \operatorname{cosec} 2\theta_B - \gamma_g^{-1}(r+t_3)]] F_2 \times \\ \times \exp i[-x + a(t+t_2+2t_3+2r)]s - at_2s' + at_1m + at_2m', \quad (2)$$

где

$$s = K(\theta - \theta_B) + \omega(1-b^{-1})/\sin 2\theta_B, \quad \omega \equiv \frac{1}{2} K\chi_0,$$

$$\beta = K(\chi_g \chi_g^-)^{1/2} b^{1/2} \operatorname{cosec} 2\theta_B, \quad \alpha = \sin 2\theta_B/2\gamma_g,$$

$$b = \gamma_0/\gamma_g, \quad \gamma_0 = \cos(\mathbf{K}_0^B, \mathbf{n}), \quad \gamma_g = \cos(\mathbf{K}_g^B, \mathbf{n}),$$

$$Q \equiv E(\chi_g/\chi_g^-)^{1/2} b^{1/2}, \quad m \equiv \sqrt{s^2 + \beta^2}, \quad m' \equiv \sqrt{(s')^2 + (\beta')^2},$$

$$r = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_B) \mathbf{n}, \quad K = |\mathbf{K}|, \quad t = t_1 + t_2,$$

$$F_1 \equiv (-s + m)/mm', \quad F_2 \equiv (s' + m')/mm',$$

s —параметр отклонения от точного условия Брэгга в динамической теории, θ_B —точный угол Брэгга в кинематической теории, θ —угол между направлением \mathbf{K} и отражающими плоскостями, K_y, K_z — y - и z -компоненты волнового вектора \mathbf{K} , \mathbf{K}_0^B и \mathbf{K}_g^B —волновые векторы падающей и отраженной волн, удовлетворяющих условию Брэгга в кинематической теории, \mathbf{g} и \mathbf{g}' —векторы обратной решетки соответственно в кристаллах A и B , \mathbf{n} —единичный вектор внутренней нормали к входной поверхности кристалла A , χ_g —фурье-коэффициент g -ого порядка ($g=0, g$) поляризуемости кристалла для рентгеновских волн, χ_g^- —сопряженный фурье-коэффициент поляризуемости, t_1 и t_2 —толщины соответственно кристаллов A и B , t_3 —ширина зазора, x, y, z —компоненты вектора \mathbf{r} , определяющего положение точки наблюдения, \mathbf{r}_B —вектор, определяющий положение точки на выходной поверхности кристалла B . Соответствующие ве-

личины в кристалле B , зависящие от точного угла Брэгга, обозначены штрихами.

Из условия Вульфа-Брэгга легко получить соотношение

$$\theta'_B - \theta_B = \Delta\theta_B = -\operatorname{tg} \theta_B \Delta d/d,$$

где θ'_B — точный угол Брэгга в кристалле B . С учетом того, что величина $\Delta\theta_B$ мала, в выражениях (1) и (2) сделаны приближения: $\alpha = \alpha'$, $b = b'$, $\chi_g = \chi_{g'}$ ($g = o, g$), $\chi_g = \chi_{g'}$, $\beta = \beta'$.

Сферические волновые решения, соответствующие полям $E_{og'}$ и $E_{gg'}$, после интегрирования методом стационарной фазы с использованием (1), (2) и приближения $K_z = K$ на выходной поверхности кристалла B описываются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \Phi_{og'}(r_B) &= (i/8\pi^2) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{og'}(r_B)/K_z] dK_y dK_x = \\ &= (i/16\pi) Q(\beta/K \cdot z_B)^{1/2} \exp(i2\pi g' r_B) \exp i \left(K z_B - \frac{\pi}{4} \right) \times \\ &\times \exp i [\omega \gamma_0^{-1} t + \omega(1-b^{-1}) x_B \operatorname{cosec} 2\theta_B] \exp(-i\varepsilon) \times \\ &\times F_1(\tau_1) [f_1(\tau_1)]^{-1/2} \exp i \left[G_1(\tau_1) + \frac{\pi}{4} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{gg'}(r_B) &= (i/8\pi^2) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{gg'}(r_B)/K_z] dK_y dK_x = \\ &= (i/16\pi) Q(\beta/K z_B)^{1/2} \exp(i2\pi g r_B) \exp i \left(K z_B - \frac{\pi}{4} \right) \times \\ &\times \exp i [\omega \gamma_0^{-1} t + \omega(1-b^{-1})(x_B \operatorname{cosec} 2\theta_B - \gamma_3^{-1} t_3)] \exp(i\varepsilon) \times \\ &\times F_2(\tau_2) [f_2(\tau_2)]^{-1/2} \exp i \left[G_2(\tau_2) + \frac{\pi}{4} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$G_k(\tau) = \beta(-\eta_{k+1}\tau + \alpha t_1 \sqrt{\tau^2 + 1} + \alpha t_2 \sqrt{(\tau + \Delta\tau)^2 + 1}) \equiv \beta f_k(\tau), \quad (5)$$

$\tau = s/\beta$, $\tau_k \equiv \eta_{k+1}/\sqrt{\eta_1^2 - \eta_{k+1}^2}$ ($k=1, 2$) — значения стационарных точек,
 $\eta_1 \equiv \alpha t$, $\eta_2 \equiv x_B - \alpha t$,

$$\eta_3 = x_B - \alpha(t + 2t_3), \quad \Delta\tau = -K\Delta\theta_B/\beta, \quad \varepsilon \equiv \alpha t_2 K \Delta\theta_B.$$

При выполнении условия $|\Delta\tau| \ll 1$ в выражении (5) член, содержащий величину $\Delta\tau$, можно разложить в ряд. Если ограничиться в этом разложении вторым членом, то в стационарных точках будем иметь

$$G_1(\tau_1) = \beta u - \varepsilon \eta_2/\eta_1, \quad u \equiv \sqrt{\eta_1^2 - \eta_2^2}, \quad (6)$$

$$G_2(\tau_2) = \beta v - \varepsilon \eta_3/\eta_1, \quad v \equiv \sqrt{\eta_1^2 - \eta_3^2}. \quad (7)$$

Для упрощения выражений (3) и (4) перейдем к симметричному случаю Лауэ. В этом случае $\gamma_0 = \gamma_g = \cos \theta_B$, $b = 1$, $\alpha = \sin \theta_B$. Волно-

3. Если величины $\Delta\theta_B$ и t_3 отличны от нуля, то выражение (8) описывает распределение интенсивности в общем случае. В этом случае, как и в предыдущих двух, на выходной поверхности кристалла B формируются прямые полосы, перпендикулярные к плоскости падения. Для двухкристального интерферометра, состоящего из кристаллов Si с толщиной $t_1 = t_2 = 0,5$ см, с шириной зазора $t_3 = 350$ мкм, для излучения MoK_{α} , отражения (220), значений величины $|\Delta\theta_B| = 0, 10^{-8}, 10^{-7}, 10^{-6}, 10^{-5}$ рад (предполагается, что $\Delta\theta_B < 0$) из выражения (8) вычислены периоды $\sigma_{k, k+1}$ ($k = 0-4$) ближайших от точки C (см. рисунок) первых пяти интерференционных полос с точностью до 1 мкм. Для сравнения вычислены также периоды муаровых полос σ_M ($t_3 = 0$) при тех же значениях $\Delta\theta_B$. Результаты вычислений приведены в таблице.

Таблица

$ \Delta\theta_B $, рад	$\sigma_{k, k+1}$, мкм					σ_M , мкм
	$\sigma_{0,1}$	$\sigma_{1,2}$	$\sigma_{2,3}$	$\sigma_{3,4}$	$\sigma_{4,5}$	
0	183	179	169	157	142	
10^{-8}	176	173	165	155	142	
10^{-7}	122	122	120	118	115	384
10^{-6}	30	30	30	30	30	38
10^{-5}	4	4	4	4	4	4

Приведенные результаты показывают, что существует сильная зависимость между величиной $\Delta d/d$ и периодом полос: с ростом $|\Delta\theta_B|$ от 0 до 10^{-5} рад период полос уменьшается на два порядка. При значениях $|\Delta\theta_B| = 10^{-8}, 10^{-7}$ рад период $\sigma_{k, k+1}$, как и при $\Delta\theta_B = 0$ [1], уменьшается с ростом k , а при $|\Delta\theta_B| = 10^{-6}, 10^{-5}$ рад остается практически постоянным. При $t_3 = 0$ и $|\Delta\theta_B| = 10^{-8}$ рад полосы не возникают.

Автор выражает глубокую благодарность П. А. Безирганяну и К. Г. Труни за ценные обсуждения ряда вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Authier A., Milne A. D., Savage M. Phys. Stat. Sol., 26, 469 (1968).
2. Baker J. F., Hart M., Helliar J. Z. Naturf., 28A, 553 (1973)
3. Bonse U., Hart M. Phys. Stat. Sol., 33, 351 (1969).
4. Hart M., Milne A. D. Acta Crist., A26, 223 (1970).
5. Hashizume H., Ishida H., Kohra K. Phys. Stat. Sol., A12, 453 (1972).
6. Tanemura S., Lang A. R. Z. Naturf., 28A, 668 (1973).
7. Kato N. Acta Crist., 14, 526, 627 (1961).
8. Kato N., Usami K., Katagawa T. Advances in X-ray Analysis, 10, 46 (1967).

ՌԵՏԳԵՆՅԱՆ ՍՅՆՐԻԿ ԱՒՔԵՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԵՐԿՔՑՈՒՐԵՂ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՍԵՏՐՈՒՄ

Վ. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Կատուի սֆերիկ ալիքային տեսության հիման վրա ստացված է ռենտգենյան ալիքների ինտերֆերոսիայի բաշխումը անդրադարձման ուղղությամբ կառույի սիմետրիկ դեպքում ներքև

Ճեղքով կրկրյութեղ ինտերֆերոմետրում, որի բյուրեղներից մեկում տեղի ունի անդրադարձնող հարթությունների միջհարթությունային հեռավորության փոքր հարաբերական փոփոխություն, ենդիրը դիտարկված է սենտզենյան ալիքների Քորմանի անցման դեպքում:

THE DIFFRACTION OF SPHERICAL WAVES OF X-RAYS IN BICRYSTAL INTERFEROMETRE

V. S. HARUTYUNYAN

On the basis of spherical-wave theory of Kato, the distribution of X-rays intensity was calculated in the direction of first reflection in narrow-gap bicrystal interferometre, in one of the blocks of which the interplanar distance d of reflecting plates has relative change $\Delta d/d \sim 10^{-8} \div 10^{-5}$. The problem was considered under the assumption of Borrmann transmission of X-rays through both the crystals in the symmetric Laue case. It was shown, that straight fringes normal to the plane of incidence, with spacing strongly depending on the magnitude of $\Delta d/d$, are formed on the exit surface of the second block.

УДК 621.372.826

ИЗМЕРЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ СВОБОДНОГО СЛОЯ НЕМАТИКА МББА С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕХОДА ФРЕДЕРИКСА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. Р. НЕРСИСЯН, В. О. ОГАНЕСЯН, В. Б. ПАХАЛОВ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 января 1984 г.)

Экспериментально измерена анизотропия поверхностного натяжения нематика МББА при контакте его поверхности с воздухом. Она оказалась равной $|\sigma_a| = (2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ эрг/см². Исследована надпороговая структура распределения директора при статическом переходе Фредерикса в свободном слое.

1. Введение

Ориентация директора нематического жидкого кристалла (НЖК) достигается соответствующей обработкой поверхностей подложек ячейки. Свободная поверхность НЖК, т. е. поверхность, соприкасающаяся, например, с воздухом, также может оказать ориентирующее действие на директор. Это действие характеризуется зависящей от ориентации частью поверхностной свободной энергии [1, 2]

$$\Lambda \text{ (эрг/см}^2\text{)} = \frac{1}{2} \sigma_a (\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_z)^2, \quad (1)$$

где σ_a — анизотропия поверхностного натяжения НЖК, \mathbf{e}_z — единичный вектор нормали к свободной поверхности, \mathbf{p} — директор.

В работе [2] показана возможность измерения величины σ_a с помощью самофокусировки света в ячейке НЖК с одной свободной поверхностью, обусловленной ориентационным механизмом. В работе [3] значение σ_a определялось исследованием светоиндуцированного перехода Фредерикса (СПФ) в слое НЖК с двумя свободными поверхностями. В настоящей работе величина σ_a определяется на основе исследования перехода Фредерикса (ПФ) в статическом магнитном поле в тонких слоях НЖК со свободными поверхностями. Такой способ измерения σ_a имеет определенные преимущества: отсутствие влияния тепловых эффектов, исключение локальности переориентации директора и др.

2. Теория

Для нематика МББА $\sigma_a < 0$ (см. [1]), т. е. поверхности стремятся ориентировать директор гомеотропно. Однако хорошую однородную ориентацию можно получить лишь в относительно тонких слоях НЖК [4].

(для нематика МББА $L \lesssim 70$ мкм). Пусть на такой слой НЖК, заполняющий пространство $0 \leq z \leq L$ (рис. 1), перпендикулярно директору \mathbf{n} действует статическое магнитное поле \mathbf{H} . При превышении напряженности поля \mathbf{H} некоторого порогового значения $H_{кр}$ происходит ПФ, теория ко-

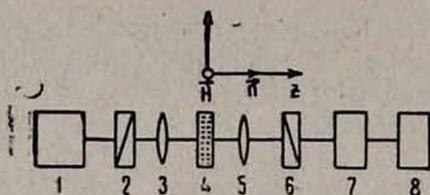


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 — He-Ne-лазер ЛГ-75, 2 — поляризатор, 3 — линза ($f = 1,5$ см), 4 — ячейка с НЖК МББА, 5 — линза ($f = 11$ см), 6 — анализатор, 7 — ФЭУ, 8 — самописец.

торого для слоя с жесткой ориентацией директора на поверхностях подложек дана в работах [5, 6].

В рассматриваемом нами случае уравнения для угла поворота директора θ имеют вид

$$(K_1 \sin^2 \theta + K_3 \cos^2 \theta) \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - (K_3 - K_1) \sin \theta \cos \theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 + \chi_a H^2 \sin \theta \cos \theta = \eta \frac{\partial \theta}{\partial t}, \quad (2a)$$

$$\left[K_3 \frac{d\theta}{dz} + |\sigma_a| \theta \right]_{z=L} = 0, \quad (2б)$$

$$\left[-K_3 \frac{d\theta}{dz} + |\sigma_a| \theta \right]_{z=0} = 0, \quad (2в)$$

где K_1, K_3 — константы Франка, χ_a — диамагнитная анизотропия, η (пуаз) — константа релаксации.

Выделив в θ зависящую от времени часть, $\theta(z, t) = \theta(z) \exp(\Gamma t)$, запишем решение линеаризованного уравнения (2a) в виде

$$\theta(z) = c_1 \sin \kappa z + c_2 \cos \kappa z, \quad (3)$$

где c_1, c_2 — константы,

$$\kappa^2 = \frac{1}{K_3} (\chi_a H^2 - \eta \Gamma). \quad (4)$$

Возмущения директора экспоненциально нарастают во времени, если $\Gamma > 0$. Из (4) следует, что это имеет место при условии

$$H_{кр}^2 = \frac{K_3 \kappa^2}{\chi_a}. \quad (5)$$

Величины c_1, c_2 и κ^2 определяются подстановкой (3) в (2б) и (2в) с учетом условия существования нетривиального решения для θ . Имеем

$$\operatorname{tg} \kappa L = 2\xi \frac{\kappa L}{(\kappa L)^2 - \xi^2}, \quad (6)$$

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{\kappa L}{\xi}, \quad \xi = L \frac{|\sigma_a|}{K_3}.$$

Если ограничиться членами порядка θ и θ^3 , что справедливо вблизи порога ПФ, поиск решения (2а) в виде (3) приводит к следующим выражениям для c_1 в двух важных предельных случаях:

$$c_1^2 = \frac{2}{1 - \frac{K_3 - K_1}{K_3}} \frac{H^2 - H_{кр}^2}{H_{кр}^2}, \quad \xi \rightarrow \infty, \quad (7a)$$

$$c_1^2 = \frac{\xi}{2} \frac{3/2}{1 - \frac{K_3 - K_1}{K_3}} \frac{H^2 - H_{кр}^2}{H_{кр}^2}, \quad \xi \rightarrow 0. \quad (7b)$$

Выражение (7а) является хорошо известным результатом для ПФ в ячейке НЖК с жесткими граничными условиями для директора \mathbf{p} [6]. Выражение (7б) представляет собой надпороговую стационарную структуру поля директора при ПФ в ячейке НЖК с двумя истинно свободными поверхностями.

3. Результаты эксперимента

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Излучение *He-Ne*-лазера ЛГ-75 ($\lambda = 0,63$ мкм), генерирующего в низшей поперечной моде, проходя через поляризатор, линзу с фокусным расстоянием 1,5 см, падало расходящимся пучком на слой НЖК МББА, который находился в магнитном поле \mathbf{H} . Выходящее излучение после прохождения через линзу ($f = 11$ см) и анализатор регистрировалось с помощью ФЭУ и самописца. Максимальная величина магнитного поля \mathbf{H} , приложенного к образцу, составляла 6 кГс. Образец НЖК был изготовлен по методу, описанному в работе [4]. Изменяя толщину слоя НЖК, можно было получать достаточно однородную (гомеотропную) ориентацию. При $H > H_{кр}$ происходила переро- ориентация директора НЖК, которая сопровождалась появлением в коноскопической картине осцилляционных максимумов и минимумов.

Для разности фаз обыкновенной и необыкновенной волн в коноскопической картине можно записать следующее выражение [7]

$$\psi(z) = \frac{\omega}{c} \int_0^L [n_e(z) - n_o] dz, \quad (8)$$

где $n_e = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$ и $n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ — показатели преломления соответственно для необыкновенной и обыкновенной волн, ω — световая частота, c — скорость света в вакууме.

Учитывая, что число осцилляций $N = \psi/2\pi$, можно получить окончательную формулу

$$N = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{\epsilon_{\perp}} \epsilon_a L}{\lambda \epsilon_{\parallel}} \frac{3}{1 - \frac{3}{2} \left(\frac{K_3 - K_1}{K_3} \right)} \frac{H^2 - H_{кр}^2}{H_{кр}^2}, \quad (9)$$

где $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$.

На рис. 2 приведена зависимость числа осцилляций (фазовой задержки) от квадрата напряженности магнитного поля. Критическое значение напряженности магнитного поля, при котором происходит ПФ, составляло

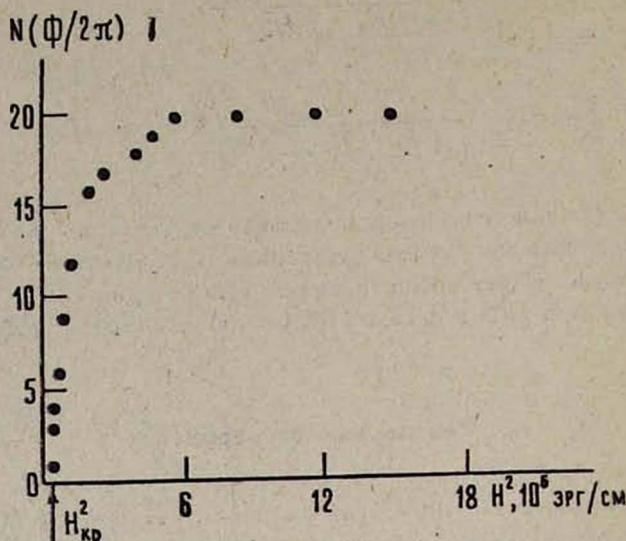


Рис. 2. Зависимость фазовой задержки (числа осцилляционных максимумов) от квадрата напряженности магнитного поля ($H_{кр} = 270$ Гс).

$H_{кр} = 270$ Гс. При значениях констант для НЖК МББА [7] $K_3 = 7,5 \times 10^{-7}$ дин и $\chi_a = 10^{-7}$ СГС из (5) и (6) получаем значение

$$|c_a| = (2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}^2,$$

что достаточно хорошо согласуется с результатом работы [3]. Толщина образца $L = 60$ мкм была определена по максимальному числу осцилляций (рис. 2). Для параметров МББА $\epsilon_a = 0,7$, $\epsilon_1 = 3,06$, $\epsilon_{\perp} = 2,37$ и $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ дин формула (9) хорошо описывает область графика на рис. 2, соответствующую малым превышениям H над порогом $H_{кр}$.

Авторы выражают благодарность Ю. С. Чилингаряну и Н. В. Таби-ряну за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mada H. Mol. Cryst., Liquid Cryst., 53, 127 (1979).
2. Зельдович Б. Я., Табириян Н. В. ЖЭТФ, 79, 2388 (1980).
3. Нерсисян С. Р. и др. Письма в ЖЭТФ, 36, 292 (1982).
4. Faetti S., Fronzoni L. Solid State Commun., 25, 1087 (1978).
5. Brochard F., Pieranski P., Guyon E. Phys. Rev. Lett., 28, 1681 (1972).
6. Brochard F., Pieranski P., Guyon E. Journ. Phys. (Fr.), 34, 35 (1973).
7. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, Изд. Наука, М., 1978.

ՄԱՐԱԼ ԵՆՄԱՏԻԿԻ ԱԶԱՏ ՇԵՐՏԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅՑՔԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ
ԱՆԻՋՈՏՐՈՊԻԱՅԻ ԶԱՓՈՒՄԸ ՄԱԳՆԵՒՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ
ՅՐԵԴԵՐԻՔՍԻ ԱՆՑՄԱՆ ՕԳԵՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ա. Ռ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Վ. Հ. ՀՈՎՀԱՆԵՒՍՅԱՆ, Վ. Բ. ՊԱԽԱԼՈՎ

Փորձնականորեն շարված է ՄԱՐԱԼ նեմատիկ մակերևութային լարվածության σ_a անիզոտրոպիան նրա մակերևութի՝ օդի հետ շփման դեպքում, որի արժեքն է $|\sigma_a| = (2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ էրգ/սմ²։ Ուսումնասիրված է ազատ մակերևութում Ֆրեդերիքսի անցման դեպքում դիրեկտորի բաշխման վերլուծությունը։

MEASUREMENT OF SURFACE-TENSION ANISOTROPY OF A FREE LAYER OF NEMATIC MBBA BY FREDERICKSZ TRANSITION IN A MAGNETIC FIELD

S. R. NERSISYAN, V. O. OGANESYAN, V. B. PAKHALOV

The surface-tension anisotropy of a nematic MBBA was investigated when the surface was in contact with the air. The anisotropy index turned out to be equal to $(2.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$ erg/cm². The above-threshold structure of the director distribution was investigated at a static field Fredericksz transition in a free layer.

УДК 548.73;537.531

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В СЛАБО ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. М. ЕГИАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 июля 1984 г.)

Предложен и теоретически обоснован способ определения коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей в слабо деформированных кристаллах. Способ основан на преобразовании Радона и применим, когда градиент параметра отклонения меньше 10^{-3} см $^{-1}$.

Исследование картин, возникающих при дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, сводится к определению физических параметров кристаллов с помощью этих картин. В частности, задача измерения и определения коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей в совершенных кристаллах исследована экспериментально и теоретически и известна в литературе [1]. Задача определения коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей в несовершенных кристаллах также актуальна.

В настоящей работе предложен и теоретически обоснован способ определения этого коэффициента для слабо деформированных кристаллов. Способ основан на методе рентгеновской томографии, который использует преобразование Радона [2, 3]. Это преобразование широко применяется также в голографической интерферометрии [4].

Пусть точечный источник рентгеновских лучей единичной интенсивности расположен на поверхности совершенного кристалла с плоско-параллельными гранями. При $\mu t \gg 1$, где μ — линейный коэффициент поглощения излучения, а t — толщина кристалла, имеет место аномальное прохождение излучения (эффект Бормана). На фотопластинке, расположенной очень близко к выходной грани кристалла параллельно ей регистрируется интенсивность дифрагированного излучения J_0 . Координатная ось x параллельна входной поверхности кристалла, а ось z перпендикулярна к ней (см. рисунок). В рассматриваемом случае линии потока энергии прямые, и если p и θ являются параметрами нормальных уравнений этих прямых, то имеет место равенство

$$\ln [1/J_0(p, \theta)] = \int_{l(p, \theta)} \mu_0 dl, \quad (1)$$

где μ_0 — коэффициент аномального поглощения, а l — соответствующая прямая.

В случае слабо деформированного кристалла линии потока энергии не прямые и в случае плоской монохроматической падающей волны удовлетворяют следующему уравнению [1]:

$$-\frac{d}{dz} \left(\frac{\chi x}{\sqrt{1-x^2}} \right) = - \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \right) \alpha(r), \quad (2)$$

где $\dot{x} = \frac{dx}{dz}$, χ — поляризуемость кристалла, параметр смещения

$$\alpha(r) = \lambda^2 \left[\frac{1}{d_h^2(r)} - \frac{2 \sin \theta}{\lambda d_h} \right],$$

λ — длина волны излучения, d_h — локальное межплоскостное расстояние, θ — угол Брэгга.

Выведем условие пренебрежения искривлением потока энергии с точки зрения дополнительного поглощения. Когда

$$\alpha(r) = \alpha(z) = \alpha_0 + \alpha'z,$$

где α_0 и α' — постоянные, уравнение (2) принимает вид

$$\chi \left[1 - \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 \right] \frac{d^2x}{dz^2} + \chi \left(\frac{dx}{dz} \right)^3 = \alpha' \left[1 - \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (3)$$

Уравнение (3) будем решать методом последовательных приближений. Пусть

$$\frac{d^2x}{dz^2} \ll \frac{\alpha}{\chi} \left[1 - \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Тогда уравнение (3) примет вид

$$q^3 + \left(\frac{1-3\beta}{\beta} \right) q^2 + 3q - 1 = 0, \quad (5)$$

где

$$\beta = \frac{\alpha'}{\chi}, \quad q = \left(\frac{dx}{dz} \right)^2.$$

При условии $\beta \sim \left(\frac{\sin 2\theta \cdot \Delta\theta}{t\chi} \right) \gg 1$ решение уравнения (5) будет

$$q_1 = 1 - \frac{1}{(2\beta)^{1/3}}. \quad (6)$$

Подставив решение (6) в уравнение (3), в следующем приближении получим

$$q_2 = z \left[1 + 0,4 \left(\frac{\alpha'}{\chi} \right)^{2/3} \right] + 1 - 0,8 \left(\frac{\chi}{\alpha'} \right)^{2/3}. \quad (7)$$

В рассматриваемом приближении дополнительным поглощением, обусловленным искривлением линий потока энергии, можно пренебречь и считать эти линии прямыми, если имеет место условие

$$\nu_0 \int_0^l \left[\sqrt{1+q_2^2} - \sqrt{1+q_1^2} \right] dz \ll 1. \quad (8)$$

Подставляя выражения (6) и (7) в (8), получим

$$\frac{1}{2} \left[1 - 0,4 t \left(\frac{\alpha'}{\chi} \right)^{2/3} \right] \left[1 + \frac{1}{2} \left(1 - 0,4 t \left(\frac{\alpha'}{\chi} \right)^{2/3} \right) \right] \ll \ll \left[1 + \left(\frac{\alpha'}{\chi} \right)^{2/3} 0,4 \right] \left[\frac{1}{\mu_0} + \sqrt{2} t \right] \text{ см}^{-1} + 1,15. \quad (9)$$

Из (9) следует, что в несовершенных кристаллах при прохождении рентгеновских лучей линии потока энергии можно считать прямыми, в частности, для отражения излучения $AgK_{\alpha 1}$ от плоскостей (220) кристалла Si толщиной $t = 1$ см, когда $\alpha' = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Когда по схеме с той же геометрией, представленной на рисунке, регистрируется интенсивность J_1 дифрагированного рентгеновского излуче-

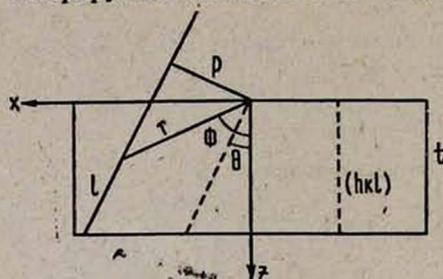


Схема регистрации интенсивности рассеянной волны.

ния от кристалла, имеющего внутренние искажения, для которых $\alpha' \ll 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, то

$$\ln [1/J_1(p, \theta)] = \int_{l(p, \theta)} \mu(r, \Phi) dl, \quad (10)$$

где r и Φ — полярные координаты точки на линии $l(p, \theta)$. Из (1) и (10) следует, что

$$\ln \frac{J_0(p, \theta)}{J_1(p, \theta)} = \int_{l(p, \theta)} [\mu(r, \Phi) - \mu_0] dl. \quad (11)$$

В рассматриваемом случае функция $\mu(r, \Phi) - \mu_0$ удовлетворяет условиям применимости преобразования Радона [2, 3]. Следовательно, имеем

$$\mu(r, \Phi) = \mu_0 + \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial p} [\ln J_0 - \ln J_1] \frac{dp}{r \sin(\Phi - \theta) - p}. \quad (12)$$

Таким образом, измеряя интенсивности $J_0(p, \theta)$ и $J_1(p, \theta)$ в соответствующих областях изменения p и θ , в рассматриваемом случае можно из (12) определить пространственное распределение коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей для кристалла с малыми внутренними искажениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пинскер Э. Г. Рентгеновская кристаллооптика. Изд. Наука, М., 1982.
2. Хелласон С. Преобразование Радона. Изд. Мир, М., 1983.
3. Radon J. Ber. Verh. Sächs. Akad. Wiss. Leipzig, Math.—Nat. Kl., 69, 262 (1917).
4. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. Изд. Мир, М., 1982.

ԹՈՒՅԼ ԻՆՅՈՐՄԱՑՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ
ԱՆՈՄԱԼ ԿԼԱՆՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿ

Ա. Մ. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ

Առաջարկված է դեֆորմացված բյուրեղներում սենտրոնային ճառագայթման անոմալ կլանման գործակցի որոշման եղանակ: Եղանակը հիմնվում է Ռադոնի ձևափոխության վրա և ճիշտ է, երբ շեղման պարամետրերի գրադիենտը փոքր է 10^{-3} սմ $^{-1}$:

A METHOD FOR THE DETERMINATION OF X-RAY ANOMALOUS ABSORPTION COEFFICIENT IN WEAKLY DEFORMED CRYSTALS

A. M. EGI AZARYAN

A method for the determination of X-ray anomalous absorption coefficient in weakly deformed crystals is proposed. The method is based on the Radon transformation and is applicable when the gradient of the deviation parameter is smaller than 10^{-3} cm $^{-1}$.

УДК 537.525.1

О РАДИАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КОНТРАГИРОВАННОМ РАЗРЯДЕ

А. В. ЕЛЕЦКИЙ

ИАЭ им. И. В. Курчатова

Р. В. ЧИФЛИКЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 27 февраля 1984 г.)

На основании уравнения баланса для плотности электронов исследуется характер радиального распределения заряженных частиц в контрагированном разряде. Показано, что в основной области разряда, где образование заряженных частиц в объеме за счет ионизации несущественно, указанное распределение с достаточно высокой степенью точности аппроксимируется функцией $N_e \sim i/r^2$. Эта зависимость справедлива везде, за исключением узкой приосевой области разрядной трубки, где радиальная зависимость плотности электронов оказывается существенно более слабой. Полученные распределения $N_e(r)$ используются для расчета вольт-амперных характеристик положительного столба контрагированного разряда в инертных газах в случае нетепловой контракции.

1. Как известно [1—3], сжатие или контракция разряда возникает в условиях, когда образование свободных электронов происходит в узкой приосевой области разрядной трубки, а основным механизмом их нейтрализации связан с процессом объемной рекомбинации. Задача нахождения радиального распределения плотности заряженных частиц в этих условиях наталкивается на математические трудности, возникающие при решении нелинейного дифференциального уравнения второго порядка с функцией источника, резко зависящей от радиальной координаты. В настоящей работе показано, что эти трудности можно преодолеть в рамках аналитического подхода, основанного на предположении о том, что область образования заряженных частиц в разряде мала по сравнению с радиусом разрядной трубки.

2. Будем рассматривать разряд в инертном газе повышенного давления при условиях, когда состояние разряда является контрагированным. Это соответствует давлениям газа, превышающим несколько десятков Торр, и диапазону изменения разрядных токов примерно от 0,01 до 0,1 А. В рассматриваемых условиях основным типом ионов являются молекулярные ионы R_2^+ , а причиной резкой радиальной неоднородности интенсивности образования свободных электронов в разряде может быть как термическая неоднородность положительного столба разряда [2], так

и резкая зависимость константы скорости ионизации от степени ионизации плазмы [4].

Стационарные уравнения баланса для плотностей электронов и возбужденных атомов инертных газов в типичных разрядных условиях имеют следующий вид

$$\operatorname{div} D_a \operatorname{grad} N_e + K_{ст} N_a^* N_e - \alpha_{д.р} N_e^2 = 0, \quad (1)$$

$$K_b N_a N_e - K_{ст} N_a^* N_e - \frac{N_a^*}{\tau} = 0.$$

Здесь D_a — коэффициент амбиполярной диффузии заряженных частиц, $K_{ст}$ — константа ступенчатой ионизации атомов, K_b — константа возбуждения нейтральных атомов, которая может резко зависеть от плотности электронов и их температуры, $\alpha_{д.р}$ — коэффициент диссоциативной рекомбинации, τ — эффективное время жизни возбужденного состояния с учетом плеснения резонансного излучения, N_a , N_a^* и N_e — соответственно плотности нейтральных атомов, возбужденных атомов и электронов.

Как легко убедиться, диффузия возбужденных атомов практически не влияет на их баланс. Кроме того, предполагается, что ступенчатая ионизация атомов происходит в основном через одно возбужденное состояние атома. Это предположение справедливо в условиях резкой зависимости константы возбуждения от параметров плазмы, когда концентрация возбужденных атомов намного меньше своего равновесного значения [5]. Указанное предположение несколько занижает абсолютное значение частоты ионизации, однако, как будет видно из дальнейшего, оно позволяет достаточно полно выявить основные качественные особенности контрагированного разряда.

Исключив из системы уравнений (1) плотность возбужденных частиц N_a^* , получаем следующее уравнение баланса для плотности электронов:

$$D_a \Delta N_e + \nu_i N_e - \alpha_{д.р} N_e^2 = 0, \quad (2)$$

где

$$\nu_i = \frac{K_b N_a}{1 + (K_{ст} N_e \tau)^{-1}}.$$

Уравнение (2) должно удовлетворять граничным условиям

$$N_e(R) = N_e'(0) = 0, \quad (3)$$

где R — радиус трубки.

Для контрагированного разряда, как известно, справедливо соотношение

$$l_d = \left(\frac{D_a}{\alpha_{д.р} N_e} \right)^{1/2} \ll R,$$

где l_d — диффузионная длина, на которую дрейфует электрон за время рекомбинации $(\alpha_{д.р} \bar{N}_e)^{-1}$, \bar{N}_e — характерное значение для плотности электронов в разрядной трубке. При этом функция ν_i характеризуется весьма резкой радиальной зависимостью, т. е. в нулевом при

ближении можно ввести характерный размер области ионизации $r_0 \ll R$, такой, что

$$\begin{aligned} v_i(0 < r \leq r_0) &= v_i^0, \\ v_i(r_0 < r < R) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Прежде, чем найти распределение электронов по радиусу в цилиндрической трубке, найдем его в случае одномерного разряда.

3. Распределение плотности электронов во внешней области, где ионизация отсутствует, в случае плоской геометрии разряда определяется уравнением

$$Y'' - \beta Y^2 = 0, \quad (5)$$

где

$$Y(\tilde{x}) = \frac{N_e(r)}{N_e(0)}, \quad \tilde{x} = \frac{r-r_0}{R}, \quad \beta = \frac{\alpha_{л.р.} N_e^0 R^2}{D_a}, \quad N_e^0 = N_e|_{r=r_0},$$

r имеет смысл линейного размера, $R = 0,5 L_1$, L_1 — наибольшая длина электродов, ограничивающих область горения разряда. Это уравнение правильно описывает пристеночную область цилиндрической трубки $r_0 \ll r \leq R$.

Первый интеграл уравнения (5), как легко убедиться, имеет вид

$$Y'^2 = \frac{2}{3} \beta Y^3 + C_1, \quad (6)$$

причем в силу условия $Y(1) = 0$ постоянная интегрирования C_1 всегда положительна. Вводя новую переменную $u = (\beta/6)^{1/2} \tilde{x}$, приходим к уравнению

$$\left(\frac{dY}{du}\right)^2 = 4Y^3 + \frac{6C_1}{\beta}, \quad (7)$$

решением которого является эллиптическая функция Вейерштрасса $Y = P(u + C_2)$ с инвариантами $q_2 = 0$ и $q_3 = -6C_1/\beta$ [6]; C_2 — постоянная интегрирования.

Для нахождения C_1 и C_2 воспользуемся граничными условиями $Y|_{\tilde{x}=1} = 0$ и $Y|_{\tilde{x}=0} = 1$ (в области $0 \leq \tilde{x} \leq 1$ ионизация пренебрежимо мала). Воспользовавшись стандартной методикой обращения с функциями Вейерштрасса [6], из первого граничного условия получаем связь между C_1 и C_2 :

$$\left(\frac{\beta}{6}\right)^{1/2} + C_2 = 0,9 \left(\frac{\beta}{6C_1}\right)^{1/6}. \quad (8)$$

Из второго граничного условия следует

$$C_2 \approx 0,93. \quad (9)$$

Имея в виду, что в контрагированном разряде $\beta = \alpha_{л.р.} N_e^0 R^2/D_a \sim 10^3$, из соотношений (8) и (9) получаем

$$C_1 \approx \frac{19}{\beta^2}. \quad (10)$$

Легко убедиться, что интересующая нас область ($u \lesssim (\beta/6)^{1/2}$) изменения параметра u много меньше периода $2\omega_2 \simeq 6(\beta/6)^{1/2}$ функции $Y(u)$. Это позволяет воспользоваться разложением функции $Y(u)$ в ряд по степеням u , который в рассматриваемой области быстро сходится и имеет вид

$$Y(u) = \frac{1}{u^2} + \frac{q_3}{28} u^4 + \frac{q_3^2}{13 \cdot 28^2} u^{10} + \dots \quad (11)$$

Простой расчет с учетом (10) показывает, что отбрасывание второго слагаемого приводит к ошибке, не превышающей 2%. Вклад остальных слагаемых еще меньше.

С учетом вышесказанного имеем

$$Y(u) = P(u + C_2) \approx \left[1 + \left(\frac{\beta}{6} \right)^{1/2} x \right]^{-2}$$

Переходя вновь к исходным переменным, для $N_e(r)$ получаем

$$N_e(r) \approx N_e(r_0) \left[1 + \left(\frac{\beta}{6} \right)^{1/2} \frac{r}{R} \right]^{-2} \quad (12)$$

При условии $(\beta/6)^{1/2} \gg 1$ в области $r \gtrsim r_1$ функция (12) принимает вид

$$N_e(r) \approx \frac{6D_a}{\alpha_{д.р} r^2} \quad (13)$$

Для полного решения задачи необходимо найти размер области r_1 , где в основном распределены электроны. Величина этого параметра зависит от физического механизма контракции, т. е. от того, какова физическая причина резкой радиальной зависимости константы скорости ионизации атомов инертного газа электронным ударом. В случае нетепловой контракции (см., например, [7]) этой причиной является резкая зависимость ν_i от степени ионизации плазмы $\gamma = N_e/N_a$, обусловленная зависимостью функции распределения электронов по скоростям от параметра γ в области пороговых энергий.

Найдем теперь связь между внутренними параметрами задачи и радиусом контрагированного столба r_1 . Используем для этого приближенный метод решения уравнения баланса (2) для $N_e(r)$ с граничными условиями (3), разработанный в [8]. Согласно этому методу радиальная зависимость плотности электронов аппроксимируется выражением

$$N_e(r) = N_e(0) \frac{\exp(-\delta r^2) - \exp(-\delta R^2)}{1 - \exp(-\delta R^2)} \quad (14)$$

В (14) автоматически учитываются граничные условия (3), а искомый параметр $\delta = 1/r_1^2$ учитывает степень сжатия разряда. Для нахождения r_1 с учетом (14) уравнение баланса (2) записывается при $r=0$ и интегрируется по $L_2 dr$ по всему сечению плоского разряда (L_2 —меньшая длина электродов). В результате несложных выкладок с использованием конкретных зависимостей внутренних параметров плазмы от γ и T_e для r_1 получаем

$$r_1 = \left[\frac{2D_a}{\alpha N_e(0)} \right]^{1/2} \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{b}{2}\right)^{1/2} - 1}}, \quad (15)$$

где $b = d \ln K_n / d \ln N_e$ — параметр, характеризующий степень резкости зависимости частоты возбуждения от степени ионизации плазмы.

4. Рассмотрим теперь случай цилиндрической геометрии. В области $r_1 < r < R$, где ионизация отсутствует, уравнение баланса (2) принимает вид

$$D_a \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dN_e}{dr} \right) - \alpha_{\text{д.р}} N_e^2 = 0, \quad (16)$$

причем граничное условие $N_e(r_1) = N_e^0$ должно определяться путем сшивки решения уравнения (16) с решением уравнения (2) во внутренней области $0 \lesssim r \lesssim r_1$ (здесь r — радиальная координата).

Непосредственной подстановкой легко убедиться, что уравнению (16) удовлетворяет функция

$$N_e(r) = \frac{4D_a}{\alpha_{\text{д.р}} N_e^2}, \quad (17)$$

которая аналогична полученной выше функции (13). Такое решение не удовлетворяет граничному условию $N_e(R) = 0$, однако в силу условия $r_1 \ll R$ из (17) следует, что

$$\frac{N_e(R)}{N_e(r_1)} = \left(\frac{r_1}{R} \right)^2 \ll 1.$$

Таким образом, в соответствии с решением (17) плотность $N_e(r)$ вблизи стенок трубки ничтожно мала по сравнению с приосевым значением и граничное условие нарушается лишь формально. Следует отметить, что $N_e(r)$, задаваемая формулой (17), является несколько заниженной по сравнению с точным решением, ибо в реальной ситуации частота ионизации в области $r_1 \lesssim r < R$ отлична от нуля, хотя и очень мала.

Решение (17), которое верно описывает поведение $N_e(r)$ на достаточно больших расстояниях от оси, необходимо шить с решением уравнения (2) в центральной зоне. Как видно из решения одномерной задачи, радиальное распределение $N_e(r)$ в приосевой области с достаточно высокой точностью аппроксимируется выражением (14), где r уже имеет смысл радиальной координаты, а не линейного размера. Сшивка с решением уравнения (17) производится в точке $r = r_1$, причем r_1 определяется с помощью того же приближенного метода, которым была получена оценка (15) в одномерном случае. Применительно к цилиндрической трубке для r_1 получаем следующее выражение

$$r_1 = \left[\frac{8D_a}{\alpha_{\text{д.р}} N_e(0)b} \right]^{1/2}. \quad (18)$$

Итак, можно считать надежно установленным, что для внутренней области разрядной трубки ($0 < r < r_1$) радиальное распределение электронов определяется выражением (14), а во внешней, основной области ($r_1 < r < R$), — выражением (17).

Следует отметить, что лапласиан для плотности $N_e(r)$, описываемой формулой (17), положителен, т. е. для внешней области диффузионные процессы являются не каналами потерь для электронов (как это имеет место в приосевой области), а являются источником их рождения за счет дрейфа электронов из приосевой зоны. Заметим, что в случае плавного, например, бесселевского распределения электронов лапласиан отрицателен всюду и, следовательно, диффузия здесь всюду является каналом потерь. Вышесказанное согласуется с данными работы [9], в которой подробно рассматриваются условия для введения «эффективной диффузионной длины» — характерного размера токового шнура в диффузионном и контрагированном разряде.

Ток, протекающий через трубку, с учетом выражений (14), (17) и (18) можно записать в виде

$$I = \frac{4\pi e w_{д.р.} D_a}{a_{д.р.}} \left[\frac{2 \left(1 - \frac{1}{e}\right)}{b} + \ln \frac{a N_e(0) R^2}{8 D_a b} \right]. \quad (19)$$

Воспользовавшись выражениями (2) и (18), исключим явную зависимость тока от плотности электронов, содержащуюся в $b = d \ln K_a d \ln N_e$. Как видно из (2), частота ионизации, сама будучи экспоненциально резко возрастающей функцией от E/N_a и N_e/N_a , меняется весьма плавно по степенному закону. Отсюда следует, что скорости изменения N_e/N_a и E/N_a имеют разные знаки и ВАХ падает.

5. Сравним полученное решение (17) с результатами работ других авторов. В работе [10] численными методами были найдены решения уравнения (2) для различных степеней резкости спада по радиусу частоты ионизации. При расчете контрагированных распределений там использовался подход, аналогичный рассматриваемому нами, а именно: в грубом приближении весь объем трубки разбивался на две области (приосевую, с активной ионизацией, и остальную, где ионизации практически нет).

На рис. 1 приведены кривые зависимости $Y = N_e(r)/N_e(0)$ от $x = r/R$ из указанной работы и полученную нами. Видно, что найденное

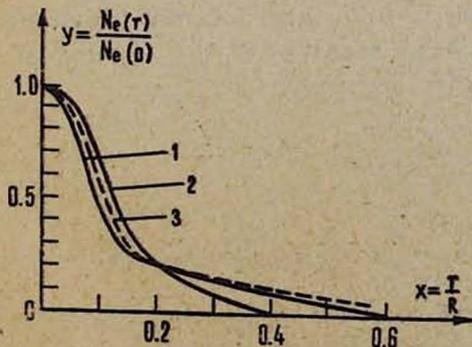


Рис. 1. Радиальное распределение заряженных частиц в безразмерных координатах: 1 — расчет [10]; 2 — эксперимент [11]; 3 — наш расчет.

нами приближенное решение уравнения (16), задаваемое формулами (14) и (17), хорошо совпадает с точным численным решением. На том же рисунке приводится зависимость $Y(x)$, полученная экспериментально [11].

На рис. 2 приводится график зависимости характерного радиуса контрагированного шнура r_c от T_e , определяемой формулой (18), для неона при $P=100$ Торр. Значения b брались из предыдущей работы ав-

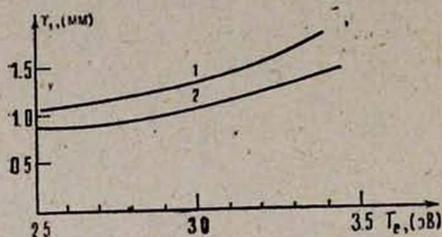


Рис. 2. Зависимость характерного радиуса контрагированного столба ст T_e в неоне при $P=100$ Торр, $R=1$ см: 1 — расчет [12]; 2 — наш расчет.

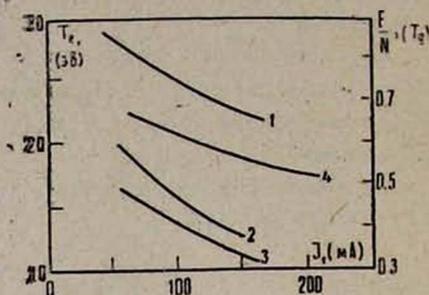


Рис. 3. ВАХ для N_e при $P=100$ Торр, $R=1$ см: 1 — расчет [13]; 2 — эксперимент [13]; 3 — эксперимент [14]; 4 — наш расчет.

торов [4]. Для сравнения приводится также результат численного расчета из работы [12].

На рис. 3 приводится ВАХ, полученная на основе выражения (19) для N_e при $P=100$ Торр. На том же рисунке приведены экспериментальная и теоретическая кривые из работы [13] и экспериментальная кривая из работы [14]. Вид формулы для K_v брался из [4], а зависимость остальных параметров от E/N_a и N_e/N_a — из [15]. Некоторое различие результатов расчета и экспериментальных данных может быть объяснено использованием в настоящей работе модельного предположения о механизме ступенчатой ионизации через одно возбужденное состояние атома. Как указывалось выше, это предположение приводит к заниженным значениям частоты ионизации и, следовательно, к необходимости увеличения отношения E/N_a , требуемого для поддержания разряда при заданных внешних параметрах трубки (ток, давление газа, радиус). При малых токах и относительно высоких значениях напряженности электрического поля число возбужденных состояний, через которые происходит ступенчатая ионизация, уменьшается, что объясняет наблюдаемое на рис. 3 уменьшение расхождения между теорией и экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kenty G. Phys. Rev., 126, 1235 (1962).
2. Елецкий А. В., Рахимов А. Т. В сб. «Химия плазмы». Атомиздат, М., 1977, вып. 4, с. 123.
3. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. Изд. Наука, М., 1980.
4. Елецкий А. В., Чифликян Р. В. Физика плазмы, 9, 854 (1983)
5. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. Изд. Наука, М., 1982.

6. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. Под ред. М. А. Абрамовица, И. Стиган. Изд. Наука, М., 1979.
7. Голубовский Ю. Б., Зонненбург Р. ЖТФ, 49, 295, 754 (1979).
8. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. Изд. Наука, М., 1978.
9. Rogoff G. L. J. Appl. Phys., 52, 6601 (1981).
10. Голубовский Ю. Б., Лягущенко Р. И. ЖТФ, 46, 2327 (1976).
11. Prins M., Smits R. M. M. Proc. of the XII Intern. Conf. on Phen. in Ion. Gas. Eindhoven, 1975, p. 67.
12. Голубовский Ю. Б., Лягущенко Р. И. ЖТФ, 47, 1852 (1977).
13. Wagner L. S., Colubowsky Ju. B., Ljagustschenko R. I. Proc. of the XIII Intern. Conf. on Phen. in Ion. Gas. Berlin, 1977, p. 243.
14. Smits R. M. M., Prins M. Physica, 96C, 262 (1979).
15. Dutton J. J. Chem. Phys., Ref. Dats, 4, 577 (1975).

**ՍԵՂՄՎԱԾ ՊԱՐՊՄԱՆ ՄԵՋ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ
ՇԱՌԱՎՂԱՑԻՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՄԱՍԻՆ**

Ա. Վ. ԵԼԵՏԿԻ, Ռ. Վ. ՉԻՖԼԻԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ սեղմված պարպումի հիմնական տիրույթում (բացառությամբ առանցքային տիրույթի), որտեղ լիցքավորված մասնիկների դոզացումը ի հաշիվ իոնիզացման էական չէ, շառավղային բաշխումը բավականին մեծ ճշտությամբ նկարագրվում է $N_e \sim 1/r^2$ ֆունկցիայով: Գտնված $N_e(r)$ բաշխումը կիրառվում է իներտ գազերում դրական սյան վոլտ-ամպերային բնութագրի հաշվարկի համար ոչ շերմային սեղման դեպքում:

**ON THE RADIAL DISTRIBUTION OF CHARGED PARTICLES
IN THE CONSTRICTED DISCHARGE**

A. V. ELETSKIJ, R. V. CHIFLIKYAN

It is shown, that in the main region of the constricted discharge (except for the axial part), where the formation of charged particles by ionization is unimportant, the radial distribution of electrons is approximated with high degree of accuracy by the function $N_e \sim \frac{1}{r^2}$. The obtained distribution $N_e(r)$ is used for the calculation of voltage-current characteristics of the positive column for inert gases in the case of nonthermal constriction.

УДК 621.384.6.01:539.12.03

ВЛИЯНИЕ НАКЛОННОСТИ ПРОЛЕТА ЭЛЕКТРОНА НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. А. ГЕВОРКЯН, Р. В. ТУМАНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 9 января 1984 г.)

Впервые получено аналитическое выражение для траектории электрона при наклонном пролете через спиральный ондулятор. Найдено условие правомерности сделанного приближения для поля в ондуляторе. Показано, что изменения спектральных характеристик излучения электрона за счет наклонности будут становиться заметнее по мере приближения угла пролета к характерному углу излучения.

Траектория электрона при его нормальном пролете через плоский ондулятор с синусоидальным распределением магнитной индукции получена в работах [1, 2]. В [3] траектория электрона получена в поле, удовлетворяющем уравнениям Максвелла. Случай спирального ондулятора рассмотрен в [4].

Интересен также вопрос об ондуляторном излучении при наклонном пролете заряда, поскольку в реальных условиях частицы движутся непараллельно оси ондулятора как из-за угловой расходимости пучка, так и из-за неточности ввода. В [5] была сделана попытка оценить влияние наклонности пролета на излучение в плоском ондуляторе.

В настоящей работе исследуется динамика электрона при произвольном, но малом угле пролета через спиральный ондулятор. При этом используется выражение для поля на оси ондулятора. В такой постановке задачи впервые найдено аналитическое выражение для траектории излучения и приведено условие применимости использованного приближения.

Магнитное поле в ондуляторе возьмем в виде

$$\mathbf{H} = H_m [\hat{i} \cos(nz + \Phi) + \hat{j} \sin(nz + \Phi)], \quad (1)$$

где $n = 2\pi/l$, H_m , Φ и l — амплитуда, фаза и период поля, \hat{i} и \hat{j} — орты в направлениях x и y .

Пусть частица с массой покоя m и зарядом $(-e)$ влетает в ондулятор с начальной скоростью

$$\mathbf{V}_0 = c \{ (\beta_n - \beta_{\perp}) \cos \Phi, (\beta_n - \beta_{\perp}) \sin \Phi, \beta_{\parallel} = \sqrt{\beta^2 - (\beta_n - \beta_{\perp})^2} \}. \quad (2)$$

Здесь β_n — отклонение начальной поперечной скорости от поперечной скорости, приобретаемой электроном в ондуляторе. При этом $\beta_{\perp} = q/\gamma$, $q = eH_m l / 2\pi m c^2$ — параметр ондулятора.

С учетом сохранения энергии частицы в магнитном поле и после замены $c\beta_z dt = dz$ уравнения движения частицы в поле (1) легко интегрируются [6] и при начальной скорости (2) получаем точную траекторию электрона:

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 + c(\beta_n - \beta_{\perp})t \cos \Phi + 4\beta_{\perp} c / \mu \Omega [\sin \Phi (1 - \operatorname{dn} u) + \\ &\quad + \cos \Phi (u - E(u))], \\ y(t) &= y_0 + c(\beta_n - \beta_{\perp})t \sin \Phi - 4\beta_{\perp} c / \mu \Omega [\cos \Phi (1 - \operatorname{dn} u) - \\ &\quad - \sin \Phi (u - E(u))], \\ z(t) &= l/\pi \operatorname{am} u, \\ u &= \Omega t / 2, \quad \Omega = 2\pi c \beta_{\perp} / l, \quad \mu = 4\beta_{\perp} \beta_n / \beta_{\perp}. \end{aligned} \quad (3)$$

где $E(u)$ — неполный эллиптический интеграл второго рода, $\operatorname{am} u$ — обратная функция от эллиптического интеграла первого рода, $\operatorname{dn} u = \sqrt{1 - \mu \sin^2(\operatorname{am} u)}$ — эллиптическая функция Якоби, а (x_0, y_0) — положение частицы в поперечной плоскости при $t=0$. Здесь начало отсчета времени ($t=0$) соответствует условию $z(0)=0$.

Поскольку всегда $\mu \ll 1$, можно воспользоваться разложением в ряд функций $\operatorname{dn} u$, $E(u)$ и $\operatorname{am} u$ [6]. Пренебрегая членами порядка μ^2 и μ^2 , для траектории частицы в спиральном ондуляторе окончательно получаем

$$\begin{aligned} x &= x_0 + R \sin \Phi + c\beta_n \cos \Phi t - R \sin(\Omega_0 t + \Phi), \\ y &= y_0 - R \cos \Phi + c\beta_n \sin \Phi t + R \cos(\Omega_0 t + \Phi), \\ z &= c\bar{\beta} t + R\beta_n \sin \Omega_0 t, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$R = \frac{c}{\Omega} \beta_{\perp}, \quad \bar{\beta} = \sqrt{\beta_n^2 - \beta_{\perp}^2 - \beta_{\parallel}^2}, \quad \Omega_0 = \frac{2\pi c}{l} \bar{\beta}.$$

Таким образом, при наклонном влете частицы в ондулятор под углами порядка $(\beta_n - \beta_{\perp})$, где β_n — угол пролета, помимо поперечных колебаний появляются также продольные колебания с той же частотой Ω_0 . Нетрудно убедиться, что сохранение энергии электрона имеет место с достаточной точностью. При $\beta_n = 0$ эта траектория переходит в известную траекторию для случая нормального пролета [4]. Если перейти в систему координат с осью z' в плоскости падения и составляющей угол β_n с осью ондулятора, то частица будет двигаться по винтовой линии с радиусом R и частотой Ω_0 .

Отметим, что наклонность пролета не будет влиять на спектральные характеристики излучения, образуемого при прохождении электрона через ондулятор с N периодами, если изменение фазы фурье-компоненты поля излучения мало по сравнению с единицей. Учет изменения фазы из-за использованного нами приближения приводит к условию

$$2\pi q N \beta_n \max(\beta_n, \gamma^{-1}) \ll 1. \quad (5)$$

Заметим также, что поле в ондуляторе имеет вид (1) только на оси [7]. Можно убедиться, что относительная поправка к полю (1) на расстоянии r от оси в практически интересных случаях есть величина порядка $2\pi r/l$. При этом, как показано в [3], в случае плоского ондулятора изменением траектории можно пренебречь при условии $2\pi r/l \ll 1$. Так как максимальное удаление от оси частицы с углом пролета β_n порядка $Nl\beta_n$, то погрешность фазы за счет изменения продольного движения будет $2\pi q N \gamma \beta_n^2$, а за счет изменения поперечного движения — $2\pi q N \beta_n$. Отклонение от оси за счет поперечных колебаний мало меняет фазу ($\sim q\beta_{\perp}$), а начальное положение $\rho_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ приводит к изменению фазы на величину порядка $2\pi q \rho_0/l$.

Резюмируя, можно утверждать, что при выполнении условия (5) приближение (1) для поля в спиральном ондуляторе приемлемо и им можно пользоваться при исследовании спектральных характеристик излучения в случае наклонного пролета электрона. При этом спектральные характеристики могут отличаться от соответствующих характеристик излучения при нормальном пролете, если параметр наклонности $\gamma\beta_n$ — порядка единицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Motz H., Thon W., Whitehurst R. N. J. Appl. Phys., 24, 826 (1953) (перевод в сборнике «Миллиметровые и субмиллиметровые волны». Изд. ИЛ, М., 1959).
2. Combe R., Feix M. C. R. 237, 1318 (1953) (перевод в сборнике «Миллиметровые и субмиллиметровые волны». Изд. ИЛ, М., 1959).
3. Геворгян Л. А., Корхмазян Н. А. ЖЭТФ, 76, 1226 (1979).
4. Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г. Труды ФИАН СССР, 80, 100 (1975).
5. Корхмазян Н. А., Элбакян С. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 7 (1971).
6. Справочник по специальным функциям. Под ред. М. А. Абрамовица, И. Стиган. Изд. Наука, М., 1979.
7. Бухгольц Г. Расчет электрических и магнитных полей. Изд. ИЛ, М., 1961.

ՀԱՄԱԳԱՅՅՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՎՐԱ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԱՆՅՄԱՆ ԹԵՔՈՒԹՅԱՆ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕՆԴՈՒՅԱՏՈՐԱՅԻՆ

Լ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ռ. Վ. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Ստացված է էլեկտրոնի հետագծի անալիտիկ տեսքը սպիրալային օնդուլյատորով թեքով ճանաչման անցնելու դեպքում: Բացահայտված է օնդուլյատորի դաշտի օգտագործված մոտավորության կիրառելիության պայմանը: Ցույց է տրված, որ թեքության պատճառով էլեկտրոնի ճառագայթման սպեկտրալ բնութագրերի փոփոխությունը ավելի նկատելի է, երբ անցման անկյունը մոտենում է ճառագայթման բնութագրիչ անկյանը:

THE INFLUENCE OF ELECTRON TRAJECTORY INCLINATION ON SPECTRAL CHARACTERISTICS OF UNDULATOR RADIATION

L. A. GEVORGYAN, R. V. TUMANYAN

An analytic expression for the trajectory of a charged particle at its inclined transition through the spiral undulator is obtained for the first time. The validity of the approximation made for the undulator magnetic field is discussed. It is shown, that the change in spectral characteristics of the charged particle radiation due to the inclination becomes more noticeable as the inclination angle approaches the characteristic angle of the radiation.

УДК 548.053.7

РЕНТГЕНОВСКИЙ ЭКСИТОН В МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА

К. И. КАРАХАНЯН, И. С. ГАСПАРОВА

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 6 июня 1984 г.)

В атомном приближении вычислены потенциал электронно-дырочного взаимодействия и энергия связи рентгеновского К-экситона в модели переноса. Показано, что свойства этих экситонов более существенным образом зависят от структуры кристалла, чем свойства аналогичных экситонов в модели возбуждения.

Известно, что в рентгеновской спектроскопии уделяется большое внимание изучению тонкой структуры спектров вблизи краев поглощения, так как они дают богатую информацию об электронной структуре данного вещества. При этом в начальной области спектров поглощения неметаллических твердых тел происхождение некоторых максимумов тонкой структуры часто связывается с рентгеновским экситоном (РЭ) [1—5].

Рентгеновский экситон—это связанное состояние дырки и электрона. Дырка возникает на внутренних оболочках атомов или ионов, когда под действием рентгеновских лучей из этих оболочек вырывается электрон. Такой возбужденный атом или ион оказывается неустойчивым: вслед за поглощением рентгеновского кванта происходит перестройка электронных оболочек, приводящая к заполнению возникающей дырки. При этом дырка переходит из данной оболочки на более высокую. Если дырка переходит из одного состояния в другое в данном атоме (ионе), то возникает экситон в модели возбуждения, а если дырка переходит из данного атома (иона) к другому, то возникает экситон в модели переноса [1—4].

В работах [2, 3] было показано, что по своей структуре РЭ сходен с оптическим экситоном Мотта-Ваннье, а уравнение Шредингера имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + V_{n,l,m}(r, \vartheta, \varphi) \right] \Phi(r) = E\Phi(r), \quad (1)$$

$$V_{n,l,m} = -\frac{e^2}{\epsilon r} - \sum_{n',l',m'} \int \psi_{n,l,m}(r_1, \vartheta_1, \varphi_1) \frac{e^2}{\Delta r} \psi_{n',l',m'} dr_1. \quad (2)$$

Здесь n, l, m —набор квантовых чисел, характеризующих первоначальное состояние, откуда вырывается электрон (образуется дырка), а n', l', m' —набор квантовых чисел, характеризующих конечное состояние дырки, r, r_1 —радиусы-векторы соответственно электрона и дырки относительно ядра, $\Delta r = |r - r_1|$ —расстояние между ними, M —масса экситона.

В настоящей работе сделана попытка на основе предложенной модели вычислить потенциал электронно-дырочного взаимодействия и энергию

связи экситона в модели переноса. В этом случае $n=1$, $l=m=0$, и волновая функция начального состояния дырки будет иметь вид

$$\psi_{10} = \frac{R_{10}(r_1)}{4\pi}. \quad (3)$$

Здесь $R_{10}(r_1)$ —радиальная функция водородоподобного атома для К-состояния.

Для нахождения волновой функции дырки конечного состояния совместим начало координат с ядром атома (иона), в котором возникла дырка. Тогда положения остальных ядер можно представить с помощью вектора трансляции \mathbf{R} . Если радиус-вектор дырки есть \mathbf{r}_1 , то расстояние между данной дыркой и ядром с радиусом-вектором \mathbf{R} будет равно $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}|$. Тогда волновую функцию дырки конечного состояния в кристалле, удовлетворяющую трансляционному условию, в первом приближении можно записать в виде

$$\psi_{n', l', m'}(\mathbf{r}_1) = \sum_{\mathbf{R}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} \psi_{n', l', m'}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}), \quad (4)$$

где \mathbf{k} —волновой вектор, а $\psi_{n', l', m'}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R})$ —волновая функция дырки в атоме с радиусом \mathbf{R} :

$$\psi_{n', l', m'}(\mathbf{r}_1) = Y_{l', m'}(\vartheta', \varphi') R_{n', l'}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}|). \quad (5)$$

Здесь ϑ' , φ' —углы, определяющие направление вектора $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R})$.

Разлагая $1/|\Delta r|$ по сферическим функциям и используя, как и в работах [2, 3], правила отбора для дипольных переходов, получим выражение потенциала взаимодействия между электроном и дыркой в следующем виде:

$$V_{100} = -\frac{e^2}{\varepsilon r} - \frac{A}{r^2} (V\sqrt{2} \sin \vartheta \cos \varphi + \cos \vartheta), \quad (6)$$

$$A = \frac{V\sqrt{3}}{3} e^2 \sum_{n', R} \int \frac{r_1^2 + R^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}|^3} R_{10}(r_1) R_{n', 1}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}|) d\mathbf{r}_1 \cos(\widehat{\mathbf{k}\mathbf{R}}). \quad (7)$$

Подставив потенциал (6) в уравнение (1), нетрудно найти энергию связи рентгеновского К-экситона в модели переноса [2, 3]:

$$E = -\frac{4E_0}{\varepsilon^2} \left(\frac{M}{m_0}\right) \left[1 + \sqrt{1 + \frac{16}{3} \left(\frac{M}{m_0}\right) A^2}\right]^{-2}. \quad (8)$$

Здесь $E_0 = 13,6$ эВ, m_0 —масса свободного электрона.

Как и следовало ожидать, выражения для потенциала (6) и энергии связи (8) совпадают с аналогичными выражениями для К-экситона в модели возбуждения при $\mathbf{R} = 0$.

Из (7) и (8) видно, что в отличие от РЭ в модели возбуждения энергия связи РЭ в модели переноса является периодической функцией. Энергия связи этих экситонов, оцененная по формуле (7) для К-спектра поглощения Li в кристаллах LiF , $LiCl$ и $LiBr$, составляет величину порядка 1 эВ, в соответствии с экспериментальными данными [5]. Отсюда можно заключить о существовании обоих типов РЭ в этих кристаллах.

Исследования формул (7) и (8) показывают, что свойства РЭ в модели переноса более существенным образом зависят от расположения атомов или ионов в данном кристалле, чем свойства аналогичных экситонов в модели возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мазалов Л. Н. Автореферат кандидатской диссертации, Ростов на Дону, 1967.
2. Караханян К. И., Казарян Э. М., Безирганян П. А. ФТТ, 18, 511 (1976); 19, 539 (1977).
3. Караханян К. И. Автореферат кандидатской диссертации, Аштарак, 1979.
4. Караханян К. И. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 301 (1984).
5. Майсте А. А., Саар А. М. Э., Эланто М. А. ФТТ, 16, 1720 (1974).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԷՔՍԻՏՈՆԸ ՏԵՂԱՓՈՒՄԱՆ ՄՈԴԵԼՈՒՄ

Կ. Ի. ԿԱՐԱԽԱՆՅԱՆ, Ի. Ս. ԳԱՍՊԱՐՈՎԱ

Ատոմային մոտավորությամբ հաշվված են ռենտգենյան տեղափոխման X-էքսիտոնի էլեկտրոն-խոռոչ փոխազդեցության պոտենցիալը և կապի էներգիան: Ցույց է տրված, որ այդ էքսիտոնների հատկությունները ավելի խիստ են կախված տվյալ բյուրեղի հատկություններից, քան համանման զրգոման էքսիտոններից:

X-RAY EXCITON IN THE TRANSFER MODEL

K. I. KARAKHANYAN, I. S. GASPAROVA

In the atomic approximation the potential of electron-hole interaction and the binding energy of X-ray excitons in the transfer model has been calculated. It was shown that the properties of these excitons more essentially depend on the structure of a given crystal, than those of analogous excitons in the excitation model.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ
ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ
ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Զ. Մ. Асатурян, А. Г. Худавердян, Г. Р. Гулканян.</i> Исследование корреляций между парами протонов и малоэнергичными пионами, образованными в π^- С-взаимодействиях при 5 ГэВ/с . . .	3
<i>К. А. Барсуков, А. Д. Канарейкин.</i> О поверхностных электромагнитных волнах на плоской границе раздела движущихся сред . . .	7
<i>О. С. Ерицян.</i> Отражение и преломление света на границах анизотропного магнитоактивного диэлектрика	12
<i>Г. П. Джотян, Л. Л. Минасян.</i> К теории вынужденного рассеяния немонохроматического оптического излучения	18
<i>В. С. Арутюнян.</i> Дифракция сферических рентгеновских волн в двухкристалльном интерферометре	23
<i>С. Р. Нерсисян, В. О. Оганесян, В. Б. Пахалов.</i> Измерение анизотропии поверхностного натяжения свободного слоя нематика МББА с помощью перехода Фредерикса в магнитном поле	29
<i>А. М. Елизарян.</i> Способ определения коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей в слабо деформированных кристаллах	34
<i>А. В. Елецкий, Р. В. Чифликян.</i> О радиальном распределении заряженных частиц в контрагированном разряде	38

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

<i>Л. А. Геворкян, Р. В. Туманян.</i> Влияние наклонности пролета электрона на спектральные характеристики ондуляторного излучения	46
<i>К. И. Караханян, И. С. Гаспарова.</i> Рентгеновский экситон в модели переноса	49

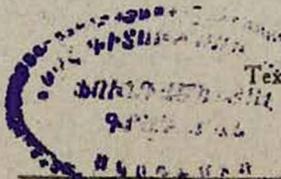
Վ. Մ. Ասատուրյան, Ա. Հ. Խոսրովերդյան, Հ. Ռ. Գուլբանյան. Պրոտոնային զուգրի և ցածր էներգիայի պինդների միջև կորելյացիաների ուսումնասիրությունը — С-փոխադրվածություններում 57 էվ/Ս զեպրուսմ	3
Կ. Ա. Բաղսուկով, Ա. Գ. Կանաբեյլիև. Մակերևութային էլեկտրամագնիսական ալիքների շարժվող միջավայրերի բաժանման հարթ սահմանի վրա	7
Հ. Ս. Երիցյան. Վիշախի անդրադարձումը և բեկումը անիզոտրոպ մագնիսականությամբ մոլորի սահմանների	12
Գ. Պ. Հոբյան, Լ. Լ. Մինասյան. Ոչ մոնոքրոմատիկ օպտիկական ճառագայթման ստիպողական ցրման տեսության մասին	18
Վ. Ս. Հաղոբյունյան. Բեննոգենյան սֆերիկ ալիքների դիֆրակցիան երկրչուրեղ ինտերֆերումներում	23
Ս. Ռ. Լեռսիյան, Վ. Հ. Հովհաննիսյան, Վ. Ռ. Պախալով. ՄԲԲԱ նեմատիկի ազատ շերտի մակերևութային լարվածության անիզոտրոպիայի շարժումը մագնիսական դաշտում Ֆրեդրիքսի անցման օդնությանը	29
Ա. Մ. Լիլազարյան. Թույլ դեֆորմացված բյուրեղների ունեղենյան ճառագայթների անմալ կլանման գործակցի որոշման եղանակ	34
Ա. Վ. Լիցեցի, Ռ. Վ. Ջիֆիլիյան. Սեղմված պարպման մեջ լիցքավորված մասնիկների շարժումը լարվածության մասին	38

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Լ. Ա. Գևորգյան, Ռ. Վ. Թումանյան. էլեկտրոնի անշման քննության ազդեցությունը օն-դոլյատորային ճառագայթման սպեկտրով բնութագրերի վրա	46
Կ. Ի. Կարախանյան, Ի. Ս. Գասպարովա. Բեննոգենյան էքսիտոնը տեղափոխման մոդելում	49

АЙКАКАН ССР ГИТУТЮННЕРИ АКАДЕМИАИ
ТЕХЕКАГИР, ФИЗИКА

В журнале «Известия Академии наук Армянской ССР, Физика», публикуются результаты теоретических и экспериментальных научных исследований, выполненных в научно-исследовательских институтах, высших учебных заведениях и лабораториях промышленных предприятий Армянской ССР и других союзных республик, по основным разделам физики, включая физику элементарных частиц и теорию поля, ядерную физику, физику атома и молекулы, физику электромагнитного излучения, физику космических лучей, радиофизику, физику полупроводников, физику твердого тела и кристаллов, квантовую электронику и нелинейную оптику, ускорительную физику. В журнале помещаются также материалы совещаний и конференций по актуальным проблемам современной физики. Журнал выходит 6 раз в год. Цена годового комплекта 3 р. 90 к. Редакционная коллегия журнала направляет статьи для опубликования по адресу: 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24г. Телефон 27-97-238.



Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

Տպագրվում է հունիսի 13. 12. 1985. Ստորագրվում է հունիսի 17. 02. 1986. ՎՓ 05276.
 Бумага № 2. 70X108¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 3,25. Усл. печ. лист. 4,55.
 Учет-изд. 3,54. Тираж 485. Заказ 1363. Издат. 6675.
 Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г, II эт., 1 к.

Издательство Академии наук АрмССР. 375019. Ереван-19. пр. Маршала Баграмяна 24 г.
 Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна 24.