

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԻԿԱ
ФИЗИКА

1984

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղորդունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղադիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մաքսիմովան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շաննազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղդապետյան

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. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

УДК 621.324.6.01;539.12.03

КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЕ ЖЕСТКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СПИРАЛЬНОМ ОНДУЛЯТОРЕ СО СРЕДОЙ

Л. А. ГЕВОРГЯН, П. М. ПОГОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 4 апреля 1983 г.)

Решена задача об излучении заряженной частицы, проходящей через спиральный ондулятор, заполненный диспергирующей средой. Рассмотрен и проанализирован эффект сужения спектра излучения. Выявлены условия, при которых с помощью релятивистских сгустков, получаемых в современных накопителях, можно генерировать достаточно мощный направленный квазимонохроматический пучок жестких квантов, который может найти применение в различных областях науки.

Развитие теоретических исследований ондуляторного излучения связано с появлением работы [1], в которой с целью получения генерации микрорадиоволн рассматривалось ондуляторное излучение релятивистских одиночных электронов, а также когерентных электронных сгустков. Возникший вновь большой интерес к этой теме был стимулирован работой [2], где предлагалось генерировать ультрафиолетовое и более жесткое излучение при помощи современных ускорителей. Впоследствии этой теме было посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ (см. [3] и приведенную там литературу).

Большой практический интерес представляет исследование жесткого излучения в ондуляторе, заполненном диспергирующей средой. Так, в работах [4, 5] такая задача рассмотрена для случая плоского ондулятора и показано, что при определенном условии из-за сложного эффекта Доплера спектр излучения сужается.

В настоящей работе получены формулы для частотно-углового и частотного распределений интенсивности спонтанного излучения релятивистской частицы, пролетающей вокруг оси спирального ондулятора (в отличие от [4, 5]), заполненного диспергирующей средой (в отличие от [3]). С учетом эффекта сужения спектра исследованы характеристики излучения и получена формула для числа излученных квантов. Рассчитана мощность излучения определенного ондулятора со средой для пучков некоторых действующих накопителей.

1. Динамика частицы в спиральном ондуляторе

Для описания магнитного поля на оси спирального ондулятора используется формула [3]

$$H = i H_0 \sin 2 \pi n z - j H_0 \cos 2 \pi n z, \quad (1)$$

где H_0 — амплитуда магнитного поля, $n = 1/l$, l — шаг обмотки спирали ондулятора, i и j — единичные векторы в направлении осей x и y , ось z совпадает с осью ондулятора.

Однако в работе [6], на которую ссылаются в [3], при интегрировании выражений

$$H_x = gJ \int_{\psi_-}^{\psi_+} \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{(\psi^2 l^2 + 4\pi^2 a^2)^{3/2}} d\psi, \quad (2)$$

$$H_y = -gJ \int_{\psi_-}^{\psi_+} \frac{\cos \psi - \psi \sin \psi}{(\psi^2 l^2 + 4\pi^2 a^2)^{3/2}} d\psi \quad \left(g = \frac{4\pi^2 al}{c}\right),$$

полученных из известного закона Био—Савара—Лапласа, не учитывается асимметричность пределов интегрирования ($\psi_{\mp} = \mp N\pi + 2\pi z_0/l$), что приводит к неверным выражениям для H_x и H_y . В (2) приняты следующие обозначения: a — радиус спирали ондулятора, z_0 — расстояние от центра соленоида до точки наблюдения, J — электрический ток, протекающий через обмотку, c — скорость света в вакууме, N — число витков в обмотке соленоида.

Учет асимметричности пределов интегрирования приводит к смещению начала координат по оси z в точку z_0 , что, в свою очередь, означает замену в (2) ψ , не входящих под знак тригонометрических функций, на $(\psi - \psi_0)$, где $\psi_0 = 2\pi z_0/l$. После интегрирования приходим к (1) со следующим выражением для амплитуды поля:

$$H_0 = \frac{4\pi nJ}{c} [2\pi na K_0(2\pi na) + K_1(2\pi na)], \quad (3)$$

где $K_\nu(x)$ — модифицированная функция Бесселя второго рода.

Траектория частицы с зарядом e , массой m и начальной скоростью $\beta c = [0, -\beta_\perp c, \beta_z c]$, которая в момент $t=0$ находится в точке $(-R, 0, 0)$, где $R \ll a$, описывается спиралью

$$r(t) = [-R \cos \Omega t, -R \sin \Omega t, \beta_z ct] \quad (4)$$

с радиусом $R = \beta_\perp c / \Omega$ [3], где $\Omega = 2\pi n \beta_z c$ — частота вращения вокруг оси z . При этом поперечная скорость частицы $\beta_\perp c = cq/\gamma$ определяет параметром ондулятора $q = eH_0 l / \pi m c^2$ и лоренц-фактором частицы $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

2. Частотно-угловое распределение интенсивности излучения

Частотно-угловое распределение интенсивности излучения в среде дается формулой [7]

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2 \sqrt{\epsilon}}{4\pi^2 c} I, \quad (5)$$

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(t) \mathbf{A}(t') \exp[i[\omega(t-t') - \mathbf{k}(\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(t'))]] dt dt',$$

где $A(t) = [n, \beta(t)]$, $A(t') = [n, \beta(t')]$, ω — частота излучения $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость среды, $k = \omega n \sqrt{\varepsilon}/c$ — волновой вектор, θ, φ — направляющие углы излучения, $dO = \sin \theta d\theta d\varphi$ — телесный угол излучения.

Для выражения, стоящего перед экспонентой в (5), имеем

$$A(t)A(t') = \beta_z^2 \sin^2 \theta - \beta_z \beta_{\perp} \sin \theta \cos \theta (\sin(\Omega t - \varphi) + \sin(\Omega t' - \varphi)) + \beta_{\perp}^2 \cos^2 \theta \cos \Omega(t - t') + \beta_{\perp}^2 \sin^2 \theta \cos(\Omega t - \varphi) \cos(\Omega t' - \varphi). \quad (6)$$

Учитывая, что под экспонентой в (5) с учетом (4) имеем

$$ix(t - t') + i\alpha[\cos(\Omega t - \varphi) - \cos(\Omega t' - \varphi)],$$

где $x = \omega(1 - \beta_z \sqrt{\varepsilon} \cos \theta)$, $\alpha = \omega \sqrt{\varepsilon} R \sin \theta / c$, и используя следующее разложение по функциям Бесселя:

$$\exp[i\alpha \cos(\Omega t - \varphi)] = \sum_{p=-\infty}^{\infty} i^p J_p(\alpha) \exp[i(p\Omega t - \varphi)],$$

приведем экспоненту к виду

$$\sum_p \sum_q i^{p-q} e^{-i(p-q)\varphi} J_p(\alpha) J_q(\alpha) \exp[i(x + p\Omega)t] \exp[-i(x + q\Omega)t']. \quad (7)$$

Если выразить в (6) функции, содержащие t и t' , через экспоненты и сгруппировать в сумме члены с одинаковыми экспонентами, то легко убедиться, что отличными от нуля будут только члены с $p = q$. Учитывая также следующие соотношения для функций Бесселя:

$$J_{p-1}(\alpha) + J_{p+1}(\alpha) = \frac{2p}{\alpha} J_p(\alpha),$$

$$J_{p-1}(\alpha) - J_{p+1}(\alpha) = 2J_p'(\alpha),$$

где $J_p'(\alpha)$ — производная функции $J_p(\alpha)$ по аргументу, и заменяя одну из δ -функций на $\tau/2\pi$, где τ — время пролета частицы через ондулятор, для частотно-углового распределения интенсивности излучения с единицы пути пролета получаем выражение

$$\frac{dW}{d\omega dO dz} = \frac{e^2 \omega}{2\pi \beta_z^2 c^2} \sum_p \left[\left(\beta_z \sin \theta + \beta_{\perp} \frac{p}{\alpha} \cos \theta \right)^2 J_p^2(\alpha) + \beta_{\perp}^2 J_p'^2(\alpha) \right] \times \\ \times \delta\left(\cos \theta - \frac{\omega + p\Omega}{\omega \beta_z \sqrt{\varepsilon}}\right), \quad (8)$$

которое в случае вакуума переходит в известное выражение [3].

3. Явление резонанса и квазимонохроматическое излучение сгустка

В области больших частот ($\omega \gg \omega_0$) диэлектрическую проницаемость среды можно представить в виде

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

где ω_0 — плазменная частота среды. В этой области частот релятивистские частицы излучают под углами $\theta \ll 1$.

С учетом сказанного и того, что в излучение дают вклад только отрицательные гармоники, после замены p на $-p$ вместо (8) получим

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega dz} = \left(\frac{eq}{\gamma c}\right)^2 \frac{\omega}{\pi} \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \left(\frac{p}{\alpha} - \frac{\gamma\theta}{q}\right)^2 j_p^2(\alpha) + j_p^2(\alpha) \right\} \times \\ \times \delta\left(\theta^2 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \frac{1+q^2}{\gamma^2} - \frac{2p\Omega}{\omega}\right). \quad (9)$$

Нетрудно заметить, что излучаемые частоты удовлетворяют неравенству

$$\omega^2 - 2\omega_R\omega + \omega_c^2 \leq 0, \quad (10)$$

где

$$\omega_R = p\Omega\gamma_z^2, \quad \omega_c = \omega_0\gamma_z, \quad \gamma_z = \gamma/\sqrt{1+q^2}.$$

Решение этого неравенства в интересующей нас области частот запишем в виде

$$\max[\omega_n, \omega_R(1-\Delta)] \leq \omega \leq \omega_R(1+\Delta), \quad (11)$$

где ω_n — нижняя граница интересующих нас частот ($\omega_n \gg \omega_0$), а $\Delta = \sqrt{1 - (\omega_c/\omega_R)^2}$.

В среде с плазменной частотой $\omega_0 = p\Omega\gamma_z$ ($\Delta = 0$) излучается единственная резонансная частота $\omega = \omega_R$. Однако в реальных случаях из-за естественной ширины линии, которая имеет порядок $1/N$, а также из-за уширения $\sqrt{2\Delta\gamma/\gamma}$ линии за счет энергетического разброса при рассмотрении пучка частиц излучаются частоты в интервале

$$\omega_R(1-\delta) \leq \omega \leq \omega_R(1+\delta), \quad (12)$$

$$\delta = \max\left\{\frac{1}{N}, \sqrt{\frac{2\Delta\gamma}{\gamma}}\right\},$$

т. е. в случае резонанса излучается линия шириной в 2δ . Этот эффект сужения спектра происходит в случае, когда частота осциллятора в сопутствующей системе координат ($\Omega\gamma_z$) совпадает с плазменной частотой среды, а излученная частота ω_0 в лабораторной системе координат воспринимается как $\omega_0\gamma_z$. Резонансная частота ω_R испускается под углом $\theta_R = \delta/\gamma_z$, а частоты $\omega_R(1 \pm \xi)$, симметричные относительно резонансной частоты, — под углом $\theta = \sqrt{\delta^2 - \xi^2}/\gamma_z$. Следовательно, весь интервал частот (12) испускается под углами $0 \leq \theta \leq \theta_R$.

При этом δ -функция в (9) принимает вид $\delta[\theta^2 - (\delta^2 - \xi^2)/\gamma_z^2]$, где $\xi = |\omega - \omega_R|/\omega_R$. После интегрирования по $d\Omega = d\theta^2 d\varphi/2$ для частотного распределения интенсивности излучения с единицы пути получаем

$$\frac{dW}{d\omega dz} = \left(\frac{eq}{\gamma c}\right)^2 \omega \sum_{p=1}^{\infty} \left[\left(\frac{1}{\eta} - \frac{q^2+1}{q^2}\eta\right)^2 j_p^2(p\eta) + j_p^2(p\eta) \right], \quad (13)$$

$$\eta = q \sqrt{\frac{\delta^2 - \xi^2}{q^2 + 1}}.$$

Если учесть, что $\eta \lesssim \delta$, а также следующие свойства функции Бесселя:

$$J_p(p\eta) \simeq \left(\frac{p\eta}{2}\right)^p \lesssim \left(\frac{p\delta}{2}\right)^p, \quad p\eta \ll 1,$$

$$J_p(p\eta) \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi p}} \left(\frac{e\eta}{2}\right)^p \lesssim \frac{1}{\sqrt{2\pi p}} \left(\frac{e\delta}{2}\right)^p, \quad p\eta \gtrsim 1,$$

то с точностью до малых δ^2 в (12) вносит вклад только гармоника $p = 1$, и для частотного распределения числа излученных квантов в области с относительной шириной 2δ получаем

$$\frac{dN_q}{d\omega dz} = \frac{1}{2 \cdot 137 \cdot c} \left(\frac{q}{\gamma}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{\omega - \omega_R}{\omega_R}\right)^2\right]. \quad (14)$$

Отметим, что выражение для числа излученных квантов в этом случае, как и ожидалось, аналогично выражению для плоского ондулятора:

$$\frac{dN_q}{dz} = \frac{2\pi}{137} \frac{q^2}{q^2 + 1} \frac{\delta}{l}. \quad (15)$$

В заключение выясним практические возможности генерации квази-монохроматических пучков жестких квантов при помощи спирального ондулятора с диспергирующей средой, расположенного на прямолинейном участке накопителя. Так как выражение (1) для магнитного поля справед-

Таблица

Накопители	Лоренц-фактор $\gamma \cdot 10^{-4}$	Энергетический разброс $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \cdot 10^3$	Число электронов в сгустке $\times 10^{-11}$	Плазменная час- тота $\omega_0 \cdot 10^{-14}$ (с ⁻¹)	Излученная час- тота $\omega \cdot 10^{-18}$ (с ⁻¹)	Ширина линии $\delta \cdot 10^3$	Импульсная мощ- ность излучения (кВт)	Средняя мощ- ность излучения (Вт)
PETRA, Гамбург	3	1	2,0	3,99	8,48	4,5	55,05	184
CESR, Итака	1,6	1	4,3	2,13	2,40	4,5	33,67	664
VEP-4, Новосибирск	1,4	1	0,2	1,86	1,85	4,5	1,20	47
PHOTON, Япония	0,5	1	5,5	0,66	0,24	4,5	4,21	323

ливо только на оси спирального ондулятора, то его радиус следует выбрать намного больше не только радиуса спирали движения электронов $R = ql/2\pi\gamma$, но и поперечных размеров сгустка. Поскольку входящие в (3) функции $K_\nu(x)$ при больших аргументах имеют асимптотику $\sqrt{\pi/2x} \exp(-x)$, то выбор размеров ондулятора ограничивается условием $x = 2\pi la \lesssim 1$. С другой стороны, оптимальному случаю $q = 1$ соответствует условие $H_0 l = 4261,2 \text{ А}$.

Если выбрать ондулятор с диаметром $2a = 0,05 \text{ м}$, шагом обмотки $l = 0,1 \text{ м}$, длиной $L = 4 \text{ м}$ и током $J = 11,35 \text{ кА}$, то при помощи электронных пучков накопителей можно генерировать достаточно мощное квази-монохроматическое и направленное излучение. Характеристики ожидаемого излучения для некоторых накопителей приведены в таблице.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 165 (1947).
2. Корхмазян Н. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 287, 418 (1970).
3. Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г. Труды ФИАН СССР, 80, 100 (1975).
4. Геворгян Л. А., Корхмазян Н. А. Научное сообщение ЕрФИ—273 (66)—77, 1977.
5. Геворгян Л. А., Корхмазян Н. А. ЖЭТФ, 76, 1226 (1979).
6. Смайт В. Электростатика и электродинамика. Изд. ИЛ, М., 1954.
7. Джексон Дж. Классическая электродинамика. Изд. Мир, М., 1965.
8. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. Наука, М., 1971.

ԿՈՇՏ ԿՎԱԶԻՄՈՆՈԿՐՈՄՄԱՏԻԿ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՄԻՋԱՎԱՅՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՊԱՐՈՒՐԱԶԵՎ ԾՆԴՈՒԼՅԱՏՈՐՈՒՄ

Լ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Պ. Մ. ՊՈԳՈՍՅԱՆ

Լուծված է դիսպերս միջավայրով լցված պարուրաձև օնդուլյատորով անցնող լիցքավորված մասնիկի ճառագայթման խնդիրը: Դիտարկված է ճառագայթման սպեկտրի սեղմման էֆեկտի դեպքը: Ցույց է տրված, որ ժամանակակից կուտակիչներում ստացված ռելյատիվիստիկ փնչերի օգնությամբ կարելի է գեներացնել կոշտ քվանտների կվազիմոնոքրոմատիկ և ուղղված փնչեր, որոնք կարող են կիրառում գտնել գիտության տարբեր բնագավառներում:

QUASI-MONOCHROMATIC HARD RADIATION IN HELICAL UNDULATORS WITH FILLING

L. A. GEVORGYAN, P. M. POGOSYAN

The problem of radiation from a charged particle traversing through a helical undulator with dispersive filling has been solved. The effect of radiation spectrum narrowing was considered and it was shown that using relativistic bunches in storage rings one could generate rather intense directed quasi-monochromatic beams of hard quanta. Such beams may be used in different fields of science.

УДК 551.596

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ
ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ СРЕД

Р. Г. ДЖАНГИРЯН, Ф. А. КОСТАНЫАН

Институт радиофизики и электроники АН Арм.ССР

(Поступила в редакцию 23 августа 1983 г.)

Развивается теория переходного излучения внутренних волн в стратифицированной жидкости. В приближении Буссинеска рассмотрено переходное излучение объемных и поверхностных внутренних волн при нормальном и наклонном пересечении точечным источником массы горизонтальной плоской границы раздела двух экспоненциально стратифицированных жидкостей. Получены и исследованы выражения, описывающие спектрально-угловую плотность энергии переходного излучения объемных и поверхностных внутренних гравитационных волн как для случая нормального пересечения границы, так и при наклонном движении источника.

Как известно, устойчивая стратификация сред, находящихся в поле тяжести, обуславливает возможность появления в них так называемых внутренних гравитационных волн (ВВ) [1]. Изучению ВВ в стратифицированных жидкостях посвящен ряд экспериментальных работ (см., например, [2]), их существование в океане подтверждают наблюдения из космоса [3], поэтому исследование ВВ представляет интерес с точки зрения физики океана и атмосферы. Механизмы возбуждения ВВ весьма разнообразны. Обычно считается, что их источником является распределение давлений на свободной поверхности или на дне слоя жидкости, а также некоторые распределения точечных источников (или стоков) массы в жидкости [4]. С другой стороны, самостоятельный интерес представляют также вопросы генерации ВВ движущимися заданным образом источниками [5, 6]:

Переходному излучению (ПИ) акустико-гравитационных волн вертикально движущимся точечным источником массы посвящена работа [7]. Однако в ней не затрагиваются вопросы возбуждения поверхностных ВВ, а также вопросы поведения амплитуд полей ПИ. С другой стороны, в линейном приближении, как это показано в [8], акустические и гравитационные возмущения в стратифицированной среде разделяются, поэтому представляется более естественным подход к ПИ ВВ без учета акустической ветви возбуждений.

Настоящая работа посвящена анализу ПИ ВВ, возбуждаемых равномерно движущимся точечным источником массы, пересекающим горизонтальную поверхность раздела двух различных экспоненциально стратифицированных жидкостей (ЭСЖ), как в случае нормального, так и наклонного пересечения границы.

В приближении Буссинеска уравнения, описывающие возмущения давлений $p_{1,2}$ в обеих ЭСЖ при наличии источников массы $q_{1,2}$, имеют вид

$$\Delta \frac{\partial^2 p_{1,2}}{\partial t^2} + N_{1,2}^2 \Delta_{\perp} p_{1,2} = - \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N_{1,2}^2 \right) \frac{\partial q_{1,2}}{\partial t}, \quad (1)$$

где

$$\Delta = \Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2},$$

$N_{1,2}^2 = -g/\rho_{01,2} \partial \rho_{01,2} / \partial z$ — частота Вейселя-Брента [1], $\rho_{01,2} = \rho_{n1,2} \times \exp\{-z/H_{1,2}\}$ — плотность, $H_{1,2} = c_{1,2}^2/g$, $c_{1,2}$ — скорость звука в первой и во второй ЭСЖ, g — ускорение силы тяжести ($g = -\hat{e}_z g$). Граничные условия заключаются в равенстве вертикальных смещений ЭСЖ и в непрерывности полного давления на поверхности раздела $z=0$.

В случае вертикального пересечения границы раздела $z=0$ источник массы записываем в виде

$$q_1(r, t) = q_2(r, t) = q_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z - v_0 t) \quad (2)$$

(q_0 — полный расход массы, v_0 — скорость источника), а в случае наклонного пересечения —

$$q(r, t) = q_0 \delta(x - v_{0x} t) \delta(y) \delta(z - v_{0z} t). \quad (3)$$

Решение уравнения (1) с источниками (2) и (3) в обеих средах представляется в виде суммы собственного поля давления источника и поля давления $p_{1,2}^R$ ПИ ВВ. При этом оказывается, что в области частот $|\omega| > N_0 = \max\{N_1, N_2\}$ источник (2) генерирует поверхностные волны ПИ вида

$$p_{1,2}^{Rp}(R, \vartheta, \omega) \sim H_0^{(1)} \left(i v_{1,2}^{-1} \frac{R \sin \vartheta}{L_{1,2}(\omega)} \right) \exp \left\{ \mp \frac{R \cos \vartheta}{L_{1,2}(\omega)} \right\}, \quad (4)$$

где

$$L_{1,2}(\omega) = \frac{-g |\rho_{n1} d_1 - \rho_{n2} d_2|}{\omega^2 v_{1,2} (\rho_{n1} v_1 + \rho_{n2} v_2)}$$

— глубина затухания поверхностных волн, $\rho = R \sin \vartheta$, $z = R \cos \vartheta$, $\vartheta \in [0, \pi/2]$ — для первой и $\vartheta \in [\pi/2, \pi]$ — для второй ЭСЖ, $H_0^{(1)}(x)$ — функция Ганкеля, $d_{1,2} = 1 + N_{1,2}^2 \rho_n / g^2 \rho_{n1,2}$, $v_{1,2}^2 = (N_{1,2}^2 - \omega^2) / \omega^2$.

В рассматриваемой постановке ПИ имеет место как вследствие изменения частоты N Вейселя-Брента на границе ЭСЖ, так и благодаря различию плотностей ρ_{n1} и ρ_{n2} . Будем различать поэтому два предельных случая:

а) $\rho_{n1} = \rho_{n2}$, $v_1 - v_2 = \Delta v$, $|\Delta v| / v_{1,2} \ll 1$;

б) $v_1 = v_2$, $\rho_{n1} - \rho_{n2} = \Delta \rho$, $|\Delta \rho| / \rho_{n1,2} \ll 1$.

В первом случае, как это следует из (4), $p_1^{Rp} \sim (\Delta v)^{3/2}$, а во втором — $p_1^{Rp} \sim (\Delta \rho)^{3/2}$. В интервале частот $\omega < \min\{N_1, N_2\}$ в обеих средах излучаются объемные ВВ ПИ, которые представляют собой сум-

му отраженной от границы и преломленной из другой ЭСЖ цилиндрических волн.

При наклонном пересечении границы, когда имеет место (3), в рассматриваемых предельных случаях амплитуды поля давления поверхностных ВВ имеют следующий вид:

$$а) \quad p_1^{Rp}(\omega) \approx -\frac{q_0}{v_{0z}} \omega \left[\frac{\rho_n}{\rho_{n1} g R \cos \vartheta} \right]^{1/2} (\Delta v)^{1/2} v_1 F(\varphi, \varphi_0), \quad (5)$$

$$б) \quad p_1^{Rp}(\omega) \approx \frac{q_0}{v_{0z}} \left(\frac{g}{R \sin \vartheta} \right)^{1/2} v_1^{1/2} \left(\frac{\Delta \rho_n}{2 \rho_{n1}} \right)^{1/2} F(\varphi, \varphi_0), \quad (6)$$

где

$$F(\varphi, \varphi_0) = \frac{\cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_0}{1 - N_1^2/\omega^2 - \cos^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \varphi_0},$$

φ — полярный угол в плоскости (x, y) .

Из приведенных формул следует, что амплитуды давления в переходном излучении поверхностных ВВ сильно зависят от угла φ . Так, для углов наблюдения $\varphi \sim 0, \pi$ поле давления $p_1^{Rp} \sim (\Delta \rho / \rho_{n1})^{1/2}$, а для углов $\varphi \sim \pm \pi/2$ $p_1^{Rp} \ll (\Delta \rho_n / \rho_{n1})^{1/2}$, и поле давления является величиной того же порядка, что и поля переходного излучения поверхностных волн, возбуждаемых при вертикальном пересечении границы источником. Аналогично можно оценить поля давления ПИ, связанного с изменением частоты Вайсяля-Брента, которые также содержат множитель $F(\varphi, \varphi_0)$.

Такое поведение полей переходного излучения поверхностных волн при наклонном влете источника связано с увеличением эффективного времени взаимодействия источника с границей раздела [9].

Спектральная плотность энергии ПИ поверхностных ВВ источника (2), излучаемых во вторую среду, в предельном случае б имеет простой вид

$$\frac{dW_{02}^n}{d\omega} = \frac{\bar{q}_0^2}{64\pi} \frac{g^3}{\rho_{02} v_0^4} \left(\frac{\Delta \rho_n}{2 \rho_{n2}} \right)^3 \frac{\omega^3}{(\omega^2 - N_2^2)^3}, \quad \omega > N_2, \quad (7)$$

а угловое распределение энергии ПИ объемных ВВ, излученных вперед, в единичном интервале длин волн может быть записано в этом случае в компактной форме

$$\begin{aligned} \frac{dW_{02}^0}{d\lambda d\vartheta} &\approx \frac{q_0^2}{2\pi \rho_{02}} \left(\frac{\Delta \rho_n}{2 \rho_{n2}} \right)^3 \cos \vartheta \sin^3 \vartheta \times \\ &\times \left[\lambda^2 \cos^2 \vartheta + \left(\frac{2\pi g}{N_2} \right)^2 \right] \left[\lambda^2 \sin^2 \vartheta - \left(\frac{2\pi v_0}{N_2} \right)^2 \cos^2 \vartheta \right]^{-2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Спектральная плотность ПИ ВВ при наклонном пересечении границы раздела оказывается зависящей от направления излучения φ и от угла влета φ_0 как для объемных, так и для поверхностных мод ВВ. Например, выражение для частотного распределения энергии ПИ поверхностных ВВ в обоих предельных случаях содержит множитель $F^2(\varphi, \varphi_0)$, который и характеризует указанную угловую зависимость.

Рассмотренное в настоящей работе ПИ ВВ может найти применение для диагностики разрывов в стратифицированных средах, в физике океана и атмосферы.

Авторы выражают благодарность Г. М. Гарибяну и участникам руководимого им семинара за обсуждение результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Миропольский Ю. З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Гидрометеониздат, Л., 1981.
2. Caschione D., Wunsch C. Journ. Fluid. Mech., 66, 223 (1974).
3. Новоградский Б. В. и др. Исследование океана из космоса. Гидрометеониздат, Л., 1978.
4. Черкесов Л. В. Поверхностные и внутренние волны. Наукова думка, Киев, 1973.
5. Григорьев Г. И., Докучаев В. П. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 6, 678 (1970).
6. Keller J. B., Munk W. H. Phys. Fluids, 13, 1425 (1970).
7. Григорьев Г. И., Савина О. Н. Изв. вузов. Радиофизика, 26, 135 (1983).
8. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. Изд. Мир, М., 1981.
9. Гарибян Г. М. Препринт ЕрФИ ТФ—13 (70), 1970.

ՆԵՐՔԻՆ ԱՎԻԲՆԵՐԻ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՑՈՒՑՉԱՅՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԻ ՎՐԱ

Ռ. Գ. ԶԱՆԳԻՐՅԱՆ, Գ. Ա. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ

Զարգացվում է անհամասեռ հեղուկներում ներքին գրավիտացիոն ալիքների անցումային ճառագայթման տեսությունը: Բուսինեսկի մոտավորությամբ դիտարկված է ծավալային և մակերևութային ներքին գրավիտացիոն ալիքների ճառագայթումը, երբ շարժվող կետային զանգվածի աղբյուրը անցնում է երկու ցուցչայնորեն անհամասեռ հեղուկների բաժանման հորիզոնական հարթ սահմանը: Ստացված և հետազոտված են ծավալային և մակերևութային ներքին գրավիտացիոն ալիքների անցումային ճառագայթման էներգիայի խտության հաճախա-անկյունային բաշխվածությունը նկարագրող արտահայտություններ ինչպես աղբյուրի ուղղաձիգ, այնպես էլ թեք ուղղությամբ սահմանի հատման դեպքերում:

THE TRANSITION RADIATION OF INTERNAL WAVES ON A BOUNDARY OF EXPONENTIALLY STRATIFIED MEDIA

R. G. DZHANGIRYAN, F. A. KOSTANYAN

In the Boussinesk approximation the transition radiation of surface and bulk internal waves from a moving point mass source at its both normal and slope crossing of the horizontal flat boundary between two exponentially stratified media has been considered. Expressions for spectral and angular distributions of the specific energy of transition radiation of surface and bulk internal gravitational waves were derived and studied both for the case of normal and slope crossing of the boundary.

УДК 548.732

ВОПРОСЫ ЭКСТИНКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, В. Г. АСЛАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 июня 1983 г.)

Исследовано влияние экстинкции на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей. Показано, что экстинкция, если трактовать ее как экранирование верхними атомными плоскостями (кристалликами) нижних, не уменьшает интенсивность отражения. Дана новая трактовка экстинкции как явления вторичных отражений. При такой трактовке экстинкция уменьшает интенсивность отражения.

Вопрос экстинкции рентгеновских лучей является довольно запутанным. Разные авторы по-разному трактуют эффект экстинкции [1—14]. Поэтому влияние экстинкции на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей в кристаллических материалах иногда представляется загадочным. Здесь мы попробуем внести некоторую ясность в этот вопрос.

1. Разные трактовки экстинкции рентгеновских лучей

Как известно, существуют кинематическая (геометрическая) и динамическая теории дифракции рентгеновских лучей. Между кинематической (ρ_k), динамической (ρ_d) и наблюдаемой (ρ_n) интегральными интенсивностями имеет место следующее соотношение:

$$\rho_k > \rho_n > \rho_d. \quad (1)$$

Для объяснения и оценки величины и характера отклонения ρ_n от ρ_k и ρ_d Дарвин [1—3] пользовался идеями первичной и вторичной экстинкций. С тех пор влияние экстинкций на интенсивность дифрагированных пучков в разных случаях трактуется по-разному, причем в этих трактовках в ряде случаев наблюдается несогласованность и произвол. Разберем некоторые из них.

1. Согласно более или менее общепринятому методу теоретического определения коэффициент первичной экстинкции определяется следующим образом [9, 15]. Как известно, в геометрии отражения Брэгга нормаль входной поверхности кристалла в угловой области полного отражения не пересекается с дисперсионной поверхностью — реальные точки распространения не получаются. Следовательно, в этом случае волновые векторы комплексны и мнимые части их обуславливают интерференционное поглощение (ослабление) как проходящих, так и отраженных волн. Амплитуды этих двух пучков волн убывают с глубиной одинаково: один — двигаясь вниз, другой — вверх. При такой трактовке получается, что экстинкция

равна нулю как вне угловой области полного отражения при брэгговской геометрии, так и во всей угловой области при геометрии Лауэ: во всех этих случаях нормаль входной поверхности кристалла пересекается с дисперсионными поверхностями, существуют реальные точки распространения и волновые векторы вещественны.

Допустим, что это так. Но в научной литературе нередки случаи, когда при геометрии Лауэ уменьшение интенсивности отражения также объясняют увеличением экстинкции, а увеличение интенсивности отражения — уменьшением экстинкции. Так, например, расщепление лауэ-пятен (геометрия Лауэ) — уменьшение интенсивности в средних частях пятен — Сакисака [7] объясняет наличием экстинкции в средних частях кристалла и, наоборот, увеличение интенсивности по краям лауэ-пятен, полученных от кристалла, входные и выходные поверхности которых отшлифованы, объясняет уменьшением экстинкции. Как правило, во всех случаях, даже при геометрии Лауэ, когда в кристалле создаются температурный градиент, пьезоэлектрические колебания, механические напряжения и т. д., которые приводят к увеличению интенсивности отражения, предполагается, что происходит уменьшение экстинкции [4, 9, 10]. Правомерны ли такие предположения? Этот вопрос мы выясним позже, а пока продолжим обсуждение.

2. В другой трактовке [3, 8] роль экстинкции характеризуется ослаблением первичной волны дважды отраженной волной. При каждом отражении волна меняет фазу на $\pi/2$, поэтому дважды отраженная волна распространяется в направлении падающей волны в антифазе с ней и гасит ее. Однако необходимо иметь в виду, что такая ситуация имеет место и в случае геометрии Лауэ, так что рассматриваемая трактовка не исключает существование экстинкции при лауэ-отражениях (первичная экстинкция).

3. Наконец, в работе [2] Дарвин выводит формулу, определяющую поправку на первичную экстинкцию. Он находит интегральные интенсивности для одного и того же кристаллического слоя в приближениях кинематической и динамической теорий и определяет разность

$$\rho_k - \rho_d = \left(1 - \frac{\text{th } pq}{pq}\right) \rho_k, \quad (2)$$

где q — амплитуда волны, отраженной от одной плоскости, p — число плоскостей в слое.

Как видно из (2), при увеличении числа плоскостей разность этих интегральных интенсивностей растет не только потому, что растет разность $1 - (\text{th } pq)/pq$, но и потому, что растет кинематическая интегральная интенсивность: растет объем V , а $\rho_k \sim V$.

4. Вопрос вторичной экстинкции в основном обсуждался в работе [3]. Вторичная экстинкция трактуется как некогерентный эффект. Предполагается, что фазы волн, отраженных от разных блоков мозаичного кристалла, от блока к блоку меняются совершенно хаотично. Действительно, если кристаллические блоки в мозаике расположены статистически случайно, то они рассеивают рентгеновские лучи оптически независимо друг от друга. Поэтому разности фаз как между волнами, рассеянными блоками, так и между этими волнами и первичной падающей волной меняются не регулярно: эти волны не когерентны друг относительно друга, слагаются не их амплитуды, а интенсивности.

В интерпретациях экстинкции приходят к заключению, что интенсивность первичного пучка по мере углубления его в кристалл падает: верхние плоскости (кристаллики) экранируют нижние, поэтому интенсивность отражения падает. Однако уменьшение интенсивности первичной волны в глубине кристалла не может привести к ослаблению интенсивности отражения; это есть результат перекачки энергии первичного пучка в отраженный пучок. Эффект уменьшения интенсивности первичного пучка, наоборот, может привести к увеличению интенсивности отражения. Это, например, может произойти в тонких и сильно поглощающих кристаллах. Если кристалл так тонок, что при слабой экстинкции часть энергии первичного пучка без отражения проходит через кристалл (слабое отражение), то при сильной экстинкции первичный пучок через кристалл не может проходить, он полностью отражается (сильное отражение). В поглощающих кристаллах при слабой экстинкции первичный пучок больше углубляется в кристалл и больше поглощается (ослабление отражения), а при сильной экстинкции мало углубляется и меньше поглощается (усиление отражения).

В этих интерпретациях причиной ослабления первичного пучка иногда считают противофазность дважды отраженной волны: дважды отраженная волна гасит первичную волну и ее энергию переводит в отраженный пучок. Здесь чувствуется противоречивость, непоследовательность и необоснованность.

Во-первых, не всегда дважды отраженная волна бывает в противофазе с первичной волной. Как показано в работе [16], противофазность не имеет места в конечных кристаллах: амплитуда волны, отраженной от плоскости с конечными размерами, бывает комплексной, а не чисто мнимой. В случае вторичной экстинкции не может быть антифазности между первичной и дважды отраженными волнами.

Во-вторых, необходимо иметь в виду, что при втором отражении отраженной волны часть ее энергии переводится в первичный пучок.

В-третьих, если гашение первичной волны переводит ее энергию в отраженный пучок, то тогда первичная экстинкция не ослабляет, а усиливает интенсивность отражения.

2. Новая трактовка экстинкции. Характер влияния экстинкции на интенсивность дифрагированных рентгеновских волн

Условимся называть экстинкцией вообще явление многократного отражения рентгеновских волн. В первом приближении, ограничиваясь однократным отражением первичных и отраженных волн, экстинкцией назовем явление вторичного отражения раз отраженной волны.

Первичная экстинкция — когда во всем объеме кристалла, участвующем в рассеянии, первичная волна и все дважды отраженные волны когерентны друг относительно друга.

Вторичная экстинкция — когда во всем объеме кристалла, участвующем в рассеянии, первичная волна и дважды отраженные волны не когерентны друг относительно друга.

Первично-вторичная экстинкция (одновременное существование как первичной, так и вторичной экстинкции) — когда в мозаичном кристалле

в пределах отдельных блоков первичная и дважды отраженные в данном блоке волны когерентны друг относительно друга, а суммарные волны, вторично отраженные разными блоками, не когерентны ни друг с другом, ни с первичной волной.

Итак, мы считаем, что экстинкция — результат вторичного отражения (результат отражения отраженной волны).

Рассмотрим некоторые случаи.

1. Экстинкция отсутствует: волны, отраженные раз, внутри кристалла не отражаются (идеально мозаичный кристалл; рис. 1).

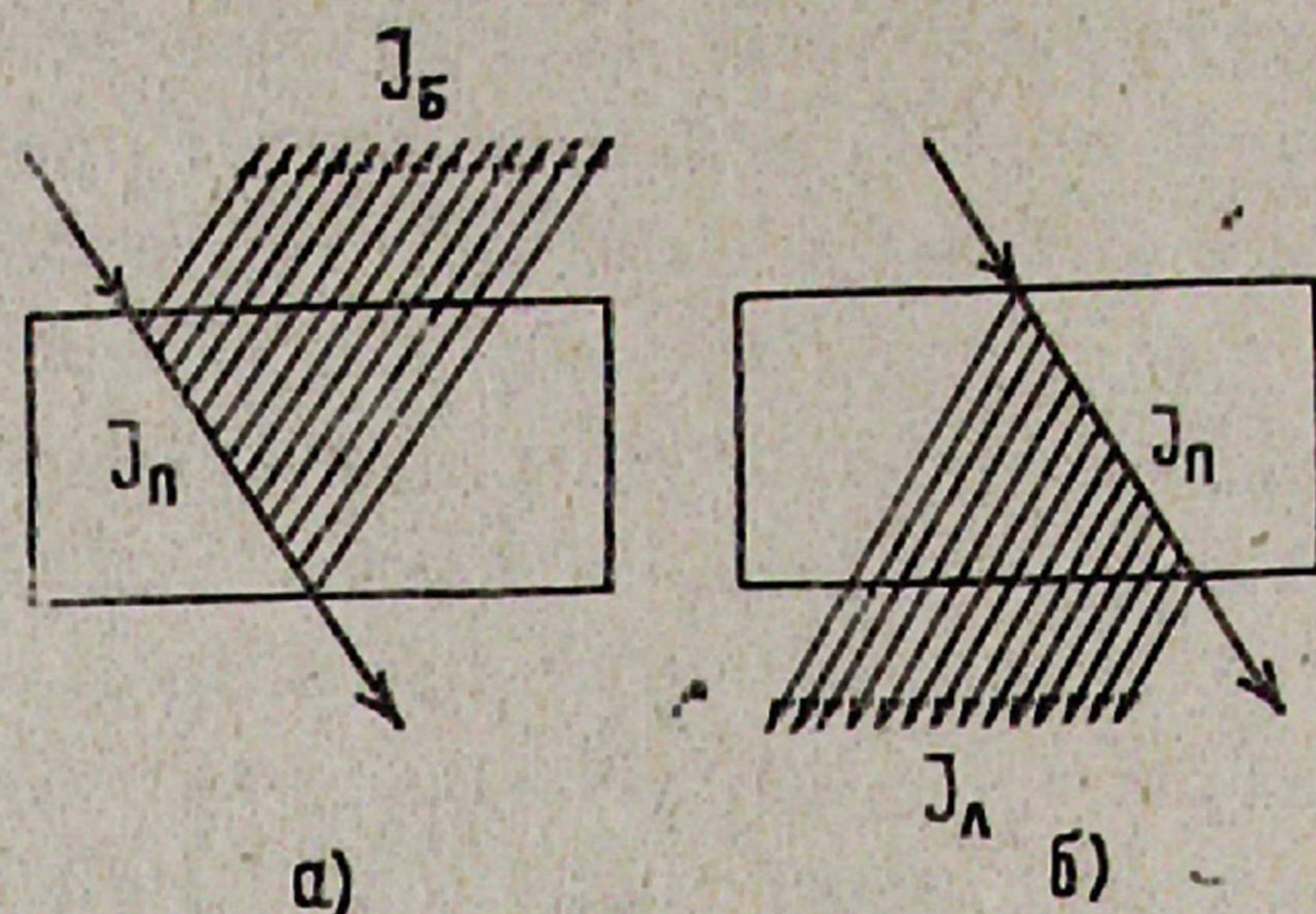


Рис. 1. Кинематическое рассеяние рентгеновских лучей. Вторичных отражений нет, экстинкция отсутствует (нет ни первичной, ни вторичной экстинкций): а — геометрия Брэгга; б — геометрия Лауэ.

В этом случае интенсивности отражения по Брэггу (I_B) и по Лауэ (I_L) с ростом толщины кристалла растут до тех пор, пока на выходе из кристалла интенсивность первичного пучка отлична от нуля.

Обычная кинематическая теория, не учитывающая ослабление интенсивности первичной волны из-за отражения, приводит к противоречию с законом сохранения энергии: при больших толщинах кристалла интенсивность отраженной волны получается больше, чем интенсивность первичной волны. Естественно, что наблюдаемые интенсивности в реальных условиях всегда меньше, чем те, которые получаются в кинематической теории. Во избежание грубых ошибок в кинематической теории необходимо учесть ослабление интенсивности первичной волны из-за отражения, что и сделано нами в этом параграфе.

В рассматриваемом случае, когда первичная и вторичная экстинкции отсутствуют (отсутствие вторичных отражений), уравнение Дарвина для вторичной экстинкции при $\mu = 0$ принимает следующий вид [3]:

$$\frac{dI_u(z)}{dz} = -\frac{G(u)}{\sin(\theta + u)} I_u(z), \quad \frac{dE_u(z)}{dz} = \frac{G(u)}{\sin(\theta + u)} I_u(z), \quad (3)$$

где z — глубина проникновения в кристалл, $I_u(z)$ и $E_u(z)$ — мощности соответственно падающего и отраженного пучков на глубине z , $G(u)$ — величина, связанная с числом блоков в единице объема, расположенных в положении отражения при угле скольжения $\theta + u$ (сверху) и при угле скольжения $\theta - u$ (снизу), которая определяется как доля рассеяния, вносимая блоками, когда луч падает на кристалл под углом скольжения $\theta + u$; u — угол между поверхностью входа (или выхода) и отражающими плоскостями.

Проинтегрируем первое уравнение в пределах от нуля до l (l — толщина кристалла):

$$\int_0^l \frac{dI_u(z)}{I_u(z)} = - \int_0^l A dz, \quad A = \frac{G(u)}{\sin(\theta + u)}.$$

Предполагая, что $G(u)$ не зависит от z , получим

$$I_u(l) = I_u(0) e^{-Al}. \quad (4)$$

Имея в виду последнее соотношение, запишем (3) в виде

$$dE_u(z) = A I_u(0) e^{-Az} dz$$

и проинтегрируем в следующих пределах:

$$\int_0^{E_u(l)} dE_u(z) = A I_u(0) \int_0^l e^{-Az} dz = I_u(0) (1 - e^{-Al}), \quad (5)$$

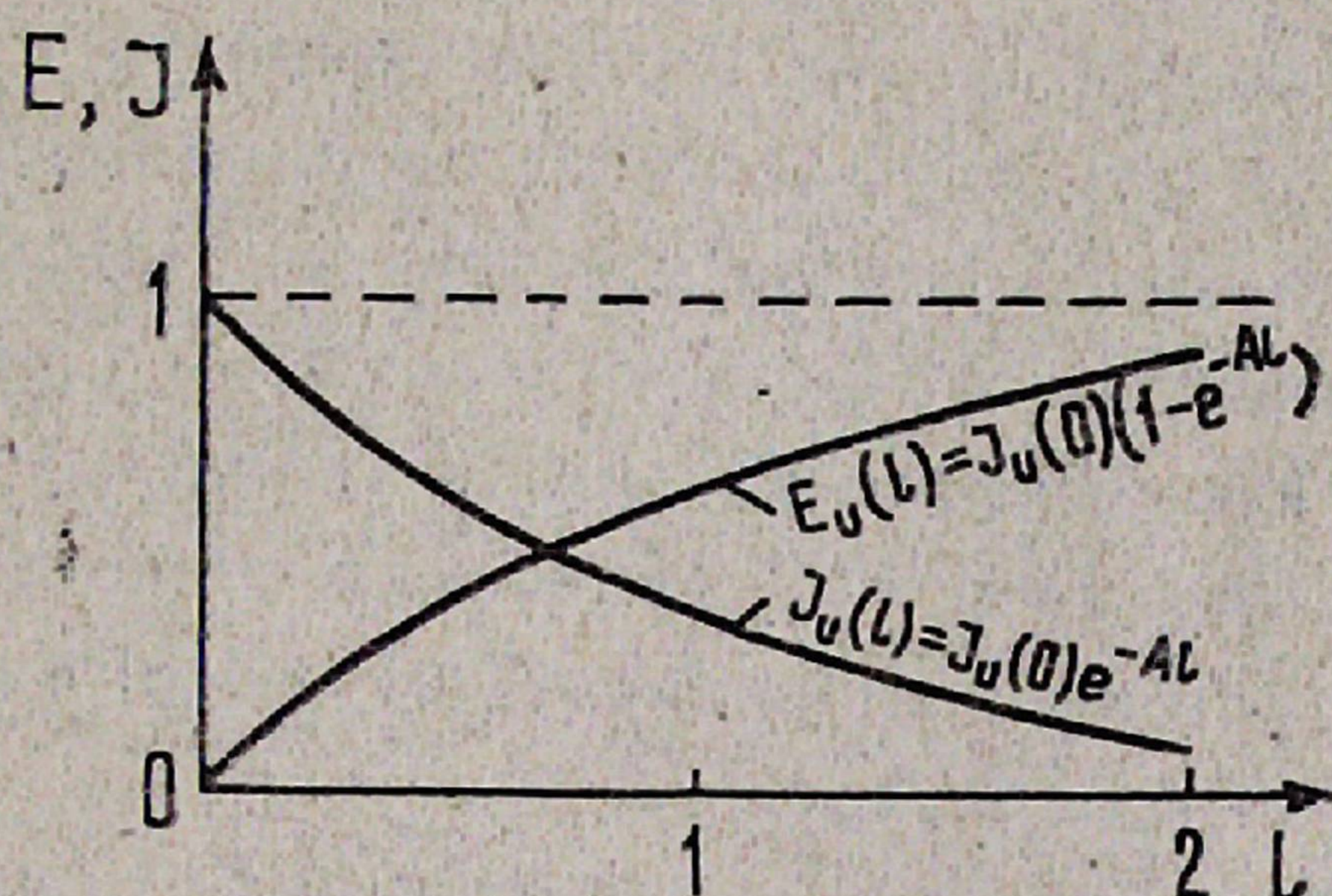
где $I_u(0)$ — мощность первичного пучка на входной поверхности. Так как мощность отраженного пучка на выходной поверхности $E_u(0) = 0$, из (5) для отраженного пучка получаем

$$E_u(l) = I_u(0) (1 - e^{-Al}). \quad (6)$$

Как видно из (4) и (6), из-за отражения мощность первичного пучка с ростом толщины непоглощающего кристалла падает от $I_u(0)$ до нуля, а мощность отраженного пучка при этом растет от нуля до $I_u(0)$ (рис. 2).

Итак, в непоглощающих кристаллах при отсутствии экстинкции происходит полное отражение (в идеально мозаичных кристаллах).

Рис. 2. Зависимость мощности падающего и отраженного пучков от толщины кристаллов в непоглощающих кристаллах.



Теперь перейдем к учету поглощения в идеально мозаичных кристаллах, где отсутствует экстинкция. В этом случае уравнение Дарвина для вторичной экстинкции [3] примет следующий вид:

$$\frac{dI_u(z)}{dz} = -A_1 I_u(z), \quad \frac{dE_u(z)}{dz} = -A_2 E_u(z) + A_3 I_u(z), \quad (7)$$

где

$$A_1 = \frac{\mu + G(u)}{\sin(\theta + u)}, \quad A_2 = \frac{\mu}{\sin(\theta - u)}, \quad A_3 = \frac{G(u)}{\sin(\theta + u)}.$$

Из первого уравнения находим

$$I_u(z) = I_u(0) e^{-A_1 z}. \quad (8)$$

И если, не совершая большой ошибки, вместо $E_u(z)$ подставить значение $E_u(z) = \frac{A_3}{A_1} I_u(0) (1 - e^{-A_1 z})$, то второе уравнение из (7) примет вид

$$dE_u(z) = -\frac{A_2 A_3}{A_1} I_u(0) \int (1 - e^{-A_1 z}) dz + A_3 I_u(0) \int e^{-A_1 z} dz,$$

откуда получим

$$E_u(l) = I_u(0) \left[-\frac{A_2 A_3}{A_1} l + \frac{A_2 A_3}{A_1^2} (1 - e^{-A_1 l}) + \frac{A_3}{A_1} (1 - e^{-A_1 l}) \right]. \quad (9)$$

Перепишав его в виде

$$E_u(l) = \frac{A_3}{A_1} I_u(0) [B + (1 - e^{-A_1 l})]$$

и замечая, что согласно (7) и (9)

$$\frac{A_3}{A_1} < 1, \quad B < 0, \quad 1 - e^{-A_1 l} \leq 1,$$

легко убедиться в том, что

$$E_u(l) < I_u(0), \quad (10)$$

т. е. полное отражение не происходит в том смысле, что часть мощности первичной волны поглощается; поэтому мощность отраженного пучка меньше мощности первичного пучка.

2. Экстинкция отлична от нуля: внутри кристалла часть отраженной волны вторично отражается в сторону первичной волны.

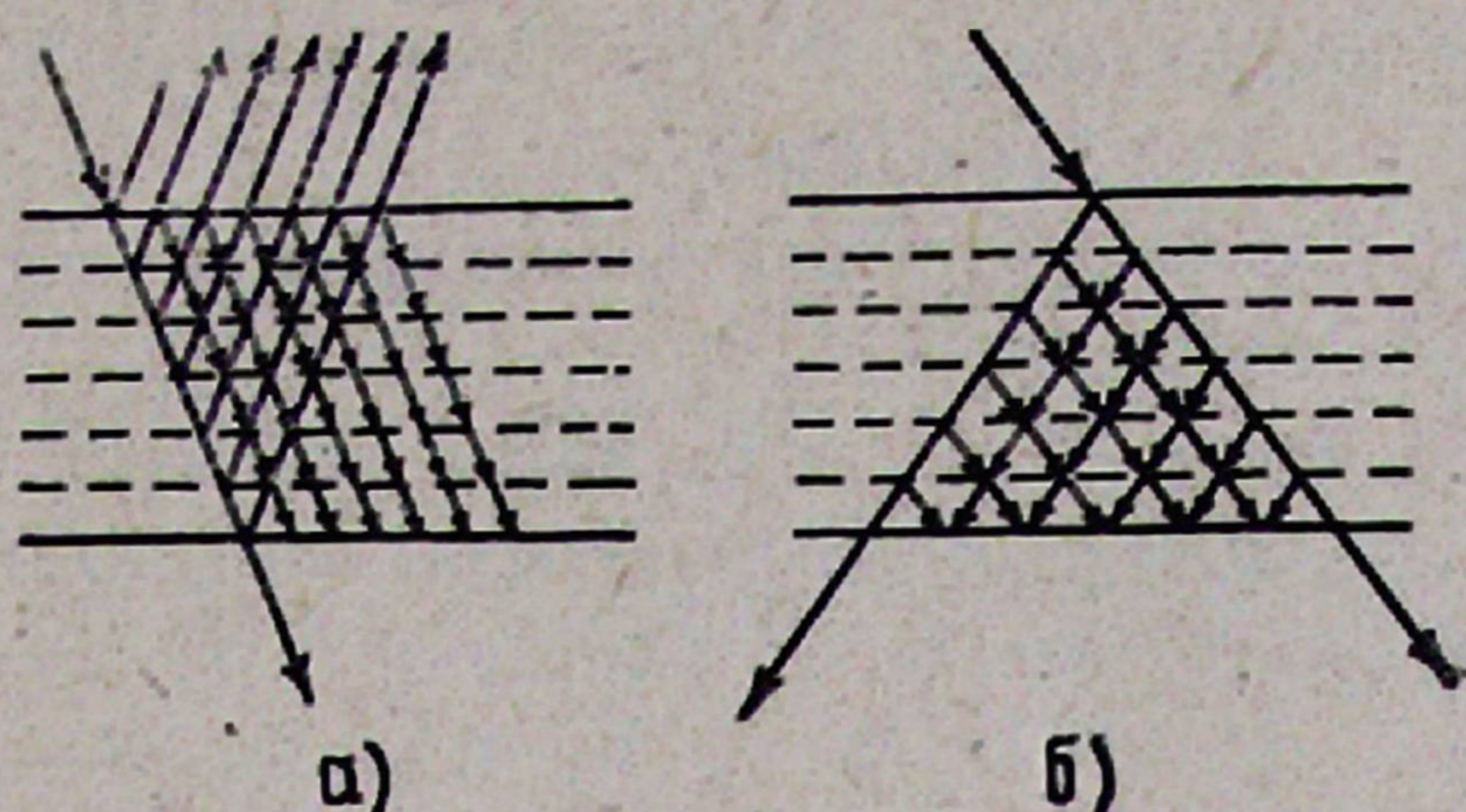
В случае, когда отраженная волна вторично может отразиться, возникает экстинкция — часть энергии отраженной волны возвращается к первичной волне и интенсивность отражения уменьшается. Здесь надо различать случаи, когда вторичное отражение когерентно с первичным пучком и когда оно не когерентно. При когерентном вторичном отражении возникает первичная экстинкция, а при некогерентном — вторичная экстинкция. Необходимо различать также случаи наличия или отсутствия фотоэлектрического поглощения. Для более детального исследования влияния экстинкции на интенсивность отражения необходимо различать и случаи геометрий Брэгга и Лауэ.

Первичная экстинкция — когерентные вторичные отражения. Когерентные вторичные отражения возникают только в идеальных монокристаллах. Еще раз подчеркнем, что экстинкция — это не уменьшение интенсивности первичной волны (не экранирование нижних плоскостей (кристалликов) верхними) по мере углубления ее в кристалл, а вторичные отражения, которые ослабляют отраженный пучок. Экранирование (ослабление первичного пучка) усиливает отражение.

В случае Брэгга в непоглощающем кристалле (рис. 3а) из-за вторичных отражений глубина проникновения увеличивается — часть отраженной энергии возвращается в первичный пучок, но все-таки получается полное отражение. В поглощающих кристаллах это приводит к увеличению поглощения и уменьшению интенсивности отражения. Первичный пучок больше углубляется в кристалл и больше поглощается. Таким образом, по нашему определению, при геометрии Брэгга экстинкция уменьшает интенсивность отражения в поглощающих кристаллах.

При геометрии Лауэ также имеют место вторичные отражения, следовательно, по нашему определению, и при этой геометрии существует экстинкция (см. рис. 3б). Если при геометрии Брэгга отраженная волна по-

Рис. 3. Возникновение первичной экстинкции: а — случай Брэгга; б — случай Лауэ (пунктирными линиями показаны следы плоскостей).



степенно уходит из кристалла (рис. 3а) и поэтому в непоглощающих кристаллах получается полное отражение, то при геометрии Лауэ вторично отраженные волны многократными отражениями доходят до поверхности выхода и только оттуда выходят из кристалла. Поэтому в случае Лауэ отраженная энергия первичного пучка распределяется между проходящим и отраженным пучками в среднем одинаково (поровну).

Выводы

В результате детального обсуждения различных трактовок экстинкции рентгеновских лучей и на основе наших экспериментальных исследований мы приходим к следующим основным выводам.

1. Трактовка экстинкции как экранирования верхними атомными плоскостями (кристалликами) нижних плоскостей (кристалликов) противоречит общепринятому положению, согласно которому экстинкция уменьшает интенсивность отражения. При такой трактовке экстинкция не уменьшает, а увеличивает интенсивность отражения.

2. Для правильной интерпретации зависимости интенсивности отражения от совершенства кристаллов необходимо экстинкцию трактовать как явление многократного отражения рентгеновских волн, причем первичную экстинкцию следует трактовать как явление когерентного многократного отражения, а вторичную — как явление некогерентного многократного отражения.

3. По такой новой трактовке экстинкция действительно уменьшает интенсивность отражения.

4. При полном отсутствии как первичной, так и вторичной экстинкций энергия первичного пучка может полностью переходить в отраженный пучок.

5. Экстинкцию можно уменьшить с помощью деформации кристалла различными способами: механическим, пьезоэлектрическими колебаниями, температурным градиентом и т. д., что дает возможность сильно увеличить интенсивность отражения рентгеновских лучей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Darwin C. G. Phil. Mag., 27, 315 (1914).
2. Darwin C. G. Phil. Mag., 27, 675 (1914).
3. Darwin C. G. Phil. Mag., 43, 800 (1922).

4. Laue M. *Ergebnexant Naturwiss*, 10, 133 (1931).
5. Laue M. *Röntgenstrahlinterferenzen*, 2-te Aufl., 1948.
6. Laue M. *Röntgenstrahlinterferenzen*. Frankfurt am Main, 1960.
7. Sakisaka Y., Suwoto I. *Proc. Math.-Phys. Soc. (Japan)*, 13, 211 (1931).
8. Zachariasen W. H. *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals*.—New York: J. Wiley, Sons, 1945
9. Джеймс Р. *Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей*. Изд. ИЛ, М., 1950.
10. James R. W. *Sol. State Phys.*, 15, 53 (1963).
11. Пинскер Э. Г. *Рентгеновская кристаллооптика*. Изд. Наука, М., 1982.
12. Ивернова В. И., Ревкевич Г. П. *Теория рассеяния рентгеновских лучей*. Изд. МГУ, М., 1972.
13. Боровский И. Б. *Физические основы рентгеноспектральных исследований*. Изд. МГУ, М., 1956.
14. Battermann B. W., Cole H. *Rev. Mod. Phys.*, 36, 681 (1964).
15. Безиргян П. А., Безиргян К. Н. *Научные труды ЕРГУ*, 2 (1975).
16. Безиргян П. А. *ДАН АрмССР*, 32, 81 (1960).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԷԲՍԽԻՆԿՑԻԱՅԻ ՀԱՐՑԵՐ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆԱՆ, Վ. Գ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է էքստինկցիայի ազդեցությունը ռենտգենյան ճառագայթների ցրման ինտենսիվության վրա: Ցույց է տրված, որ էքստինկցիայի մեկնարանում որպես ստորին հարթությունների էկրանավորում վերին ատոմական հարթություններով չի նվազեցնում անդրադարձման ինտենսիվությունը: Տրված է էքստինկցիայի նոր մեկնարանում որպես երկրորդական անդրադարձումների երևույթ: Հստ նոր մեկնարանման էքստինկցիան նվազեցնում է անդրադարձման ինտենսիվությունը:

SOME PROBLEMS OF X-RAY EXTINCTION

P. H. BEZIRGANYAN, V. G. ASLANYAN

The influence of extinction on the intensity of X-ray scattering has been investigated. It has been shown that the extinction, when treated as the shielding of upper atomic planes by the lower ones, didn't reduce the intensity of reflections. A new interpretations of the extinction as a phenomenon of secondary reflection is given. In this interpretation the extinction reduces the intensity of reflections.

УДК 621.382.3

ИЗМЕРЕНИЕ ИСХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ $n-p-n-p-n$ -СТРУКТУР

А. А. ДЖЕРЕДЖЯН, А. Г. МАНУКЯН, Б. М. ГЮРДЖЯН, Г. С. КАРАЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 12 июля 1983 г.)

Предлагается методика определения исходных (технологических) параметров пятислойных структур с $p-n$ -переходами путем измерения их электрофизических характеристик (ВАХ, вольт-емкостных, ампер-емкостных характеристик). Такие измерения проведены для конкретной структуры и найдены ее исходные параметры. Важным преимуществом предлагаемой методики является то, что структуры не подвергаются дополнительной обработке и не разрушаются. Метод можно распространить и на более сложные структуры.

1. Введение

Измерение исходных параметров готовой $n-p-n-p-n$ -структуры является весьма важной и интересной задачей. До настоящего времени не существовало методики, позволяющей измерить все эти параметры, не разрушая структуру. Необходимо иметь в виду, что дополнительная обработка изменяет значения параметров, кроме того обычно измеряются их локальные, а не эффективные значения. Последний момент имеет важное значение, так как теория создается для идеальных моделей, и чтобы ею описать реальные структуры, надо их параметрам приписать некоторые эффективные значения взамен точных. При этом необходимо делать упрощающие предположения относительно исходных параметров, без чего невозможно проводить расчет задачи на ЭВМ (например, условие резкости или линейности переходов, условие постоянства координатного распределения примесей в базах и т. д., которые необходимы для математизации задачи):

Таким образом, важными проблемами являются как задача теоретического расчета структур, так и задача измерения значений их эффективных (интегральных) параметров. В настоящей работе предлагается способ решения обеих проблем, а именно, путем измерения электрических параметров структур определяются эффективные значения исходных параметров и на их основе проводится теоретический и машинный расчет структур.

2. Методика

Модель рассматриваемой структуры показана на рис. 1. Исходными параметрами являются: χ_k — концентрация примесей, τ_k — время жизни, L_k — диффузионная длина неосновных носителей в k -ой базе ($k=1 \div 5$), W_k — ее ширина, r_k — величина сопротивления омического шунта k -перехода ($k=1 \div 4$). Задача заключается в эксперименталь-

ном определении значений этих величин. Часть исходных параметров (ИП) можно непосредственно измерить опытным путем, остальные параметры, например χ_1, χ_5, W_1, W_5 , не входят в формулы токопро-

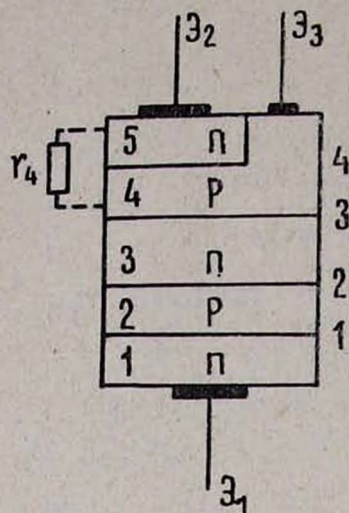


Рис. 1.

хождения через p - n -переходы, и достаточно знать лишь порядок их величины. Параметры r_k можно измерить, снимая ВАХ и вольт-емкостные характеристики переходов, параметры χ_4 и τ_4 (а также U_{04} , входящий в зависимость $m_4(U)$) определяются методом, предложенным в работах [1, 2], значение χ_2 можно определить, снимая вольт-емкостную характеристику обратно-смещенного первого перехода $C_1(U_1)$. Остается определить значения параметров $\tau_1, \tau_3, \tau_5, W_2, W_3, W_4$.

Основываясь на теории, выберем теперь те электрфизические характеристики структуры, с помощью которых можно определить вышеуказанные неизвестные ИП [4, 6].

Так как пока не существует способа экспериментального изучения коэффициента m_2 лавинного умножения во втором коллекторном переходе, то во избежание методических ошибок будем пользоваться только характеристиками, снятыми при малых или отрицательных значениях напряжения U_2 на нем, либо будем считать их не зависящими от процесса лавинного умножения.

Введем следующие обозначения, которые имеют физический смысл коэффициентов переноса, рекомбинации, генерации и тока насыщения через переходы соответственно:

$$\beta_k = \begin{cases} (1 + \gamma_{k-1}/\gamma_k)^{-1} \text{ch}^{-1} \gamma_k, & \text{если } k \text{ четно} \\ (1 + \gamma_k/\gamma_{k-1})^{-1} \text{ch}^{-1} \gamma_k, & \text{если } k \text{ нечетно,} \end{cases}$$

$$\beta_4^\Phi = \beta_4 + \frac{\beta_3 \beta_4 i_3 \beta_2}{\theta_2}, \quad (1)$$

$$\delta_k \approx \left[\frac{\pi \epsilon n_i^2 k T (\chi_k + \chi_{k+1})}{8 i_k^2 \tau_k \tau_{k+1} \chi_k \chi_{k+1} \ln \left(\frac{\chi_k \chi_{k+1}}{n_i^2} \right)} \right]^{1/2},$$

$$i_k^* = e G c_k, \quad i_k = \gamma_k + \gamma_{k+1},$$

где

$$\gamma_k = \frac{e n_i^2 D_k}{L_k \chi_k \text{th} \gamma_k}, \quad \gamma_{lk} = \frac{W_k}{L_k},$$

$$c_k = \begin{cases} \left(\frac{\epsilon}{2 \pi e} \frac{\chi_k + \chi_{k+1}}{\chi_k \chi_{k+1}} \right)^{1/2}, & \text{если переход резкий} \\ \sqrt[3]{\frac{3 \epsilon}{4 \pi e \rho_k}}, & \text{если переход линейный,} \end{cases}$$

ρ_k — градиент примесей в k -переходе.

В реальных структурах, изготовленных диффузионной технологией, $i_1 \approx v_2$, поэтому из (1) с помощью выражений [4—6]

$$\tau_2 = \frac{e^2 n_i^4 D_2}{\chi_2^2 i_1^2 (1 - \beta_2)}, \quad W_2 = \frac{e n_i^2 D_2}{\chi_2 i_1 \sqrt{1 - \beta_2^2}} \ln \left(\frac{\beta_2}{1 - \sqrt{1 - \beta_2^2}} \right) \quad (2)$$

нетрудно найти τ_2 и W_2 , а значение τ_1 легко определить, если известна правая часть выражения

$$\tau_1 = \frac{\pi e n_i^2 k T (\chi_1 + \chi_2)}{8 i_1^2 \tau_2 \delta_1^2 \chi_1 \chi_2 \ln \left(\frac{\chi_1 \chi_2}{n_i^4} \right)}. \quad (3)$$

Из аналогичного выражения можно определить τ_3 , если снять прямую ветвь ВАХ четвертого перехода, а параметры τ_3 , χ_3 , W_3 и W_4 можно найти, если измерить i^* , v_3 , η_3 и η_4 .

Таким образом, электрофизическими характеристиками, позволяющими определить ИП, могут быть i_1 , i^* , β_2 , δ_1 , v_3 , v_4 , η_3 , η_4 .

Укажем величины, которые можно измерить. Из кривой зависимости $\alpha_4(J)$ [3] можно определить коэффициенты $\beta_4^{\text{эф}}$ и β_4 , а также ток инверсии знака напряжения второго перехода $J_{2\text{инв}}$. Из полной ВАХ структуры (кривая 1 на рис. 3) и из ВАХ первых трех переходов $U_0(J) = U_1(J) + U_2(J) + U_3(J)$ (кривая 2 на рис. 3) определяются минимальное напряжение на первых трех переходах $U_{0\text{min}}$ и напряжение срыва второго перехода $U_{2\text{ср}}$, ток срыва четвертого перехода $J_{4\text{ср}}$ и ток J_B . Путем измерения емкости

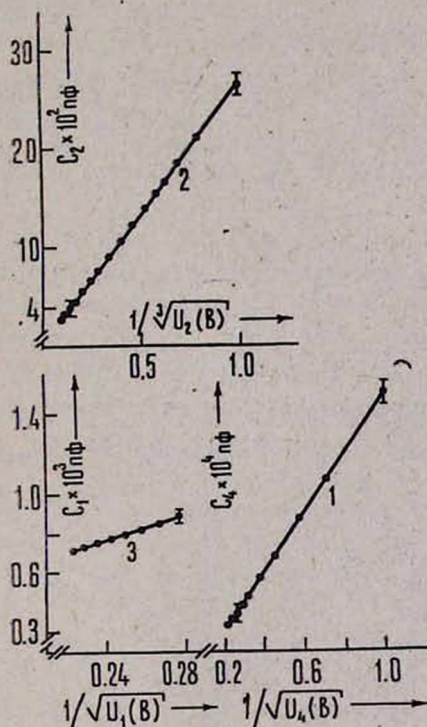


Рис. 2.

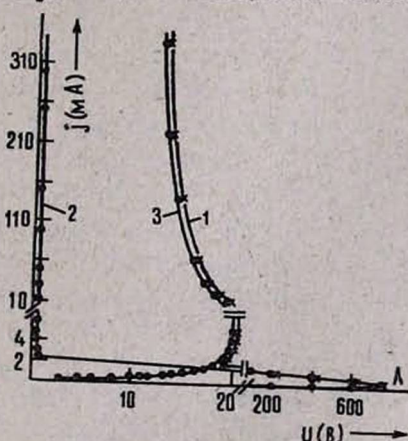


Рис. 3.

второго перехода в двух режимах определяют тип перехода и градиент концентрации примесей в нем ρ_k .

Приведем систему уравнений, лежащую в основе этих измерений:

$$\beta_4^{\text{эф}} = \beta_4 \left(1 + \frac{i_3 \beta_3 \beta_2^*}{\theta_2^*} \right), \quad J_{0 \text{ min}} = \frac{i_1 \delta_1^2}{4 \gamma_1 \gamma_2} \alpha (\alpha - 1),$$

$$J_{4 \text{ ср}} = \frac{i_1 \delta_1^2}{4 \gamma_1 \gamma_2} \left[\left(\frac{\gamma_1 \gamma_2}{\beta_4^{\text{эф}} - m_{4 \text{ ср}} - 1} \right)^2 - 1 \right], \quad (4)$$

$$\exp \left(\frac{e U_{0 \text{ min}}}{k T} \right) = \frac{\delta_1^2}{4 \gamma_2} (b - 1)^2 \frac{\theta_2^*/i_3 + \beta_3 \beta_2^* - 2 \gamma_1 \beta_2 \beta_3 / (b + 1)}{\theta_2^*/J_{0 \text{ min}} + \beta_2^* - 2 \gamma_1 \beta_2 / (b + 1)},$$

где

$$\alpha = \frac{3 \beta_2 \gamma_1}{2 \beta_2^*} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{8 \beta_2^*}{9 \beta_2 \gamma_1}} \right) - 1, \quad b = \sqrt{1 + \frac{4 \gamma_1 \gamma_2}{i_1 \delta_1^2} J_B},$$

$$\gamma_1 = 1 - \frac{\beta_2 i_1 (1 - \beta_3)}{\theta_2 - \beta_3^2 i_3}, \quad \gamma_2 = 1 - \frac{\beta_2^2 i_1}{\theta_2 - \beta_3^2 i_3}, \quad \gamma_3 = \frac{i_3 \beta_2 \beta_3 \beta_4 \beta_2^*}{\theta_2^*},$$

$$\theta_2 = \beta_2 i_1 \text{ch } \gamma_2 + \beta_3 i_3 \text{ch } \gamma_3, \quad \theta_2^* = \theta_2 - \beta_2^2 i_1 - \beta_3^2 i_3,$$

$$m_{4 \text{ ср}} = \sqrt{\frac{U_{4 \text{ ср}}}{U_{04}}}, \quad \beta_2^* = \beta_2 + \beta_3 - 1,$$

$J_{0 \text{ min}}$ — ток при $U_0 = U_{0 \text{ min}}$. Измеряемые величины $J_{4 \text{ ср}}$ и $U_{4 \text{ ср}}$ берутся из кривой 3 рис. 3.

3. Экспериментальная часть

1. С помощью методов работ [1, 7, 8] из кривой 1 рис. 2 находим, что для данной структуры $\chi_4 = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\tau_5 + \tau_4 = 6,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Зная эти величины, получаем $i_a^* = (en_i/\tau_4) (\varepsilon/2 \pi e \chi_4)^{1/2} = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ мА} \cdot \text{В}^{-1/2}$, $r_4 \approx 66 \text{ кОм}$, $U_{04} = 500,5 \text{ В}$.

2. Приложив постоянное напряжение к электродам Э₁ и Э₂ (минус — к Э₁, плюс — к Э₂), с помощью Э₁ и Э₃ измеряем барьерную емкость практически второго перехода (кривая 2 на рис. 2). На основе зависимости $C(U)$ определяем тип перехода. В нашем случае второй переход является линейным, а градиент концентрации примесей в нем $\rho_2 = 3,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

3. С помощью электродов Э₁ и Э₃ измеряем диффузионную емкость при токе $J \geq J_{2 \text{ инв}}$ (протекающем между Э₁ и Э₂). Зная ее, определяем значение суммы $\tau_2 + \tau_3 = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$.

4. С помощью электродов Э₁ и Э₃ снимаем вольт-емкостную характеристику первого p - n -перехода в коллекторном включении для случая, когда третий переход находится в инверсном состоянии (кривая 3 на рис. 2). Выясняется, что первый переход является резким. Находим $\chi_2 = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При той же полярности снимаем ВАХ первых трех переходов, которая в данном случае практически совпадает с ВАХ первого перехода. На основе этой ВАХ оцениваем значение омической утечки в первом переходе — $r_1 > 300 \text{ кОм}$.

5. Снимая зависимость коэффициента усиления n - p - n -составного транзистора от тока $\alpha(J)$ и сравнивая ее с теоретической кривой (см. рис. 2 работы [3]), находим, что:

а) коэффициент лавинного умножения второго коллекторного перехода $m_2 \leq 0,015$;

б) утечка в третьем эмиттерном переходе относительно мала — $i_3 \delta_3^2 \sim 22 \text{ нА}$, $r_3 > 15 \text{ МОм}$;

в) коэффициент переноса четвертой базы $\beta_4^0 = \beta_4|_{U_4=0} = 0,7712$,

$$\beta_4^{\text{расш}} = \beta_4|_{U_4=U_{4\text{max}}} = 0,7146, \quad \beta_4^{\text{эф}} = \beta_4^0 \left(1 + \frac{\beta_3^0 \beta_2^0}{\theta_2^2} \right) = 0,8893.$$

6. Снимаем ВАХ четвертого перехода в изолированном эмиттерном включении и строим график функции

$$\ln \left(J - \frac{U_4}{Sr_4} \right) = \ln v_4 + \frac{eU_4}{kT} + \ln \left[1 + \frac{\delta_4}{\exp(eU_4/2kT)} \right]$$

в зависимости от U_4 , откуда определяем обратный ток насыщения четвертого перехода $i_4 \approx v_4 = 6,12 \cdot 10^{-10} \text{ А}$ и коэффициент рекомбинации $\delta_4 = 650$. Подставляя значение δ_4 в выражение $\tau_5 = \pi_5 kT \text{ th } \eta_4 \cdot (8 v_4 \delta_4^2 e L_4 \times \times 30)^{-1}$, находим $\tau_5 \sim 10^{-9} \text{ с}$. Из $\tau_4 + \tau_5 = 6,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ следует, что $\tau_4 = 6,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, т. е. $\tau_5 \ll \tau_4$.

Далее, подставляя в выражение

$$v_4 = \frac{en_1^2 D_4}{V D_4 \tau_4 \chi_4 \cdot \text{th}(W_4/V D_4 \tau_4)}$$

найденные значения χ_4 , τ_4 и v_4 , получаем уравнение относительно ширины четвертой базы W_4 , решение которого дает $W_4 = 12 \text{ мкм}$.

Подставляя значения β_4 , v_4 и W_4 в определение $\beta_4 = (1 + v_3/v_4)^{-1} \times \times \text{ch}^{-1}(W_4/L_4)$, находим $v_3 = 1,53 \cdot 10^{-10} \text{ А}$.

Из выражения $\beta_4^{\text{расш}} = (1 + v_3^{\text{расш}}/v_4)^{-1} \text{ch}^{-1}(W_4/L_4)$ получаем $v_3^{\text{расш}} = 2,13 \cdot 10^{-10} \text{ А}$, а из соотношения

$$v_3^{\text{расш}} = v_3 \frac{\text{th } \eta_3}{\text{th} \left(\eta_3 - \sqrt[3]{\frac{3eU_3 \text{cp}}{4\pi e \rho_2 L_3^3}} \right)}$$

определяем $\eta_3 = \frac{W_3}{L_3} = 0,5476$.

7. Подставляя найденные выше значения величин в (4), получаем замкнутую систему уравнений относительно неизвестных v_2 , β_2 , β_3 , δ_1 . Вычислив на ЭВМ их значения, из (3) находим $\tau_1 \sim 10^{-9} \text{ с}$.

Используя обозначения v_3 и β_3 , получаем замкнутую систему относительно W_3 и χ_3 . Решение этой системы дает для них значения $W_3 = 230 \text{ мкм}$, $\chi_3 = 2,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а из (2) определяются значения $\tau_2 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ и $W_2 = 22 \text{ мкм}$.

Подставляя найденные значения величин в уравнение тока через второй переход

$$- \frac{\beta_2^{\text{расш}} \cdot J_2 \text{cp}}{\lambda} = i_2^2 \sqrt{U_2 \text{cp}} + \frac{U_2 \text{cp}}{Sr_2} \left(\beta_2^{\text{расш}} - \frac{\beta_2}{\lambda} \right) - \frac{\beta_2 i_1 \delta_1^2}{2} (\lambda - 1), \quad (5)$$

где $\lambda = \sqrt{1 + \frac{4J_2 \text{cp}}{i_1^2 \delta_1^2}}$, находим неизвестную величину омической утечки $r_2 = 17 \text{ МОм}$.

4. Обсуждение результатов

В работе [3] приведена таблица ориентировочных исходных параметров рассмотренной здесь структуры. Она изготовлена на основе этих параметров. Сравнивая табличные значения величин со значениями, полученными в настоящей работе, замечаем, что наибольшее отклонение значений соответствующих параметров составляет $\sim 9\%$. Мало отличаются и коэффициенты, и электрофизические характеристики, что подтверждает также и статистика. Аналогичные исследования других таких приборов, изготовленных нами, показали, что процент отклонения параметров практически сохраняется.

При изготовлении приборов после каждого технологического процесса на контрольных образцах известными способами измерялись некоторые исходные параметры. Результаты этих измерений существенно отличались от соответствующих значений параметров как таблицы работы [3], так и полученных в настоящей работе, причем последние мы считаем более точными и реальными. Чтобы в этом убедиться, мы вводили в ЭВМ программу расчета ВАХ структур и их отдельных частей, а именно, $U_0(J)$ и $U_1(J)$. Сравнение полученных расчетных кривых с экспериментальными данными показало, что лучшее приближение дают значения параметров настоящей работы. Так, например, отклонение друг от друга расчетных и экспериментальных значений напряжения при фиксированном значении тока и отклонение значений тока при фиксированном напряжении на расчетных и опытных кривых составило $\sim 2\%$, что меньше погрешности измерения $\sim 5\%$. Это показывает, что предлагаемая методика измерения ИП имеет точность не более 5% . Наибольшее отклонение имеется вблизи точки срыва напряжения второго перехода, что, вероятно, обусловлено неточным выбором значения коэффициента лавинного умножения $m_2(U)$. Дело в том, что этот коэффициент оценивался способом работ [1, 2], т. е. измерялись градиент концентрации примесей второго перехода p_2 и напряжение срыва на нем, а потом оценивалось максимальное электрическое поле в нем $E_{\max} \simeq 1,5 \cdot 10^5$ В/см. При этом для m_2 было получено значение $m_2 \leq 0,015$, что нельзя считать точным. Вопросом точного значения m_2 мы не занимались и ограничились лишь опробированием различных значений $m_2 = 0; 0,015; 0,03$. Хорошее приближение к опытному результату дает значение $0,015$, которое и было взято нами для m_2 . Это привело к определенной ошибке (методической), которая нами не оценивалась и которая стала причиной сравнительно небольшого расхождения теоретической и экспериментальной кривых вблизи точки А (рис. 3). Но эта неточность не носит принципиального характера и не приводит к существенному изменению предложенной методики, так как в использованные нами выражения m_2 не входит. Мы специально избегали использования любого выражения, относящегося к точке А, кроме (5), но и (5) получено путем исключения m_2 .

Таким образом, при определении ИП по нашему методу допущенная неточность не существенна и ею обусловлена лишь степень расхождения теоретического и экспериментального значений $U_{1\text{ср}}$. По той же причине не существенна также аналогичная ошибка определения величины шунта

второго перехода, которая составляет $\sim 1\%$. В заключение отметим, что использование значений некоторых точек на электрофизических характеристиках структур не является интерполяцией, так как использованные уравнения имеют разные трансцендентности и тремя-четырьмя точками невозможно их интерполировать с точностью $\sim 2\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Avakyan G. M. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 62, 547 (1980).
2. Джереджян А. А. и др. Тезисы докладов Первой конференции молодых ученых НИИ АН АрмССР Аштаракского района. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1979, с. 13.
3. Джереджян А. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 212 (1984).
4. Авакьянц Г. М., Караян Г. С., Джереджян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 402 (1974).
5. Караян Г. С., Джереджян А. А. ДАН АрмССР, 8, 151 (1974).
6. Авакьянц Г. М., Караян Г. С., Джереджян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 435 (1972).
7. Шокли В. Теория электронных полупроводников. Пер. с англ., под ред. В. П. Жузе. Изд. ИЛ, М., 1953.
8. Берман Л. С. Введение в физику варикапов. Изд. Наука, Л., 1968.

n-p-n-p-n ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՍԿԶԲՆԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԶԱՓՈՒՄԸ

Հ. Հ. ԶԵՐԵԶՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Բ. Մ. ԳՅՈՒՐԶՅԱՆ, Հ. Ս. ԿԱՐԱՅԱՆ

Առաջարկվում է p-n անցումներ ունեցող հնգաշերտ կառուցվածքների սկզբնական (տեխնոլոգիական) պարամետրերի որոշման մեթոդ, որը հիմնվում է նրանց էլեկտրաֆիզիկական բնութագրերի չափման վրա: Կատարվել են չափումներ կոնկրետ սարքի համար և որոշվել նրա սկզբնական պարամետրերը: Մեթոդի կարևոր առավելություններից մեկը այն է, որ կառուցվածքները չեն ենթարկվում լրացուցիչ մշակման և չեն փչանում:

MEASUREMENT OF INITIAL PARAMETERS OF n-p-n-p-n STRUCTURES

A. A. DZHEREDZHYAN, A. G. MANUKYAN,
B. M. GURDZHYAN, G. S. KARAYAN

A technique for the determination of initial (technological) parameters of five-layer n-p-n-p-n structures by measuring their electrophysical characteristics (current-voltage, voltage-capacitance, current-capacitance etc.) is proposed. The technique provides non-destructive measurements and requires no supplementary preparations of the sample. It may be used for measurements with more complex structures.

УДК 535.343.2;537.635

ЭФФЕКТ ЯНА—ТЕЛЛЕРА В ТРИГОНАЛЬНОМ ПОЛЕ:
ИОН Cu^{2+} В МОНОКРИСТАЛЛЕ $\alpha-LiIO_3$

В. З. АРУТЮНЯН, А. К. ПЕТРОСЯН, Э. Г. ШАРОЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

Р. М. ХАЧАТРЯН

Кироваканский химический завод им. А. Ф. Мясникяна

(Поступила в редакцию 10 августа 1983 г.)

Измерены спектры ЭПР и оптического поглощения иона Cu^{2+} в монокристалле $\alpha-LiIO_3$. Экспериментальные результаты объясняются проявлением статического и динамического эффектов Яна-Теллера (ЯТ) в тригональном поле. Проведено прямое измерение ЯТ-расщепления основного и возбужденного Е-уровней иона Cu^{2+} , с помощью которых определены энергии ЯТ-стабилизации. Найдены параметры кристаллического поля $\Delta = 10 Dq$, v и v' . Приводится диаграмма энергетических уровней иона Cu^{2+} в $\alpha-LiIO_3$.

1. Введение

В связи с широким использованием монокристаллов йодата лития гексагональной модификации $\alpha-LiIO_3$ в квантовой электронике в последнее время интенсивно исследуется влияние различных примесей на физические свойства этих кристаллов. ЭПР исследования $\alpha-LiIO_3$, допированного ионами Mn^{2+} , Fe^{3+} и Cr^{3+} , показали, что эти парамагнитные ионы находятся в позициях, имеющих тригональную симметрию [1—3]. Эффект Яна—Теллера (ЭЯТ) в поле тригональной симметрии имеет ряд особенностей по сравнению с ЭЯТ в кубическом поле [4], и поэтому исследование спектров ЭПР и оптического поглощения ЯТ ионов в монокристалле $\alpha-LiIO_3$ представляет несомненный интерес.

Настоящая работа посвящена исследованию Cu^{2+} в $\alpha-LiIO_3$. Детально исследованы спектры ЭПР в интервале 77—300 К и спектры оптического поглощения в ближней ИК области. Некоторые результаты настоящей работы были представлены в [5]. Результаты подробных исследований спектров ЭПР $\alpha-LiIO_3 : Cu^{2+}$ в области низких температур (4—77 К) будут приведены в следующей публикации.

2. Методика эксперимента

Монокристаллы йодата лития гексагональной модификации $\alpha-LiIO_3$ с примесью ионов меди выращивались методом испарения на установках ВРК-2 и содержали 0,04 вес. % примеси. Примесь Cu^{2+} вводилась в кис-

лый раствор $\alpha\text{-LiIO}_3$ ($\text{pH} \approx 2$) в виде раствора $\text{Cu}(\text{IO}_3)_2$. Спектры ЭПР снимались на серийном радиоспектрометре X-диапазона РЭ-1306. Оптические спектры поглощения измерялись на двухлучевом спектрометре АКТА-MIV фирмы «Бекман» в диапазоне $3300\text{--}15000\text{ см}^{-1}$. Кристаллы $\alpha\text{-LiIO}_3$ относятся к гексагональной сингонии, гексагонально-пирамидальному классу симметрии, точечной группе $C_6(L_6)$. В структуре монокристалла ионы кислорода образуют гексагональную плотнейшую упаковку. Ионы лития расположены в кислородных октаэдрах, образуя цепочку, параллельную оси шестого порядка C_6 . По данным [6] они смещены относительно центрального положения вдоль этой оси на $0,034\text{ \AA}$.

3. Экспериментальные результаты

Спектры ЭПР $\alpha\text{-LiIO}_3\text{:Cu}^{2+}$ в температурном интервале $5\text{--}30\text{ К}$ состоят из трех групп квартетов, обусловленных сверхтонкой структурой (ядерный спин изотопов ^{63}Cu и ^{65}Cu есть $I=3/2$). Симметрия парамагнитных центров (ПЦ) — C_s , магнитные оси Z составляют одинаковые углы $\gamma \sim 60^\circ$ относительно оси C . При $H \parallel C$ все три ПЦ становятся магнитно-эквивалентными. С повышением температуры образца, начиная с $4,2\text{ К}$, интенсивность линий падает и при 35 К сигналы практически не регистрируются. При 40 К в спектре появляется широкая одиночная линия аксиальной симметрии с магнитной осью Z , совпадающей с осью C монокристалла.

Спектр ЭПР иона Cu^{2+} в монокристалле $\alpha\text{-LiIO}_3$ в интервале $40\text{--}300\text{ К}$ описывается спин-гамильтонианом аксиальной симметрии с эффективным спином $S=1/2$ и с g -факторами $g'_\parallel = 2,210 \pm 0,005$ и $g'_\perp = 2,245 \pm 0,005$. Значения g -факторов не зависят от температуры. При 77 К линия поглощения имеет гауссовую форму. С повышением температуры форма кривой меняется и при $T > 250\text{ К}$ она практически полностью описывается лоренцевой формой, что указывает на релаксационный характер уширения.

На рис. 1 приведена температурная зависимость ширины линии для двух ориентаций магнитного поля относительно оси C . По уширению сигнала ЭПР в интервале температур $77\text{--}300\text{ К}$ оценено время релаксации: $T_2^{-1}(\text{с}^{-1}) = 0,24 \cdot \pi g \cdot 10^6 \cdot \Delta H_\perp$ (мТ), где $\Delta H_\perp = (\Delta H_{\text{эксп}}^2 - \Delta H_\parallel^2) / \Delta H_{\text{эксп}}$, $\Delta H_\parallel$ — ширина линии при 77 К . Скорость релаксации в этом температурном интервале может быть представлена как активационной зависимостью $T_2^{-1} = (T_2)_0^{-1} \exp(-\Delta E/kT)$, так и степенной зависимостью $T_2^{-1} = CT^n$. Как следует из рис. 1, скорость релаксации хорошо описывается выражениями

$$T_2^{-1}(\text{с}^{-1}) = 10^{2,2} T^3 \text{ и } T_2^{-1}(\text{с}^{-1}) = 10^2 T^3 \quad (1)$$

соответственно при $\theta = 0$ и 90° (кривые 3 и 4). При этих ориентациях значения T_2^{-1} могут быть представлены также формулами $T_2^{-1}(\text{с}^{-1}) = 3,5 \cdot 10^{10} \exp(-0,06 \text{ эВ}/kT)$ и $T_2^{-1}(\text{с}^{-1}) = 3 \cdot 10^{10} \exp(-0,06 \text{ эВ}/kT)$. При 300 К сигнал уширяется настолько, что практически не регистрируется.

Спектр оптического поглощения монокристалла $\alpha\text{-LiIO}_3$, допированного медью, при комнатной температуре в ближней ИК области приве-

ден на рис. 2. Он состоит из двух симметричных линий с максимумами на частотах 4400 см^{-1} и 13300 см^{-1} и одной широкой полосы вблизи 10000 см^{-1} . Последняя состоит из двух симметричных линий на частотах

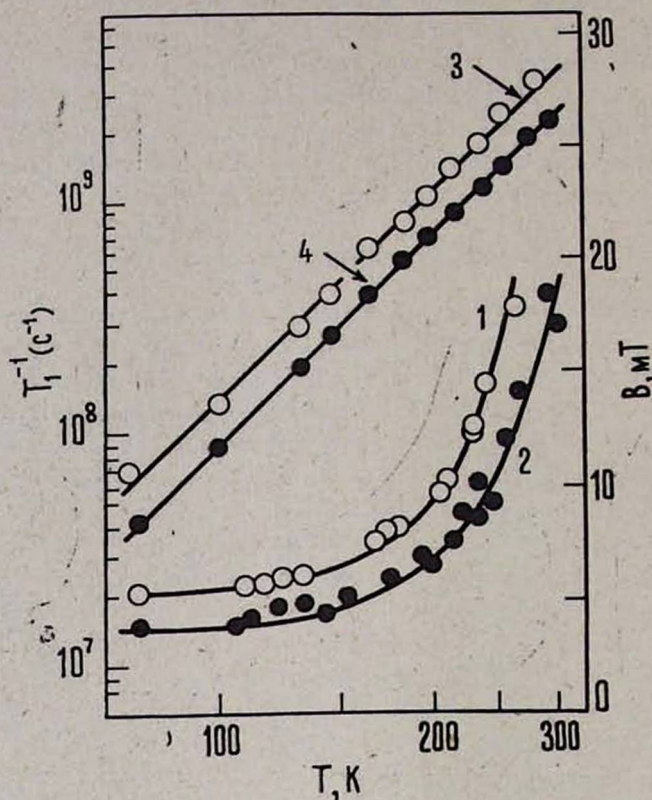


Рис. 1. Температурная зависимость ширины линии ЭПР и скорости ион-решеточной релаксации Cu^{2+} в монокристалле $\alpha\text{-LiIO}_3$: 1, 3 — $\theta = 0$ ($\text{H} \parallel \text{C}$); 2, 4 — $\theta = 90^\circ$ ($\text{H} \perp \text{C}$).

9440 см^{-1} и 10900 см^{-1} с полуширинами, равными 2150 см^{-1} . Полуширины линий на частотах 4400 и 13300 см^{-1} соответственно равны 2150 и 850 см^{-1} .

4. Обсуждение результатов

Наличие в спектре ЭПР трех линий одинаковой интенсивности при низких температурах, их исчезновение, появление одиночной усредненной линии и быстрое ее уширение с повышением температуры — все это указывает на наличие ЭЯТ в $\alpha\text{-LiIO}_3 : \text{Cu}^{2+}$. При низких температурах, очевидно, заселены основные уровни минимумов адиабатического потенциала, и поэтому в спектре ЭПР наблюдаются три линии одинаковой интенсивности. При повышении температуры происходят реориентационные переходы между искаженными конфигурациями, приводящие к усредненному спектру в виде одиночной широкой линии. Характер симметрий низкотемпературных и высокотемпературного ПЦ указывает на ЭЯТ в тригональном поле [4].

В [7, 8] показано, что ионы Mn^{2+} , Fe^{3+} , Cr^{3+} в решетке монокристалла $\alpha-LiIO_3$ замещают ионы Li^+ с образованием при низких температурах близлежащих литиевых вакансий по оси C для сохранения электроней-

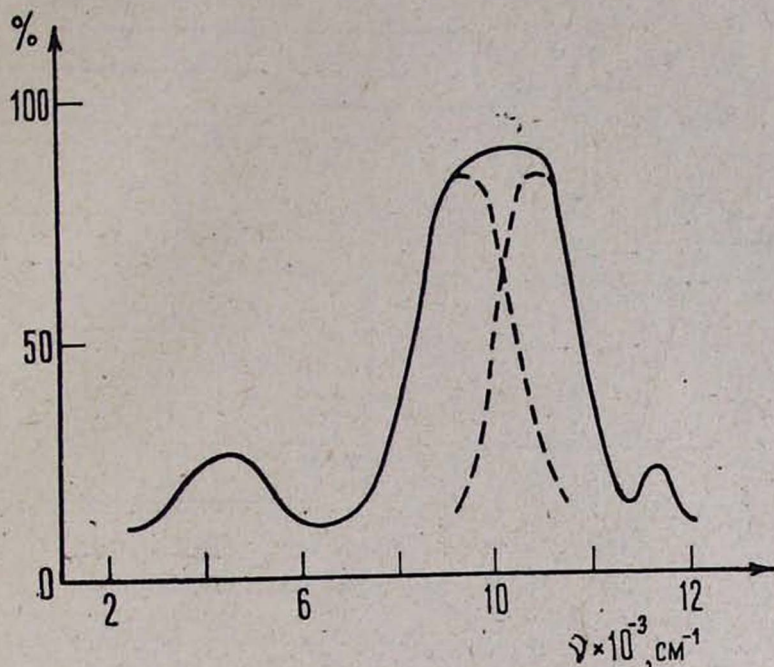


Рис. 2. Спектры оптического поглощения $\alpha-LiIO_3:Cu^{2+}$.

тральности кристалла. Очевидно, что и ионы Cu^{2+} в $\alpha-LiIO_3$ также замещают ионы Li^+ с образованием близлежащей вакансии по оси C , которая должна привести к дополнительному тригональному искажению октаэдрического комплекса CuO_6 . Это искажение симметрично относительно магнитных осей z низкотемпературных ПЦ и приводит к одинаковому изменению глубин минимумов адиабатического потенциала. Эквивалентность минимумов на поверхности адиабатического потенциала подтверждается небольшим интервалом температур $\Delta T \leq 10^\circ$, в котором совершается переход от статического ЭЯТ к динамическому. В случае неэквивалентных минимумов этот интервал значительно больше: например, в $LiNbO_3:Cu^{2+}$ $\Delta T \approx 140^\circ$ [9].

Экспоненциальное уширение сигнала ЭПР в высокотемпературном интервале в [10] было использовано для определения энергии $E_{ЯТ}$ ЯТ-стабилизации и времени жизни возбужденного состояния. Они отождествлялись соответственно с ΔE и $(T_2)_0$. В нашем случае, как это будет видно далее из анализа оптических спектров, $E_{ЯТ} = 1100 \text{ см}^{-1}$, что более чем вдвое больше $\Delta E = 0,06 \text{ эВ} \approx 485 \text{ см}^{-1}$. Очевидно релаксация в $\alpha-LiIO_3:Cu^{2+}$ обусловлена не орбаховскими процессами, а двухфононными рамановскими процессами, определяющими времена реориентаций ян-теллеровских искажений и имеющими кубическую зависимость от температуры [11] (см. выражения (1)).

Для объяснения оптических спектров поглощения, приведенных на рис. 2, предлагается схема энергетических уровней Cu^{2+} в $\alpha\text{-LiIO}_3$, изобра-

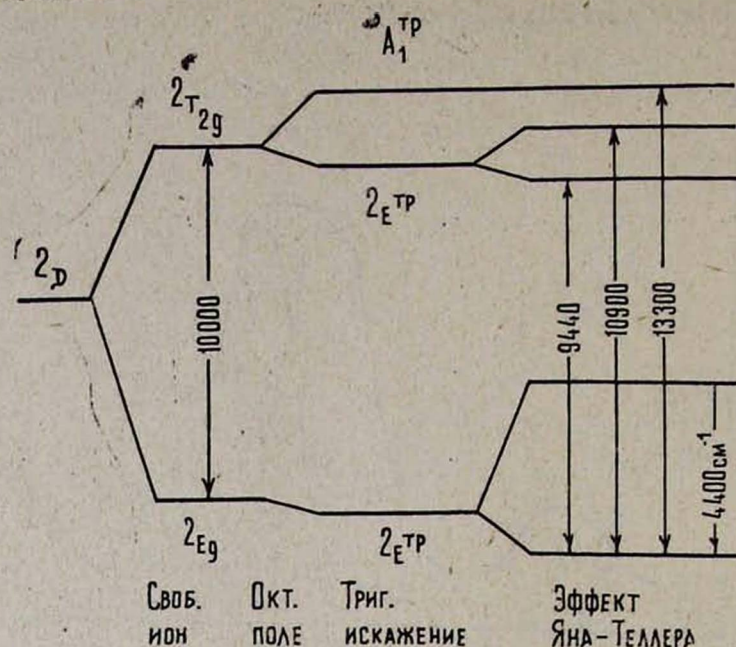


Рис. 3. Схема энергетических уровней иона Cu^{2+} в монокристалле $\alpha\text{-LiIO}_3$.

женная на рис. 3. Значения энергий уровней иона Cu^{2+} в тригональном поле даются выражениями

$$\begin{aligned} W_1[|^2E_g(^2E^{tr})\rangle] &= -\frac{1}{10}\Delta - \frac{1}{6}v - \frac{1}{2}\sqrt{\left(\Delta - \frac{1}{3}v\right)^2 + 4|v'|^2}, \\ W_2[|^2T_{2g}(^2E^{tr})\rangle] &= -\frac{1}{10}\Delta - \frac{1}{6}v + \sqrt{\left(\Delta - \frac{1}{3}v\right)^2 + 4|v'|^2}, \\ W_3[|^2T_{2g}(^2A_1^{tr})\rangle] &= \frac{2}{5}\Delta + \frac{2}{3}v, \end{aligned} \quad (2)$$

где Δ , v и v' — параметры кристаллического поля.

ЭЯТ приводит к дальнейшему расщеплению уровней $^2E^{tr}$. Энергия $E_{\text{ЯТ}}$ ЯТ-стабилизации для основного уровня $^2E^{tr}$ составляет $1/4$ часть ЯТ-расщепления. Это соотношение с точностью до взаимодействия с уровнем A_1^{tr} верно и для возбужденного уровня $^2E^{tr}$. Наличие одних оптических переходов недостаточно для определения параметров кристаллического поля Δ , v и v' и энергий ЯТ-стабилизации основного и возбужденного $^2E^{tr}$ -уровней. В [4] было показано, что для определения вышеуказанных параметров можно воспользоваться ЭПР данными, а именно, измерением отклонений магнитных осей z низкотемпературных ПЦ от оси правильного октаэдра: $\delta\gamma = \gamma - \gamma_0$, где $\gamma = z^\circ \text{С}$, а $\gamma_0 = 54,7^\circ$. ЭЯТ в три-

гональном поле дает возможность экспериментально измерить $\delta\gamma$, которое зависит также от параметров кристаллического поля [4]:

$$\delta\gamma = - \frac{v'}{\Delta - \frac{1}{3}v} \quad (3)$$

Значение $\delta\gamma$ может быть выражено и через g -факторы высокотемпературного и низкотемпературных ПЦ:

$$\delta\gamma = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{g'_\parallel - g'_\perp}{g_\perp - g_\parallel} \quad (4)$$

Формула (4) получена из соотношений между высокотемпературными и низкотемпературными g -факторами

$$g'_\parallel = g_\parallel \cos^2\gamma + g_\perp \sin^2\gamma, \quad (5)$$

$$g'_\perp = \frac{1}{2} (g_\parallel \sin^2\gamma + g_\perp \cos^2\gamma + g_\perp)$$

разложением тригонометрических функций в ряд по параметру $\delta\gamma = \gamma - \gamma_0$. Полагая $g_\parallel = 2,4$ и $g_\perp = 2,1$, имеем $\delta\gamma \approx 5^\circ$. Используя формулы (3) и (2), а также учитывая, что $E_{\text{ЯТ}} = 1/4 \Delta_{\text{ЯТ}}$, получаем следующие значения для параметров кристаллического поля: $\Delta = 10000 \text{ см}^{-1}$, $v = 3500 \text{ см}^{-1}$ и $v' = -700 \text{ см}^{-1}$.

Энергия ЯТ-стабилизации для основного уровня ${}^2E_{\text{гп}}$ равна $E_{\text{ЯТ}} = 1100 \text{ см}^{-1}$. Насколько нам известно, это первое прямое измерение наряду с $\text{LiNbO}_3: \text{Cu}^{2+}$ [4] ЯТ-расщепления основного состояния Cu^{2+} в кристаллах. Причиной разрешения этого перехода в наших экспериментах по сравнению с кубическими кристаллами является, очевидно, наличие тригональной компоненты кристаллического поля в $\alpha\text{-LiIO}_3$, которая смешивает основное состояние ${}^2E_{\text{гп}}$ с возбужденным. Значение ЯТ-расщепления возбужденного уровня ${}^2E_{\text{гп}}$ равно 1460 см^{-1} .

Авторы выражают благодарность Л. П. Тамбовцевой за выращивание монокристаллов и М. Барану за помощь при проведении низкотемпературных ЭПР измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bräuer A., Karthe W. Phys. St. Sol. (b), 59, K 131 (1973).
2. Martirosyan V. O. et al. Phys. St. Sol. (b), 72, 441 (1975).
3. Karthe W. Phys. St. Sol. (b), 81, 323 (1977).
4. Petrosyan A. K., Khachatryan R. M., Sharoyan E. G. Phys. St. Sol. (b), in press.
5. Шароян Э. Г. и др. Тезисы докл. VII Всесоюзного симпозиума по спектроскопии кристаллов, Ленинград, 1982, с. 149.
6. Эмиряшев А. и др. Кристаллография, 18, 1177 (1973); 21, 391 (1976).
7. Daraselia D. M., Bräuer A., Böttcher R. Proc. 20th Congress AMPERE, Tallin, 1978, p. 224.
8. Бросер А., Дараселия Д. М. ФТТ, 19, 1250 (1977).
9. Петросян А. К., Хачатрян Р. М., Шароян Э. Г. ФТТ, 26, 22 (1984).

10. Höchli U., Müller K. A. Phys. Rev. Lett., 12, 730 (1964).
- Höchli U., Müller K. A., Wysleng P. Phys. Lett., 15, 5 (1965).
11. Ham F. S. In Electron Paramagnetic Resonance. Ed. by S. Geschwind, New York, Plenum, 1972.

ՅԱՆ-ԹԵԼԼԵՐԻ ԷՖԵԿՏԸ ՏՐԻԳՈՆԱԼ ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ.
 Cu^{2+} ԻՈՆԸ $\alpha\text{-LiIO}_3$ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Վ. Զ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Կ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Է. Գ. ՇԱՌՈՅԱՆ, Ռ. Մ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Զափված են պղնձի երկվալինա իոնների օպտիկական և էՊՌ կլանման ուղեկորները լիթումի յոդատի հեքսագոնալ տարասեռակի ($\alpha\text{-LiIO}_3$) միաբյուրեղում: Փորձնական արդյունքները բացատրված են տրիգոնալ դաշտերում Յան-Թելլերի (ՅԹ) ստատիկ և դինամիկ էֆեկտների առկայությամբ: Պղնձի երկվալինա իոնների համար ուղղակիորեն չափված են հիմնական ու զրգրված E^e մակարդակների ՅԹ ճեղքումները և որոշված են կայունացման էներգիաները: Լիթումի յոդատում պղնձի երկվալինա իոնների համար ներկայացված է էներգետիկ մակարդակների սխեման և որոշված են բյուրեղական դաշտի $\Delta=10 Dq$, v և v' պարամետրերը:

JAHN—TELLER EFFECT IN A TRIGONAL FIELD: Cu^{2+} IONS IN $\alpha\text{-LiIO}_3$ SINGLE CRYSTALS

V. Z. HARUTYUNYAN, A. K. PETROSYAN,
 E. G. SHAROYAN, R. M. KHACHATRYAN

EPR and optical absorption spectra of Cu^{2+} in $\alpha\text{-LiIO}_3$ single crystals were measured. The experimental results were treated in terms of static and dynamic Jahn—Teller effects in the trigonal field. Direct measurements of JT splitting of E^e ground and excited levels of Cu^{2+} ion were carried out, from which the JT stabilization energies were obtained. The crystal field parameters $\Delta=10 Dq$, v and v' were determined. The diagram of Cu^{2+} energy levels in $\alpha\text{-LiIO}_3$ is given.

УДК 681.84.083.51

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ МАГНИТНЫХ ГОЛОВОК ВБЛИЗИ ЗАЗОРА

Я. М. ПОГОСЯН, А. К. ОВСЕПЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 июня 1983 г.)

Исследуется положение фокуса конвергентного изображения полей магнитных головок. Показано, что ордината фокуса конхойды Никомеда задается геометрией зазора магнитной головки.

Лоренцмикроскопическое изображение полей на поверхности магнитных головок вблизи зазора, как нами было показано в работе [1], представляет собой конхойду Никомеда [2], удовлетворяющую уравнению

$$(y - a)^2 (y^2 + x^2) = l^2 y^3. \quad (1)$$

Уравнение (1) хорошо описывает отклонение электронов, создающих как дивергентное (теневое) изображение, так и конвергентное (обращенное) изображение [3, 4].

Отметим, что если параметр l конхойды характеризует силу Лоренца, а следовательно, и поле H_{xy} [1], действующее на поверхности головки вблизи зазора, то величина a , представляющая собой наикратчайшее расстояние от поверхности головки до сформировавшегося фокуса электронного пучка над центром зазора, оставалась неясной.

Целью настоящей работы является исследование влияния одного из основных геометрических параметров магнитной головки — ширины рабочего зазора — на положение фокуса конвергентного лоренцмикроскопического изображения поверхности магнитной головки.

Исследования проводились на модели магнитной головки, представляющей собой кольцо из магнитомягкого материала со щелью. Гониометрическая головка электронного микроскопа, на которую устанавливали исследуемую магнитную головку, была снабжена дополнительным устройством, позволяющим изменять ширину зазора головки непосредственно в электронном микроскопе. В зависимости от ширины зазора выбирались соответствующие величины токов подмагничивания головки, приводящие к формированию ярко выраженного фокуса конвергентного изображения, и измерялось наикратчайшее расстояние от поверхности головки до фокуса. С целью установления влияния глубины зазора на положение фокуса путем шлифовки мелкозернистым порошком и последующей полировкой послойно уменьшалась глубина зазора этой головки.

Для наглядности оценки ординаты фокуса лоренцмикроскопического конвергентного изображения над образцом устанавливалась опорная сетка микроскопа и накладывались два изображения, соответствующие отсут-

ствию и наличию полей. Для исключения влияния электронов, проходящих непосредственно через зазор, на четкость сформированного изображения фокуса при фотографировании конвергентного изображения поля головки над головкой устанавливалась заслонка, экранирующая зазор.

На рис. 1 приводятся лоренцмикроскопические изображения, иллюстрирующие изменение положения сформированного фокуса с уменьшением ширины зазора головки. На рис. 1 наглядно видно, что для одной и

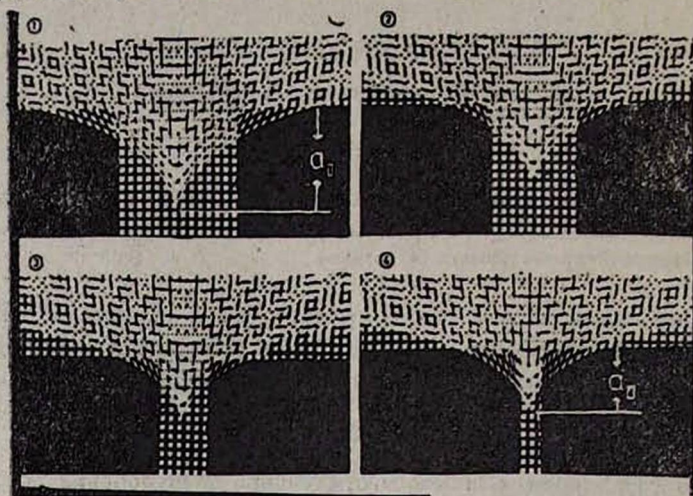


Рис. 1.

той же головки положение фокуса действительно характеризует геометрию зазора головки. С уменьшением ширины зазора уменьшается величина a . При этом аналогичная зависимость наблюдается при любой глубине зазора. С целью установления принятой в литературе [5] аналогии между законом распределения полей магнитных головок и полями единичного проводника, помещенного в центре зазора, нами исследовалось конвергентное изображение поля единичного проводника.

Проводник с радиусом r устанавливался в держателе, представляющем собой параллелепипед, так, чтобы центр проводника отстоял от поверхности параллелепипеда на расстоянии, равном его радиусу. При этом сам держатель устанавливался на гониометрической головке микроскопа таким образом, чтобы длина исследуемого проводника совпадала с оптической осью микроскопа.

Исследования показали, что если при отсутствии тока в проводнике на экране микроскопа наблюдалась только грань параллелепипеда, то при питании проводника, когда вокруг проводника создавалось магнитное поле, грань параллелепипеда «деформировалась» аналогично рабочей поверхности магнитной головки, т. е. изображение грани параллелепипеда искажалось по закону конхойды Никомеда и, что главное, положение сформированного фокуса конвергентного изображения располагалось от грани параллелепипеда на расстоянии, равном радиусу r выбранного проводника.

Таким образом, если в случае единичного проводника положение фокуса конхойды обусловлено конфигурацией магнитного поля (напряженность магнитного поля с $H_{x,y} = \text{const}$ описывается окружностью и собственно сила Лоренца в каждой точке этой окружности действует по нор-

мали к касательной в этой точке и тем самым направлена к центру проводника), то возникает вопрос — какова конфигурация линий равной напряженности поля обычной головки?

Нами исследовалось двумерное распределение полей головки путем измерения величины смещения изображения отдельных ячеек опорной сетки микроскопа, установленной в области зазора, под действием поля головки. При этом было установлено, что при получении конвергентного изображения в пространстве в области зазора опорная сетка микроскопа «деформируется» и ее ячейка смещается таким образом, что все точки сетки, расположенные на окружности с центром в фокусе конвергентного изображения, смещаются в сторону фокуса на одинаковую величину l . Более того, при всех значениях радиуса окружности r_l наблюдается постоянство соотношения

$$r_l l = \text{const.} \quad (2)$$

На рис. 2 приводится наложение двух изображений области зазора, соответствующих отсутствию поля головки и наличию поля для головки с шириной зазора 6 мкм. Видно, что в пределах экспериментальной точ-

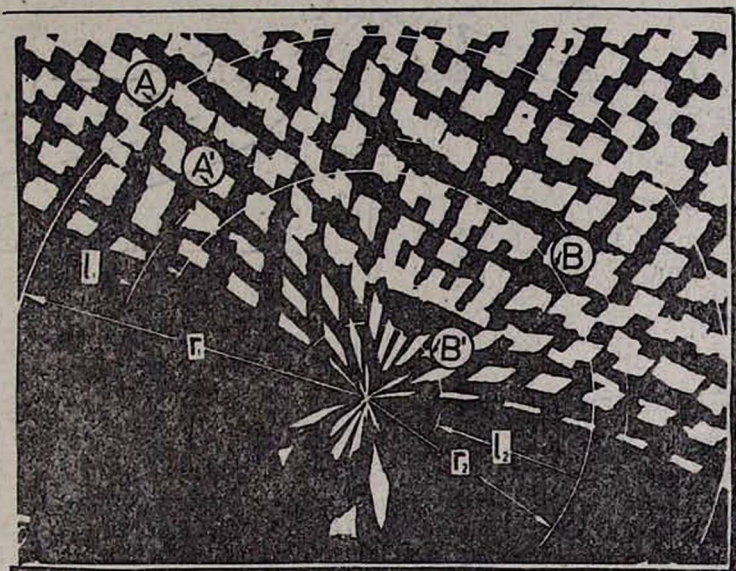


Рис. 2.

ности любая точка A , лежащая на окружности с радиусом r_1 , смещается в сторону фокуса на одинаковую величину l_1 (точка A'), а точки, расположенные на окружности с радиусом r_2 , смещаются соответственно на l_2 (точка B переходит в B').

Выражение (2) непосредственно указывает на справедливость известного соотношения

$$H_{x,y} \approx \frac{1}{r}, \quad (3)$$

характеризующего закон изменения поля единичного проводника с расстоянием, и для случая магнитных головок, с той лишь разницей, что если

в случае круглого проводника фокус конхойды Никомеда или, что то же самое, фокус конвергентного лоренцмикроскопического изображения расположен на оси провода и строго фиксирован, то в случае магнитной головки ордината этого фокуса является функцией геометрии самого зазора. Естественно, и здесь положение фокуса будет задавать закон распределения компонент полей H_x и H_y вблизи головки.

В самом деле, пусть мы имеем четыре конхойды Никомеда [2], рис. 3а, имеющие одинаковые l , но различные ординаты фокуса ($a = OO_1$): $1/4 l$,

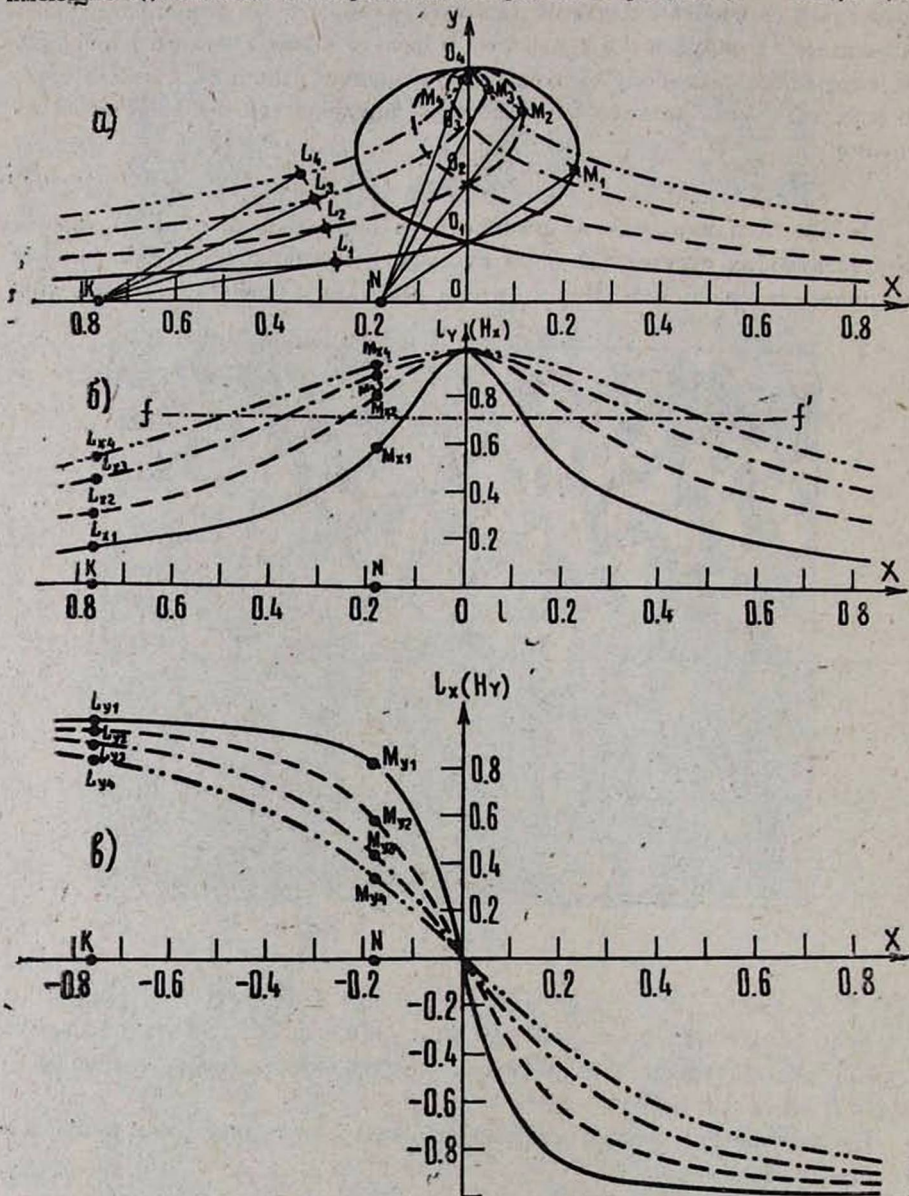


Рис. 3.

$1/2 l, 3/4 l$ и l . Примем, что рассматриваемые конхойды представляют наши лоренцмикроскопические конвергентные изображения, и по ним опре-

делим закон распределения полей в области зазора головки. Метод определения компонент полей подробно рассмотрен в [1] и понятен из рис. 3. Точка N , лежащая на поверхности головки, дает свое изображение на соответствующих конхоидах в точках M_1 , M_2 , M_3 и M_4 . Естественно, $NM_i = \text{const}$ и точка M_i определяет прохождение NM_i через соответствующие фокусы O_i . Аналогично точка K , лежащая вдали от зазора, на соответствующих конхоидах представляется точками L_1 , L_2 , L_3 и L_4 .

Найдя проекции прямых KL_i и NM_i на оси y и x (l_y и l_x), мы определим H_x и H_y для рассматриваемых конхоид (см. рис. 3б и в). Видно, что такое распределение полей H_x и H_y в области зазора аналогично данным, приведенным в [6]. Видно также, что с увеличением ординаты фокуса увеличивается зона действия полей в области зазора, что обычно имеет место в головках с большой величиной зазора.

Таким образом, под ординатой фокуса конвергентного лоренцмикроскопического изображения поверхности магнитных головок следует подразумевать одну из основных характеристик магнитной головки — ширину ее рабочего зазора, которая дает информацию о конфигурации поля над зазором головки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Погосян Я. М., Погосян Т. А., Овсепян А. К. Радиотехника, № 6, 55 (1984).
2. Выгодский М. Я. Справочник по высшей математике. Изд. Наука, 1966.
3. Рау Э. И. и др. ПТЭ, № 4, 209 (1975).
4. Гусев В. И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 1560 (1970).
5. Бурлов В. А. Физика магнитной звукозаписи. Изд. Искусство, М., 1973.
6. Lazzari Y. P., Wade R. H. IEEE, MAS-7,700 (1971).

ՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ԿԼԻԿԵՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ԴԱՇՏՆԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԲԱՑՎԱԾՔԻ ՄՈՏԱԿԱՅՔՈՒՄ

ՅԱ. Մ. ՊՈԳՍՅԱՆ, Ա. Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկված է մագնիսական գլխիկների դաշտի բաշխվածությունը լորենց-մանրադիտակային մեթոդով և ցույց է տրված, որ գլխիկների դաշտերի լորենցմանրադիտակային կոնվերգենտ պատկերների ֆոկուսի դիրքը հանդիսանում է մագնիսական գլխիկների կարևոր քննարկարժեքի մեկը՝ նրանց աշխատանքային բացվածքի լայնության անմիջական չափ:

THE DISTRIBUTION OF SCATTERING FIELDS OF MAGNETIC HEADS NEAR THE GAPS

Ya. M. POGOSYAN, A. K. HOVSEPYAN

The distribution of scattering fields of magnetic heads was investigated by means of Lorents microscopic method. It was shown that the position of the focus of convergent Lorents microscopic image of heads was the direct measure of one of the most important characteristics of magnetic heads—the length of working gaps.

УДК 535.853;539.1.07

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДРЕЙФОВЫХ
И ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР В КАЧЕСТВЕ ГОДОСКОПОВ
В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВКАХР. Б. АЙВАЗЯН, К. Ш. ЕГИЯН, Э. М. МАТЕВОСЯН,
М. С. ОГАНДЖАНИЯН, Ю. Г. ШАРАБЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 апреля 1983 г.)

Описываются два варианта регистрирующих систем магнитного спектрометра установки «ДЕЙТРОН» на Ереванском электронном синхротроне. В качестве координатных детекторов вместо сцинтилляционных годоскопов в системе магнитного спектрометра используются дрейфовые или пропорциональные камеры. Приводятся экспериментальные и расчетные данные. Показано, что наряду с улучшением импульсного разрешения почти вдвое снижается порог регистрации по импульсу.

1. Введение

Использование годоскопических дрейфовых или пропорциональных камер в качестве регистрирующих элементов в системах магнитного анализа импульсов заряженных частиц вместо сцинтилляционных счетчиков позволяет существенно улучшить ряд параметров магнитных спектрометров. Благодаря высокой «прозрачности» дрейфовых и пропорциональных камер удается практически полностью исключить влияние многократного рассеяния, с одной стороны, и с другой — расширить динамический диапазон в сторону уменьшения пороговой энергии регистрируемых частиц. Применение указанных детекторов обеспечивает лучшее пространственное разрешение за счет уменьшения ширины годоскопической ячейки. Вместе с тем использование годоскопических дрейфовых или пропорциональных камер также, как и сцинтилляционных годоскопов, позволяет проводить обработку информации, как принято говорить, в «реальном» масштабе времени без предварительного запоминания, т. е. непосредственно использовать ее наряду с данными о времени пролета в получении конечного триггера, например, массовых спектров.

2. Установка

Исследование и калибровка годоскопических дрейфовых и пропорциональных камер осуществлялись на экспериментальной установке «ДЕЙТРОН» [1], созданной на Ереванском электронном синхротроне. В используемом варианте спектрометр имеет ряд недостатков, обусловленных применением в качестве годоскопов сцинтилляционных счетчиков. Это при-

водит, во-первых, к ограничению снизу области исследуемых импульсов и, во-вторых, к большим импульсным разбросам, определяемым значительной шириной годоскопических «палочек». Кроме того, вещество сцинтилляторов является причиной многократного рассеяния, приводящего к дополнительному ухудшению импульсного разрешения.

Подробное описание установки «ДЕЙТРОН» и ряд физических результатов, полученных на ней, приводятся в работах [1—3]. Здесь только отметим, что установка предназначалась для исследований процессов фоторождения на ядрах. Установка содержит два плеча, в одном из которых расположен пробежный сцинтилляционный детектор для регистрации в основном протонов, в другом — магнитный спектрометр для выделения как π -мезонов, так и более тяжелых частиц — протонов и дейтронов. Конструкция спектрометра предусматривала установку одновременно с сцинтилляционными годоскопами (СГ1, СГ2) или вместо них дрейфовых (ДК1, ДК2) или пропорциональных (ПК1, ПК2) годоскопических камер. Принцип выделения траекторий независимо от системы годоскопа одинаков: методом совпадения соответствующих импульсов отбираются частицы, прошедшие через определенные зоны в координатных рядах. Количественную оценку результатов измерений на магнитном спектрометре с использованием годоскопических ДК и ПК можно получить сравнением с результатами СГ.

3. Экспериментальная часть и обсуждение результатов

Дрейфовые годоскопические камеры.

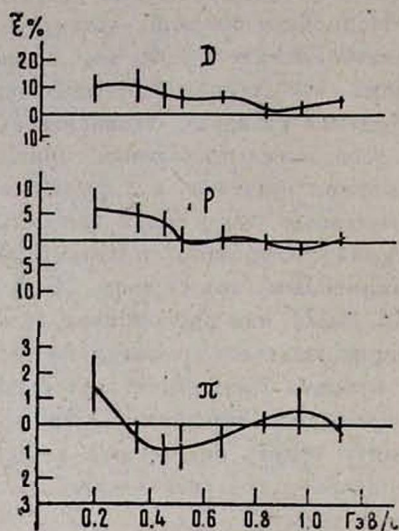
Если для сцинтилляционного годоскопа размер зоны определяется шириной «палочки» и достаточно велик, то в используемых годоскопических ДК дрейфовые промежутки шириной S электронным способом разбиваются на участки ΔS . Подробное описание метода разбиения приводится в работах [4—6]. Здесь же отметим, что реализация нами принципа электронного деления дрейфового промежутка позволила сократить общий объем электронных схем при одновременном улучшении импульсного разрешения магнитного спектрометра. Это достигалось тем, что выделенные нами зоны ΔS как для ДК1, так и для ДК2 имели ширину 2 мм, в то время как для СГ1 и СГ2 они соответственно были 10 и 20 мм.

Однако если для системы ДК в случае прохождения релятивистских частиц момент совпадения импульсов с соответствующих зон (т. е. процесс выделения траектории частицы) обеспечивался простым введением постоянных задержек в каналы ДК1, то в нерелятивистском случае ситуация несколько иная. Так как время дрейфа следов частиц в ДК складывается со временем их пролета между ДК1 и ДК2 и зависит как от скорости, так и от места прохождения частиц через дрейфовые промежутки, то возникает пространственно-временная корреляция, приводящая к появлению «неэффективных» зон в ДК1 и ДК2. Кроме того, это явление может стать причиной «перекачки» частиц из одной зоны в другую, что, в свою очередь, приведет к некоторому ухудшению импульсного разрешения спектрометра.

Для оценки этих величин были проведены соответствующие расчеты методом Монте-Карло [6]. Полученные результаты представлены на рис. 1

и 2. Расчеты проведены для π -мезонов, протонов и дейтронов в импульсном интервале 0,2—1,2 ГэВ/с. На рис. 1 представлены зависимости от импульсов π , p и D «неэффективности» регистрации ε , представляющей собой отношение разности «потерянных» и «приобретенных» частиц к обще-

Рис. 1. Результаты расчета «неэффективности» регистрации π -мезонов, протонов и дейтронов в нерелятивистском случае для годоскопа на основе дрейфовых камер.



му числу зарегистрированных событий. На рисунке видно, что для медленных частиц ε положительно, т. е. следует ожидать ухудшения импульсного разрешения $\Delta p/p$ за счет большего Δp «приобретенных» частиц. Действительно, результаты, приведенные на рис. 2, показывают, что для тяжелых частиц с $p \leq 0,35$ ГэВ/с наблюдается незначительное ухудшение $\Delta p/p$ (кривые 2,3), в то время как для π -мезонов в случае СГ $\Delta p/p$ уже равно 14% в рассматриваемом импульсном интервале [1].

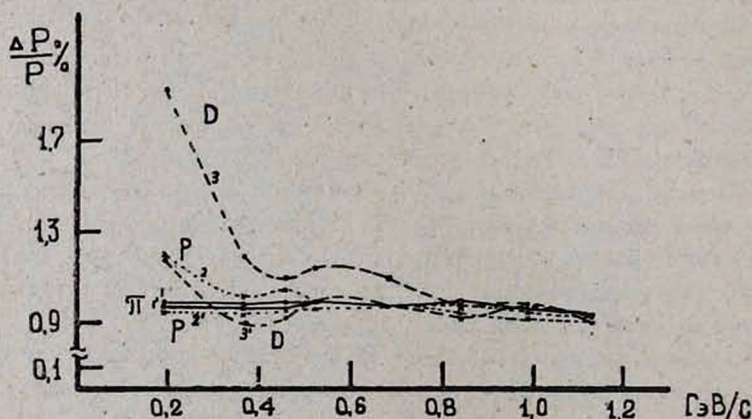


Рис. 2. Импульсное разрешение с учетом эффекта «перекачки» (кривые 1, 2, 3) и без такого учета (кривые 1', 2', 3').

Для экспериментальной оценки результатов были проведены сравнительные измерения с использованием ДК и СГ массовых спектров заряженных частиц, образованных гамма-квантами с энергией 4,5 ГэВ. На

рис. 3 видно, что протонные и π -мезонные «пики» хорошо разделяются. При обратной полярности магнитного поля, как и следовало ожидать, наблюдается только «пик» от π -мезонов.

В связи с отсутствием возможности экспериментального определения импульсного разрешения годоскопа с ДК на монохроматическом пучке частиц это было сделано косвенным путем. Поскольку зарегистрированное число частиц в данной реакции обратно пропорционально импульсному разрешению для годоскопических систем, то отношение данных со спектрометров на СГ и ДК позволяет оценить разрешение ДК. На рис. 4 эти от-

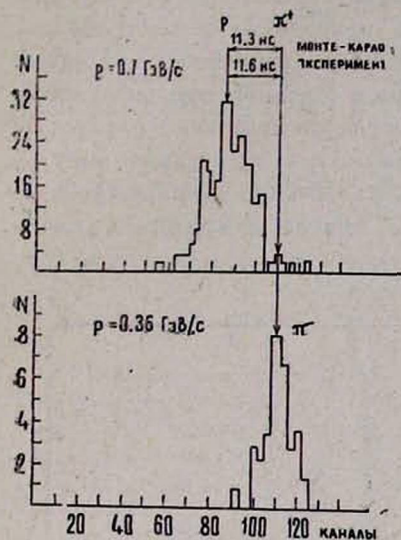


Рис. 3.

Рис. 3. Массовые спектры протонов и π -мезонов при прямой и обратной полярностях тока анализирующего магнита, построенные с помощью годоскопа на ДК.

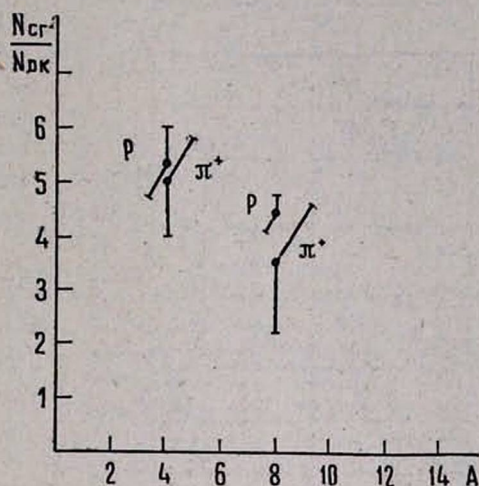


Рис. 4.

Рис. 4. Отношение чисел зарегистрированных протонов и π -мезонов для СГ и ДК при разных значениях тока анализирующего магнита.

ношения приведены для двух значений импульсов частиц. Согласно этим данным величина $\Delta p/p$ для годоскопической системы на основе ДК составляет примерно 4%.

Таким образом, основываясь на приведенных результатах, можно судить о преимуществах использования годоскопических дрейфовых камер в спектроскопии заряженных частиц.

Пропорциональные годоскопические камеры.

В качестве годоскопов использовались пропорциональные камеры ПК1 и ПК2 с расстоянием 2 мм между сигнальными нитями, что при необходимости позволило бы добиться такого же импульсного разрешения, которое мы имели для ДК ($\sim 4\%$).

Однако для удобства сравнения полученных результатов с данными сцинтилляционного годоскопа анодные нити пропорциональных камер были сгруппированы так, что размеры годоскопических зон для ПК1 (8 мм) и ПК2 (16 мм) примерно соответствовали размерам годоскопических «палочек» СГ1 и СГ2. Подробное описание годоскопической системы на основе пропорциональных камер приводится в работе [7].

Здесь мы остановимся только на результатах исследований. Для калибровки использовались данные, полученные при облучении мишени Al^{27} тормозными гамма-квантами с максимальной энергией 4,5 ГэВ при углах регистрации вторичных частиц 50 и 90°. Используя величины импульсов p , выделенных годоскопами СГ и ПК, а также значения времени пролета t , нами построены сравнительные массовые спектры:

$$m = p[(tc/l)^2 - 1]^{1/2},$$

где c — скорость света, l — расстояние, на котором измерялось время пролета. Вид этих спектров для случая ПК (слева) и СГ (справа) [1] при угле 90° приводится на рис. 5. Видно,

что характер полученных массовых спектров в основном совпадает, однако регистрация протонов в случае ПК продолжается и при малых импульсах ($p \leq 350$ МэВ/с, ток 4 А). Кроме того, импульсный интервал регистрации дейтронов более широкий (ток

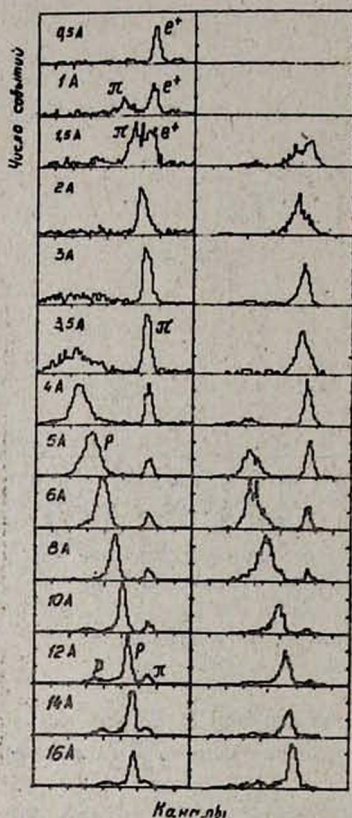


Рис. 5.

Рис. 5. Массовые спектры, измеренные при помощи ПК (слева) и СГ (справа).

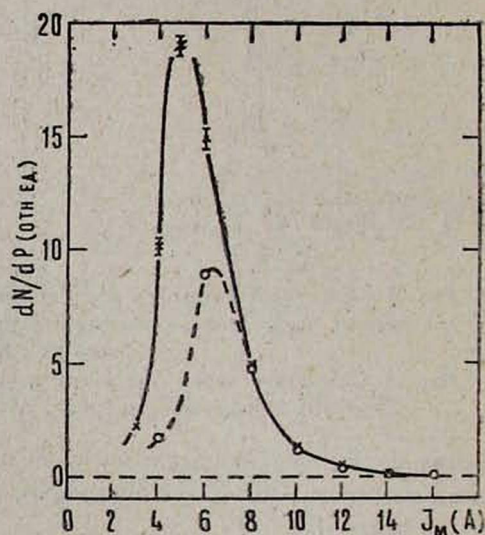


Рис. 6.

Рис. 6. Импульсные спектры для протонов, полученные с помощью ПК (сплошная кривая) и СГ (пунктирная кривая). Значения токов соответствуют импульсному интервалу 0—1,25 ГэВ/с.

10—16 А), а π -мезоны эффективно регистрируются вплоть до $p=90$ МэВ/с (ток 1 А) с четким разделением их от электронов малых энергий (спектры при 0,5—1,5 А).

И, наконец, на рис. 6 представлены импульсные распределения, полученные с помощью СГ и ПК. Видно, что использование ПК позволило продвинуться в область регистрации меньших значений импульсов, понизив порог вдвое.

Обобщив приведенные результаты, можно говорить о целесообразности использования годоскопов на основе дрейфовых или пропорциональных камер там, где необходимо иметь не только высокое импульсное разрешение, но и регистрировать частицы малых энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аланакян К. В. и др. Научное сообщение ЕФИ—408 (15), Ереван, 1980.
2. Аланакян К. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 32, 666 (1980).
3. Аланакян К. В. и др. Научное сообщение ЕФИ—467 (9), Ереван, 1981.
4. Волчинский В. Г. и др. Материалы IX Международного симпозиума по ядерной электронике, Варна, 1977, с. 150.
5. Бартикян М. В. и др. Научное сообщение ЕФИ—367 (25), Ереван, 1979.
6. Айвазян Р. Б. и др. Научное сообщение ЕФИ—392 (50), Ереван, 1979.
7. Айвазян Р. Б. и др. Научное сообщение ЕФИ—493 (36), Ереван, 1981.

ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՍԱՐՔԵՐՈՒՄ ԴՐԵՅԶԱՑԻՆ ԵՎ ՀԱՄԵՄԱՏԱԿԱՆ ԽՅԻՆԵՐԸ ՈՐՈՑՍ ՀՈԴՈՍԿՈՊՆԵՐ ԿԻՐԱՌԵԼՈՒ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ռ. Բ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Կ. Շ. ԵՂՅԱՆ, Է. Մ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ,
Մ. Ս. ՕԶԱՆԶԻԱՆՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱՐԱԲՅԱՆ, Կ. Կ. ՇԻԽԼՅԱՐՈՎ

Նկարագրվում է Երևանի էլեկտրոնային սինքրոտրոնում ճեղքառոնի սարքի մագնիսական սպեկտրոմետրի գրանցումային համակարգի երկու տարբերակի Մագնիսական սպեկտրոմետրի համակարգում սցինտիլյացիոն հողդակոպների փոխարեն իբրև կոորդինատային դետեկտորներ օգտագործվում են դրեյֆային և համեմատական խցիկները ծույց է տրվում, որ իմպուլսային լուծման բարելավման հետ մեկտեղ գրեթե կրկնակի իջնում է գրանցման շեմը ըստ իմպուլսի:

ON THE POSSIBILITY OF USING DRIFT AND PROPORTIONAL CHAMBERS AS HODOSCOPES IN EXPERIMENTAL SETUPS

R. B. AJVAZYAN, K. Sh. EGIYAN, E. M. MATEVOSYAN,
M. S. OGANDZHANYAN, Yu. G. SHARABYAN, K. K. SHIKHLYAROV

Two versions of the detection system designed for the magnetic spectrometer of "Deuteron" setup at the Yerevan Electron Synchrotron are described. Drift and proportional chambers were used as coordinate detectors instead of scintillation hodoscopes. Along with the improvement in momentum resolution, the threshold of momentum determination proved to be half as much as that for the scintillation hodoscope case.

УДК 539.1;519.6

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ

Р. Г. ГАБРИЕЛЯН, А. А. МАРТИРОСЯН

Отдел прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 9 ноября 1983 г.)

Рассмотрена возможность восстановления энергетического распределения сечения поглощения гамма-квантов из мёссбауэровского спектра поглощения с помощью метода регуляризации Тихонова. Это позволяет расшифровать сверхтонкую структуру спектра поглощения. С помощью этого метода обработан экспериментальный спектр ферредоксина.

В гамма-резонансной спектроскопии важной характеристикой является сечение поглощения $\sigma(\omega)$. Оно несет в себе информацию о динамическом поведении ядер, о квадрупольном и магнитном расщеплениях, о различных энергетических сдвигах и т. д. Так как в эксперименте $\sigma(\omega)$ испытывает как влияние источника (уширение на ширину линии испускания Γ_s), так и поглотителя (толщинное уширение из-за эффективной толщины поглотителя β), то оно существенно отличается от измеряемой в эксперименте величины эффекта [1]

$$\eta(v) = \frac{N_{\infty} - N_v}{N_{\infty}} = \nu f_s \frac{\Gamma_s}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - e^{-\beta \omega(\omega)}}{(\omega - v)^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4}} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\omega) K(\omega - v) d\omega, \quad (1)$$

где

$$\psi(\omega) = \nu f_s (1 - \exp(-\beta \omega(\omega))), \quad K(\omega - v) = \frac{\Gamma_s}{2\pi} \left[(\omega - v)^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4} \right]^{-1},$$

ν — доля резонансных γ -квантов, испускаемых источником, v — скорость источника, $\beta = n \sigma_0 f_a$, σ_0 — резонансное сечение поглощения, n — концентрация мёссбауэровских атомов на площади в 1 см^2 , f_s, f_a — факторы Дебая—Валлера соответственно источника и поглотителя, $\omega(\omega) = \omega(\omega)/\tau_0$ — энергетическое распределение сечения поглощения, N_{∞}, N_v — скорости счета вдали от резонанса и в резонансе.

Нашей целью является восстановление $\psi(\omega)$ или $\beta \omega(\omega) = -\ln(1 - \psi(\omega)/\nu f_s)$ с помощью экспериментального спектра поглощения $\eta(v)$ для произвольного значения β . Так как в эксперименте величина $\eta(v)$ измеряется с некоторой ошибкой ε , то задача определения $\psi(\omega)$ из интегрального уравнения (1) является некорректно поставленной по определению Тихонова [2]. Для нахождения устойчивого приближен-

ного решения (1) мы воспользовались методом регуляризации [2], суть которого заключается в том, что решение ищется из другого, мало отличающегося от (1), уравнения, решение которого уже обладает условием устойчивости. Для этого строится неотрицательный стабилизирующий функционал

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \psi_{\alpha}(\omega) K(\omega - \nu) d\omega - \eta(\nu) \right)^2 d\nu + \\ + \alpha \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \psi_{\alpha}^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4} \left(\frac{d\psi_{\alpha}}{d\omega} \right)^2 \right\} d\omega, \quad (2)$$

который обеспечивает гладкость приближенного решения (исключаются, например, быстро осциллирующие компоненты).

Согласно методу регуляризации регуляризованное решение минимизирует этот функционал ($\delta\Phi = 0$). Из этого условия легко найти следующее интегро-дифференциальное уравнение

$$\alpha \frac{\Gamma_s^2}{4} \frac{d^2 \psi_{\alpha}}{d\omega^2} - \alpha \psi_{\alpha} - \int_{-\infty}^{\infty} \bar{K}(\omega - \omega') \psi_{\alpha}(\omega') d\omega' = g(\omega), \quad (3)$$

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\omega - \nu) \eta(\nu) d\nu, \quad \bar{K}(\omega - \omega') = \int_{-\infty}^{\infty} K(\omega - \nu) K(\omega' - \nu) d\nu,$$

где α — параметр регуляризации.

Уравнение (3) решается аналитически с помощью фурье-формализма [2—4]

$$\psi_{\alpha}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{\Gamma_s}{2}|p|} \bar{\eta}(p) e^{ip\omega}}{e^{-\Gamma_s|p|} + \frac{\alpha \Gamma_s^2}{4} p^2 + \alpha} dp = \nu f_s (1 - e^{-\beta \omega_a(\omega)}), \quad (4)$$

где

$$\bar{\eta}(p) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta(\nu) e^{-ip\nu} d\nu.$$

Таким образом, восстановлено энергетическое распределение сечения поглощения. С помощью этого метода мы обработали экспериментальный спектр поглощения ферредоксина (см. рис. 1), содержащий два дублета с разными квадрупольными расщеплениями и химическими сдвигами. Площадь спектра составляла $S_1 = \int \eta(\nu) d\nu = 0,305$ мм/с. Подставляя экспериментальные значения $\eta(\nu)$ в выражение (4), мы находим $\psi_{\alpha}(\omega)$ ($\int \psi_{\alpha}(\omega) d\omega = 0,318$ мм/с) и $\omega_a(\omega)$ (см. рис. 2). Значение $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-4}$, при котором проведены вычисления, получено из условия невязки [2]. Вычисление $\psi_{\alpha}(\omega)$, т. е. правильность выбора α , проверяется также с помощью следующего соотношения

$$\int_{-\infty}^{\infty} \eta(v) dv = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_a(\omega) d\omega,$$

которое непосредственно следует из определения (1).

Как видно из приведенных рисунков, посчитанная величина $\omega_a(\omega)$ сужается по сравнению с $\eta(v)$, тем самым увеличивается разрешающая способность мёсбауэровского спектра поглощения. На рис. 2 уже отчетли-

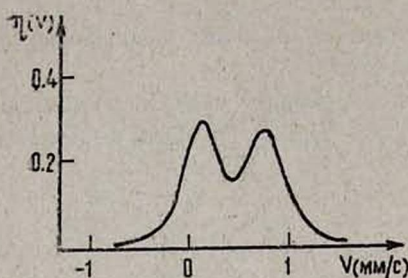


Рис. 1.

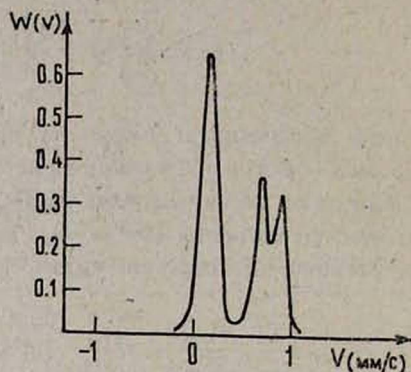


Рис. 2.

Рис. 1. Спектр поглощения ферредоксина.

Рис. 2. Энергетическое распределение сечения поглощения.

во видно, что спектр состоит из двух квадрупольных дублетов с квадрупольными расщеплениями $\Delta_1 = 0,553$ мм/с, $\Delta_2 = 0,780$ мм/с и химическими сдвигами $\delta_1 = 0,363$ мм/с, $\delta_2 = 0,476$ мм/с. Метод позволяет также определить эффективную толщину образца

$$\beta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \beta \omega_a(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \omega_a(\omega) d\omega} = \frac{1,21}{\pi \Gamma_a/2} \approx 4,85.$$

Используя температурную зависимость $\eta(v)$, можно найти температурную зависимость β и, следовательно, f_a .

Следует отметить, что вышеуказанным методом можно определить не только сверхтонкую структуру спектра, но и найти временную зависимость среднеквадратичного смещения атомов $\langle x^2(t) \rangle$ в вязких средах [4] (т. е. определить динамическое поведение атомов), небольшие энергетические сдвиги и т. д.

Авторы выражают глубокую признательность А. Р. Мкртчяну за постоянное внимание к работе и Г. Н. Наджаряну за любезное предоставление экспериментальных результатов.

1. Быков Г. А., *Физ. Электр. Хим.* ЖЭТФ, 43, 909 (1962).
2. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., 1979.
3. Nadjaryan G. N. et al. Phys. Stat. Sol., 109, 131 (1980).
4. Габриелян Р. Г. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 3 (1983).

ԳԱՄՄԱ-ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԲԱՇԽՄԱՆ ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՈՒՄԸ

Ռ. Գ. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ, Ա. Ա. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է դամա-քվանդների կլանման կտրվածքի էներգետիկ բաշխումը մոս-
րաուէրյան կլանման սպեկտրից Տիխոնովի ռեգուլյարիզացիոն մեթոդով վերականգնելու հնա-
րավորությունը: Այդ մեթոդի միջոցով մշակված է ֆերրեդոքսինի փորձնական սպեկտրը:

RECONSTRUCTION OF ENERGY DISTRIBUTION OF GAMMA QUANTUM ABSORPTION CROSS-SECTION

R. G. GABRIELIAN, A. H. MARTIROSYAN

The possibility of reconstruction of the energy distribution of gamma quantum absorption cross-section from Mössbauer absorption spectrum with the help of Tikhonov regularization method has been considered. This reconstruction procedure allows to obtain the hyperfine structure of the absorption spectrum. The experimental spectrum of ferredoxine was analyzed with the help of this method.

УДК 621.378.325

К ТЕОРИИ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО УСИЛИТЕЛЯ

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 23 января 1984 г.)

Исследовано взаимодействие плоской монохроматической волны с однородным по коэффициенту усиления слоем. Выявлен эффект вынужденной синхронизации волнового вектора и установлен гистерезисный характер перехода от регенеративного режима к сверхрегенеративному режиму усиления.

Широкие возможности практического применения стимулировали в последние годы интенсивное исследование оптических мультистабильных систем (см., например, [1—3]). В настоящей работе выявлены новые особенности усиления электромагнитной волны тонкопленочным усилителем, представляющим собой плоско-параллельный слой усиливающей среды, заключенной между пассивными полубесконечными средами. Показано, что насыщение усиления в рассматриваемой системе приводит к бистабильному режиму усиления и гистерезисному характеру зависимости интенсивности прошедшей через слой волны от интенсивности волны, падающей на слой.

Рассмотрим взаимодействие плоской монохроматической волны с однородным по коэффициенту усиления слоем (рис. 1). Не в ущерб общности исследуем случай Е-поляризованной волны (электрическая компонента волны поляризована перпендикулярно плоскости падения), падающей на слой под углом θ .

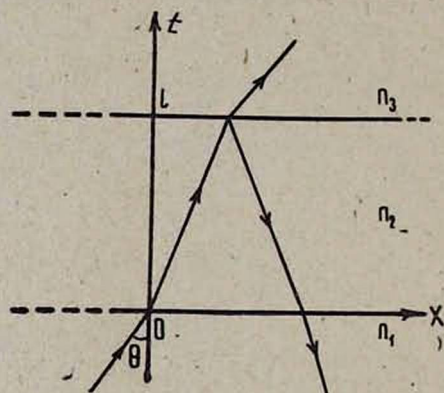


Рис. 1. Схема усиливающего слоя.

Волновое уравнение для величины напряженности электрической компоненты $E = E_y$ в установившемся режиме с законом насыщения усиления вида $(1 + \beta^2 |E|^2)^{-1}$ в соответствующих средах имеет вид

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} n_j^2\right) E_j = i \frac{\omega}{c} n_2 \frac{\alpha}{1 + \beta^2 |E_2|^2} \delta_{2j} E_j, \quad (1)$$

где Δ — оператор Лапласа, $j = 1, 2, 3$ (см. рис. 1), n_j — линейные показатели преломления соответствующих сред, ω — частота волны, α — коэффициент усиления активного слоя, δ_{ij} — символ Кронекера. Для простоты рассматриваем случай $n_1 = n_3 = n$, $n_2 < n$.

Проведя стандартную операцию укорочения волнового уравнения (1) в активном слое ($j = 2$), для безразмерных интенсивностей электрических компонент волн, распространяющихся внутри слоя в противоположных направлениях, получаем

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz} I_1 &= \frac{n_2^2}{k_2} \frac{I_1}{1 + I_1 + I_2}, \\ \frac{d}{dz} I_2 &= -\frac{n_2^2}{k_2} \frac{I_2}{1 + I_1 + I_2},\end{aligned}\quad (2)$$

где

$$I_1 = \beta |E_1^+|^2, \quad I_2 = \beta |E_2^-|^2,$$

E_1^+ (E_2^-) — амплитуда бегущей в активном слое волны с положительной (отрицательной) проекцией волнового вектора на ось z ,

$$k_2 = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta}.$$

Система уравнений (2) содержит следующий интеграл движения

$$I_1(z) I_2(z) = I_1(z=0) I_2(z=0). \quad (3)$$

С учетом граничных условий, которые представляют собой условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрической и магнитной компонент волны на границах активного слоя при $z = 0$ и $z = l$, для коэффициента прохождения $T = I_{\text{вых}} / I_{\text{вх}}$ ($I_{\text{вх}}$ — интенсивность волны, падающей на слой, $I_{\text{вых}}$ — интенсивность прошедшей волны) получаем уравнение

$$\begin{aligned}T &= \frac{\xi(1-p)^2}{\xi^2 p^2 - 2\xi p \cos(2k_2 l) + 1}, \\ \ln \xi + \frac{1}{4} I_{\text{вых}} \frac{\xi - 1}{\xi} \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right)^2 (1 + \xi p) &= \frac{n_2^2}{k_2} l,\end{aligned}\quad (4)$$

где

$$p = \left(\frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1}\right)^2, \quad k_1 = \frac{\omega}{c} n_1 \cos \theta,$$

$\xi = I_1(l)/I_1(0)$ — усиление волны за одно прохождение в резонаторе, образованном границами слоя.

Условие равенства нулю знаменателя выражения (4) соответствует пороговому условию для генерации рассматриваемого слоя. Из этого условия находим (см. также [4, 5])

$$k_2 l = 2m\pi, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$\left[\frac{I_1(l)}{I_1(0)}\right]_{\text{пор}} = \left(\frac{k_2 + k_1}{k_2 - k_1}\right)^2,$$

и для порогового коэффициента усиления получаем

$$\alpha_{\text{пор}} = \frac{2k_2}{n_2 l} \ln \left(\frac{k_2 + k_1}{k_2 - k_1}\right).$$

(1) Зависимость интенсивности прошедшей через слой волны от интенсивности падающего на слой сигнала представлена на рис. 2. Интенсивность накачки предполагается выше пороговой, $\alpha > \alpha_{\text{пор}}$. В случае а на рис. 2 угол падения и длина волны таковы, что волна является собственной модой резонатора, образованного границами слоя ($k_2 l = m\pi$). При $I_{\text{вх}} = 0$ система находится в точке А. Изменение $I_{\text{вх}}$ приводит к монотонному изменению $I_{\text{вых}}$. Наиболее интересен случай б на рис. 2, когда волна не является собственной модой резонатора ($k_2 l \neq m\pi$). В этом случае при $I_{\text{вх}} = 0$ $I_{\text{вых}} = 0$. С увеличением $I_{\text{вх}}$ $I_{\text{вых}}$ растет, переходя скачком при $I_{\text{вх}} = I_{kp1}$ с нижней устойчивой ветви на верхнюю устойчивую ветвь. При уменьшении $I_{\text{вх}}$ переход с верхней ветви на нижнюю происходит при другом значении $I_{\text{вх}} = I_{kp2}$. Таким образом, в рассматриваемой системе имеет место гистерезисная зависимость $I_{\text{вых}}$ от величины $I_{\text{вх}}$. Отметим, что бистабильный режим усиления в рассматриваемой системе имеет место только в случае $\alpha > \alpha_{\text{пор}}$ и отсутствует при $\alpha < \alpha_{\text{пор}}$.

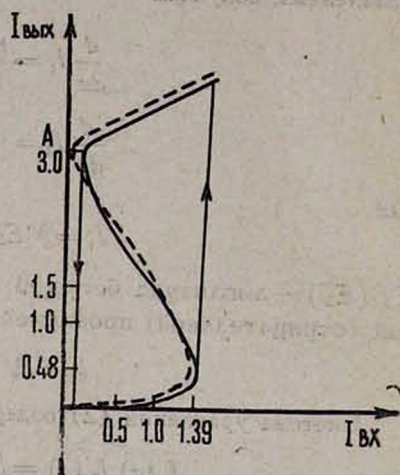


Рис. 2. Зависимость выходной интенсивности $I_{\text{вых}}$ волны от интенсивности $I_{\text{вх}}$ волны, падающей на слой: а) $k_2 l = m\pi$ (пунктирная линия); б) $k_2 l \neq m\pi$ (сплошная линия). Интенсивности волн нормированы на величину $\eta = 4l \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / \lambda m$.

Полученный в настоящей работе эффект перехода рассматриваемой системы из нижнего устойчивого состояния, которое соответствует режиму регенеративного усиления, в верхнее устойчивое состояние, соответствующее режиму сверхрегенеративного усиления, может быть интерпретирован как пространственный аналог эффекта вынужденной синхронизации частоты (см., например, [6]). Он может быть назван эффектом вынужденной синхронизации волнового вектора.

В заключение отметим, что для физических приложений существенно важны скачкообразность и гистерезисный характер этого эффекта синхронизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. McCall S. L. Phys. Rev., A9, 1515 (1974).
2. Gibbs H., McCall S. L., Venkatesan T. N. C. Phys. Rev. Lett., 36, 1135 (1976).
3. Venkatesan T. N. C., McCall S. L. Appl. Phys. Lett., 30, 282 (1977).
4. Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 379 (1980).
5. Arutunyan V. M., Djotyan G. P., Karmenyan A. V. Opt. Commun., 36, 227 (1981).
6. Бутенин Н. В. и др. Введение в теорию нелинейных колебаний. Изд. Наука, М., 1976.

Աշխատանքում բացահայտված են լեկտորամագիսական ալիքների ուժեղացման նոր հատկությունները նուրբ թաղանթային ուժեղացուցիչում, որն իրենից ներկայացնում է ուժեղացնող միջավայրի հարթ ղուգահեռ շերտ, տեղադրված նրկու կիսաանվները պատիվ միջավայրերի մեղանդում, Ցույց է տրված, որ հետազոտողը համակարգում ուժեղացման հագնցումը բերում է նրկակուրուրան, և հիտուերդիային կախման: Բացահայտված է ալիքային վերկուրորի հարկարկական համառայնցման իրևույթը և ուժեղացման ռեգներատիվ ռեժիմից գերառեգներատիվի անցման հիտուերդիային իրևույթը:

ON THE THEORY OF THIN-FILM AMPLIFIER

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DZHOTYAN

The interaction of plane monochromatic electromagnetic wave with a plane-parallel layer having uniform gain was considered. It is shown that the saturation of amplification in the system leads to a bistable regime of the gain and to a hysteresis dependence of the traversed wave intensity on the incident one. The obtained effect of system transition from the lower stable state corresponding to the regenerative gain mode to the upper stable state corresponding to the overregenerative gain mode is considered to be a spatial analogue of the effect of stimulated synchronization of the wave vector.

УДК 681.7.013

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА КОМПЕНСАЦИИ «БЛУЖДАНИЙ» ОПТИЧЕСКОГО ЛУЧА НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Г. Е. РЫЛОВ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 февраля 1984 г.)

Для нелинейно-оптической системы, компенсирующей «блуждания» луча, в случае бинарного канала измерена вероятность ошибки приема. Наличие компенсации уменьшало вероятность ошибки с 0,98 практически до нулевого значения. Начальная относительная дисперсия флуктуаций интенсивности при приеме на точечную апертуру составляла $9,4 \cdot 10^{-4}$. После неоднородной среды эта величина возрастала до 0,54, а при наличии компенсации — до $5,7 \cdot 10^{-3}$. Приведена принципиальная схема совпадений-антисовпадений для измерения вероятности ошибки.

Оптический луч при распространении в среде, содержащей динамические неоднородности с размерами больше диаметра луча, хаотически меняет свое направление распространения, что приводит к «блужданию» пятна на приемнике излучения ПС 1 и возможному выходу за пределы приемной апертуры. Вероятность ошибки приема в зависимости от длины трассы распространения, флуктуаций градиента показателя преломления, исходной расходимости и диаметра приемной апертуры может достигать существенных значений.

На рис. 1 представлена адаптивная система, реализующая компенсацию флуктуаций угла прихода пробного луча и обеспечивающая безошибочный прием импульсов в приемнике ПС 2 после обратного прохождения через неизменную в течение времени реакции системы среду распространения. Короткофокусная линза О ($F = 40$ мм) собирает луч лазера Л (вторая гармоника неодимового лазера), прошедший неоднородность Т, в кювету с этанольным раствором родамина-6G, для которого центр контура поглощения равен 0,53 мкм. Возбуждение красителя происходит в месте

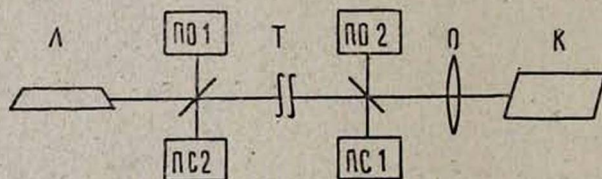


Рис. 1. Система компенсации флуктуаций угла прихода: ПО — приемники опорного сигнала, ПС — приемники луча, прошедшего среду; 1 — приемники прямого луча, 2 — приемники обратного (обращенного) луча.

блочный прием импульсов в приемнике ПС 2 после обратного прохождения через неизменную в течение времени реакции системы среду распространения. Короткофокусная линза О ($F = 40$ мм) собирает луч лазера Л (вторая гармоника неодимового лазера), прошедший неоднородность Т, в кювету с этанольным раствором родамина-6G, для которого центр контура поглощения равен 0,53 мкм. Возбуждение красителя происходит в месте

положения фокального пятна. Таким образом, распространение излучения на длине волны 0,55 мкм происходит в направлении, обратном направлению прихода возбуждающего луча.

Для сравнительных оценок прямого распространения (1) и при наличии компенсации (2) был собран измеритель вероятности ошибки (в случае бинарного канала $F_{0,1}$ определялась отношением суммарного количества пропущенных при посылке и принятых при их отсутствии на передаче импульсов к общему количеству посланных импульсов), состоящий из двух декадных пересчетных приборов ПП9 Сч1 и Сч2, на входы которых подавались соответственно выходные импульсы схемы совпадений-антисовпадений и опорные импульсы (рис. 2). Очевидно, определенная выше величина $P_{0,1}$ равнялась отношению показаний Сч1 и Сч2.

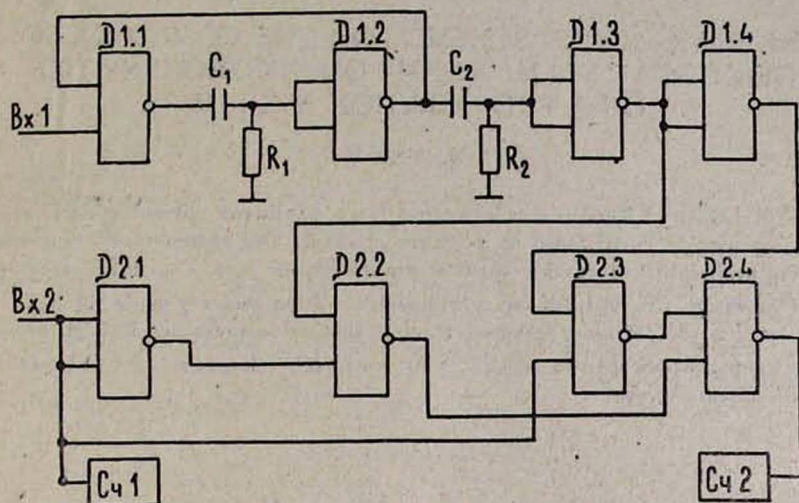


Рис. 2. Измеритель вероятности ошибки: V_{x1} — вход от приемника излучения, прошедшего среду, V_{x2} — вход от приемника опорных импульсов; R_1, R_2 — 1 кОм; C_1, C_2 — 1000; D1, D2 — К155ЛА3.

Вероятность ошибки за счет «дрожащего» клина, имитирующего динамические неоднородности среды распространения (и обеспечивающего статистическую изотропность трассы, необходимую для сопоставления измерений приемниками 1 и 2), которая доходила до значения 0,98, во втором случае падала практически до нулевого уровня. Достижимость полного (обусловленного приборной точностью) исключения ошибок объясняется отсутствием в данном эксперименте мелких фазовых неоднородностей. Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности при приеме на точечную (0,8 мм) апертуру приемниками ПО 1 и ПС 1 составляла соответственно $9,4 \cdot 10^{-4}$ и 0,54. При наличии компенсации (приемники ПО 1 и ПС 2) значение дисперсии изменялось незначительно (до $5,7 \cdot 10^{-3}$).

Колебания клина производились на частотах до килогерца, что охватывает частотный диапазон атмосферных флуктуаций показателя преломления, и с амплитудой до нескольких градусов, что также превышает возможные в атмосфере значения.

Ճառագայթի դեգերումները կոմպենսացնող ոչ գծային օպտիկական համակարգի համար շահված է ընդունման սխալի հավանականությունը բինար կանալի դեպքում: Սխալի հավանականությունը փոքրանում է 0,98-ից մինչև զրոյական արժեք կոմպենսացիայի առկայության դեպքում: Կեսային ապերտուրայով ընդունման ժամանակ ինտեսիվության ֆլուկտուացիաների սկզբնական հարաբերական դիսպերսիան հավասար էր $9,4 \cdot 10^{-4}$: Անհամասեռ միջավայրից հետո այդ մեծությունը աճում է մինչև 0,54, իսկ կոմպենսացիայի առկայության դեպքում՝ մինչև $5,7 \cdot 10^{-3}$ Բերված է սխալի հավանականության լաիրման համար համընկման—ոչ համընկման սկզբունքային սխեման:

NONLINEAR OPTICS SCHEME FOR THE COMPENSATION OF OPTICAL BEAM "ROAM" ON INHOMOGENEITIES OF A PROPAGATION MEDIUM

G. E. RYLOV

The probability of error was measured for a nonlinear optical system of beam "roam" compensation in the case of a binary channel. The presence of compensation reduces the probability of error from 0.98 practically to zero. The initial relative variance of intensity fluctuations for point aperture of the receiver made $9.4 \cdot 10^{-4}$. After the transmission of the inhomogeneous medium this value increased to 0.54, while with the beam compensation only to $5.7 \cdot 10^{-3}$. A schematic diagram of anticoincidence coincidence circuit is given.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ

ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

- Л. А. Геворгян, П. М. Погосян. Квазимонохроматическое жесткое излучение в спиральном ондуляторе со средой 239
- Р. Г. Джангирян, Ф. А. Костанян. Переходное излучение внутренних волн на границе экспоненциально стратифицированных сред 245
- П. А. Безиргян, В. Г. Асланян. Вопросы экстинкции рентгеновских лучей 249
- А. А. Джереджян, А. Г. Манукян, Б. М. Гюрджян, Г. С. Караян. Измерение исходных параметров n - p - n -структур 257
- В. Э. Арутюнян**, А. К. Петросян, Э. Г. Шароян, Р. М. Хачатрян. Эффект Яна—Теллера в тригональном поле: ион Si^{2+} в монокристалле $\alpha\text{-LiIO}_3$ 264
- Я. М. Погосян, А. К. Овсепян. Распределение полей рассеяния магнитных головок вблизи зазора 271
- Р. Б. Айвазян, К. Ш. Егиян, Э. М. Матевосян, М. С. Оганджян, Ю. Г. Шарабян, К. К. Шихляров. О возможности использования дрейфовых и пропорциональных камер в качестве годоскопов в экспериментальных установках 276

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Р. Г. Габриелян, А. А. Мартиросян. Восстановление энергетического распределения сечения поглощения гамма-квантов 282
- Г. В. Арутюнян, Г. П. Джотян. К теории тонкоплзночного усилителя 286
- Г. Е. Рылов. Нелинейно-оптическая схема компенсации «блужданий» оптического луча на неоднородностях среды распространения 290

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Լ. Ա. Գևորգյան, Պ. Մ. Պողոսյան. Կոշտ կվազիմոնոթրոմատիկ ճառագայթումը միջավայր պարունակող պարուրաձև օնդուլատորում	239
Ռ. Գ. Զանգիբյան, Ֆ. Ա. Կոստանյան. Ներքին ալիքների անցումային ճառագայթումը ցուցչայնորեն անհամասեռ միջավայրերի սահմանի վրա	245
Պ. Հ. Բեգիբեգյան, Վ. Գ. Ասլանյան. Ռենտգենյան ճառագայթների էքստինկցիայի հարցեր	249
Հ. Հ. Զևրեջյան, Ա. Հ. Մանուկյան, Բ. Մ. Գյուրջյան, Հ. Ս. Կարայան. n-p-n-p-n կառուցվածքների սկզբնական պարամետրերի շարժումը	257
1. Զ. Հառուքյունյան , Ա. Կ. Պետրոսյան, Է. Գ. Շառոյան, Ռ. Մ. Խաչատրյան. Յան-Թե-լերի էֆեկտը տրիգոնալ բյուրեղական դաշտերում. Cu^{2+} իոնը $\alpha-LiIO_3$ միաբյուրեղում	264
Տա. Մ. Պողոսյան, Ա. Կ. Հովսեփյան. Մագնիսական դիֆիկների ցրման դաշտերի բաշխումը բացվածքի մոտակայքում	271
Ռ. Բ. Այվազյան, Կ. Շ. Նոյան, Է. Մ. Մաքեոսյան, Մ. Ս. Օհանջանյան, Յու. Գ. Շառաբյան, Կ. Կ. Շիխլարով. Փորձարարական սարքերում դրեյֆային և համեմատական խցիկները որպես հոգոսկոպներ կիրառելու հնարավորությունները	276

Համառոտ հաղորդումներ

Ռ. Դ. Գալբերկյան, Ա. Ա. Մարտիրոսյան. Գամմա-քվանտների կլանման կտրվածքի էներգետիկ բաշխման վերականգնումը	282
Գ. Վ. Հառուքյունյան, Գ. Պ. Զաքյան. Նուրբ թաղանթների տեսության վերաբերյալ	286
Գ. Ն. Ռիլով. Տարածման միջավայրի անհամասեռությունների վրա օպտիկական ճառագայթի դեֆերումների կոմպենսացման ոչ զծային սխեմա	290