ՀՍՍՀ ԳԱ

Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1973

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 85—92 (1973)

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА В СИНХРОТРОНЕ С УЧЕТОМ АВТОФАЗИРУЮЩЕГО ПОЛЯ. I. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ

Р. А. МЕЛИКЯН, Ю. Ф. ОРЛОВ, С. А. ХЕЙФЕЦ

Исследуется квантовомеханическое движение частицы в неоднородном постоянном магнитном поле в присутствии бегущей автофазирующей электромагнитной волны. Найдены волновые функции и собственные значения энергии частицы.

1. Введение

В настоящей работе изучается движение частицы в магнитном и электрическом полях с квантовомеханической точки зрения. Необходимость квантового рассмотрения несмотря на явную квазиклассичность движения стала ясна после работы А. А. Соколова и И. М. Тернова [1], в которой было обнаружено явление квантовой раскачки радиальных колебаний частиц.

Долгое время после этого отсутствовало последовательное описание поперечного движения частицы: раскачка колебаний описывалась квантовым или квазиклассическим способом, тогда как затухание колебаний в квантовом расчете не улавливалось. Затем в работах [2, 3] было показано наличие затухания поперечных колебаний в квантовомеханическом движении. Содержащаяся в работе [2] ошибка в зависимости декремента затухания от неоднородности магнитного поля была исправлена в работе [4]. Во всех этих работах не рассматривалось ускоряющее электрическое поле и связанные с ним синхротронные колебания частиц. Между тем представляет интерес провести квантовый анализ также и для продольных колебаний, которые имеют ту нетривиальную особенность, что их эффективная масса отрицательна [5].

Для упрощения задачи о движении частицы при одновременном действии магнитного и электрического полей мы будем рассматривать двухмерное движение в плоскости $z=0$, предполагая наличие у полей этой плоскости симметрии. Далее, мы будем пока пренебрегать спиновыми эффектами и в связи с этим ограничимся решением уравнения Клейна-Гордона.

В настоящей работе находятся волновые функции и уровни энергии для частицы, движущейся в неоднородном постоянном аксиально-симметричном магнитном поле и в поле автофазирующей электромагнитной волны, фазовая скорость распространения которой близка к скорости частицы (мы ограничиваемся при этом изучением релятивистской частицы).

2. Поля и уравнение движения

Движение удобно рассматривать в цилиндрических координатах R, θ, z. Электромагнитное поле, описывающее как неоднородное магнитное поле, так и бегущую автофазирующую волну, можно записать в виде

$$H_R = -A\,q^2\,\frac{\omega_0}{cR}\,zI_q(qx)\sin\Phi + 2GRz,\quad E_R = -A\frac{d}{dR}I_q(qx)\sin\Phi,$$

$$H_\theta = -Aq\frac{\omega_0}{c}\,z\,\frac{d}{dR}I_q(qx)\cos\Phi,\quad E_\theta = -A\,\frac{q}{R}I_q(qx)\cos\Phi, \qquad (1)$$

$$H_z = H + GR^2 - 2Gz^2,\quad E_z = -Azq^2\,\frac{\omega_0^2}{c^2}\,I_q(qx)\sin\Phi.$$

Здесь константы H и G связаны с напряженностью и градиентом магнитного поля, A—с напряженностью электрического поля; $\omega_0 = \frac{v_0}{R_0}$ — частота обращения равновесной частицы по окружности радиуса R_0, q— кратность высокочастотного поля, $\Phi = q(\theta - \omega_0 t)$ — фаза волны; $I_q(qx)$— функция Бесселя первого рода порядка q, $x = \frac{\omega_0 R}{c}$. Для равновесной частицы последняя величина имеет смысл относительной скорости $\frac{v_0}{c}$.

Соответствующий полям (1) 4-потенциал, удовлетворяющий условию Лоренца, может быть выбран в виде

$$A_r = 0,\qquad A_z = Aq\,\frac{\omega_0}{c}\,zI_q(qx)\cos\Phi,$$

$$A_\theta = \frac{HR}{2} + \frac{GR^3}{4} - GRz^2,\ A_0 = A\,I_q(qx)\sin\Phi. \qquad (2)$$

В уравнении Клейна-Гордона $(\hat{P}^2 + m^2c^2)\,\Psi(R, \theta, z, t,) = 0$ операторы обобщенных импульсов есть

$$\hat{P}_R = -i\hbar\frac{\partial}{\partial R} - \frac{e}{c}\,A_R,\quad \hat{P}_z = -i\hbar\,\frac{\partial}{\partial z} - \frac{e}{c}A_z,$$

$$\hat{P}_\theta = -\frac{i\hbar}{R}\,\frac{\partial}{\partial\theta} - \frac{e}{c}\,A_\theta,\quad \hat{P}_0 = \frac{i\hbar}{c}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{e}{c}A_0,$$

$$\hat{P}^2 = \frac{1}{R}\hat{P}_R(R\hat{P}_R) + \hat{P}_\theta^2 + \hat{P}_z^2 - \hat{P}_0^2,$$

и в плоскости $z = 0$ имеем

$$\Big[\frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R}\,\frac{\partial}{\partial R} + \frac{1}{R^2}\,\frac{\partial^2}{\partial\theta^2} - 2i\,\frac{eA_\theta}{\hbar c}\,\frac{1}{R}\,\frac{\partial}{\partial\theta} - \frac{1}{c^2}\,\frac{\partial^2}{\partial t^2} -$$

$$-2i\,\frac{eA_0}{\hbar c}\frac{\partial}{c\partial t}-\left(\frac{eA_0}{\hbar c}\right)^2+\left(\frac{eA_0}{\hbar c}\right)^2-\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right)^2\Bigg]\,\Psi(R,\theta,t)=0. \tag{3}$$

Выделим теперь из волновой функции $\Psi(R,\theta,t)$ бегущую волну $\Psi(R,\theta,t)=\exp\left(i\frac{Et}{\hbar}-il\theta\right)\Psi(R,\theta)$ и перейдем от переменных R, θ к переменным x, Φ; кроме того, произведем замену $\Psi(R,\theta)\to\frac{U(x,\Phi)}{\sqrt{x}}$. Тогда в новых переменных будем иметь

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial x^2}+q^2\,\frac{1-x^2}{x^2}\frac{\partial^2}{\partial\Phi^2}+2iq\left[\epsilon+aI_q(qx)\sin\Phi-\frac{l}{x^2}-\lambda-gx^2\right]\frac{\partial}{\partial\Phi}+\right.$$
$$\left.+D(x,\Phi)+\frac{1}{4x^2}\right\}U(x,\Phi)=0, \tag{4}$$

где для краткости введены следующие безразмерные величины:

$$a=\frac{eA}{\hbar\omega_0},\ \epsilon=\frac{E}{\hbar\omega_0},\ \mu=\frac{mc^2}{\hbar\omega_0},\ \lambda=\frac{eHc}{2\hbar\omega_0^2},\ g=\frac{eGc^3}{4\hbar\omega_0^4},$$

$$D(x,\Phi)=[\epsilon+aI_q(qx)\sin\Phi]^2-\mu^2-x^2\left(\frac{l}{x^2}+\lambda+qx^2\right)^2.$$

Наибольший физический интерес представляет рассмотрение малых отклонений величин x, Φ и ϵ от некоторых равновесных значений $(x_0,\ \Phi_0,\ \epsilon_0)$, которые будут установлены позже. Поэтому положим $x=x_0+\xi$, $\Phi=\Phi_0+\varphi$, $\epsilon=\epsilon_0+\Delta\epsilon$. Сохраняя в уравнении (4) члены до второго порядка по ξ, φ и $\Delta\epsilon$, получаем следующее уравнение для функции $U(\xi,\varphi)$:

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}+2ib_1\xi\frac{\partial}{\partial\varphi}+b_2\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}-b_\xi\xi^2-b_\varphi\varphi^2+N\xi+2\,iqM\frac{\partial}{\partial\varphi}+\right.$$
$$+f_1\varphi+f_2\xi\varphi+f_3\varphi\frac{\partial}{\partial\varphi}+f_4\Delta\epsilon\varphi+f_5\Delta\epsilon\xi+2iq\,\Delta\epsilon\frac{\partial}{\partial\varphi}+$$
$$\left.+D(x_0,\varphi_0)+\frac{1}{4x_0^2}\right\}U(\xi,\varphi)=0, \tag{5}$$

где

$$D(x_0,\varphi_0)=(1-x_0^2)[\epsilon_0+aI_q(qx_0)\sin\Phi_0]^2-\mu^2+2\Delta\epsilon\times$$
$$\times[\epsilon_0+aI_q(qx_0)\sin\Phi_0]+(\Delta\epsilon)^2,$$

$$b_1=q\left[\frac{2l}{x_0^3}-2qx_0+aI_q'(qx_0)\sin\Phi_0\right]\approx\frac{q\epsilon_0}{x_0},$$

$$b_2=q^2\frac{1-x_0^2}{x_0^2}\approx\frac{q^2}{x_0^2}\left(\frac{mc^2}{E_0}\right)^2,$$

$$b_\varphi = aI_q\ (qx_0) \sin\Phi_0 [\epsilon_0 + aI_q (qx_0) \sin\Phi_0] \approx - \epsilon_0^2 \frac{eE_0^{max} R_0 \sin\Phi_0}{E_0\ q},$$

$$b_\xi = \frac{3l^2}{x_0^4} + (\lambda + gx_0^2)^2 + 2lg + 2gx_0^2 (5\lambda + 7g\, x_0^2) - \frac{3}{4}\frac{1}{x_0^4} -$$

$$- a^2 [I_q'\ (qx_0)]^2 - a\ddot{I}_q (qx_0) \sin\Phi_0 [\epsilon_0 + aI_q (qx_0) \sin\Phi_0] \approx \epsilon_0^2 (1 - n);$$

$$N = \frac{2l^2}{x_0^3} - 4lgx_0 - 4gx_0^3 (\lambda + gx_0^2) - 2x_0 (\lambda + gx_0^2)^2 + 2a\, I_q'\ (qx_0) \sin\Phi_0 \times$$

$$\times [\epsilon_0 + aI_q (qx_0) \sin\Phi_0] - \frac{1}{2x_0^3},$$

$$M = \epsilon_0 + aI_q (qx_0) \sin\Phi_0 - \frac{l}{x_0^2} - \lambda - gx_0^2;$$

$$f_1 = 2a\, I_q (qx_0) [\epsilon_0 + aI_q (qx_0) \sin\Phi_0] \cos\Phi_0,$$

$$f_2 = 2aI_q' (qx_0) [\epsilon_0 + aI_q (qx_0) \sin\Phi_0] \cos\Phi_0,$$

$$f_3 = 2iqa\, I_q (qx_0) \cos\Phi_0, \qquad f_4 = 2aI_q (qx_0) \cos\Phi_0,$$

$$f_5 = 2aI_q' (qx_0) \sin\Phi_0.$$

Здесь n — показатель спада магнитного поля, $n = -\left(\frac{\partial H_z/\partial R}{H_z/R}\right)_{R=R_0} = -\frac{4gx_0^2}{\lambda + 2gx_0^2}$ (как обычно, $0 < n < 1$); E_0^{max} — амплитудное значение напряженности продольной компоненты электрического поля, штрих означает производную по x.

3. Решение волнового уравнения

В уравнении (5) переменные можно разделить с помощью следующих канонических преобразований:

$$\hat{Q}_1 = \xi + i\beta \frac{\partial}{\partial\varphi}, \qquad \hat{P}_1 = -\frac{\hbar}{\gamma - \beta}\left(\varphi + i\gamma \frac{\partial}{\partial\xi}\right),$$

$$\hat{Q}_2 = \varphi + i\beta \frac{\partial}{\partial\xi}, \qquad \hat{P}_2 = -\frac{\hbar}{\gamma - \beta}\left(\xi + i\gamma \frac{\partial}{\partial\varphi}\right),$$

в которых константы γ и β будут определены ниже. Операторы $\hat{Q}_i$ и $\hat{P}_i$ $(i = 1,2)$ удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям

$$[\hat{P}_i, \hat{Q}_k] = - i\hbar\,\delta_{ik},\ [\hat{Q}_i, \hat{Q}_k] = 0,\ [\hat{P}_i, \hat{P}_k] = 0.$$

В координатах Q_1, Q_2 уравнение (5) принимает вид

$$\left\{\frac{\hbar^2}{2m_1}\frac{\partial^2}{\partial Q_1^2} - \frac{m_1\Omega_1^2}{2} Q_1^2 + \frac{\hbar^2}{2m_2}\frac{\partial^2}{\partial Q_2^2} - \frac{m_2\Omega_2^2}{2} Q_2^2 + \right.$$

$$+\hbar^2\left[D(x_0, \Phi_0)+\frac{1}{4x_0^2}\right]\Big\}\Psi(Q_1, Q_2)=0, \tag{6}$$

с параметрами m_1, m_2, Ω_1, Ω_2, β и γ, удовлетворяющими следующей системе уравнений:

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma-\beta}\right)^2\frac{\hbar^2}{2m_1}+\beta^2\frac{m_2\Omega_2^2}{2}=\hbar^2, \quad \frac{1}{(\gamma-\beta)^2}\frac{\hbar^2}{2m_2}+\frac{m_1\Omega_1^2}{2}=\hbar^2\beta_\xi,$$

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma-\beta}\right)^2\frac{\hbar^2}{2m_2}+\beta^2\frac{m_1\Omega_1^2}{2}=\hbar^2 b_2, \quad \frac{1}{(\gamma-\beta)^2}\frac{\hbar^2}{2m_1}+\frac{m_2\Omega_2^2}{2}=\hbar^2 b_\varphi, \tag{7}$$

$$\frac{\gamma}{(\gamma-\beta)^2}\frac{\hbar^2}{2m_2}+\beta\frac{m_1\Omega_1^2}{2}=-\hbar^2 b_1, \quad \frac{\gamma}{(\gamma-\beta)^2}\frac{\hbar^2}{2m_1}+\frac{m_2\Omega_2^2}{2}=0,$$

при условии, что начало отсчета координат Q_1 и Q_2 выбрано в „точках равновесия“

$$x_0=\frac{\omega_0 R_0}{c},$$

$$\Phi_0=\pm\frac{\pi}{2}+2k\pi,\ k=0, 1, 2\cdots, \tag{8}$$

в которых $M=0$, $N=0$.

Второе из этих соотношений возникает вследствие независимости магнитного поля (λ и g) от времени. В уравнении (6) мы пренебрегли членами, соответствующими в уравнении (5) членам $2iq\Delta\epsilon\frac{\partial}{\partial\varphi}$ и $f_5\Delta\epsilon\xi$, так как их учет приводит лишь к несущественным поправкам.

Из (8) находим

$$\epsilon_0=2\lambda+4gx_0^2-\frac{aI_q'}{x_0}(qx_0)\sin\Phi_0-aI_q(qx_0)\sin\Phi_0, \tag{9}$$

$$l=x_0^2\left[\lambda+3gx_0^2-\frac{a}{x_0}I_q'(qx_0)\sin\Phi_0\right]. \tag{10}$$

Заметим, что „условия равновесия“ дают еще одно решение, для которого $\epsilon_0=-aI_q(qx_0)\sin\Phi_0$. Это решение мы отбрасываем, поскольку в пределе $a\to 0$ оно не переходит в известное решение для постоянного магнитного поля.

Соотношение (9) устанавливает связь энергии равновесной частицы со значением магнитного поля на равновесной орбите радиуса R_0, задаваемого в свою очередь электрическим полем. Поскольку $U(x, \Phi)$ описывает малые колебания около положений равновесия, которые имеют периодическую зависимость от θ (так, что преобразование $\theta'=\theta+2k\pi$ не изменяет положения равновесия), то функция $U(x, \Phi)$

также является периодической по θ. Так как волновая функция $\Psi(R, \theta, t)$ должна быть однозначной функцией θ, то l должно быть целым*.

Приведем значения параметров, удовлетворяющих системе (7), в случае, когда $b_\varphi \ll 1$ (это неравенство, смысл которого состоит в „слабости" электрического поля, обычно хорошо выполняется):

$$\beta \approx -\frac{q}{x_0}\frac{1}{\epsilon_0(1-n)}, \quad \Omega_1 \approx 2\hbar\epsilon_0\sqrt{1-n},$$

$$\gamma \approx \frac{x_0}{q}\frac{\epsilon_0(1-n)}{b_\varphi}, \quad \Omega_2 \approx 2\hbar\sqrt{\frac{b_\varphi}{2m_2}},$$

$$m_1 \approx \frac{1}{2} - \frac{q^2}{2x_0^2}\frac{1}{\epsilon_0^2}\frac{1}{1-n}b_\varphi, \quad m_2 \approx -\frac{1}{2}\frac{x_0^2}{q^2}(1-n). \tag{11}$$

Уравнение (6) описывает два несвязанных между собой осциллятора. Решение такого уравнения тривиально. В частности, отклонение энергии частицы от равновесного значения в первом приближении по $\hbar$ будет

$$\Delta E_{k_1, k_2} = \hbar\omega_R\left(k_1 + \frac{1}{2}\right) - \hbar\omega_\Phi\left(k_2 + \frac{1}{2}\right), \tag{12}$$

где

$$\omega_R = \frac{\omega_0}{\epsilon_0}\sqrt{b_\varsigma\left(1 + \frac{b_1^2}{b_\varsigma^2}b_\varphi\right)} \approx \omega_0\sqrt{1-n},$$

$$\omega_\Phi = \frac{\omega_0}{\epsilon_0}\sqrt{\frac{b_\varphi}{2m_2}} \approx \omega_0\sqrt{\frac{q\,e\,R_0\,E_0^{max}}{x_0^2\,E_0(1-n)}},$$

$$k_1,\ k_2 = 0,\ 1,\ 2, \cdots$$

Знак минус в выражении (12) связан с тем, что эффективная масса продольного осциллятора m_2 оказывается отрицательной (см. (11)). Знак m_2 определяет знак b_φ ($b_\varphi < 0$), а это, в свою очередь, определяет выбор знака равновесной фазы $\left(\Phi_0 = \frac{\pi}{2} + 2\pi k\right)$.

Волновые функции каждого из осцилляторов имеют хорошо известный вид

$$\Psi_{k_j}(Q_j) = \left(\frac{|m_j|\Omega_j}{\pi\hbar}\right)^{1/4}\frac{1}{\sqrt{2^{k_j}k_j!}}\,e^{-\frac{|m_j|\Omega_j}{2\hbar}Q_j^2}\,H_{k_j}\left(Q_j\sqrt{\frac{|m_j|\Omega_j}{\hbar}}\right), \tag{13}$$

где $j = 1, 2$, H_k — полиномы Эрмита порядка k, и удовлетворяют условиям нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty}\Psi_{k_i}(Q)\,\Psi_{k_j}(Q)\,dQ = \delta_{ij}.$$

---

* В этом решении мы не учитываем прохождение частиц через барьер (в силу почти классического характера потенциальной ямы по переменным Q_1, Q_2). Учет этого эффекта несколько сдвигает значение l: целым числом должна быть сумма $l + \nu$ ($\nu \ll l$), где ν — квазиимпульс частицы в периодической потенциальной яме.

Решение уравнения (6), очевидно, имеет вид

$$U_{k_1, k_2}(\xi, \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty}\int \Psi_{Q_1, Q_2}(\xi, \varphi)\, \Psi_{k_1}(Q_1)\, \Psi_{k_2}(Q_2)\, dQ_1\, dQ_2. \tag{14}$$

Преобразующая функция $\Psi_{Q_1,Q_2}(\xi, \varphi)$ является собственной функцией операторов Q_1 и Q_2 в (ξ, φ)-представлении

$$\Psi_{Q_1,Q_2}(\xi, \varphi) = \frac{1}{2\pi\beta} \exp\left[\frac{i}{\beta}\left(\xi\varphi - Q_1\varphi - Q_2\xi + Q_1 Q_2 \frac{\gamma}{\gamma - \beta}\right)\right]. \tag{15}$$

Нормировочный множитель в ней выбран так, чтобы функции $U_{k_1,k_2}(\xi, \varphi)$ были ортонормированными

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int U^*_{k_1, k_2}(\xi\varphi)\, U_{k_1', k_2'}(\xi, \varphi)\, d\xi\, d\varphi = \delta_{k_1, k_1'}\delta_{k_2 k_2'}. \tag{16}$$

Используя интегральное представление для полиномов Эрмита, можно найти явный вид функции $U_{k_1,k_2}(\xi, \varphi)$:

$$U_{k_1, k_2}(\xi, \varphi) = B(\xi, \varphi) \sum_{j=0}^{\min(k_1, k_2)} \binom{k_1}{j}\binom{k_2}{j} \rho^j j!\, H_{k_1-j}\left(\frac{\xi\sigma_1 - i\varphi\sigma_2 s}{\sqrt{1 - s^4}}\right) \times$$

$$\times H_{k_2-j}\left(\frac{\varphi\sigma_2 - i\xi\sigma_1 s}{\sqrt{1 - s^4}}\right),$$

где

$$B(\xi, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2^{k_1}k_1!}\,\sqrt{2^{k_2}k_2!}}\left(\frac{1}{\pi}\,\frac{\sigma_1\sigma_2}{1 + s^2}\right)^{1/2}\left(\frac{1 - s^2}{1 + s^2}\right)^{\frac{k_1 + k_2}{2}} \times$$

$$\exp\left[-\frac{\xi^2}{2}\,\frac{\sigma_1^2}{1+s^2} - \frac{\varphi^2}{2}\,\frac{\sigma_2^2}{1+s^2} + i\varphi\xi\,\frac{\sigma_1\sigma_2}{s}\left(2m_1 - \frac{1}{1+s^2}\right)\right],$$

$$\sigma_1 = \frac{1}{2m_1}\sqrt{\frac{m_1\,\Omega_1}{\hbar}},\quad \sigma_2 = \frac{1}{2m_1}\sqrt{\frac{|m_2|\,\Omega_2}{\hbar}},\quad s = 2\beta m_1\sigma_1\sigma_2,\quad \rho = \frac{4is}{1-s^2}.$$

При проведении расчетов удобнее пользоваться непосредственно выражением (14).

Ереванский физический институт

Поступила 31.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. А. Соколов, И. П. Клепиков, И. М. Тернов.* ЖЭТФ, 23, 632 (1952); *А. А. Соколов, И. М. Тернов.* ЖЭТФ, 25, 698 (1953).
2. *F. Gutbrod.* Zs. Phys., 168, 177 (1962).
3. *Ю. Ф. Орлов, С. А. Хейфец.* ДАН СССР, 151, 318 (1963); ЖЭТФ, 45, 1225 (1963).
4. *А. А. Соколов, И. М. Тернов, Ю. М. Лоскутов.* Вестник МГУ, Физика и астрономия, 3, 101 (1964).
5. *А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев.* АЭ, 7, 549 (1959).

ՍԻՆԽՐՈՏՐՈՆՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՎՏՈՖԱԶԱՅԱՑՆՈՂ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ։ 1. ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԸ

Ռ. Ա. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, ՅՈՒ. Ֆ. ՕՌԼՈՎ, Ս. Ա. ԽԵՅՖԵՑ

Հետազոտվում է մասնիկի քվանտամեխանիկական շարժումը ոչ համասեռ հաստատուն մագնիսական դաշտում ավտոֆազայացնող էլեկտրամագնիսական ալիքի առկայության դեպքում։ Գտնված են մասնիկի ալիքային ֆունկցիաները և էներգիայի սեփական արժեքները։

QUANTUM THEORY OF ELECTRON MOTION IN A SYNCHROTRON TAKING INTO ACCOUNT AN AUTOPHASING FIELD. I. WAVE FUNCTIONS

R. A. MELIKIAN, Yu. F. ORLOV, S. A. KHEIFETS

The quantum mechanical motion of particles in an inhomogeneous stationary magnetic field in the presence of running autophasing electromagnetic wave is investigated. The wave functions and particle energy eigenvalues are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 93—99 (1973)

МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 10^{12} *эв*

Н. Л. ГРИГОРОВ, С. В. МИТОЯН, А. И. САВЕЛЬЕВА

Разработана методика изучения характеристик ядерных взаимодействий частиц различной природы с энергией $E_0 > 10^{12}$ *эв* на установке „ионизационный калориметр в сочетании с контролируемыми фотоядерными эмульсиями". Описанный метод позволяет на больших расстояниях ($R \sim 5$ *м*) установить генетическую связь высокоэнергичных γ-квантов. Дан критерий отбора случаев взаимодействий в графитовой мишени установки. Приведены экспериментальные данные о частоте наблюдаемых взаимодействий высокоэнергичных частиц различной природы.

В настоящее время одной из наиболее важных и интересных задач ядерно-физического аспекта космических лучей является, по-видимому, сопоставление характеристик ядерных взаимодействий, вызванных пионами и нуклонами высоких энергий. Имеется ряд работ [1—4], указывающих на различие таких характеристик взаимодействий пионов и нуклонов, как парциальный коэффициент неупругости K_γ, множественность, энергетические и угловые распределения генерированных частиц. Это различие, четко проявляющееся в области ускорительных энергий, нуждается в дальнейших исследованиях его выявления при космических энергиях. До сих пор, к сожалению, ни в одном эксперименте не осуществлен прямой метод определения природы взаимодействующих частиц при энергиях выше 10^{11} *эв*.

Мы попытались подойти к решению этого вопроса косвенным путем, используя экспериментальный материал, полученный методом контролируемых фотоэмульсий ранее на высокогорной станции Арагац (3200 *м* над уровнем моря).

Установка состояла из свинцовой эмульсионной камеры, ионизационного калориметра площадью 10 $м^2$, графитовой мишени толщиной 19 $г/см^2$, поднятой на высоту 1,5 *м* над эмульсионной камерой, и системы счетчиков, включенных в годоскоп [5, 6]. Эта установка позволяла изучать некоторые характеристики элементарного акта ядерных взаимодействий космических частиц с энергией выше 10^{12} *эв* с ядрами графита: энергетическое и угловое распределения генерированных γ-квантов, энергию первичной частицы, а также K_γ- долю энергии, переданной при взаимодействии электронно-фотонной компоненте. Напомним, что таким методом излучался определенный класс событий— так называемые „большие ионизационные толчки" [6].

В предыдущих работах [5—10] изучались взаимодействия одиночных ядерно-активных частиц, которые не сопровождались адронами сравнимой энергии и имели ограниченное (в 10 раз меньше среднего, характерного для частиц такой энергии) сопровождение атмосферным ливнем. Большинство таких событий, как это показано в работах [7,11], вызвано нуклонами.

В данной работе продолжена обработка экспериментального материала с тем, чтобы изучить характеристики взаимодействий ядерно-активных частиц, приходящих на установку в составе групп частиц, т. е. в составе электронно-ядерного ливня, развивающегося в атмосфере. Взаимодействия в установке таких ядерно-активных частиц из многоструйных ливней могут быть обусловлены как нуклонами, так и пионами, поскольку в электронно-ядерных ливнях $\pi^{\pm}$- мезоны составляют большую часть всех адронов. Сравнивая характеристики взаимодействий ядерно-активных частиц из многоструйных и одноструйных ливней, а также взаимодействий частиц из разных струй многоструйных ливней, мы получаем возможность судить об отличии или сходности некоторых характеристик ядерных взаимодействий пионов и нуклонов высоких энергий.

В настоящей работе проводится анализ отобранных за 750 часов работы ионизационного калориметра 248 событий, когда в калориметре четко выделяются две или более струи и, по крайней мере, для одной из них ионизация, зарегистрированная верхними рядами камер, соответствует суммарной энергии $E_{э.ф.} \geqslant 1{,}4 \cdot 10^{12}$ *эв* электронно-фотонной компоненты по двум камерам ряда. При выделении струй две проекции отдельных лавин в калориметре связывались в одну струю после сравнения соответствующих ядерно-каскадных переходных кривых для обеих проекций. В отобранных событиях выделено 348 струй в многоструйных ливнях и 52 одноструйных ливня с энергией $E_{э.ф.} \geqslant 1{,}4 \cdot$ $\cdot 10^{12}$ *эв* по двум камерам первого или второго ряда камер, идущих в пределах телесного угла установки. Каждая такая струя, зарегистрированная калориметром, сопоставлялась с соответствующим электронно-фотонным ливнем в ядерной фотоэмульсии так же, как это делалось в предыдущих работах для одноструйных ливней, т. е. требовалось соответствие по энергии, местоположению и направлению ливней.

В данной работе для изучения многоструйных событий с помощью лупы просматривались все ядерные фотоэмульсии нижнего ряда эмульсионной камеры с общей площадью 10 *м*^{2}. С вероятностью, близкой к 100%, были найдены все электронно-фотонные ливни, в которых имелся хотя бы один ствол с энергией больше 10^{12}*эв*. Затем под микроскопом измерялись их координаты, направление и энергии. Получение такой полной картины всех ливней, зарегистрированных в фотоэмульсиях, особенно было необходимо для тех событий, для которых сравнение переходных каскадных кривых не позволяло однозначно связать две проекции электронно-ядерной лавины в одну струю. Рассматривались все возможные комбинации проекций калориметрических струй и для всех этих предполагаемых струй искались ливни в фотоэмульсиях. В результате считалась верной та комбинация проекций, для которой имелся соответствующий ливень в фотоэмульсиях. Для электронно-фотонных ливней в фотоэмульсиях, в которых хотя бы один ствол имел энергию $E_\gamma > 2{,}5 \cdot 10^{12}$ *эв*, сопоставление облегчалось благодаря использованию устройства для временной селекции событий [7].

На рис. 1—3 приведен пример одного из обработанных многоструйных ливней. На рис. 1 схематически показано распределе-

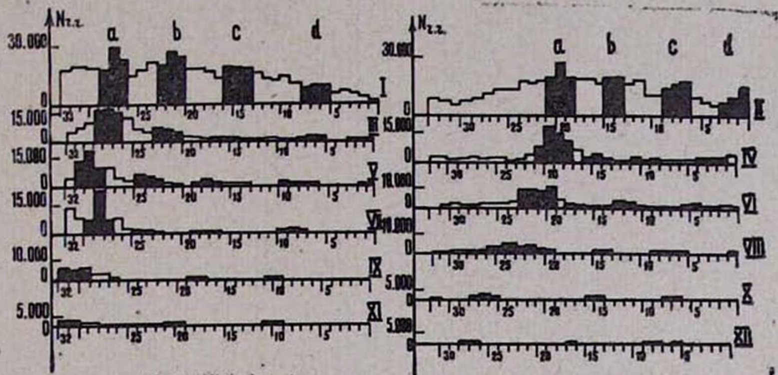

Рис. 1. Пример падения частиц на установку группами в двух проекциях ионизационного калориметра.

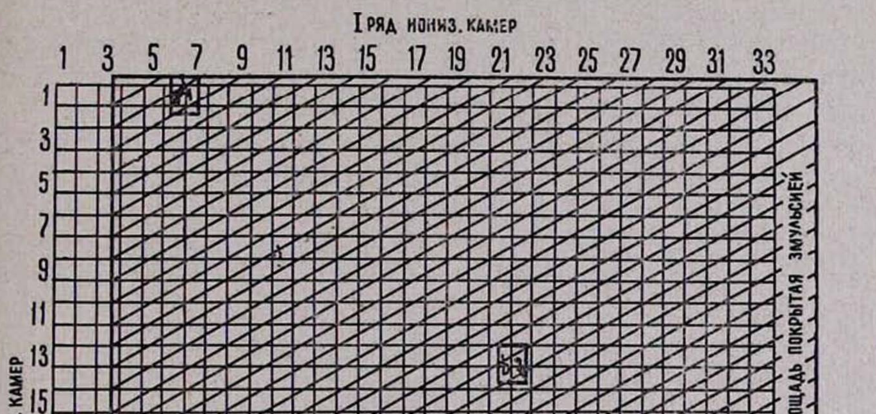

Рис. 2. Вид сверху в случае падения частиц на установку группами.

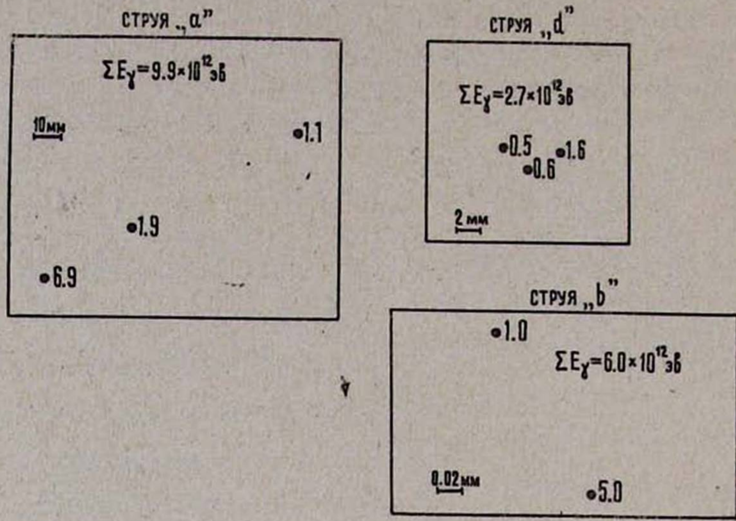

Рис. 3. Распределение стволов электронно-фотонных ливней в эмульсиях, сопоставленных со струями электронно-ядерной лавины в калориметре. Цифрами указана энергия каждого ствола в *Тэв.*

ние ионизации в камерах ионизационного калориметра. Черными столбиками отмечены камеры, в которых были зарегистрированы максимумы ионизации. Высота столбиков пропорциональна зарегистрированным импульсам в соответствующих камерах. На рис. 2 изображен вид на установку сверху. Заштрихована площадь, покрытая фотоэмульсиями. Стрелками указаны проекции направлений ливней, найденных в фотоэмульсиях, которые соответствуют калориметрическим струям „*a*", „*b*" и „*d*". На рис. 3 приведено взаимное расположение отдельных каскадов в этих трех ливнях.

В ядерных фотоэмульсиях удалось найти 152 электронно-фотонных ливня, соответствующих отобранным калориметрическим струям в многоструйных ливнях, и 25 электронно-фотонных ливня, соответствующих одноструйным ливням в калориметре. Вероятность случайного сопоставления ливней оценивалась нами по числу случаев, когда две или более электронно-ядерные струи, зарегистрированные ионизационным калориметром, могли быть сопоставлены с одним и тем же электронно-фотонным ливнем в фотоэмульсии, и когда одной и той же электронно-ядерной струе в калориметре можно было сопоставить два или более генетически не связанных электронно-фотонных ливня в фотоэмульсиях. Эта вероятность оказалась равной $0{,}1 \div 0{,}2$.

После обработки в фотоэмульсиях так же, как в работе [7], определялась энергия первичной ядерно-активной частицы по формуле $E_0 = \sum E_\gamma + E_{\text{я. а.}}$, где $\sum E_\gamma$ представляет собой суммарную энергию генетически связанных квантов в данном электронно-фотонном ливне, зарегистрированном в фотоэмульсиях. Это есть энергия первичной частицы, переданная в изучаемом взаимодействии электронно-фотонной компоненте.

В настоящей работе энергия, передаваемая электронно-фотонной компоненте, измерялась двумя независимыми способами: с помощью фотоядерных эмульсий и ионизационными камерами двух рядов калориметра под $7t$ и $9t$ (t — радиационная единица длины) свинцовыми фильтрами. Были использованы данные фотоэмульсий, которые сравнивались для проверки с данными ионизационных камер.

Суммарная энергия, выделенная по всей глубине калориметра, т. е. энергия, приходящаяся на долю вторичных ядерно-активных частиц ($\pi^{\pm}$-мезонов, нуклонов и других частиц), есть $E_{\text{я. а}}=1{,}52 \sum\limits_{\text{III ряд}}^{\text{XII ряд}} J \cdot 10^{8}$ *эв* [12]. В случае падения на установку ядерно-активных частиц группами ионизация J в каждом ряду калориметра для отдельной частицы определялась по данным камер в максимуме ионизации (3—4 камеры в каждом ряду). Как следует из анализа имеющегося экспериментального материала, основная доля выделенной энергии в калориметре была сконцентрирована в максимально сработавших камерах вдоль направления соответствующей электронно-ядерной струи. Это объясняется тем, что электронно-фотонные ливни, зарегистрированные в эмульсиях, принадлежат в основном сравнительно молодым взаимодействиям. Вводимая поправка в значение $E_{\text{я. а}}$. для каждой частицы определялась по усредненной ядерно-каскадной кривой и составляла $\sim (10 \div 15)\,\%$ от полной энергии частиц. Точность измерения полной энергии взаимодействующих адронов в индивидуальных случаях составляет $\sim 20\,\%$ [14].

Далее, необходимо было установить, где произошло взаимодействие ядерно-активной частицы: в графитовой мишени, в свинцовом фильтре эмульсионной камеры или же в воздухе, на большой высоте над установкой.

Взаимодействия в графитовой мишени отделялись от взаимодействий в воздухе следующим образом. Предполагая, что взаимодействие произошло в мишени на высоте 1,5 *м* над эмульсиями, определялся средний поперечный импульс $\langle P_t(\gamma) \rangle$ γ-квантов в данном ливне. Событие относилось к числу взаимодействий в графитовой мишени при условии $\langle P_t(\gamma) \rangle \leqslant 2$ *Гэв*/с. Справедливость такого способа отбора взаимодействий в мишени проверялась по пространственному распределению частиц электронно-фотонных каскадов в верхнем ряду фотоэмульсий под слоем свинца в 1 *см*.

Наблюдается экспериментальный факт, что в верхнем ряду фотоэмульсий под $2t$-радиационными единицами электронно-фотонные каскады из взаимодействий в графитовой мишени, которые изучались в работе [6], обнаруживают меньшее развитие, чем каскады из взаимодействий в воздухе высоко над установкой, которые изучались в работе [13]. В табл. 1 приводится среднее число ливневых частиц $N_{60\mu-120\mu}$ в кольце, ограниченном окружностями радиусов 60_{μ} и 120_{μ}, вокруг центра

Таблица 1

	$\langle E_\gamma \rangle / 10^{11}$ *эв*	$N_{60\mu - 120\mu}$
Взаимодействия в графитовой мишени	$2{,}1 \pm 0{,}4$	$0{,}8 \pm 0{,}6$
Взаимодействия в воздухе	$2{,}7 \pm 0{,}3$	$21{,}2 \pm 3{,}8$
Изучаемые взаимодействия	$2{,}0 \pm 0{,}2$	$2{,}9 \pm 0.9$

ствола в верхнем ряду фотоэмульсий для графитовых событий, воздушных событий и для событий, отобранных нами по $\langle P_t(\gamma) \rangle$ в качестве графитовых. Из таблицы видно, что судя по пространственному распределению частиц в каскадах под слоем в 1 *см* отобранные события, действительно, произошли в мишени или в воздухе вблизи от установки.

Таблица 2

Тип струи	Взаимодействия в графитовой мишени	Взаимодействия в свинцовом фильтре	Взаимодействия в воздухе
E_1—предполагаемые нуклоны	26	31	41
E_2, E_3—предполагаемые пионы	18	19	17
$E_{\text{од.}}$—предполагаемые нуклоны	12	12	1

В табл. 2 приводится общая статистика зарегистрированных взаимодействий. Все события разделены на 3 группы:

E од. — одноструйные события,

E_1 — наиболее энергичная струя в многоструйном ливне,

E_2, E_3, $\cdots$ — все остальные струи в многоструйном ливне.

Если предположить, что $E_{\text{од}}$, E_1—в основном нуклоны, E_2, $E_3, \cdots$— в основном пионы, то получается, что зарегистрированные ионизационные толчки с энергией $\sum E_\gamma \geqslant 1{,}4 \cdot 10^{12}$ *эв* на 30% обусловлены пионами. Это совпадает с долей пионов в общем потоке ядерно-активных частиц такой энергии на уровне наблюдения 700 *г/см²* [14].

Результаты подробного изучения характеристик взаимодействий ядерно-активных частиц различной природы с ядрами графита будут опубликованы в отдельной статье.

Институт космических исследований
АН СССР
Ереванский политехнический институт

Поступила 8.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. С. Мурзин*. Докторская диссертация, ФИАН, 1969.
2. *В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева*. Космические лучи и их взаимодействие, Атомиздат, М., 1968.
3. *Г. Б. Жданов, Н. В. Масленникова* и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 2076, (1971).

4. *M. Kazuno*. Lett. Nuovo Cim., 3, 6 (1970).
5. *N. L. Grigorov* et al. Nukleonika, 9, 291 (1964).
6. *Х. П. Бабаян, Я. С. Бабецкий* и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 558 (1962).
7. *А. И. Савельева*. Кандидатская диссертация, НИИЯФ МГУ, 1969.
8. *Kh. P. Babayan, S. I. Brikker* et al. Nuovo Cim., B54, 26 (1968).
9. *Х. П. Бабаян, Н. А. Марутян, С. М. Митоян*. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 1421 (1967).
10. *N. L. Grigorov* et al. Canad. J. Phys., 46, 684 (1968).
11. *В. А. Собиняков, Ч. А. Третьякова, В. Я. Шестоперов*. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1661 (1972).
12. *В. А. Собиняков*. Кандидатская диссертация, НИИЯФ МГУ, 1969.
13. *М. А. Кондратьева, Э. А. Орлова, В. Я. Шестоперов*. Труды Всесоюзной конференции по физике космических лучей, ч. I, вып. 2, стр. 125, 1969.
14. *И. Н. Ерофеева*. Кандидатская диссертация, НИИЯФ МГУ, 1971.

ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐՈՒՄ 10^{12}էՎ-ԻՑ ԱՎԵԼԻ ՄԵԾ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՏԱՐԲԵՐ ԲՆՈՒՅԹԻ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՄԱՆ ՄԵԹՈԴ

Ն. Լ. ԳՐԻԳՈՐՈՎ, Ս. Վ. ՄԻՏՈՅԱՆ, Ա. Ի. ՍԱՎԵԼՅԵՎԱ

Տրված է $E_0 > 10^{12}$ էվ էներգիայով տարբեր բնույթի մասնիկների միջուկային փոխազդեցությունների բնութագրերի ուսումնասիրման մեթոդ «իոնիզացիոն կալորիմետր հսկվող ֆոտոմիջուկային էմուլսիաների հետ» սարքով։ Նկարագրված մեթոդը թույլ է տալիս մեծ հեռավորությունների վրա ($R \sim 5$մ) հաստատել մեծ էներգիայի γ-քվանտների գենետիկական կապը։ Տրված են սարքի գրաֆիտե թիրախում տեղի ունեցած փոխազդեցությունները ընտրելու չափանիշները։ Բերված են տարբեր բնույթի մեծ էներգիայի մասնիկների դիտվող փոխազդեցությունների հաճախականության մասին փորձնական տվյալներ։

A METHOD TO STUDY THE CHARACTERISTICS OF NUCLEAR INTERACTIONS OF COSMIC RAY PARTICLES OF DIFFERENT NATURE WITH ENERGIES EXCEEDING 10^{12} eV

N. L. GRIGOROV, S. V. MITOIAN, A. I. SAVEL'EVA

A method to study the characteristics of nuclear interactions initiated by particles of different nature of energy $E_0 > 10^{12}$ eV on the plant „Ionisation calorimeter with controlled nuclear photoemulsions" is given. The method described allows to determine the genetic connections of high energy γ-rays at large distances ($R \sim 5$ m). The criteria of interaction selection in carbon producer are given. The experimental data on counting rates of observed interactions initiated by high energy hadrons of different nature are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 100—107 (197

ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ГИРОТРОПНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

О. С. МЕРГЕЛЯН

Исследовано влияние гиротропии на излучение равномерно-движущихся зарядов в периодически-неоднородных средах. Получены выражения для полей излучения в общем случае и подробно исследован случай слабой гиротропии. Задача решена в приближении теории возмущений.

Исследование излучения заряженных частиц в периодически-не однородных средах, которому в последние годы посвящено большо количество работ (см. [1—3] и приведенную в них литературу), пред ставляет интерес для ряда возможных приложений, в частности, дл генерации излучения.

Задача излучения в гиротропных и анизотропных периодически неоднородных средах представляет интерес с точки зрения генераци излучения с заданными поляризационными свойствами.

В настоящей работе получены точные выражения для поля заря да в гиротропной анизотропной среде, а также подробно исследова случай слабой гиротропии, чаще всего реализующийся в естественн и искусственно-гиротропных кристаллах.

1. Точное решение

Пусть диэлектрические свойства немагнитной анизотропной гиротропной среды меняются по периодическому закону

$$\varepsilon_{ik}(z) = \varepsilon_{ik}(z+l),$$

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \quad (1$$

и по оси z в положительном направлении со скоростью $\vec{v}$ движет заряд e.

Представив $\varepsilon_{ik}(z)$ в виде ряда Фурье

$$\varepsilon_{ik}(z) = (\varepsilon_{ik})_0 + \sum_{n \neq 0} (\varepsilon_{ik})_n \, e^{i\frac{2\pi n}{l} z} = (\varepsilon_{ik})_0 + (\varepsilon_{ik})' \quad (2$$

и считая $\varepsilon'_{ik} \ll (\varepsilon_{ik})_0$, применим к решению задачи теорию возмущени Поле заряда в безграничной гиротропной среде с диэлектрическо проницаемостью $(\varepsilon_{ik})_0$ обозначим через $\vec{E}_0$, а поле, возникающее всле ствие наличия возмущения ε'_{ik}, обозначим через $\vec{E}'$. В нашем приближении

$$D'_{ik} = (\varepsilon_{ik})_0 \; E'_k + \varepsilon'_{ik} \, (E_k)_0. \tag{3}$$

Поле $\vec{E}_0$ в виде тройного интеграла Фурье записывается так [4]:

$$\vec{E}_0 (\vec{r}, \, t) = \int \vec{E}_0 \; (\vec{k}) \; e^{i\left(\vec{k}\,\vec{r} - \omega t\right)} d\vec{k}, \;\; \omega = \vec{k}\,\vec{v}, \; \vec{k} = \vec{\varkappa} + \frac{\omega \vec{v}}{v^2},$$

$$\alpha_0^2 = \beta^2 \varepsilon_0 - 1, \; \beta = \frac{v}{c}, \; d\vec{k} \; = \varkappa d\varkappa d\Phi \; \frac{d\omega}{v},$$

$$\vec{E}_0 (\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2 \, \varepsilon_0 \, \Delta_0} \left\{ \frac{\omega \vec{v}}{v^2} \left[\; \alpha_0^2 \left(\; \varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2} \alpha_0^2 \right) + \beta^2 \; \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \, \varepsilon_0 \; \frac{g_0^2}{\varepsilon^2} \; \right] - \right. \tag{4}$$

$$\left. - \vec{\varkappa} \left(\varkappa^2 - \; \frac{\omega^2}{v^2} \; \alpha^2 \; \right) + i \; \frac{\omega^2}{c^2} [\vec{\varkappa} \; \vec{g}_0] \right\},$$

$$\Delta_0 = \left(k^2 - \; \frac{\omega^2}{\varepsilon^2} \; \varepsilon_0 \; \right) \left[\; \frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0} \left(k^2 - \; \frac{\omega^2}{c^2} \; \varepsilon_0 \; \right) + \varkappa^2 \left(1 - \frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0} \right) \right] +$$

$$+ \frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2} \, \frac{\omega^2}{c^2} \; \varepsilon_0 \left(\varkappa^2 - \; \frac{\omega^2}{c^2} \; \varepsilon_{30} \; \right).$$

Поле $\vec{E}' (\vec{r}, \, t)$ подчиняется системе уравнений

$$\vec{\nabla} \, (\vec{\nabla} \, \vec{E}') - \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \; \varepsilon_0 \; \right) \vec{E}' - i \; \frac{\omega^2}{c^2} \left[\vec{g}_0 \, \vec{E}' \; \right] - \; \frac{\omega^2}{c^2} \; \frac{\vec{v}}{v} \, (\varepsilon_{30} - \varepsilon_0) \; E'_z =$$

$$= \int \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{n \neq 0} \left\{ \varepsilon_{3n} \, \vec{E}_0 \; (\vec{k}) + \; \frac{\vec{v}}{v} \; (\varepsilon_{3n} - \varepsilon_n) \; \vec{E}_{0z} \; (\vec{k}) \; + i \; [\vec{g}_n \, \vec{E}_0 \, (\vec{k})] \right\} \; e^{i \vec{k}_n \vec{r} - i\omega t} \, d\vec{k},$$

$$\vec{k}_n = \vec{k} \, + \, \frac{2\pi n \vec{v}}{l v},$$

решением которой является сумма

$$\vec{E}' \; (\vec{r}, t) = \sum_{n \neq 0} \vec{E}'_n \; (\vec{r}, \, t),$$

где

$$\vec{E}'_n \, (\vec{r}, \; t) = \int \frac{ie}{2\pi^2 \varepsilon_0^2} \; \frac{\omega^6}{v^6} \; \frac{\vec{A}_n}{\Delta_0 \Delta_n} \; e^{i \left(\vec{k}_n \, \vec{r} - \omega t \right)} d\vec{k}. \tag{6}$$

Коэффициенты $\vec{A}_n$ описываются формулами

$$A_{nz} = \varepsilon_{3n} P_0 P_n \, \frac{\omega}{v} \; + \; \frac{v^2}{\omega^2} \varkappa^2 \; k_{zn} \left\{ \; \eta_n \, + \, \beta^2 \; \varepsilon_0 \; \; \frac{g_0 g_n}{\varepsilon_0 \varepsilon_n} \; (\alpha_0^2 - \, \alpha_n^2) \; \right\} \varepsilon_n,$$

$$(A_n)_{\varkappa v} = i\varepsilon_n \frac{g_0}{\varepsilon_0} \varkappa\beta^2\varepsilon_0 \left\{ \frac{\varepsilon_{3n}}{\varepsilon_n} \frac{v}{\omega} k_{zn} P_0 - \frac{v^2}{\omega^2}\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{30}\right)\left[\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha_0^2 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \beta^2\varepsilon_0 \frac{g_0 g_n}{\varepsilon_0\varepsilon_n}\right] + \left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\alpha_n^2\right)\left[\beta^2\varepsilon_0 - \frac{\varepsilon_0 g_n}{\varepsilon_n g_0}\left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha^2\right)\right]\right\},$$

$$A_{n\varkappa} = \varepsilon_n \varkappa \left\{ -\frac{v}{\omega} k_{zn} \frac{\varepsilon_{3n}}{\varepsilon_n}\left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha_n^2\right) P_0 + \left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \beta^2\varepsilon_{30}\right)\eta_n + \right. \tag{7}$$

$$\left. + \frac{g_0 g_n}{\varepsilon_0\varepsilon_n}\beta^2\varepsilon_0\left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \beta^2\varepsilon_{30}\right)(\alpha_0^2 - \alpha_n^2)\right\},$$

$$P_n = \alpha_n^2\left(\frac{v^2}{\omega^2} - \alpha_n^2\right) + \frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\beta^4\varepsilon_0^2, \quad \eta_n = \left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha_0^2\right)\left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha_n^2\right) + \frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\beta^4\varepsilon_0,$$

$$\alpha_n^2 = \beta^2\varepsilon_0 - \sigma_n^2, \quad \sigma_n = 1 + \frac{2\pi n v}{l\omega},$$

а Δ_n получается из Δ_0 заменой $\vec{k} \to \vec{k}_n$.

Представим $\frac{1}{\Delta_0\Delta_n}$ в виде

$$\frac{1}{\Delta_0\Delta_n} = \frac{v^6}{\omega^6}\left\{\frac{1}{\xi_0}\left[\frac{1}{(s_{10}^2 - s_{1n}^2)(s_{10}^2 - s_{2n}^2)\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2}s_{10}^2\right)} - \right.\right.$$

$$\left. - \frac{1}{(s_{20}^2 - s_{1n}^2)(s_{20}^2 - s_{2n}^2)\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2}s_{20}^2\right)}\right] + \frac{1}{\xi_n}\left[\frac{1}{(s_{1n}^2 - s_{10}^2)(s_{1n}^2 - s_{20}^2)} \times \right.$$

$$\left.\left. \times \frac{1}{\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2}s_{1n}^2\right)} - \frac{1}{(s_{2n}^2 - s_{10}^2)(s_{2n}^2 - s_{20}^2)\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2}s_{2n}^2\right)}\right]\right\}, \tag{8}$$

где

$$(s_{1,2})_n = \frac{1}{2}\left\{\left(1 + \frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\right)\alpha_n^2 - \beta^2\varepsilon_0\frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2} \pm \xi_n\right\},$$

$$\xi_n = \left\{\left[\alpha_n^2\left(1 - \frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\right) + \frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\beta^2\varepsilon_0\right]^2 + 4\frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\beta^2\varepsilon_{30}\sigma_n^2\right\}^{1/2}. \tag{9}$$

Интегрирование выражений (6) по $\varkappa$ и Φ приводит к следующему выражению для полей:

$$\vec{E}'_n(\vec{r}, t) = \frac{e}{2v}\int \frac{1}{\varepsilon_0^2}\frac{\omega}{v\xi_0} e^{i(k_{zn}z - \omega t)}\left\{\frac{\vec{F}_{1n}(\omega, \rho)}{(s_1^2 - s_{1n}^2)(s_1^2 - s_{2n}^2)} - \right.$$

$$\left. - \frac{\vec{F}_{2n}(\omega, \rho)}{(s_2^2 - s_{1n}^2)(s_2^2 - s_{2n}^2)}\right\} d\omega + \frac{e}{2v}\int\frac{1}{\varepsilon_0^2}\frac{\omega}{v\xi_n} e^{i(k_{zn}z - \omega t)} \times \tag{10}$$

$$\times\left\{\frac{\vec{F}'_{1n}(\omega,\rho)}{(s_{1n}^2-s_1^2)(s_{1n}^2-s_2^2)}-\frac{\vec{F}'_{2n}(\omega,\rho)}{(s_{2n}^2-s_1^2)(s_{2n}^2-s_2^2)}\right\}d\omega,$$

в котором

$$(F_{1,2n})_z=-\frac{|\omega|}{\omega}(f_{1,2n})_z\,\overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2}\rho\right),$$

$$(F'_{1,2n})_z=-\frac{|\omega|}{\omega}(f'_{1,2n})_z\,\overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2n}\rho\right),$$

$$(F_{1,2n})_\rho=-i(f_{1,2n})_\rho\,\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2}\rho\right), \tag{11}$$

$$(F'_{1,2n})_\rho=-i(f'_{1,2n})_\rho\,\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2n}\rho\right),$$

$$(F_{1,2})_\varphi=i(f_{1,2})_\varphi\,\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2}\rho\right),$$

$$(F'_{1,2})_\varphi=i(f'_{1,2n})_\varphi\,\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2n}\rho\right),$$

$\overline{H}_0^1$ и $\overline{H}_1^1$—функции Ганкеля [4], а

$$\vec{f}_{1,2n}=\vec{A}_n\left(\varkappa=\frac{|\omega|}{v}s_{1,20}\right),$$

$$\vec{f}'_{1,2n}=\vec{A}_n\left(\varkappa=\frac{|\omega|}{v}s_{1,2n}\right). \tag{12}$$

Формула (10) описывает полное поле заряженной частицы в гиротропной периодически-неоднородной среде. Первый интеграл в выражении (10) описывает n-ю гармонику рассеянного на неоднородностях среды излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при выполнении условий $s_{1,2}^2>0$. Второй интеграл дает нам n-ю гармонику поля излучения, возникающего из-за отклонения ε_{ik} от среднего значения $(\varepsilon_{ik})_0$. Оно имеет место на частотах $(s_{1,2})_n^2>0$.

Для анализа полученных выражений надо разделить основные частные случаи, а именно:

1) случай слабой гиротропии при практическом отсутствии анизотропии, который реализуется, например, при наложении на слоистую среду внешнего постоянного магнитного поля;

2) случай слабой гиротропии при наличии сильной анизотропии, который может иметь место в естественно-гиротропных кристаллах; в этом случае в пределе $g=0$ мы получим формулы для анизотропной периодически-неоднородной среды;

3) случай сильной гиротропии, который также может встречаться в естественно-гиротропных средах, в частности, в жидких кристаллах.

Мы подробно обсудим первый из этих случаев.

2. Слабая гиротропия при отсутствии анизотропии

Если гиротропия создана внешним магнитным полем H_0, наложенным на изотропную среду, то компоненты тензора $(\varepsilon_{ik})_0$ описываются формулами

$$\varepsilon_0 = 1 + \sum_s \frac{\omega_0^2 (\omega_s^2 - \omega^2)}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 - \omega_H^2 \omega^2}, \quad \varepsilon_{30} = 1 + \sum_s \frac{\omega_0^2}{\omega_s^2 - \omega^2},$$

$$g_0 = \sum_s \frac{\omega_0^2 \omega_H \omega}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 - \omega_H^2 \omega^2}, \quad \omega_0 = \frac{4\pi N_0 e^2}{m}, \tag{13}$$

$$\omega_H = \frac{eH_0}{mc},$$

где ω_s — собственные частоты электронов среды, а N_0 — плотность электронов в среде. При этом выполняется условие $g_0 \ll \varepsilon_0$ и, кроме того, $(\varepsilon_{30} - \varepsilon_0) \sim g_0^2$. То же самое можно сказать и о компонентах тензора $(\varepsilon_{ik})_n$.

Разложим все участвующие в описании полей величины в ряд по степеням g и ограничимся линейными по g членами. Тогда

$$\xi_n = 2\beta \sqrt{\varepsilon_0} \frac{g_0}{\varepsilon_0} \sigma_n, \quad (s_{1,2}^2)_n = \alpha_n^2 \pm \frac{1}{4} \xi_n. \tag{14}$$

Взяв асимптотические выражения для функций Ганкеля при больших $\varkappa\rho$, для значений полей в волновой зоне мы получим следующие выражения:

$$\vec{E}_n(\vec{r}, t) = \frac{e}{v\sqrt{2\pi\rho}} \int \frac{\sqrt{-i\frac{\omega}{v}}}{\varepsilon_0^2} e^{i\left[\left(\frac{\omega}{v} + \frac{2\pi n}{l}\right) z - \omega t\right]} \times$$

$$\times \left\{ \vec{E}_{1n}(\omega, \rho) e^{i\frac{\omega}{v}\alpha_0 \rho} + \vec{E}_{2n}(\omega, \rho) e^{i\frac{\omega}{v}\alpha_n \rho} \right\} d\omega; \tag{15}$$

значения $\vec{E}_{1,2n}(\omega, \rho)$ мы определим ниже.

Из (15) видно, что первый интеграл в (15) описывает рассеянное поле излучения, которое имеет место при выполнении условия $\alpha_0^2 > 0$. Второй интеграл в (15) описывает излучение, связанное с периодичностью оптических свойств среды. Условия излучения такие же, как и в случае неограниченных периодически-неоднородных сред [1—3], а именно,

$$\alpha_n^2 > 0,$$

$$\frac{2\pi |n| N}{l(1 + \beta\sqrt{\varepsilon_0})} \leqslant \omega \leqslant \frac{2\pi |n| N}{l(1 - \beta\sqrt{\varepsilon_0})}, \text{ при } \beta\sqrt{\varepsilon_0} < 1, \tag{16}$$

$$n \leqslant -1.$$

Для исследования влияния гиротропии выпишем в явном виде значения $\vec{E}_{1,2n}(\omega, \rho)$

$$E_{1n,z}(\omega,\rho) = -\frac{\delta'_{1n,z}}{\alpha_0^2-\alpha_n^2}\cos\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right) - i\frac{g_0}{\varepsilon_0}\frac{\delta''_{1n,z}}{(\alpha_0^2-\alpha_n^2)^2}\sin\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right),$$

$$E_{1n,\rho}(\omega,\rho) = \frac{\delta'_{1n,\rho}}{\alpha_0^2-\alpha_n^2}\cos\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right) + i\frac{g_0}{\varepsilon_0}\frac{\delta''_{1n,\rho}}{(\alpha_0^2-\alpha_n^2)^2}\sin\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right), \tag{17}$$

$$E_{1n,\varphi}(\omega,\rho) = \delta'_{1n,\varphi}\sin\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right) - i\frac{g_0}{\varepsilon_0}\frac{\delta''_{1n,\varphi}}{(\alpha_0^2-\alpha_n^2)^2}\cos\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right)$$

и

$$E_{2n,z}(\omega,\rho) = -\frac{\delta'_{2n,z}}{\alpha_n^2-\alpha_0^2}\cos\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right) - i\frac{g_0}{\varepsilon_0}\frac{\delta''_{2n,z}}{(\alpha_n^2-\alpha_0^2)^2}\sin\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right),$$

$$E_{2n,\rho}(\omega,\rho) = \frac{\delta_{2n,\rho}}{\alpha_n^2-\alpha_0^2}\cos\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right) + i\frac{g_0}{\varepsilon_0}\frac{\delta''_{2n,\rho}\sin\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right)}{(\alpha_n^2-\alpha_0^2)^2}, \tag{18}$$

$$E_{2n,\varphi}(\omega,\rho) = \frac{\delta'_{2n,\varphi}}{\alpha_n^2-\alpha_0^2}\sin\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right) - i\frac{g_0}{\varepsilon_0}\frac{\delta''_{2n,\varphi}}{(\alpha_n^2-\alpha_0^2)^2}\cos\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right).$$

Из формул (17), описывающих рассеянное поле черенковского излучения, и (18), описывающих основное излучение в среде, видно, что каждый тип излучения состоит из волн двух типов.

а) В рассеянном излучении присутствуют две волны эллиптической поляризации: волна правой поляризации, несущая основную энергию рассеянного излучения, и волна левой поляризации, смещенная по фазе на $\pi/2$, интенсивность которой $\sim g_0^2/\varepsilon_0^2$ от основной. Эти волны, плоскость поляризации которых делает полный оборот на расстоянии $\rho_0 = \frac{8\pi}{\xi_0}$, обладают, как видно, теми же поляризационными свойствами, что и невозмущенные волны [4].

б) Основное излучение также состоит из волн двух типов. Основную энергию несет волна правой круговой поляризации, делающей полный оборот на расстояниях

$$\rho_{0n} = \frac{8\pi}{\xi_n} \tag{19}$$

для соответствующих гармоник. Кроме того, как и в предыдущем случае, имеет место смещенное по фазе на $\frac{\pi}{2}$ излучение левой эллиптической поляризации (с интенсивностью $\sim g_0^2/\varepsilon_0^2$ от интенсивности правополяризованной волны).

Компоненты $\vec{\delta}'_{1,2n}$ и $\vec{\delta}''_{1,2n}$ имеют вид

$$\delta'_{1n,z}=\alpha_0^{3/2}\,(\sigma_n+\alpha_n^2),\quad \delta_{2n,z}=\alpha_n^{3/2}\,(\alpha_0^2+\sigma_n),$$

$$\delta'_{1n,\rho}=\alpha_0^{1/2}(1+\alpha_0^2\,\sigma_n),\quad \delta_{2n,\rho}=\alpha_n^{1/2}\,\sigma_n\,(\alpha_0^2+\sigma_n),$$

$$\delta'_{1n,\varphi}=(\beta\sqrt{\varepsilon_0})^{3/2}\,\alpha_0^{1/2},\quad \delta_{2n,\varphi}=\beta\sqrt{\varepsilon_0}\,\alpha_n^{1/2}\,(\alpha_0^2+\sigma_n),$$

$$\delta''_{1n,z}=\alpha_0^{-1/2}\left\{-\frac{1}{4}\,(\alpha_0^2-\alpha_n^2)(\alpha_n^2+\sigma_n)+\alpha_n^2\,(\alpha_0^4+\beta^2\,\varepsilon_0\,\alpha_n^2)+\right.$$

$$\left.+\sigma_n\left[\frac{\varepsilon_0 g_n}{\varepsilon_n g_0}\,(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\,\alpha_0^2+\beta^2\varepsilon_0\,\alpha_0^2-\alpha_n^2\right]\right\},$$

$$\delta''_{1n,\rho}=\alpha_0^{1/2}\left\{\sigma_n\left[\alpha_0^2-\beta^2\varepsilon_0\,(\alpha_0^2-\alpha_n^2)-\frac{1}{4}\,(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{4}\,(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\,\alpha_0^2-\alpha_n^2-\frac{\varepsilon_0\,g_n}{\varepsilon_n\,g_0}\,(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\right\}, \tag{20}$$

$$\delta''_{1n,\varphi}=\alpha_0^{1/2}\,\beta\sqrt{\varepsilon_0}\,\left\{\beta^2\varepsilon_0\,\frac{\alpha_0^2-\alpha_n^2}{4\alpha_0^2}+4\alpha_0^2\,\frac{2\pi n\dot{v}}{l\omega}-\frac{\varepsilon_0\,g_n}{\varepsilon_n\,g_0}\,(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\right\},$$

$$\delta''_{2n,z}=\alpha_n^{-1/2}\left\{-\sigma_n\,\alpha_n^2(\alpha_0^2+\sigma_n)\left(2+\frac{\alpha_n^2-\alpha_0^2}{4\alpha_n^2}\right)+\alpha_0^2\,\alpha_n^2\,\sigma_n+\right.$$

$$\left.+\frac{\alpha_0^2\,(\alpha_n^2-\alpha_0^2)}{\sigma_n}+(2\alpha_n^2-\alpha_0^2)\,\sigma_n^2+\alpha_n^2\left[\beta^2\varepsilon_0+\frac{\varepsilon_0 g_n}{\varepsilon_n g_0}\,(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\right]\right\},$$

$$\delta''_{2n,\rho}=\alpha_n^{1/2}\,\sigma_n\left\{\sigma_n\left[(\alpha_0^2+\sigma_n)\frac{\alpha_n^2-\alpha_0^2}{4\alpha_n^2}+1-2\,\alpha_0^2\right]-\frac{g_n\,\varepsilon_0}{\varepsilon_n\,g_0}\,(\alpha_n^2-\alpha_0^2)\right\},$$

$$\delta''_{2n,\varphi}=\alpha_n^{1/2}\left\{\alpha_0^2+\sigma_n^2-\frac{g_n\varepsilon_0}{g_0\varepsilon_n}\,(\alpha_n^2-\alpha_0^2)-(\alpha_0^2+\sigma_n)\,\sigma_n\,\frac{\alpha_0^2+3\,\alpha_n^2}{4\alpha_n^2}\right\}.$$

Потери энергии на излучение в случае $g_0\ll\varepsilon_0$ и $\varepsilon_{30}\approx\varepsilon_0$ для основных волн такие же, как и в негиротропной периодической среде, поэтому их не имеет смысла выписывать.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 5.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский.* УФН, 88, 209 (1966).
2. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский.* УФН, 94, 377 (1968).
3. *М. Л. Тер-Микаелян.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
4. *О. С. Мергелян.* ЖТФ, 37, 827 (1967).

ՀԻՐՈՏՐՈՊ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԴԱՇՏԸ

Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Ուսումնասիրված է հիրոտրոպության ազդեցությունը պարբերականորեն անհամասեռ միջավայրերում հավասարաչափ շարժվող լիցքերի ճառագայթման վրա։ Ընդհանուր դեպքում ստաց-

ված են արտահայտություններ ճառագայթման դաշտերի համար, մանրամասնորեն քննարկված է թույլ հիրոտրոպության դեպքը։ Խնդիրը լուծված է խոտորումների տեսության մոտավորությամբ։

THE FIELD OF A CHARGED PARTICLE MOVING IN A GYROTROPIC PERIODICALLY-INHOMOGENEOUS MEDIUM

H. S. MERGELIAN

The influence of gyrotropy on the radiation of uniformly moving charges in periodically-inhomogeneous media is studied. The expressions for radiation fields in the general case are derived. The weak gyrotropy case is studied in detail. The problem is solved in the perturbation theory approximation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 108—117 (1973)

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАУЭ-ОТРАЖЕННОГО ПУЧКА ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ ИЗМЕНЕНИИ ВЕЛИЧИНЫ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА

М. А. НАВАСАРДЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В работе исследован характер изменения интенсивности Лауэ-дифрагированной волны при непрерывном изменении величины градиента температуры для двух конфигураций векторов дифракции $\vec{S}$ и градиента $\vec{B}$ (для случаев $\vec{S}\uparrow\uparrow\vec{B}$ и $\vec{S}\downarrow\uparrow\vec{B}$). Зафиксирована большая чувствительность пучка при параллельном расположении векторов $\vec{S}$ и $\vec{B}$. Наблюдалась также большая чувствительность пучка от градиента при величине произведения $\mu t \sim 2$. Утверждается, что при расчете изменения интенсивности необходимо принять во внимание изменение структурной амплитуды. Предложен метод бесконтактного определения некоторых величин, характеризующих напряженное состояние кристалла.

Введение

После обнаружения явления аномального прохождения [1] в большой степени возрос интерес к процессам взаимодействия рентгеновской волны с веществом в высокосовершенных кристаллах.

Появилось много работ, посвященных изучению влияний различных типов на интенсивность Лауэ-отраженного рентгеновского пучка [2—4]. В работах [2, 3] на кристалле кальцита ($\mu t=70$) было исследовано влияние температурного градиента на интенсивность аномально-проходящего рентгеновского пучка. В этой работе направление градиента составляло малый угол с отражающими плоскостями. Было обнаружено, что градиент снижает интенсивность даже при величине градиента порядка $0{,}1\,\frac{град}{см}$. Было обнаружено также, что при изменении направления градиента меняется соотношение интенсивностей аномально-проходящего и Лауэ-дифрагированного пучков. В работе [4] было исследовано влияние градиента на аномально-проходящий пучок в случае кристалла Ge. В этой работе изменялось направление градиента в большой области и было найдено, в частности, что влияние градиента оказывается наибольшим при параллельной и антипараллельной ориентациях векторов градиента и дифракции.

Имеется также ряд теоретических работ, среди которых наибольший интерес для нас представляет работа Пеннинга-Полдера [5]. В ней исследовано влияние нарушений кристаллической матрицы (нарушения могут быть обусловлены как механическим изгибом, так и температурным градиентом) на интенсивность аномально-проходящего пучка. Теоретические результаты лишь частично качественно объясняют экспериментально наблюдаемые эффекты. Теория не дает объяснения тем большим изменениям интенсивности, которые наблюдались в работах [2, 3]. Необходимо отметить, что во всех экспериментальных работах, кроме [6], не было исследовано влияние температурного градиента для области умеренных значений произведения μt $(1 < \mu t < 10)$ и в кинематической области $(\mu t < 1)$. В указанных работах величина градиента менялась скачкообразно и поэтому не было возможности дать полную картину зависимости интенсивности от величины температурного градиента. В связи с этим имело определенный смысл проводить исследование кристаллов с умеренными значениями величины μt при непрерывном изменении величины градиента. С помощью таких исследований представление о взаимодействии рентгеновского волнового поля с кристаллом стало бы более полным.

В данной работе проводится изучение характера явления асимметрии [6] (при градиенте, направленном перпендикулярно к отражающим плоскостям $|J_0 - J_{hkl}| \neq |J_0 - J_{\bar{h}\bar{k}\bar{l}}|$, $J_{hkl} \neq J_{\bar{h}\bar{k}\bar{l}}$, где J_0, J_{hkl} и $J_{\bar{h}\bar{k}\bar{l}}$ — интенсивности дифрагированного пучка без градиента на образце и с градиентом, направленным параллельно и антипараллельно дифракционному вектору соответственно) у кристаллов *KDP* для различных μt при непрерывном изменении градиента температуры. Проводится сравнение характера явлений для различных μt у одного и того же образца, а также сравнение явления, наблюдаемого у *KDP*, с особенностями этого же явления у других кристаллов.

§ 1. Методика

В качестве основного объекта исследования был выбран кристалл дигидроортофосфата калия (*KDP*), имея в виду его высокую степень совершенства. Признаком высокого совершенства является хорошее аномальное прохождение, которое наблюдается у этих кристаллов.

Разные значения μt достигались соответствующим подбором длин волн рентгеновского излучения (толщину кристалла оставляли неизменной). Исследования проводились с одним и тем же образцом, что было продиктовано тем, чтобы иметь одинаковые условия рассеяния тепла (мощность нагревателя не изменялась). При этом изменялись коэффициент поглощения и угол отражения. Работа была проделана на установке УРС-50 ИМ.

Установление кристалла в отражающее положение производилось с помощью гониометра ГУР-4, обеспечивающего поворот образца вокруг вертикальной оси, и гониометрической головки ГП-4, обеспечивающей поворот образца вокруг горизонтальной оси. Благодаря этим поворотным осям любое семейство отражающих плоскостей можно установить в отражающее положение.

Образец вырезался таким образом, чтобы плоскость (100) была перпендикулярна к большим поверхностям. Образец имел форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $20 \times 18 \times 1{,}7$ *мм*^{3}. Плоскость (100) была параллельна малой грани $(18 \times 1{,}7)$ образца (см. рис. 1), Градиент создавался горячей струей воздуха, направленной на один конец образца. Поперечное сечение струи было равно 20×2 *мм*². Выбор такого метода создания градиента связан с возможностью применения

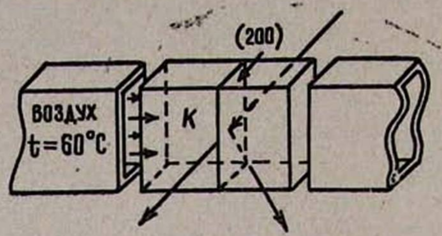

Рис. 1. Схематическое расположение кристалла (К), нагревателей и рентгеновского пучка.

мощного источника тепла с постоянной температурой, а также необходимостью немедленного выключения источника тепла (для сведения к минимуму инерционности нагревателя).

После установления определенного температурного распределения на образце $\left(30 \frac{град}{см}\right)$ источник тепла выключался и начиналось выравнивание температуры между двумя концами образца. С этого момента производилась регистрация интенсивности отраженного рентгеновского пучка. Моменты включения и выключения нагревателя на графиках обозначены буквами „а“ и „б“ соответственно.

В качестве метода создания нарушений в образце был выбран метод температурного градиента с тем, чтобы можно было создавать нарушения правильности кристаллической матрицы не изменяя при этом уже установленного положения кристалла относительно падающего рентгеновского пучка.

Об изменении степени нарушения правильности кристаллической матрицы можно судить по изменению интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка. Этот метод удобен также в том отношении, что изменяя величину градиента легко можно менять величину степени нарушения.

§ 2. Результаты

На рис. 2—5 представлены диаграммы, полученные на кристалле *KDP* для различных μt. Кривые выражают изменение интенсивности дифрагированного пучка в течение времени, когда был включен нагреватель (от точки а до б), и после выключения нагревателя (после точки б), т. е. в процессе выравнивания температуры. Горизонтальный участок диаграммы дает интенсивность при отсутствии градиента. Направление движения пера ЭПП на рисунках указано стрелкой.

Известно, что интенсивность аномально-проходящего пучка очень чувствительна к нарушениям кристаллической структуры. Как видно из представленных диаграмм 3 и 5, чувствительность при $\mu t = 2{,}5$

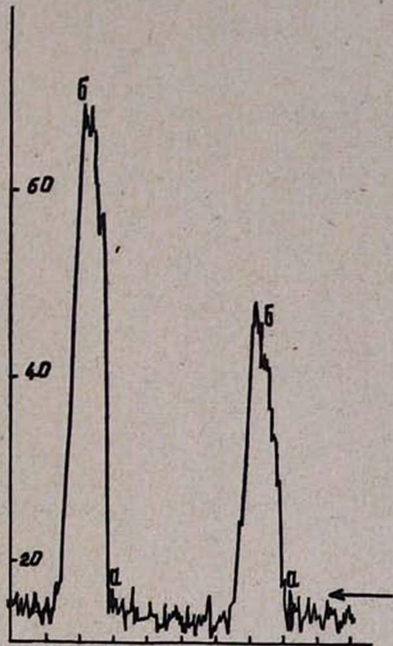

Рис. 2. Изменение интенсивности Лауэ-отраженного пучка у *KDP* при $\mu t=0{,}5$, $\mu=2{,}8$, $\lambda=0{,}4\mathrm{A}^0$. Отражение (200) получено излучением непрерывного спектра для случаев: слева — $\vec{B}\uparrow\downarrow\vec{S}$, справа — $\vec{B}\uparrow\uparrow\vec{S}$.

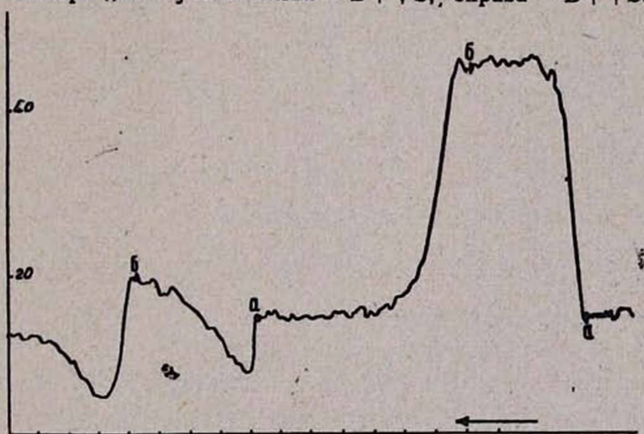

Рис. 3. Изменение интенсивности при $\mu t=2{,}5$, $\mu=14{,}6$, $\lambda=0{,}71\ A^0$ ($\mathrm{Mo}K_\alpha$), слева—при $B\uparrow\uparrow S$, справа—при $\vec{B}\uparrow\downarrow\vec{S}$.

больше чувствительности при $\mu t=37$, ширина диаграммы (от точки б до горизонтального участка) больше для случая, когда $\mu t=2{,}5$.

Необходимо отметить еще то, что чувствительность для разных сторон одного и того же семейства плоскостей различна, т. е. диаграммы, полученные от отражений (hkl) и $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$, имеют неодинако-

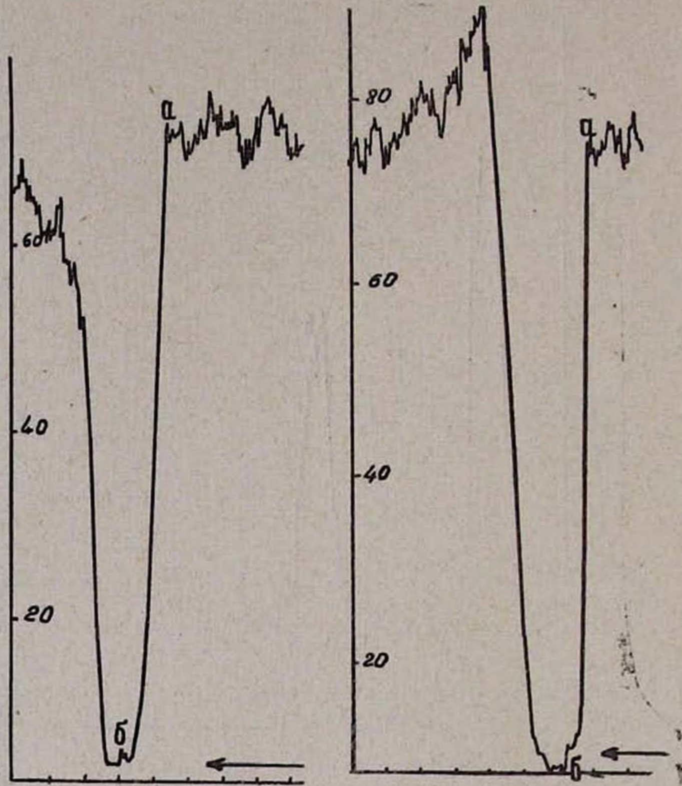

Рис. 4. Изменение интенсивности при $\mu t = 22$, $\mu = 130$, $\lambda = 1{,}54 A^\circ$ (CuK_α), слева—при $\vec{B}\uparrow\uparrow\vec{S}$, справа — при $\vec{B}\uparrow\downarrow\vec{S}$.

вую ширину (см. рис. 3). Ширина при $\vec{S}\uparrow\uparrow\vec{B}$ больше, чем ширина при $\vec{S}\uparrow\downarrow\vec{B}$. Более того, если интенсивность рефлекса в случае $\vec{S}\uparrow\downarrow\vec{B}$ при уменьшении градиента достигает своего конечного значения монотонно, то интенсивность рефлекса при $\vec{S}\uparrow\uparrow\vec{B}$ вначале понижается, а затем повышается (получается минимум).

Следует отметить, что явление асимметрии при градиенте ($|J_0 - J_{hkl}| \neq |J_0 - J_{\bar{h}\bar{k}\bar{l}}|$, $J_{hkl} \neq J_{\bar{h}\bar{k}\bar{l}}$) наблюдается как у кристаллов с центром симметрии (кальцит, точечная группа $D_{3d} - 3\bar{m}$), так и у кристаллов без центра симметрии (кварц, KDP). Независимость характера явления от симметрии кристалла указывает на то, что явление асимметрии обусловлено характером взаимодействия кристалла с волновым полем, т. е. оно свойственно не самому кристаллу, а обусловлено динамическим взаимодействием.

В случае $\mu t \sim 1$ при увеличении интенсивности дифрагированной волны на столько же уменьшается интенсивность вперед-дифрагированной волны, в результате чего коэффициент интерференционного погло-

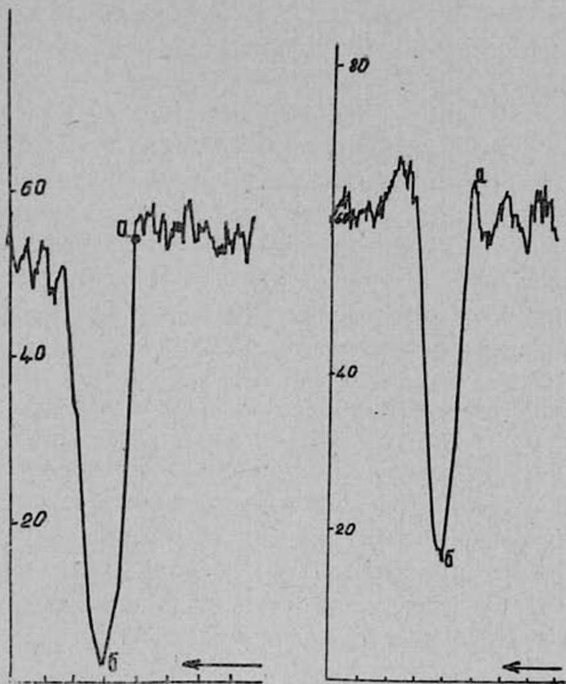

Рис. 5. Изменение интенсивности у KDP в аномальном случае $\mu t = 37$, $\mu = 216$, $\lambda = 1{,}79 A^0$ (CoK_α), слева — при $\vec{B}\uparrow\uparrow\vec{S}$, справа — при $\vec{B}\uparrow\downarrow\vec{S}$.

щения не меняется, т. е. происходит перераспределение энергии между первичной и дифрагированной волнами.

Общий характер явлений один и тот же для разных кристаллов, но при более детальном рассмотрении можно видеть, что для разных кристаллов имеются расхождения в величинах изменения интенсивности. Например, у кристаллов кремния в аномальной области ($\mu t \sim 30$) пучки более чувствительны к нарушениям (к градиенту), чем в неаномальной области. Градиент, который полностью снимает интенсивность пучка в аномальной области, в случае $\mu t \sim 1$ изменяет интенсивность только на $10 - 15\%$ от начальной интенсивности. У кристаллов KDP, наоборот, изменение интенсивности Лауэ-отраженного пучка может иметь такую же величину, что и величина интенсивности дифрагированного пучка при отсутствии градиента, а при больших значениях градиента оно может принимать значение, в несколько раз превышающее начальное значение без градиента [6]. Это справедливо как для случая $\mu t \sim 1$, так и для аномального случая (см. рис. 3 и 5).

Асимметричность по величине и по характеру изменения интенсивности наблюдается и при других значениях величины произведения μt, а именно, для случаев $\mu t = 0{,}5$ и $\mu t = 22$ (соответственно рис. 2 и 4).

Из сравнения приведенных диаграмм можно заключить, что чувствительность волнового поля от нарушений больше для средних значений μt ($\mu t = 2{,}5$ и $\mu t = 22$, рис. 3 и 4) и меньше для крайних значений ($\mu t = 0{,}5$ и $\mu t = 37$, рис. 2 и 5). Это следует из того, что промежуток времени от точки б до горизонтального участка кривой для случаев 2 и 5 ($\tau_2 = 12$ *сек*, $\tau_5 = 25$ *сек*) меньше, чем для случаев 3 и 4 ($\tau_3 = 100$ *сек*, $\tau_4 = 100$ *сек*).' Промежутки между двумя точками на оси абсцисс равны 25 *сек*. Такой вывод вытекает из того факта, что температурное поле в кристалле для всех случаев одинаково, так как исследовался один и тот же образец и нагревание производилось в течение равных промежутков времени (25 *сек*), кроме рис. 3, где нагревание производилось в течение 100 *сек*. В последнем случае можно заключить, что после установления температурного равновесия время спадания графика интенсивности не зависит от длительности нагрева.

§ 3. Обсуждение результатов и выводы

В работе [5] при рассмотрении вопроса о влиянии температурного градиента на интенсивность аномально-проходящего пучка предполагалось, что изменения, происходящие в кристалле под действием температурного градиента, связаны с изменением межплоскостного расстояния данного семейства плоскостей (т. е. имеется градиент изменения межплоскостного расстояния в направлении градиента температуры).

В этой работе не учитывалось изменение ψ_1 — Фурье-компоненты величины ψ, где $\psi = \dfrac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}$, а ε и ε_0 являются соответственно диэлектрическими постоянными среды и вакуума. Результаты, которые были получены при таких допущениях, лишь качественно объясняют экспериментально наблюдаемые значения изменения интенсивности. Теория не дает объяснения тем большим изменениям интенсивности, которые наблюдались в работах [2, 3].

В экспериментальной работе [7] при рентгенотопографическом изучении напряженной области, возникающей на границе тонких пленок, нанесенных на монокристаллические подложки полупроводников (*Ge*, *Si*), было сделано предположение, при котором обращение контраста, наблюдаемое при изменении направления дифракционного вектора относительно направления радиуса кривизны искривленных плоскостей, можно объяснить искривлением этих же плоскостей. Это связано с тем, что одновременно с искривлением отражающих плоскостей меняется и форма дисперсионной поверхности и это влечет за собой перемещение узловых точек на двух ветвях дисперсионной поверхности, причем узловые точки, находящиеся на разных ветвях дисперсионной поверхности, перемещаются так, что компоненты интенсивностей в дифрагированной волне, относящиеся к разным ветвям, меняются по-разному. Так, если интенсивность, относящаяся к одной ветви, уменьшается, то интенсивность, относящаяся к другой ветви, увеличивается и, следовательно, при изменении направления дифракционного вектора будет меняться и соотношение этих интенсивностей.

Такое объяснение вполне разумно, если иметь в виду изменение интенсивности у кристаллов *Si* или *Ge*, а то большое изменение интесивности, которое наблюдается у кристаллов кварца (примерно в 10 раз, см. [6]) или у *KDP*, как нам кажется, невозможно объяснить только с помощью такого механизма. Такому объяснению еще больше противоречит факт немонотонного изменения интенсивности с уменьшением величины градиента при параллельной ориентации дифракционного вектора и вектора градиента, которое наблюдалось нами в работе [6] и в настоящей работе (см. рис. 3 левее точки б).

Нам кажется, что указанные расхождения можно объяснить, если принять во внимание изменение ψ_1. Это вытекает из того, что ψ_1 зависит от структурной амплитуды $F(m)$ данного отражения

$$\psi_1 = - \frac{e^2}{\pi m \nu^2} \frac{F(m)}{v}.$$

А структурная амплитуда характеризует интерференцию рентгеновской волны в элементарной ячейке, т. е. ее величина определяется, в частности, соотношением фаз между волнами, рассеянными разными атомами в элементарной ячейке.

Величина ψ_1 в значительной степени изменяется при изменении взаимного расположения атомов в элементарной ячейке, а при наличии градиента на образце такое изменение действительно имеет место.

В таком подходе можно объяснить различное изменение абсолютной интенсивности для разных кристаллов, в частности, для *Si* и *KDP*, так как у разных кристаллов различным образом будут меняться структурные факторы, изменение которых в конечном счете зависит от характера сил сцепления атомов между собой в данном кристалле.

§ 4. Возможные применения наблюденных явлений

Как уже было сказано выше, под действием градиента атомы в элементарной ячейке могут претерпевать некоторые перемещения. Эти перемещения приводят к возникновению разности фаз между волнами, рассеянными атомами, имеющими разные координаты, и, следовательно, к изменению интенсивности дифрагированной волны. Поэтому решая обратную задачу, по изменению интенсивности дифрагированных волн можно найти изменение взаимного расположения атомов в элементарной ячейке. Разумеется, что для этого необходимо проследить за изменением интенсивности не одного рефлекса, а целой серии соответствующим образом подобранных рефлексов.

Явление асимметричного влияния может найти также и прикладное применение. Например, это явление можно использовать при бесконтактном определении некоторых величин, характеризующих напряженное состояние монокристаллического образца. Такой величиной, в частности, может быть скорость изменения градиента температуры в объеме образца высокосовершенного монокристалла, которую можно определить, имея график зависимости изменения интенсивности со временем (для соответствующего отражения) и зная это изменение в зависимости от величины градиента. Можно найти также величину и направление градиента в объеме монокристалла, для чего необходимо направить на образец излучение непрерывного спектра [8] и проследить за изменением нескольких специально подобранных дифракционных пучков.

Горисский физико-технический центр
Ереванский государственный университет

Поступила 15.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Borrmann*. Phys. Zs., 42, 157 (1941).
2. *G. Borrmann*, *G. Hildebrandt*. Zs. f. Phys., 156, 189 (1959).
3. *G. Hildebrandt*. Z. Krist., 112, 312 (1959).
4. *B. Okkerse*. Philips Res. Repts., 17, 464 (1962).
5. *P. Penning*, *D. Polder*. Philips Res. Repts., 16, 419 (1961).
6. *М. А. Навасардян*, *Р. К. Караханян*, *П. А. Безирганян*. Кристаллография, 15, 235 (1970).
7. *G. H. Shwuttke*, *J. K. Howard*. J. Appl. Phys., 39, 1581 (1968).
8. *М. А. Навасардян*, *П. А. Безирганян*. Кристаллография, 17, 473 (1972).

ԼԱՈՒԷ-ԱՆԴՐԱԴԱՐՁԱԾ ՓՆՋԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՓՈՓՈԽՄԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳՐԱԴԻԵՆՏԻ ՄԵԾՈՒԹՅԱՆ ՄՈՆՈՏՈՆ ՓՈՓՈԽՄԱՆ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ

Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Փորձնական եղանակով ուսումնասիրված է KDP-ի բարձր կատարելություն ունեցող բյուրեղի (200) անդրադարձման ինտենսիվության փոփոխման դինամիկան։ Գտնված է, որ Լաուէ-անդրադարձած ճառագայթի զգայնությունը կախված խախտման մեծությունից $\mu t \sim 2$ *դեպքում ավելի մեծ է, քան անոմալ անցման ժամանակ։ Գտնված է նաև, որ ասիմետրիկության երևույթը լավ արտահայտվում է նաև խախտման մեծության անընդհատ փոփոխման ժամանակ։*

Ընդունվում է, որ ինտենսիվության փոփոխությունը հաշվելիս պետք է նկատի ունենալ նաև ստրուկտուրային ամպլիտուդայի փոփոխությունը, քանի որ վերջինիս մեծությունը խիստ կախված է էլեմենտար բջջի մեջ ատոմների փոխադարձ դիրքից։

Առաջարկված է ոչ կոնտակտային եղանակով բյուրեղի վիճակը բնութագրող որոշ ֆիզիկական մեծությունների մասին ինֆորմացիայի ստացման մեթոդ։ Այդպիսի մեծություններ կարող են հանդիսանալ բյուրեղի մեջ գոյություն ունեցող լարումների բաշխումը և նրանց փոփոխման դինամիկան։

THE DINAMICS OF THE CHANGE OF LAUE-DIFFRACTED *X*-RAY INTENSITY WITH CONTINUOUS VARIATION OF TEMPERATURE GRADIENT

M. A. NAVASSARDIAN, P. H. BESIRGANIAN

It was experimentally investigated the intensity variation of Laue-diffracted *X*-rays, the temperature gradient in the crystal of *KDP* changing continuously in magnitude. The direction of the temperature gradient was parallel and antiparallel to a diffraction vector. It was established that the Laue-diffracted *X*-rays are more sensitive in the case of moderate values of μt, than in the case of $\mu t = 0{,}5$ *or* $\mu t=37$. To explain the great change of *X*-ray intensity, it is necessary to take into account the change in the structure amplitude, which was neglected in Penning-Polder's theory. It was proposed a non-contact method for measuring the magnitude and a direction of the temperature gradients.

Изв. АН Армянской ССР, Физика 8, 118—124 (1973)

ПРИБЛИЖЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВЫХ ВОЛН В СЛУЧАЕ БРЭГГА

К. Г. ТРУНИ, Д. М. ВАРДАНЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Работа посвящена теории динамического рассеяния рентгеновых волн в случае Брэгга в приближении сферических волн. Показано, что в случае Брэгга также необходимо учитывать сферический характер падающей волны. Получены общие выражения кристаллических волновых полей при брэгговском отражении сферических волн от кристаллов конечной толщины. Как частный случай, получен вид волновых полей полубесконечного кристалла. Показано, что в случае Брэгга также должны существовать сферические волновые маятниковые полосы. Последние, однако, уже не имеют гиперболического вида, как в случае Лауэ. Обсуждены краевые эффекты в случае Брэгга.

Одним из исходных условий динамической теории рассеяния рентгеновых лучей в идеальных кристаллах [1,2] является падение на кристалл плоской монохроматической волны. Для объяснения V-образных маятниковых полос [3] на секционных снимках Като [4, 5] развил теорию для случая падающей сферической волны. Однако эта теория ограничивалась лишь случаем Лауэ. Нет сомнения, что в случае Брэгга, как и в случае Лауэ, также следует использовать приближение сферических волн, так как этот подход к явлениям рассеяния ренгеновых волн в идеальных кристаллах ближе к условиям эксперимента, чем приближение плоской падающей волны. Недавно Сака, Катагава, Като [9] развили динамическую теорию рассеяния рентгеновых лучей для полиэдрических кристаллов, исходя из предложенного ими метода описания отражения блоховских волн от поверхности.

В настоящей работе показано, что теорию сферических волн для брэгговских случаев можно развить и без применения этого метода. Итак, допустим, что на кристаллическую пластинку толщиной d падает монохроматическая сферическая волна

$$\Phi_s = \frac{e^{ikr}}{4\pi r}. \tag{1}$$

По известному представлению сферической волны [4] в виде суперпозиции плоских монохроматических волн (1) можем переписать в виде

$$\Phi_s = \frac{i}{8\pi^2} \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{k_z}\, dk_x\, dk_y. \tag{2}$$

Внутри кристалла для проходящей и отраженной волн имеем соответственно

$$\Phi_0 = \frac{i}{8\pi^2} \iint\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_z} \sum_{j=1}^{2} D_0^{(j)}(\vec{r})\, dk_x dk_y, \tag{3}$$

$$\Phi_h = \frac{i}{8\pi^2} \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int \frac{1}{k_z} \sum_{j=1}^{2} D_h^{(j)}(\vec{r})\, dk_x dk_y, \tag{4}$$

где $D_0^{(j)}(\vec{r})$ и $D_h^{(j)}(\vec{r})$ согласно обычной плосковолновой теории представляются в следующем виде:

$$D_0^{(j)}(\vec{r}) = \mp \frac{(s \pm \sqrt{s^2-\beta^2})\, e^{\mp i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}}\, e^{i\vec{k}\vec{r}}}{(s+\sqrt{s^2-\beta^2})\, e^{-i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}} - (s-\sqrt{s^2-\beta^2})\, e^{i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}}} \times$$

$$\times\, e^{i(k/2\gamma_0)\varphi_0 t_0}\, e^{i\alpha t_0(-s \pm \sqrt{s^2-\beta^2})},$$

$$D_h^{(j)}(\vec{r}) = \pm \frac{(\gamma_0/|\gamma_h|)^{1/2}\, (\varphi_h/\varphi_{\bar{h}})^{1/2}\, e^{\mp i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}}\, e^{i(\vec{k}+2\pi\vec{R}_h)\vec{r}}}{(s+\sqrt{s^2-\beta^2})\, e^{-i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}} - (s-\sqrt{s^2-\beta^2})\, e^{i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}}} \times$$

$$\times\, e^{i(k/2\gamma_0)\varphi_0 t_0}\, e^{i\alpha t_0(-s \pm \sqrt{s^2-\beta^2})}.$$

В этих формулах параметр s линейно зависит от смещения точного угла Брэгга и определяется следующим образом:

$$s = -k_x + \frac{k}{2}\left(\frac{|\gamma_h|}{\gamma_0} + 1\right)\frac{\varphi_0}{\sin 2\theta_B},$$

где θ_B — угол Брэгга, k_x — x-компонента волнового вектора $\vec{k}$; α — геометрический фактор, который дается выражением

$$\alpha = \frac{\sin 2\theta_B}{2|\gamma_h|},$$

β — структурный параметр брэгговского отражения

$$\beta = \left(\frac{|\gamma_h|}{\gamma_0}\right)^{1/2} kC\, (\varphi_h \varphi_{\bar{h}})^{1/2}/\sin 2\theta_B;$$

φ_0, φ_h и $\varphi_{\bar{h}}$ — Фурье-компоненты поляризуемости φ соответственно для отражений 0, h и $\bar{h}$; k — модуль вакуумного волнового вектора; $\gamma_0 = \cos(\vec{k}_0^B \wedge \vec{n})$, $\gamma_h = \cos(\vec{k}_h^B \wedge \vec{n})$, где $\vec{n}$ — внутренняя нормаль к входной поверхности, а $\vec{k}_0^B$ и $\vec{k}_h^B$ — волновые векторы соответственно падающей и отраженной под точным углом Брэгга волн. Понятно, что $\vec{k}_h^B = \vec{k}_0^B + 2\pi \vec{R}_h$, где $\vec{R}_h$ — вектор обратной решетки рассматриваемого отражения h. Величина

$$t_0 = (\vec{r} - \vec{r}_e)\,\vec{n}$$

определяет глубину рассматриваемой точки от входной поверхности кристалла, где $\vec{r}_e$ — радиус-вектор точки на входной поверхности, а C — поляризационный фактор, который определяется следующим образом:

$$C = \begin{cases} 1 & \text{при } \sigma\text{-поляризации;} \\ |\cos 2\theta_B| & \text{при } \pi\text{-поляризации:} \end{cases}$$

В рассматриваемом случае удобно выбрать ось z параллельной $\vec{k}_0^B$, а ось x перпендикулярной к $\vec{k}_0^B$, и пусть они лежат в плоскости отражения. Волновые поля рассматриваются в плоскости $y = 0$.

Сначала проинтегрируем (3) и (4) по k_y, что можно сделать методом перевала [4, 5, 10]. Здесь предполагается, что величину $\frac{1}{k_z}$ в (3) и (4) можно заменить на $\frac{1}{k}$, что равносильно двухволновому приближению [5]. В таком случае переменная интегрирования k_y будет фигурировать в членах только в виде $k_z \cdot z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}\; z$, так что интегрирование по k_y равносильно умножению на величину

$$\left(\frac{2\pi k}{r}\right)^{1/2} e^{-i\pi/4}.$$

Таким образом, волновые поля в кристалле можно записать в следующем виде:

$$\Phi_0 = i\left(\frac{1}{32\,\pi^3\,kr}\right)^{1/2} e^{-i\left(\frac{\pi}{4} - k\,z - P\right)} U_0, \tag{5}$$

$$\Phi_h = i\left(\frac{1}{32\pi^3\,kr}\right)^{1/2} e^{-i\left(\frac{\pi}{4} - k\,z - P - 2\pi\,\vec{R}_h \cdot \vec{r}\right)} U_h. \tag{6}$$

В выражениях (5) и (6) фаза P дается формулой

$$P = \frac{k\varphi_0}{2\gamma_0}\left[\,t_0 + \frac{x\,(\gamma_0 + |\gamma_h)}{\sin 2\theta_B}\,\right],$$

а U_0 и U_h — интегральные факторы, равные соответственно

$$U_0 = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\sum_{j=1}^{2}\frac{(-s \pm \sqrt{s^2-\beta^2})\,e^{-i\,(x+\alpha t_0)\,s \mp i\alpha\,(d-t_0)\sqrt{s^2-\beta^2}}\,ds}{(s+\sqrt{s^2-\beta^2})\;e^{-i\alpha d\,\sqrt{s^2-\beta^2}} - (s-\sqrt{s^2-\beta^2})\;e^{i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}}}\,, \tag{7}$$

$$U_h = \beta\left(\frac{\varphi_h}{\varphi_{\bar h}}\right)^{1/2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\sum_{j=1}^{2}\frac{\pm\, e^{-i\,(x+\alpha t_0)\,s\,\mp\, i\alpha\,(d-t_0)\sqrt{s^2-\beta^2}}\;ds}{(s+\sqrt{s^2-\beta^2})\,e^{-i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}} - (s-\sqrt{s^2-\beta^2})\,e^{i\alpha d\sqrt{s^2-\beta^2}}}. \tag{8}$$

Интегрирование выражений (7) и (8) мы производим в общем случае поглощающего кристалла, когда β и s—комплексные величины. Эти интегралы вычисляются с помощью контурного интегрирования (контур показан на рис. 1). Предварительно разлагая в ряд Фурье знаменатель подынтегральных выражений (7) и (8), с помощью контурного интегрирования получаем

$$U_h = U_{h1} + U_{h2},$$

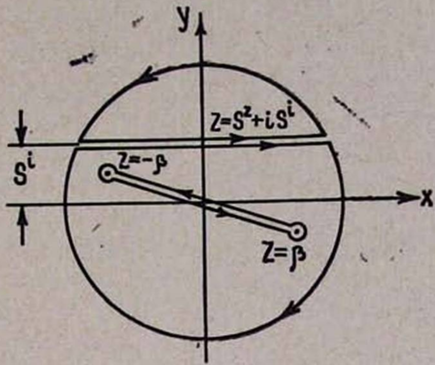

Рис. 1. Контуры интегрирования.

$$U_{h1}=\begin{cases} i\,(\gamma_0/|\gamma_h|)^{1/2}\,\pi\beta\,(\varphi_h/\varphi_{\bar h})^{1/2}\sum\limits_{m=0}^{\infty}(-1)^{m+1}\left(\dfrac{a_{2m}}{b_{2m}}\right)^{m+1/2}\times \\ \times\left[\left(\dfrac{a_{2m}}{b_{2m}}\right)^{1/2}J_{2(m+1)}\,(\beta\sqrt{a_{2m}\cdot b_{2m}})+\left(\dfrac{b_{2m}}{a_{2m}}\right)^{1/2}\times\right. \\ \left.\qquad\times J_{2m}\,(\beta\sqrt{a_{2m}\cdot b_{2m}})\right],\ \text{если}\ a_{2m}\cdot b_{2m}>0, \\ 0,\qquad\qquad\qquad\qquad \text{если}\ a_{2m}\cdot b_{2m}<0, \end{cases} \tag{9}$$

$$U_{h2}=\begin{cases} -i\,(\gamma_0/|\gamma_h|)^{1/2}\,\pi\beta\,(\varphi_h/\varphi_{\bar h})^{1/2}\sum\limits_{m=0}^{\infty}(-1)^{m+1}\left(\dfrac{c_{2(m+1)}}{d_{2(m+1)}}\right)^{m+1/2}\times \\ \times\left[\left(\dfrac{c_{2(m+1)}}{d_{2(m+1)}}\right)^{1/2}J_{2(m+1)}\,(\beta\sqrt{c_{2(m+1)}\cdot d_{2(m+1)}})+\left(\dfrac{d_{2(m+1)}}{c_{2(m+1)}}\right)^{1/2}\times\right. \\ \left.\times J_{2m}\,(\beta\sqrt{d_{2(m+1)}\cdot c_{(2m+1)}})\right],\qquad \text{если}\ c_{2(m+1)}\cdot d_{2(m+1)}>0, \\ 0,\qquad\qquad\qquad\qquad \text{если}\ c_{2(m+1)}\cdot d_{2(m+1)}<0, \end{cases} \tag{10}$$

где J_n — функция Бесселя n-го порядка,

$$a_{2m}=x-2m\alpha d,\quad c_{2(m+1)}=x-2\alpha\,[(m+1)\,d-t_0],$$
$$b_{2m}=x+2\alpha\,(md+t_0),\quad d_{2(m+1)}=x+2\,(m+1)\,\alpha d. \tag{11}$$

Для проходящей волны из очевидного соотношения

$$U_0=\left\{\frac{\partial}{\partial\,(i\alpha t_0)}+\frac{\partial}{\partial\,[i\,(x+\alpha t_0)]}\right\}\frac{U_h}{\beta\,(\varphi_h/\varphi_{\bar h})^{1/2}\,(\gamma_0/|\gamma_h|)^{1/2}},$$

которое непосредственно вытекает из (7) и (8), получаем

$$U_0=U_{01}+U_{02},$$

$$U_{01}=\begin{cases}\pi\beta\sum\limits_{m=0}^{\infty}(-1)^{m+1}\left(\dfrac{a_{2m}}{b_{2m}}\right)^{m+1}\left[\left(\dfrac{a_{2m}}{b_{2m}}\right)^{1/2}J_{2m+3}(\beta\sqrt{a_{2m}\cdot b_{2m}})+\right.\\ \left.+\left(\dfrac{b_{2m}}{a_{2m}}\right)^{1/2}J_{2m+1}(\beta\sqrt{a_{2m}\cdot b_{2m}})\right], \text{ если } a_{2m}\cdot b_{2m}>0,\\ 0, \qquad\qquad \text{если } a_{2m}\cdot b_{2m}<0,\end{cases} \tag{12}$$

$$U_{02}=\begin{cases}-\pi\beta\sum\limits_{m=0}^{\infty}(-1)^{m+1}\left(\dfrac{c_{2(m+1)}}{d_{2(m+1)}}\right)^{m+1}\left[\left(\dfrac{c_{2(m+1)}}{d_{2(m+1)}}\right)^{1/2}\times\right.\\ \times J_{2m+3}(\beta\sqrt{c_{2(m+1)}\cdot d_{2(m+1)}})+\\ \left.+\left(\dfrac{d_{2(m+1)}}{c_{2(m+1)}}\right)^{1/2}J_{2m+1}(\beta\sqrt{c_{2(m+1)}\cdot d_{2(m+1)}})\right), \text{ если } c_{2(m+1)}\cdot d_{2(m+1)}>0,\\ 0, \qquad\qquad \text{если } c_{2(m+1)}\cdot d_{2(m+1)}<0.\end{cases}$$

Рассмотрим сначала случай полубесконечного кристалла. Устремив в этих формулах d к бесконечности, легко получаем

$$U_h=U_{h1}=\begin{cases}i\pi\beta\,(\varphi_h/\varphi_{\bar{h}})^{1/2}(\gamma_0/|\gamma_h|)^{1/2}[J_0(\beta\sqrt{a_0\cdot b_0})+\\ +\dfrac{a_0}{b_0}J_2(\beta\sqrt{a_0\cdot b_0}), \text{ если } x>0,\\ 0, \qquad\qquad \text{если } x<0,\end{cases} \tag{13a}$$

$$U_{h2}\equiv 0,$$

где $a_0=x$, $b_0=x+2\alpha t_0$.

Из (13а) видно, что в отличие от плосковолновой теории в случае сферических падающих волн в полубесконечном кристалле должны наблюдаться маятниковые полосы. Это и понятно, так как по сферической волновой теории полосы обусловлены взаимодействием волн, принадлежащих так называемым сопряженным волновым центрам на разных ветвях дисперсионных гипербол (волновые центры А и В на рис. 2), тогда как по плосковолновой теории маятниковые полосы —ре-

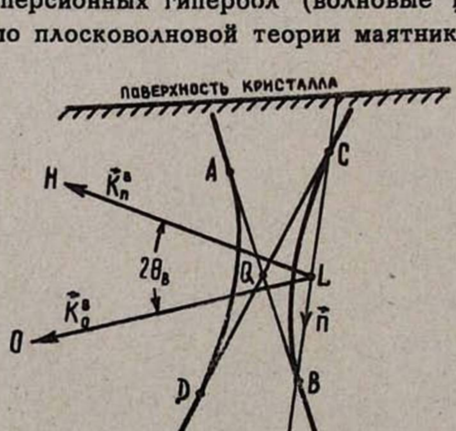

Рис. 2. Дисперсионная поверхность; Q—точка Лоренца, L — точка Лауэ.

зультат взаимодействия волн, принадлежащих волновым центрам на одной и той же ветви дисперсионных гипербол, связанных условием непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов (волновые центры C и B на рис. 2), а в полубесконечном кристалле волны, исходящие из волновых центров C и сопряженных им центров D, отсутствуют, так как они возникают при отражении волн, исходящих из центров A и B, от выходной поверхности кристалла.

В отличие от случая Лауэ [3–5] эти полосы — уже не гиперболического вида, так как отраженная волна является суммой двух функций Бесселя от одного аргумента с разными коэффициентами. Вклад первой из них в общее волновое поле возрастает при приближении к следу прямопроходящей волны, тогда как вклад второй возрастает при приближении к входной поверхности кристалла.

В случае тонкого кристалла из-за многократных отражений от входной и выходной поверхностей волновые поля, согласно (9), (10) и (12), (13), представляются в виде суперпозиции цилиндрических волн, что наглядно видно из рис. 3. Соответственно этому маятниковые полосы представляют собой суперпозицию нескольких групп полос, обусловленных наложением многократно отраженных волн.

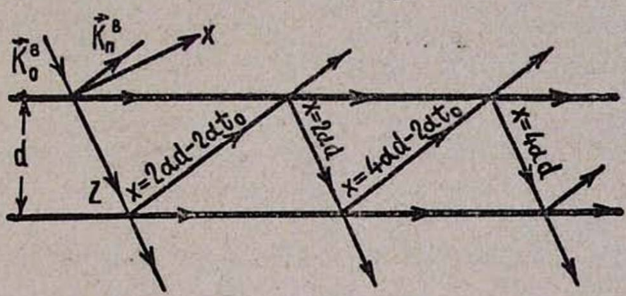

Рис. 3. Многократные отражения. Линии $x = 2\,m\alpha d$ параллельны $\vec{k}_0^B$, линии $x = 2\,m\alpha d - 2\,\alpha t_0$ параллельны $\vec{k}_h^B$.

В случае непоглощающих кристаллов на линиях $x = 2\,m\alpha d$ (см. рис. 3) интеграл (9) сингулярен, а интеграл (10) сингулярен на линиях $x = 2\,(m+1)\,\alpha d - 2\,\alpha t_0$, т. е. на этих линиях волновое поле усилено. Это является аналогом краевого эффекта, обсужденного для случая Лауэ в работах [5, 8].

Ереванский государственный университет

Поступила 2.IX.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Von Laue*. Röntgenstrahlinterferenzen, Akad. Verlag., Frankfurt, 1960.
2. *R. W. James*. The Dynamical Theory of *X*-Ray Diffraction in Solid State Physics, eds. E. Seitz and D. Turnbull, Academic Press, 1963, Vol. 15, § 37.

3. *N. Kato, A. R. Lang.* Acta Cryst., 12, 787 (1959).
4. *N. Kato.* Acta Cryst., 13, 349 (1960).
5. *N. Kato.* Acta Cryst., 14, 526, 627 (1961).
6. *N. Kato.* J. Appl. Phys., 39, 2225, 2231 (1968).
7. *H. Wagner. Z.* Phys., 146, 127 (1956).
8. *N. Kato.* Acta Cryst., 13, 1091 (1960).
9. *Н. Като, Т. Катагава, Т. Сака.* Кристаллография, 16, 1110 (1971).
10. *А. Г. Свешников, А. Н. Тихонов.* Теория функций комплексной переменной, Изд. Наука, М., 1970.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ՍՖԵՐԻԿ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՐԵԳԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Կ. Գ. ԹՐՈՒՆԻ, Դ. Մ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Աշխատանքը նվիրված է ռենտգենյան ճառագայթների դինամիկ ցրման սֆերիկ ալիքային տեսությանը Բրեգի դեպքում։ Ցույց է տրված, որ Բրեգի դեպքում նույնպես անհրաժեշտ է հաշվի առնել ընկնող ալիքի սֆերիկ բնույթը։ Ստացված են բյուրեղական ալիքային դաշտերի ընդհանուր արտահայտությունները վերջավոր հաստությամբ բյուրեղներից սֆերիկ ալիքների բրեգյան անդրադարձման դեպքում։ Որպես մասնավոր դեպք այդ արտահայտություններից ստացված է մեկ կողմից սահմանափակ բյուրեղի ալիքային դաշտերի տեսքը։ Ցույց է տրված, որ Բրեգի դեպքում ևս պետք է գոյություն ունենան սֆերիկ ալիքային ճոճանակային շերտեր, վերջիններս, սակայն, այլևս հիպերբոլիկ տեսք չունեն, ինչպես Լաուեի դեպքում։ Քննարկված են եզրային էֆեկտները Բրեգի դեպքում։

THE SPHERICAL *X*-RAY APPROXIMATION IN THE BRAGG CASE

K. G. TRUNI, D. M. VARDANYAN, P. H. BEZIRGANYAN

This paper deals with the dynamical scattering theory in the spherical wave approximation in the Bragg case. The necessity of takins into account also the character of the incident wave in the Bragg case is shown. General expressions of the crystalline wave fields at the Bragg reflection of the spherical waves from the crystal of finite thickness are obtained. As a particular case, the expressions for a semiinfinite crystal wave fields are obtained. It is shown that the spherical wave "Pendellosung" fringes must exist in the Bragg case too. These fringes, however, are not "hook-shaped" fringes as in the Laue case. The margin effects in the Bragg case are discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 125—132 (1973)

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПИКОСЕКУНДНОЙ НАКАЧКЕ

Р. Н. ГЮЗАЛЯН, К. В. КАРМЕНЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Экспериментально исследованы нелинейные эффекты в нестационарном режиме в средах, поляризация которых квадратична (генерация второй гармоники—ГВГ) и кубична (вынужденное комбинационное рассеяние—ВКР) по полю возбуждающего излучения.

Определен вклад эффектов группового запаздывания в развитие ВКР в кальците и ГВГ в йодате лития. Выполнено сравнение с теорией ГВГ в нестационарном режиме.

1. Введение

Хорошо известно, что нестационарность нелинейных эффектов может быть связана с неквазистатичностью отклика нелинейной среды как целого при временах релаксации нелинейности, меньших длительности возбуждающего импульса, $\tau_{рел} < \tau_н$ (что может иметь место при ГВГ), и с неквазистатичностью локального нелинейного отклика (при $\tau_{рел} > \tau_н$ — в случае ВКР).

В обоих случаях неквазистатичность отклика нелинейной среды как целого, т. е. когда эффект в данной точке и в данный момент времени зависит от значений возбуждающего поля в предшествующие моменты времени, играет большую роль. В этом случае неквазистатичность связана с групповым запаздыванием импульсов [1].

Нестационарные эффекты, связанные с групповым запаздыванием, существенно сказываются при длинах взаимодействия Z, превышающих некоторый параметр l_k, называемый квазистатической длиной, $l_k = \frac{\tau_u}{\nu}$, где $\nu = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}$, u_1 и u_2 — групповые скорости волн в среде.

Для волны, модулированной по амплитуде, спектр интенсивности второй гармоники в случае $Z > l_k$ описывается формулой [1]

$$I_{2\omega} \sim \frac{\sin^2[\nu(2\omega - \Omega) - \Delta] Z/2}{\{\nu(2\omega - \Omega) - \Delta\}^2}, \tag{1}$$

где ω — центральная частота, Ω — текущая частота,

$\Delta = \frac{2\omega}{c}[n(\omega) - n(2\omega)]$ — фазовая расстройка.

В случае квазистатического удвоения ширина спектра второй гармоники имеет порядок удвоенной ширины спектра основного излучения.

Из уравнения (1) следует, что при неквазистатическом преобразовании во вторую гармонику в спектре интенсивности последней по-является структура, а именно, наблюдается ряд провалов интенсивности, отстоящих друг от друга на величину

$$\delta\Omega = \frac{2\pi}{Z\nu}. \tag{2}$$

При этом максимум спектральной плотности гармоники достигается на частоте

$$\Omega_{max} = 2\omega - \frac{\Delta}{\nu}. \tag{3}$$

Из (3) видно, что изменяя фазовую расстройку Δ можно перестроить частоту генерации второй гармоники.

В случае вынужденного комбинационного рассеяния имеется локальная нестационарность, связанная с временем релаксации молекулярных колебаний, которая приводит к уменьшению коэффициента преобразования по сравнению со стационарным случаем. Наряду с этим эффекты группового запаздывания приводят к изменению спектральных характеристик [2].

Если длина взаимодействия $l_{вз} \ll l_k$, то стоксовый импульс распространяется синхронно с импульсом накачки. В этом случае из-за экспоненциальной зависимости интенсивности стоксового излучения от интенсивности основного излучения I_0 длительность стоксового импульса будет уменьшаться и его спектр будет соответственно уширяться. Когда $l_{вз} > l_k$, длительность стоксового импульса увеличится вследствие того, что импульс накачки и импульс стоксового излучения распространяются с различными групповыми скоростями. Это может привести к уменьшению ширины спектра ВКР.

2. Экспериментальная установка. Методика измерений

В наших экспериментах использовался лазер на стекле с неодимом, работающий в режиме синхронизации мод (в экспериментах по ГВГ), и его вторая гармоника (в экспериментах по ВКР). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

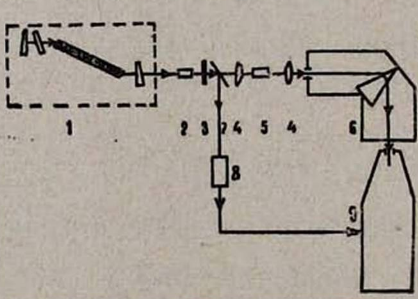

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1. Оптический квантовый генератор на стекле с неодимом. 2. Плоскопараллельные стеклянные пластинки. 3. Кристалл КДР или $LiIO_3$. 4. Светофильтр СЗС—21, обрезающий основное излучение. 5. Линза. 6. Кристалл $CaCO_3$. 7. Спектрограф. 8. Фотоэлектронный регистратор ФЭР 2—1. 9. Коаксиальный фотоэлемент ФЭК—09 для запуска фотоэлектронного регистратора.

Генератор давал серию импульсов, состоящую примерно из 20 пичков с промежутками между ними $T = \frac{2L}{c} = 8$ *нсек*, где L — длина резонатора, c — скорость света. Длительность импульсов излучения, измеренная с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР 2—1, не превышала времени разрешения прибора ($\simeq 2 \cdot 10^{-11}$ *сек*). Оценка длительности импульса по спектральной ширине линии излучения дала величину $\tau_{сп} \sim 5 \cdot 10^{-13}$ *сек* (так как для полностью связанных мод $\tau_и \sim \frac{1}{\Delta\nu}$, где $\Delta\nu$ — ширина спектра генерации). Проведенные ранее измерения с помощью метода двухфотонной флуоресценции во встречных пучках дали типичную длительность импульсов $\tau_и \sim 1{,}5 \cdot 10^{-12}$ *сек*, что и было принято за основу. Энергия серии пичков измерялась калориметрическим измерителем энергии ИЭК — 1 и составляла $W_и = 2{,}6$ *дж*.

Удвоение частоты неодимового лазера для экспериментов по ВКР производилось с помощью кристалла КДР длиной 2,5 *см*, потому что при этих длинах ГВГ в нем носит квазистатический характер и спектр второй гармоники достаточно гладкий. Коэффициент преобразования во вторую гармонику $\frac{I_{2\omega}}{I_\omega} \simeq 7{,}5\%$. Энергия второй гармоники составляла $W_{2\omega} = 0{,}19$ *дж*, что дает оценку для средней мощности порядка 10^9 *вт*. Основное излучение отфильтровывалось стеклом СЗС — 21. Спектр второй гармоники после фильтрации регистрировался спектрографом ИСП — 51 (с линейной дисперсией в области $\lambda = 0{,}5$ *мк* — 21 Å/*мм*) и одновременно контролировался спектр основного излучения на спектрографе ДФС — 13 (с линейной дисперсией 4 Å/*мм*).

3. Генерация второй гармоники в нестационарном режиме

Вторая гармоника возбуждалась в кристаллах KH_2PO_4(КДР) и $LiIO_3$, вырезанных под углом синхронизма для преобразования типа $0 + 0 \rightarrow e$, при котором показатель преломления необыкновенной волны второй гармоники ($\lambda = 0{,}53$ *мк*) равен показателю преломления волны основного излучения ($\lambda = 1{,}06$ *мк*). Эти углы составляют 41° [3] и 30° [4] по отношению к оптической оси для КДР и $LiIO_3$ соответственно.

В экспериментах по ГВГ использовались кристаллы КДР длиной 3, 10 и 30 *мм* и кристаллы $LiIO_3$ длиной 3 и 4,2 *мм*. Вычисления квазистатической длины по дисперсионным кривым при $\tau_и \simeq 10^{-12}$ *сек* дали значения: для КДР $l_k \simeq 50$ *мм*, т. е. ГВГ носит квазистатический характер, $Z < l_k$; для $LiIO_3$ $l_k = 2, 3$ *мм*, т. е. $Z > l_k$. Ширина спектра основного излучения, определенная на уровне 0,1 I_{max}, составляла $\simeq 110$ *см*$^{-1}$, а огибающая возбуждающего излучения была достаточно гладкой. Эксперименты по ГВГ в кристалле КДР показали, что процесс генерации второй гармоники носит квазистатический характер для всех использованных в этом случае образцов (т. е. при длине кристалла Z от 3 до 30 *мм*, см. рис. 2).

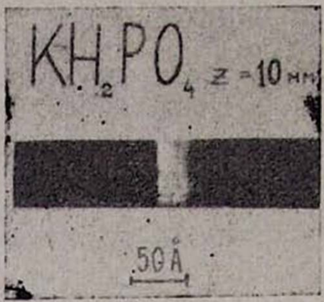

Рис. 2. Спектр второй гармоники ($\lambda = 0{,}53$ *мк*) в КДР.

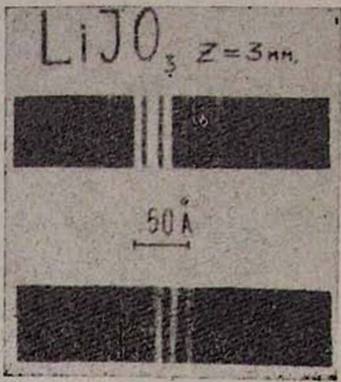

Рис. 3. Спектр второй гармоники в кристалле $LiIO_3$.

При генерации второй гармоники в кристаллах $LiIO_3$ длиной $Z = 3$ *мм* спектр состоял из четко разделенных полос с расстоянием между нулями $\delta\Omega = 53{,}4 \pm 0{,}7$ *см*$^{-1}$. Ширина отдельной полосы на полувысоте составляла $27 \pm 0{,}3$ *см*$^{-1}$, т. е. была существенно уже ширины возбуждающего излучения, в соответствии с предсказаниями теории [1]. Число наблюдаемых полос обычно составляло 5—10 (см. рис. 3), однако в отдельных случаях с кристаллом длиной 4,2 *мм* это число достигало 20.

Это свидетельствует о том, что полный спектральный интервал превышает ширину спектра второй гармоники, определенную по ширине возбуждающей линии. Такое уширение может быть приписано четырехфотонному параметрическому взаимодействию. Кроме того, крыло линии может захватывать низшие частоты фононного спектра йодата лития, что должно приводить к усилению вблизи этих колебательных частот. В пользу этого механизма свидетельствует также появление второго максимума на частоте, близкой к колебательным частотам низших мод [5]. Теория предсказывает в спектре второй гармоники лишь одну полосу, максимум спектральной плотности которой существенно выше, чем у остальных, тогда как в полученных спектрах наблюдались две и больше полос с примерно одинаковыми интенсивностями максимумов. Это, по-видимому, можно объяснить насыщением ГВГ в центральных полосах, а также смещением максимумов спектральных плотностей отдельных пичков генератора.

Аналогичные результаты были получены с кристаллом $LiIO_3$ длиной 4,2 *мм*, однако расстояние между минимумами составляло $\delta\Omega = 36{,}4 \pm 0{,}5$ *см*$^{-1}$.

Из формулы (2) видно, что произведение длины кристалла на расстояние между нулями должно оставаться постоянным, $Z \cdot \delta\Omega = \text{const}$, что подтверждается экспериментально в пределах ошибок измерений.

При изменении ориентации кристалла КДР относительно направления распространения света наблюдалось смещение максимума спектральной плотности второй гармоники, представленное на рис. 4. Зависимость максимума от ориентации в неявном виде определяется формулой (3). При отклонении кристалла КДР от направления точного синхронизма ширина второй гармоники возрастала; полученные значения позволяли определить ν по формуле (2), а затем вычислить Ω_{max} согласно (4). Эти значения показаны на рис. 4 кружочками и

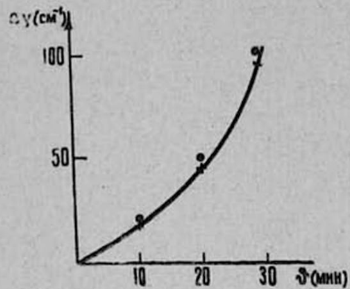

Рис. 4. Смещение максимума спектральной плотности второй гармоники в кристалле КДР длиной 25 *мм* в зависимости от ориентации; ϑ — отклонение от угла точного синхронизма; $\times$ — экспериментальные точки, $\bullet$ — теоретические значения, вычисленные для этого случая по наблюдаемым ширинам максимума второй гармоники.

достаточно хорошо согласуются с непосредственными измерениями максимума спектральной плотности. Попытки наблюдения аналогичного смещения в кристаллах йодата лития не дали ощутимого результата. Измерения расстояния между минимумами в $LiIO_3$ позволили экспериментально определить групповую расстройку ν — параметр, весьма важный при нестационарной генерации второй гармоники. Экспериментально определенное нами значение ν составило $\frac{1}{16c}$. В случае полностью синхронизированного излучения из формулы (2) и условия $l_k < \frac{\tau_u}{\nu} < Z$ можно оценить верхнюю границу длительности импульса возбуждающего излучения

$$\tau_u < Z\nu < \frac{2\pi}{\delta\Omega} \simeq 8 \cdot 10^{-12}\ \textit{сек}. \qquad (4)$$

4. Вклад эффектов группового запаздывания в вынужденное комбинационное рассеяние

Экспериментальное исследование вынужденного комбинационного рассеяния проводилось в кристалле $CaCO_3$ (кальцит), поляризация которого кубична по полю. Были получены спектральные и непосредственные спектрально-временные характеристики ВКР при возбуждении второй гармоникой неодимового лазера ($\lambda = 0{,}53$ *мк*). Выбор кальцита в качестве исследуемого кристалла обусловлен тем, что он имеет сравнительно большой коэффициент усиления ВКР на частоте полносимметричных колебаний перехода 1085,6 $см^{-1}$ [6] и большую анизотропию. Кроме того, хорошо известны его показатели преломления в широком интервале длин волн [7] и имеется ряд экспериментальных работ по ВКР в стационарном режиме [8].

При возбуждении ВКР в кальците основное и рассеянное излучения распространялись как обыкновенный луч. Длина кристалла варьировалась от 3 до 30 *см* путем помещения нескольких кристаллов в иммерсионную жидкость (в нашем случае — глицерин) для предотвращения паразитных отражений на плоскостях переходов среда—воздух (влияние прослоек на ВКР было несущественно, так как их толщина не превышала нескольких микрон). Возбуждающее излучение фокусировалось в кристаллах линзой с фокусным расстоянием $f = 192$ *мм*. Спектр ВКР в кальците представлен на рис. 5. Из сравнения ширин ВКР видно, что линии ВКР в кальците уже линии возбуждающего излучения, тогда как спектр ВКР в бензоле (рис. 6), снятый для контроля, показывает явное уширение компонент (см.также [9]).

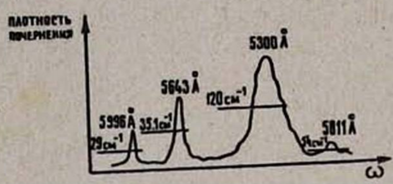

Рис. 5. Спектрограмма ВКР в кристалле $CaCO_3$ длиной 5 *см* при возбуждении второй гармоникой.

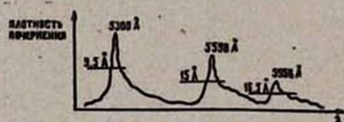

Рис. 6. Спектрограмма ВКР в бензоле при возбуждении второй гармоникой ($\lambda = 0{,}53$ *мк*).

Непосредственная экспериментальная проверка показала наличие группового запаздывания и в этом случае. Временные изменения, зафиксированные с помощью фотоэлектронного регистратора, подтвердили существенность эффектов группового запаздывания в случае ВКР при пикосекундной накачке, связанную с большой мощностью возбуждающего излучения. Однако, эффекты находятся вблизи предела разрешения применяемой аппаратуры и поэтому можно проводить лишь качественные исследования поведения ВКР при данных длительностях импульсов.

На рис. 7 показан вид спектра ВКР на экране электронного фоторегистратора. Отчетливо видно наличие двух стоксовых компонент. При исследовании временных характеристик ВКР применялся спектрограф ИСП—51 с короткофокусной камерой $f = 270$ *мм*. Непосредственные временные измерения показали отставание излучения накачки, что должно приводить к сужению спектра ВКР вследствие эффекта группового запаздывания.

Можно заметить, что первая и вторая стоксовые компоненты следуют с опережением относительно излучения второй гармоники. Однако расчеты по дисперсионной кривой кальцита при длине кристалла

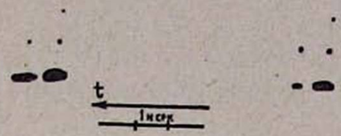

Рис. 7. Временная развертка спектра ВКР при возбуждении второй гармоникой ($\lambda = 0{,}53$ *мк*); длина кристалла кальцита — 10 *см*.

10 *см* для данного случая дали ожидаемое опережение порядка $3\cdot10^{-13}$ *сек*, тогда как из развертки видно, что оно составляет примерно $5\cdot10^{-11}$ *сек*, а это означает, что волна второй гармоники изменяет показатель преломления среды подобно тому, как это имеет место при обычной самофокусировке. В условиях нашего эксперимента напряженность поля была $E \simeq 7\cdot10^{6}$ *в/см*. При таких напряженностях становится существенным влияние поля на отдельные молекулы, приводящее к искажению их конфигурации (дисторсия молекул [11]), а следовательно, к изменению показателя преломления. Кроме того, возрастает сечение эффектов многофотонного поглощения, также могущих приводить к изменению показателя преломления.

Удлинение импульсов второй гармоники при ВКР, которое видно из рис. 7, может быть обусловлено рядом причин: обратным воздействием излучения ВКР на возбуждающее излучение, неоднородностью показателя преломления на данной частоте по сечению пучка, групповым запаздыванием в течение импульса, обусловленным изменением показателя преломления в зависимости от интенсивности, и т. д. Точный учет вклада каждого из возможных механизмов в настоящее время весьма затруднителен.

Ереванский государственный университет,
Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 20.VIII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, А. С. Чиркин.* ЖЭТФ, 55, 1430 (1968).
2. *С. А. Ахманов, К. Н. Драбович, А. П. Сухоруков, А. С. Чиркин.* Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Киев, 1968.
3. *С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов.* Проблемы нелинейной оптики, Изд. АН СССР, 1964.
4. *U. Deserno, G. Nath.* Phys. Lett., 30, 8 (1969).
5. *W. Otaguro, E. Wiener-Avnear, C. A. Arguello, S. P. S. Porto.* Phys. Rev., B4, 4542 (1971).
6. *G. Eckhart, D. Bortfeld, M. Geller.* Appl. Phys. Lett., 3, 137 (1963).
7. *T. W. Gifford.* Proc. Roy. Soc., A70, 329 (1962); Оптические материалы, применяемые в инфракрасной технике, Изд. Наука, М., 1965.
8. *В. Н. Луговой.* Введение в теорию ВКР, Изд. Наука, М., 1968 (см. также имеющийся там список литературы).

9. *М. А. Большов, Ю. Д. Голяев, В. С. Днепровский, И. И. Нурминский.* **ЖЭТФ**, 57, 346 (1969).
10. *Г. А. Аскарьян.* **ЖЭТФ**, 42, 1567 (1962).
11. *R. G. Brewer, A. D. McLean.* Phys. Rev. Lett., 11, 271 (1968).

ՈՉԳԾԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐ ՊԻԿՈՎԱՐԿՅԱՆԱՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ռ. Ն. ԳՅՈՒԶԱԼՅԱՆ, Կ. Վ. ԿԱՐՄԵՆՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Կատարված է ոչգծային էֆեկտների էքսպերիմենտալ հետազոտում ոչ ստացիոնար ռեժիմում այնպիսի միջավայրերում, որոնց բևեռացումը ըստ գրգռող դաշտի քառակուսային է (երկրորդ հարմոնիկի գրգռում) և խորանարդային է (ստիպողական կոմբինացիոն ցրում)։ Որոշված է խմբային ուշացման ազդեցությունը կալցիտում ստիպողական կոմբինացիոն ցրման առաջացման պրոցեսում և լիթիումի յոդատում երկրորդ հարմոնիկի առաջացման պրոցեսում։ Կատարված է էքսպերիմենտալ և տեսական արդյունքների համեմատություն։

NONLINEAR OPTICAL EFFECTS FOR PICOSECOND PUMPING

R. N. GYUZALIAN, K. W. KARMENIAN, Yu. S. CHILINGARIAN

Experimental investigations of nonstationary nonlinear effects in media, the polarizations of which are quadratic (second harmonic generation SHG) and cubic (stimulated Raman scattering SRS) powers of stimulating radiation field are presented. The contribution of the group retardation effects to SRS in calcite and to SHG in lithium iodate are determined. Experimental results are compared with theoretical estimations for nonstationary SHG.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 133—139 (1973)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Г. В. СМИРНИЦКАЯ, Г. А. ЕГИАЗАРЯН

Измерены частоты различных типов колебаний, стационарный разрядный ток и радиальное падение потенциала в зависимости от параметров разряда. Ход этих зависимостей подтверждает наличие различных режимов и объясняет переходные процессы в разряде при изменении значений параметров.

В работе [1] рассмотрены диаграммы состояний и показано, что в зависимости от значений параметров в разряде с осциллирующими электронами возможны различные режимы, отличающиеся распределением пространственных зарядов и наличием различных типов колебаний [2, 3].

При определенных значениях параметров около анода образуется тонкий слой отрицательного пространственного заряда повышенной плотности, что приводит к развитию диокотронной нестабильности [4—6] и к установлению неоднородного азимутального распределения отрицательного пространственного заряда.

В [4—7] исследуется излучение, связанное с вращательным движением электронного слоя, частота вращения которого равна

$$\nu = c\,\frac{V_a - V_0}{\pi H r_a^2}, \tag{1}$$

где V_a — потенциал анода, V_0 — потенциал центра разрядного промежутка, r_a — радиус анода.

В [1] показано, что излучение с частотой (1) наблюдается при значениях параметров, соответствующих переходному режиму разряда (неоднородное распределение отрицательного пространственного заряда) и второму режиму разряда (на распределение потенциала влияет положительный пространственный заряд).

В переходном режиме разряда, когда потенциал центра близок к потенциалу катода и ионизация осевыми электронами, вышедшими под действием ионной бомбардировки из центральной части катода, практически отсутствует, в разряде наблюдаются также колебания, связанные с осцилляцией этих электронов около плоскости симметрии, с частотами

$$\nu_z = \frac{n}{2\pi}\sqrt{\frac{2\,eV_0}{md^2}}, \quad n = 1,\ 2, \cdots, \tag{2}$$

где $2d$ — расстояние между катодами.

При этих условиях наличие в разряде диокотронных колебаний может привести к группировке осевых электронов и появлению колебаний, частота которых определяется формулой (2). Колебания, связанные с осцилляцией осевых электронов около плоскости симметрии ячейки, наблюдались в работах [1, 4, 7, 16]; в [16] показано, что резонансное взаимодействие колебаний (1) и (2) приводит к скачкообразному переходу разряда во второй режим.

Во втором режиме наблюдаются другие виды колебаний: колебания типа „пучок—плазма“ с частотой ν_z' [9—16] и колебания с комбинационными частотами $\nu' = \nu \pm \nu_z'$ [1, 16].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования зависимости частот ν, ν_z, ν_z' и ν' от параметров разряда.

Методика и результаты измерений

Излучение разряда измерялось анализатором спектра С4—8 и снималось как с согласованного сопротивления, включенного в цепь катода, так и со штыревой или кольцевой антенны. Колебания, связанные с осевым движением электронов, антеннами не регистрировались. Одновременно измерялись потенциал центра V_0 (методом, описанным в [3]) и стационарные разрядные токи.

На рис. 1 приведены зависимости частот ν, ν_z и ν_z' (а), разрядного тока I_p (б) и потенциала центра V_0 (в) от напряженности магнитного поля H при различных значениях V_a. На спаде кривой $I_p = f(H)$ при малых H появляются колебания частоты ν, а при бóльших значениях H ($V_a < 2500$ *в*), вблизи минимума кривой $V_0 = f(H)$,— колебания частоты ν_z. Мощность колебаний частоты ν_z значительно меньше мощности излучения частоты ν ($W_{\nu_z} \sim 1$ *мквт*, $W_\nu \sim 0{,}1$ *мвт*).

При параметрах, соответствующих минимальному значению V_0, ионизация в разряде происходит в основном в узком слое вблизи поверхности анода, ионы из которого быстро уходят. С увеличением H частота ν уменьшается, а ν_z несколько увеличивается; при некотором значении H частоты обоих типов колебаний становятся равными и наступает резонанс (рис. 1а). Осевые электроны, получив энергию от переменного электрического поля, начинают ионизовать газ ближе к оси разряда; малый градиент осевого потенциала приводит к уменьшению скорости ухода ионов на катод, положительный заряд ионов компенсирует отрицательный пространственный заряд в той части разрядного промежутка, где имеет место ионизация, в результате чего разряд скачком переходит во второй режим. При резонансе наблюдается значительное увеличение мощности колебаний. Сильное уменьшение разности ($V_a - V_0$) сопровождается быстрым уменьшением частоты ν и разрядного тока [3]. При $V_a > 2500$ *в* потенциал центра $V_0 \sim 100$ *в*; в этом случае возможность ионизации осевыми электронами нарушает условие их группировки, колебания частоты ν_z не наблюдаются и переход разряда во второй режим происходит постепенно (рис. 1а, б, в).

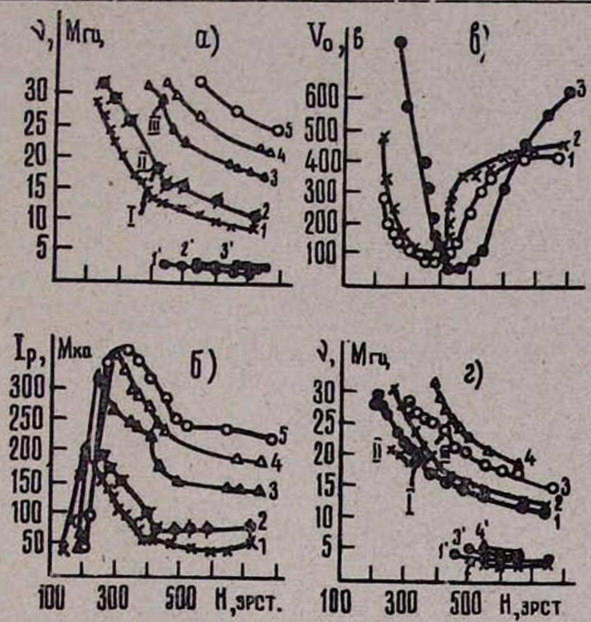

Рис. 1. Зависимости частот (а, г), разрядного тока (б) и потенциала центра (в) от напряженности магнитного поля H. $r_a = 2$ *см*, $2d = 4$ *см*, $l_a = 2{,}5$ *см*; а) зависимость частоты наблюдаемых колебаний от H, $P = 1{,}5\cdot10^{-5}$ *тор*, рабочий газ—воздух; кривые I—5—$\nu = f(H)$; I—III—$\nu_z = f(H)$; 1′—3′— $\nu'_z = f(H)$; б) зависимость $I_p = f(H)$, 1 — V_a = 750, 2—1000, 3—1500, 4—2600, 5—3100 *в*; в) зависимость $V_0 = f(H)$, 1—V_a — 1000, 2—1500, 3—2750 *в*; г) зависимости $\nu = f(H)$, $\nu_z = f(H)$, $\nu'_z = f(H)$, 1,3—ν; 1′, 3′—ν', I, III— ν_z; 1—V_a = 1000, 3 — 1500 *в*; $P = 3{,}4\cdot10^{-5}$ *тор* (X_e); 2,4—ν; II′—ν_z; 2′, 4′ — ν'_z; 2—V_a = 1000, 4 — 1500 *в*; $P = 2{,}5\cdot10^{-4}$ *тор* (H_e).

Во втором режиме разряда I_p и V_0 мало изменяются с изменением H, а частота ν при этом несколько уменьшается. При достаточно сильных H появляются колебания типа „пучок—плазма“ с частотой ν'_z (рис. 1а, кривые 1′, 2′, 3′), свидетельствующие о наличии пучка быстрых электронов, колеблющихся вблизи оси („виртуального катода“) и простреливающих плазменную область. С увеличением V_a колебания частоты ν'_z возникают при большем H. Частота ν'_z практически не зависит от V_a и H. Аналогичные зависимости наблюдались в работах [9—14]. В [14] показано, что ν'_z определяется в основном условиями на границе плазмы и не зависит от плотности плазмы и, следовательно, от V_a и H.

Опыты показали, что амплитуда колебаний ν'_z—порядка 10^4 *мкв* и увеличивается с ростом H. При достижении определенного значения мощности излучения ($W_{\nu'_z} \sim 1$ *мквт*) взаимодействие колебаний типа „пучок—плазма“ с колебаниями, связанными с вращательным движением электронного слоя, приводит к появлению комбинационных частот ν' [16] ($W_{\nu'} \sim 25$ *мквт*).

Колебания частот ν_z' и ν' наблюдаются в определенном интервале значений H. В случае больших H (при $V_a \leqslant 1500$ *в* и $H > 800$ *э*) при расширении плазмы до оси разряда и исчезновении „виртуального катода“ они пропадают.

Распределение потенциала в горящем разряде зависит от рода газа, поэтому частоты наблюдаемых колебаний и области их существования также должны зависеть от рода газа. В газе с большим атомным весом (Xe) переход во второй режим и появление колебаний частоты ν_z' происходит при меньших значениях H, чем в He (рис. 1г).

На рис. 2 приведены зависимости разрядного тока (а), частот наблюдаемых колебаний (б), радиального падения потенциала (в) и

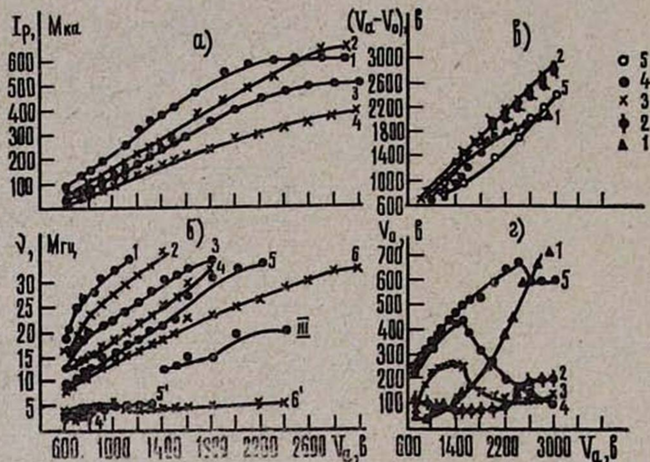

Рис. 2. Зависимости разрядного тока (а), частот наблюдаемых колебаний (б), радиального падения потенциала (в) и потенциала центра V_0 (г) от анодного напряжения V_a. $r_a = 2$ *см*, $2d = 4$ *см*, $l_a = 2{,}5$ *см*; $P = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ *тор*, рабочий газ—воздух; б) I—6—$\nu = f(V_a)$, III—$\nu_z = f(V_a)$, 4′—6′—$\nu_z' = f(V_a)$; 1 — $H = 275$, 2—330, 3, III—385, 4′,4—440, 5′,5—550, 6′,6—660 *э*.

потенциала центра (г) от V_a. Параметром является H. С ростом анодного напряжения величины I_p, $(V_a - V_0)$ и ν увеличиваются. При слабых H ($H < 400$ *э*) и низких V_a ($V_a < 2000$ *в*) в области, где V_0 мало и отрицательный пространственный заряд распределен неравномерно (переходный режим), в разряде наблюдаются колебания частоты ν. При больших V_a эти колебания пропадают, что указывает на равномерное распределение отрицательного пространственного заряда внутри анодного цилиндра при этих значениях параметров. Чем выше H, тем при большем V_a пропадают колебания частоты ν. При определенных значениях V_a и H ($H = 385$ *э*, $V_a = 1400 \div 2400$ *в*), когда потенциал центра близок к потенциалу катода, в разряде наблюдаются колебания частоты ν_z. Частота ν_z несколько увеличивается с ростом V_a и V_0; при больших V_a ($V_a > 2400$ *в*) колебания частоты ν_z пропадают. При относительно высоких H ($H > 400$ *э*) и низких

V_a ($V_a < 2500$ *в*) во втором режиме разряда, когда вследствие компенсирующего действия положительного пространственного заряда V_0 достаточно высок (кривые 4, 5, 6, рис. 2г), в разряде появляются колебания типа „пучок—плазма" с частотой ν_z' (рис. 2б, кривые 4', 5', 6'). Область значений V_a, при которых наблюдаются эти колебания, расширяется в сторону больших V_a с увеличением H. При этих значениях параметров в разряде появляются также комбинационные частоты ν'. При значениях V_a, когда потенциал V_0 начинает уменьшаться с ростом V_a (рис. 2г), влияние положительного заряда ионов уменьшается (переходной режим) и колебания частот ν_z' и ν' пропадают (рис. 2б).

Зависимость частот наблюдаемых колебаний от давления газа P при разных H дана на рис. 3а. На рис. 3 б, в приведены зависимости

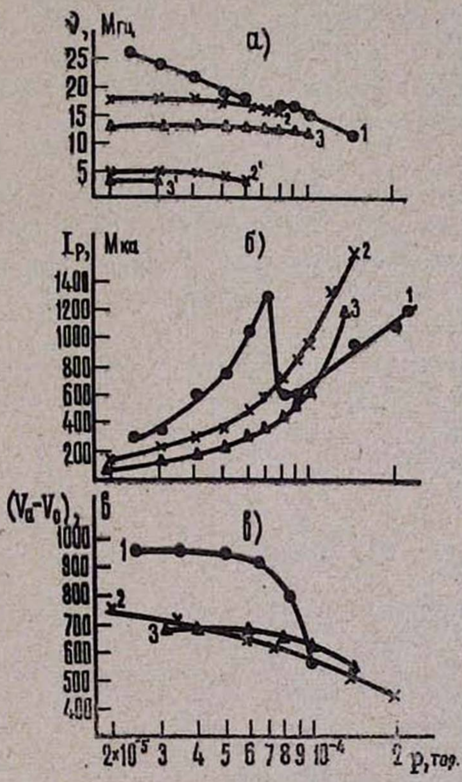

Рис. 3. Зависимости частот колебаний (а), разрядного тока (б) и радиального падения потенциала (в) от давления газа. $V_a = 1000$ *в*, рабочий газ—воздух. а) $1-3-\nu = f(P)$, $2'-3'-\nu_z' = f(P)$; $1-H=330$, $2,2'-440$, $3,3'-660$ *э*.

$I_p = f(P)$ и $(V_a - V_0) = f(P)$. При слабом H в области, где имеет место нелинейное нарастание тока с увеличением P (рис. 3б, $H=330$ *э*), в разряде появляются колебания частоты ν. Радиальное падение потенциала при $P < 6\cdot 10^{-5}$ *тор* большое (рис. 3в) и отрицательный пространственный заряд распределен неравномерно внутри анода. Не-большое уменьшение радиального падения потенциала с ростом P сопровождается уменьшением частоты ν (рис. 3а, в). При скачке тока как функции от P и переходе разряда в плазменный режим регулярные колебания пропадают. После скачка вновь наблюдается появление колебаний, связанных с вращательным движением электронного слоя, но меньшей частоты; последнее связано с уменьшением разности $(V_a - V_0)$ из-за влияния заряда положительных ионов.

При более сильных H ($H = 440$, 600 *э*) вследствие влияния положительного пространственного заряда на распределение потенциала скачок в кривых зависимости I_p, $(V_a - V_0)$ и ν от давления не наблюдается. Слабая зависимость радиального падения потенциала от P при больших H приводит к постоянству зависимости $\nu = f(P)$. При таких значениях параметров в спектре излучения разряда наблюдаются также колебания „пучок—плазма" и комбинационные частоты, причем частоты этих колебаний практически не изменяются с изменением давления газа. При $P > 10^{-4}$ *тор* плазменная область расширяется и заполняет почти всю область внутри анода, виртуальный катод вблизи оси разряда пропадает и в спектре излучения изчезают частоты ν'_z и ν'.

Таким образом, одновременное измерение частот различных типов колебаний в разряде, зависимостей разрядного тока и радиального падения потенциала от конкретных параметров позволяют детально проследить за изменением состояний разряда и объяснить механизм наблюдаемых процессов.

Авторы выражают искреннюю благодарность проф. Э. М. Рейхруделю за участие в обсуждении результатов работы.

Московский государственный университет
ИРФЭ АН АрмССР

Поступила 15.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э. М. Рейхрудель, Г. В. Смирницкая, Г. А. Егиазарян.* ЖТФ (в печати).
2. *W. Schuurman.* Диссертация, Утрехт, 1965.
3. *Э. М. Рейхрудель, Г. В. Смирницкая, Нгуен Хыу Ти.* ЖТФ, 39, 1052 (1969).
4. *Э. М. Рейхрудель, Г. В. Смирницкая, Э. П. Шеретов.* Радиотехника и электроника, 7, 1809 (1962).
5. *А. В. Тимофеев.* УФН, 102, 185 (1970).
6. *R. H. Levy.* Phys. Fluids, 8, 1288 (1965).
7. *Г. В. Смирницкая, И. А. Носырева.* ЖТФ, 15, 2346 (1970).
8. *W. Knauer.* J. Appl. Phys., 33, 2093 (1962); 37, 602 (1966).
W. Knauer, A. Fafarman, R. Poeschel. Appl. Phys. Lett., 3, 111 (1963).
9. *I. C. Helmer, R. L. Jepsen.* Proc. IRE, 49, 1920 (1961).
10. *K. I. Thomassen.* J. Appl. Phys., 39, 5017 (1968).
11. *S. Blimen, A. Bouchoule, A. Septier.* Compt. Rendus, 260, 275 (1965).
12. *M. Gregoire.* Tese doct. sci. Phys. Fac. Sci. Univers, Paris, 1965.
13. *О. С. Павличенко, Л. А. Душин и др.* Сб. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой, Киев, 1961.
14. *G. Gregorov, G. Panev.* Proc. 4-th. Int. Vac. Congr., Manchester, 1968, 341.

15. *G. Brifford, M. Gregoire, S. Gruber.* Plazma Phys. (J. Nucl. Energy) P. C. 6, 329 (1964).
16. *Г. В. Смирницкая, Э. М. Рейхрудель, Г. А. Егиазарян.* Вестник МГУ, № 5, 1972.

ՕՍՑԻԼԱՑՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՊԱՐՊՄԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՑԱԾՐ ՃՆՇՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Վ. ԱՄԻՐՆԻՑԿԱՅԱ, Գ. Ա. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ

Չափված են պոտենցիալի ռադիալ անկումը, ստացիոնար պարպումային հոսանքը և տարբեր տեսակի տատանումների հաճախականությունները՝ կախված պարպման պարամետրերից։ Ստացված արդյունքները հաստատում են օսցիլացվող էլեկտրոններով պարպման մեջ տարբեր ռեժիմների գոյությունը և բացատրում են դիտվող պրոցեսների մեխանիզմը։

TNE EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF OSCILLATIONS IN THE DISCHARGE WITH OSCILLATING ELECTRONS

G. V. SMIRNITSKAYA, G. A. YEGIAZARIAN

The oscillation frequencies, the discharge steady-state current and the potential drop have been measured depending on the discharge parameters. The obtained dependences allow to explain the different states and transition processes in the discharge.

Изв. АН Армянской ССР. Физика. 8, 140—147 (1973)

ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОДЛОЖКИ НА ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

К. А. ЕГИЯН, Ю. Г. САНОЯН

Разработаны установка и методика измерения поперечной восприимчивости цилиндрических магнитных пленок. Исследованы два типа пленок — шероховатые и гладкие. Дается модель, объясняющая аномальное поведение восприимчивости шероховатых пленок.

Работы Гофмана и Харта [1—3] по теории ряби и восприимчивости заставили по-новому взглянуть на восприимчивость пленок. Возникла возможность прямого сравнения микромагнитной теории ряби с экспериментом, связать восприимчивость со структурными параметрами пленок. В связи с этим в последние годы появились работы, в которых рассматривалось влияние различных факторов на восприимчивость и производилось сравнение экспериментальных результатов с теоретическими. Однако эти работы в основном выполнены на плоских пленках.

Из работ по цилиндрическим пленкам можно отметить две работы Дойля [4, 5]. В [4] рассматривается зависимость восприимчивости от магнитных свойств пленок, а в [5] изучается влияние внутренних напряжений на восприимчивость. Ни в той, ни в другой работе нет точной методики измерений восприимчивости цилиндрических магнитных пленок, что связано, как мы увидим ниже, с определенными трудностями, не объясняется ряд аномальных свойств восприимчивости цилиндрических пленок.

В данной работе рассматривается методика измерений поперечной восприимчивости цилиндрических пленок $\chi_{\varphi,\beta,\gamma} = \chi_{\pi/2,0,0}$ (по обозначениям Гофмана [1]) и влияние на нее шероховатости подложки. В нашем случае для $\chi_{\pi/2,0,0}$ пробное поле направлено вдоль легкой оси ($\beta = 0$), средний вектор намагниченности лежит вдоль трудной оси ($\varphi = \pi/2$), съем сигнала осуществляется с легкой оси ($\gamma = 0$).

На рис. 1 приводится схема измерительной установки, в основе которой положена мостовая схема. В одном плече моста устанавли-

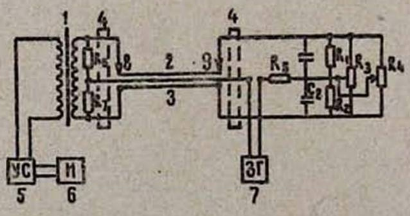

Рис. 1. Схема измерительной установки.

вается цилиндрическая магнитная пленка 2, во втором — подложка без пленки 3. Длина исследуемого образца — 12 *см*. Чтобы избежать деформации образца используются ртутные контакты 8, 9. Постоянное поле в трудном направлении H создается катушками Гельмгольца 4, позволяющими получать поля до 400 *э*. Для согласования моста с узкополосным усилителем 5 служит трасформатор 1, напряжение на выходе которого измеряется цифровым вольтметром 6 марки ВК7—10А/1. Для компенсации моста служат сопротивления R_1, R_2, емкости C_1, C_2 и потенциометры R_3, R_4. Потенциометром R_3 осуществляется грубая компенсация, а потенциометром R_4 — более тонкая. Сопротивлением R_5 задается ток, подаваемый на пленку от звукового генератора 7, которым определяется величина пробного поля. Частота пробного поля—10 *кгц*. Согласно Фельдткеллеру [6], кривые проницаемостей при больших величинах пробного поля искажаются, поэтому оно бралось меньше 0,01 *э*. В этом случае при $H = 50$ *э* напряжение на выходе трансформатора было порядка долей микровольт. Помехоустойчивость системы достигалась соответствующей экранировкой и расположением деталей схемы.

При измерении восприимчивости плоских пленок система без пленки устанавливается на нулевой сигнал, в связи с чем после введения пленки в измерительное устройство снимаемый сигнал U пропорционален χ. В случае цилиндрических пленок компенсацию необходимо производить при установленной пленке, поскольку пленка является частью измерительной системы. В этом случае для получения точных данных при компенсации необходимо „заморозить“ намагниченность пленки в очень больших полях. Тогда, согласно [6],

$$U = k\chi = \frac{B}{H - H_k + H_b}, \tag{1}$$

где U — напряжение на выходе усилителя, k — коэффициент пропорциональности между U и χ, B — константа, определяемая свойствами пленок, H — внешнее поле, приложенное в трудном направлении, H_k — поле анизотропии, H_b — эффективное поле рассеяния пленки, которое в больших приложенных полях, как будет показано ниже, постоянно.

При компенсации системы в большом поле H_0 неточность в определении U в рабочем интервале полей составляет

$$\Delta_0 = \frac{B}{H_0 - H_k + H_b}, \tag{2}$$

поскольку сигнал, соответствующий полю H_0, компенсируется и измеренное значение U оказывается на величину Δ_0 ниже истинного. Поэтому чем больше поле компенсации H_0, тем выше точность измерения. Если χ измеряется в поле 50 *э*, то для получения 5% точности необходимо вести компенсацию, по крайней мере, в полях порядка 1000 *э*, что технически сложно.

В связи с этим разработана методика определения поправки Δ_0. Для этого в поле H_A, соответствующем верхней границе интервала измерений χ, определяется ряд значений U_i при различных полях компенсации H_i, в несколько раз превышающих H_A. Тогда

$$U_i = U(H_A) - \frac{B}{H_A}, \tag{3}$$

поскольку $H_i \gg H_k + H_b$ ($i = 0, 1, 2, \cdots, k$). Вычитая из U_0 соответственно $U_1, U_2, \cdots, U_k$, получим новую последовательность

$$\Delta_i = U_0 - U_i = \frac{B}{H_i} - \frac{B}{H_0}. \tag{4}$$

Из (4) видно, что при $H_i \to \infty$ или $B/H_i \to 0$ $\Delta_i \to \Delta_0 = -B/H_0$, в связи с чем B/H_0 определяется как точка пересечения прямой $\Delta_i(H)$ с осью ординат, если по оси x отложить величину $1/(U_0 - U_i)$. Прибавляя найденную таким образом поправку Δ_0 к измеренным значениям U_j в рабочем интервале, при поле компенсации H_0 находим истинные значения сигнала (как если бы компенсация проводилась в бесконечно большом поле).

В работе измерялась восприимчивость двух типов цилиндрических пленок: гладких и шероховатых [7]. Пленки осаждались на проволоку из бериллиевой бронзы толщиной 0,23 *мм*. В случае гладких пленок проволока-подложка специально полировалась, для шероховатых пленок после полировки производилось травление поверхности проволоки для создания специального микрорельефа с целью управления свойствами пленок.

Шероховатая пленка имела характерную бугристую поверхность со средним размером бугров 1—2 *мкм* и амплитудой 0,2—0,25 *мкм*; размеры неровностей гладкой пленки были порядка сотен ангстрем.

На рис. 2 приведены характерные кривые восприимчивости для гладкой и шероховатой пленок, отнесенные к толщинам образцов.

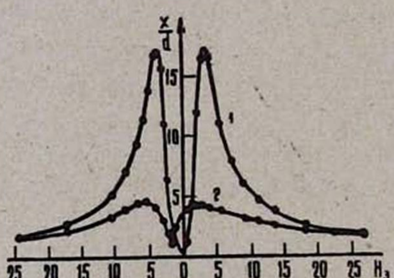

Рис. 2. Кривые восприимчивости гладкой (1) и шероховатой (2) пленок; χ/d — в произвольных единицах, d — толщина пленки.

Гладкая пленка толщиной 1 *мкм* имела следующие параметры: $H_c = 0{,}51$ *э*, $H_k = 2{,}4$ *э*, дисперсия анизотропии $\varphi_{80} < 1^\circ$, коэффициент прямоугольности и коэрцитивная сила петли гистерезиса в трудном направлении при перемагничивании в переменном поле с амплитудой

5 *э* составляли соответственно $K_п = 0{,}3$ и $H_{ст} = 0{,}4$ *э*. Аналогичные параметры для шероховатой пленки толщиной 0,9 *мкм* были: $H_c = 1{,}8$ *э*, $H_k = 2{,}8$ *э*, $\varphi_{80} \sim 2{,}5°$, $K_п = 0{,}45$, $H_{ст} = 0{,}8$ *э*.

Для получения воспроизводимых результатов по восприимчивости пленки насыщались в трудном направлении полем $H = +350$ *э*, которое постепенно уменьшалось до значения -50 *э*. По ходу изменения H в интервале ± 50 *э* производилось измерение восприимчивости.

Кривые восприимчивости имеют следующие характерные особенности.

1. Максимальная восприимчивость гладкой пленки в несколько раз выше, чем шероховатой. Это же наблюдалось в [4, 8].

3. В случае гладкой пленки первый пик по ходу изменения H от $+200$ *э* до -200 *э* выше, чем второй. В случае шероховатой пленки, наоборот, второй пик выше первого. В работе [4] первый пик всегда выше второго.

3. Для шероховатой пленки поле H_{p_1}, соответствующее $\chi_{1\,max}$ для первого пика, меньше, чем H_k; для гладкой — $H_{p_1} > H_k$. Поле H_{p_2}, соответствующее второму пику, как для гладкой, так и для шероховатой пленок больше H_k, причем $H_{p_2\,(шер)} > H_{p_2\,(глад)}$. Для гладкой пленки величины этих полей близки $H_{p_1} = 3{,}41$ *э* и $H_{p_2} = 3{,}72$ *э*, для шероховатой пленки — $H_{p_1} = 2{,}08$ *э* и $H_{p_2} = 5{,}5$ *э*. Полуширина пика восприимчивости ΔH на уровне $\chi/2$ у шероховатой пленки существенно больше, чем у гладкой.

4. Для шероховатой пленки минимум χ сдвинут в область отрицательных H. Если для гладкой пленки $H_{min} = -0{,}05$ *э*, то для шероховатой $H_{min} = -1{,}62$ *э*. χ_{min} для шероховатой пленки в три раза выше минимума χ гладкой пленки. В поле $H = 0$ проницаемость шероховатой пленки близка к максимальной и $\chi_0 = 0{,}8\,\chi_{max}$.

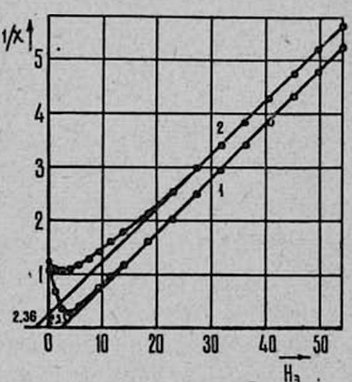

Рис. 3. Зависимость $1/\chi$ от поля в трудном направлении; $1/\chi$ — в произвольных единицах, 1 — гладкая пленка, 2 — шероховатая пленка.

5. На рис. 3 приводится зависимость $1/\chi$ от H. Из рисунка видно, что для гладкой пленки существенное отклонение от прямолинейной зависимости наблюдается при значениях поля меньше 30 *э*. Экстрапо-

ляция прямолинейных участков кривых к оси абсцисс дает для гладких пленок значение $H' = 2{,}53$ э, а для шероховатых — $H' = -2{,}36$ э. Величина H_b в уравнении (1), которая характеризует внутренние эффективные поля рассеяния, в больших полях не зависит от приложенного поля и является постоянной величиной. Для гладких пленок это поле практически равно нулю, поскольку с учетом точности измерения H_k совпадает с H'.

Приведенные особенности поведения гладкой и шероховатой пленок, за исключением того, что у шероховатой пленки $\chi_{1\max} < \chi_{2\max}$, близки к данным Дойля [4]. Согласно его терминологии наши гладкие пленки можно отнести к типу низкодисперсионных, а шероховатые—к пленкам с высокой дисперсией.

Если кривые восприимчивости гладких пленок соответствуют общепринятым теоретическим и экспериментальным данным для плоских пленок [1, 6, 8, 9], поведение шероховатых пленок весьма аномально. В первую очередь это относится к сдвигу H_{p_1} в область низких полей, так что $H_{p_1} < H_k$. Это отмечалось и в [4], однако объяснения не получило.

Влияние шероховатости на восприимчивость пленок в области полей, значительно превышающих H_k, теоретически изучалось в [10]. Однако поведение χ в области пика в этой работе не анализировалось.

Смещение пика восприимчивости от значения H_k в литературе связывается с влиянием структуры ряби. Поскольку по данным магнитных измерений шероховатые пленки должны обладать существенной рябью, имеет смысл рассмотреть теоретические и экспериментальные данные по этому вопросу. Уже в первой работе по восприимчивости для плоских пленок Фельдткеллер [6] отмечал, что $H_{p_1} > H_k$, причем эта разница существенна для пленок с большим отношением H_c/H_k, т. е. в пленках с большой рябью. Согласно расчетам Гофмана по линейной теории ряби [11]

$$H_{p_1} - H_k \sim (Ka)^{8/3}, \tag{5}$$

где K — константа кристаллической анизотропии, a — резмер кристаллитов. Левер и др. [9] показали, что хотя большим значениям разности $H_{p_1} - H_k$ и соответствуют большие значения K, однако однозначной зависимости между ними не наблюдается. В работе [8] было показано, что эта разность существенно увеличивается с увеличением шероховатости плоских пленок. Хотя в последних работах Гофмана разность $H_{p_1} - H_k$ непосредственно не вычислялась, однако поскольку пик восприимчивости связан с полем блокировки $h_2 > 0 \left(h_2 = \dfrac{H_2 - H_k}{H} \right)$, то теоретически $H_{p_1} > H_k$. Действительно, для всех экспериментально исследованных пленок у Гофмана [2, 11] это условие выполнялось. Таким образом, как теоретически, с точки зрения теории ряби, так и экспериментально для плоских пленок $H_{p_1} > H_k$.

С целью более глубокого изучения аномалии $H_{p_1} < H_k$ нами были проведены дополнительные эксперименты. Кривые восприимчивости снимались при различных начальных состояниях образцов (рис. 4). Для кривой 1 пленка размагничивалась переменным убывающим полем, приложенным вдоль трудного направления. Максимальное значение размагничивающего поля составляло 140 *э*. Кривая снималась от нулевого значения H до 50 *э* и аналогичным образом от нуля до -50 *э*.

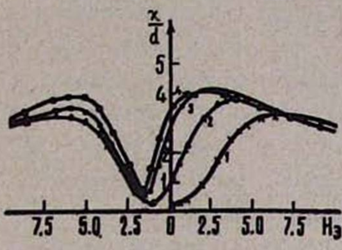

Рис. 4. Кривые восприимчивости шероховатой пленки при различных насыщающих полях: × — $H = 0$, ▲ — $H = 9$ *э*, ■ — $H = 45$ *э*, ● — $H = 90$ *э*; χ/d — в произвольных единицах.

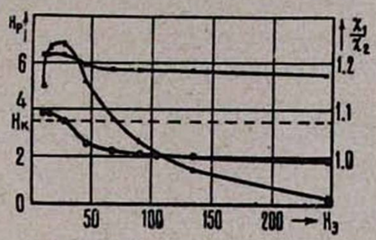

Рис. 5. Зависимость H_{p_1}, $|-H_{p_2}|$ и $\chi_{1\max}/\chi_{2\max}$ от поля насыщения; ● — H_{p_1}, ■ — H_{p_2}, ▲ — $\chi_{1\max}/\chi_{2\max}$.

Кривые, соответствующие положительным и отрицательным H, совпадают, поэтому на графике приводится кривая только для положительных H. Для снятия кривых 2, 3 и 4 после размагничивания пленка насыщалась в трудном направлении в полях 9, 45 и 90 *э* соответственно, затем поле уменьшалось до -50 *э* и по ходу изменения H измерялась восприимчивость. Данные рис. 4 относятся к шероховатой пленке. Для гладкой пленки изменения кривых были незначительными.

Результаты измерений указывают на существенную связь кривых восприимчивости шероховатых пленок от их исходного состояния. Как видно из рис. 5, на котором отложены зависимости H_{p_1} и H_{p_2} от начального поля в трудном направлении, условие $H_{p_1} > H_k$ выполняется только для начальных полей, лежащих в области 30 *э*. С ростом исходного насыщающего поля в дальнейшем происходит уменьшение H_{p_1} и величина $H_{p_1} - H_k$ становится отрицательной. Меняется не только H_{p_1}, но и максимальные величины пиков восприимчивости $\chi_{1\max}$ и $\chi_{2\max}$, причем отношение $\chi_{1\max}/\chi_{2\max}$, которое также приводится на рис. 5, в зависимости от исходного состояния может быть как больше, так и меньше единицы. В исследованной шероховатой пленке $\chi_{1\max}/\chi_{2\max}$ становится меньше единицы при насыщающих полях, превышающих 100 *э*, поэтому не удивительно, что в работе [4], в которой максимальное поле не превышало 70 *э*, это отношение было всегда больше единицы.

Полученная зависимость кривых восприимчивости от начальных условий указывает на их резкое отличие от плоских пленок и наводит на мысль, что наблюдаемые в шероховатых цилиндрических пленках аномалии связаны со спецификой этих пленок и, в частности, с особенностями формирования их структуры. Шероховатые пленки осаждаются на поверхность никель-фосфорного подслоя, имеющего характерную бугристую топографию, определяемую рельефом травленной поверхности проволоки [7]. С ростом железоникелевой пленки происходит сглаживание бугров, что указывает на различную активность поверхностных выступов и впадин формирующегося осадка. Действительно, согласно адсорбционно-диффузионной теории [12] при электролитическом осаждении на шероховатую поверхность на выступах адсорбируется больше примесных атомов, приводящих к уменьшению скорости осаждения в этих точках. Адсорбент частично захватывается растущей пленкой и образует в ней немагнитные включения, которые обуславливают внутренние напряжения, разброс по составу в микрообластях из-за разных плотностей тока и т. п. Это приводит к сильному увеличению H_c в шероховатых пленках, имеющих толщину меньше 0,4—0,5 *мкм*, причем она начинает терять свои анизотропные свойства. В очень тонких слоях, порядка 0,1 *мкм* и тоньше, пленки, видимо, в основном изотропны и имеют H_c порядка десяток эрстед. В таком случае шероховатые цилиндрические пленки в грубом приближении могут рассматриваться как двухслойные, связанные обменным и магнитостатическим взаимодействиями [13]. Если перед измерением восприимчивости такой образец насыщается полем в трудном направлении, большим, чем максимальное значение H_c нижнего слоя, то последний будет намагничиваться и в дальнейшем при уменьшении H до нуля он не изменит свое магнитное состояние. Тогда из-за обменного и магнитостатического взаимодействий этот слой будет задерживать поворот векторов намагниченности верхнего слоя. Таким образом, этот слой действует как некоторое эффективное постоянное поле в направлении приложенного H, в связи с чем становится понятным смещение H_{p_1} в область полей, меньших H_k. Естественно, что если нижний слой находится в размагниченном состоянии, области с направлением намагниченности, обратным приложенному H, из-за большой коэрцитивности будут препятствовать вращению намагниченности верхних слоев, сдвигая H_{p_1} вправо, что и наблюдается на эксперименте. При частичном насыщении пик восприимчивости должен занимать положение, промежуточное по отношению к этим крайним случаям.

Таким образом, аномальное поведение восприимчивости шероховатых цилиндрических пленок можно связать со спецификой формирования их структуры и качественно объяснить наличием на границе пленка-подложка тонкого изотропного магнитного слоя с большой коэрцитивностью.

Авторы признательны А. А. Едигаряну и А. Б. Какояну за предоставление образцов.

Поступила 5.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Hoffmann*. Phys. stat. sol., 33, 175 (1969).
2. *K. Kempter, H. Hoffmann*. Phys. stat. sol., 34, 237 (1969).
3. *H. Harte*. J. Appl. Phys., 39, 1503 (1968).
4. *W. D. Doyle, R. M. Josephs, A. Baltz*. J. Appl. Phys., 40, 1172 (1969).
5. *W. D. Doyle, T. E. Finnegan*. J. Appl. Phys., 39, 3355 (1968).
6. *E. Feldtkeller*. Z. Physik, 176, 510 (1963).
7. *Л. А. Едигарян, К. А. Егиян, А. Б. Какоян, Р. Г. Арутюнян, Г. А. Алаиакян*. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 34 (1971).
8. *R. J. Fairholme, K. D. Leaver*. Brit. J. Appl. Phys., D, ser. 2, 2, 1267 (1969).
9. *K. D. Leaver, M. Prutton, F. G. West*. Phys. stat. sol., 15, 267 (1966).
10. *А. Г. Лесник*. ФММ, 27, 1000 (1969).
11. *H. Hoffmann*. Micromagnetic Theory of the Quasistatic Behavior of Thin Films, University of Munich, 1965.
12. *H. Hoffman, H. M. Wiedemann*. Z. angew. Physik, 30, 117 (1970).
13. *Н. П. Гнусин, Н. Я. Коварский*. Шероховатость электроосажденных поверхностей, Изд. Наука, Новосибирск, 1970.
14. *E. Goto, N. Hayashi, T. Miyashita, K. Nakagawa*. J. Appl. Phys., 36, 2951 (1965).

ՀԻՄՔԻ ԽՈՐԴՈՒԲՈՐԴՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԸՆԿԱԼՄԱՆ ՎՐԱ

Կ. Ա. ԵՂՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՍԱՆՈՅԱՆ

Մշակված է սարքավորում և մեթոդ գլանային մագնիսական թաղանթների ընդլայնական չափումների համար։ Ուսումնասիրված է երկու տեսակի թաղանթներ՝ ողորկ և խորդուբորդ։ Բերված է մոդել խորդուբորդ թաղանթների ընկալիության անոմալ վարքը բացատրելու համար։

THE INFLUENCE OF THE SUBSTRATE ROUGHNESS ON THE TRANSVERSE SUSCEPTIBILITY OF CYLINDRICAL MAGNETIC FILMS

K. A. YEGIAN, Ju. G. SANOIAN

The apparatus and methods to measure transverse susceptibility of cylindrical magnetic films have been developed. Rough and smooth films were tried. The model given helps to understand the anomalous behaviour of susceptibility of rough films.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 148—155 (1973)

ИЗМЕРЕНИЕ ШУМОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ АНТЕНН

А. М. АСЛАНЯН, А. Г. ГУЛЯН

Предложен новый метод измерения шумовой температуры антенн с помощью аттенюатора поглощающего типа. Показано, что этот метод устраняет влияние нелинейности радиометра и наряду с простотой в практическом применении не ухудшает точность измерения по сравнению с методом „двух нагрузок". С помощью указанного метода можно измерять антенную температуру радиоисточника и, следовательно, эффективную площадь антенны. Предложен также метод калибровки аттенюатора, при котором первичное затухание его не влияет на результаты измерений.

1. Измерение шумовой температуры

Для радиоприемного устройства антенна является источником шума, который обусловлен радиоизлучением Галактики, земной атмосферы, земли, местных предметов и элементов самой антенны. Шумовую температуру антенны $T_{\text{ша}}$ можно определить как температуру сопротивления, равного выходному сопротивлению антенны, которое выделяет на входе приемника такую же мощность шума, как и антенна.

Измерение $T_{\text{ша}}$ производится с помощью двух эталонных согласованных нагрузок, включенных поочередно на вход радиометра, нагретых до различных температур T_1 и T_2 [1] (рис. 1). Принимая рабочую характеристику радиометра линейной, для температуры шумов антенны можно написать

$$T_{\text{ша}} = \alpha T_2 - (\alpha - 1)\, T_1, \tag{1}$$

где $T_1 > T_2$, $\alpha = \dfrac{b}{a} > 1$.

Пренебрегая ошибками рассогласований, для средней квадратичной относительной ошибки шумовой температуры антенны имеем

$$\sigma_{T_{\text{ша}}} = \pm \sqrt{\left(\frac{T_1 - T_{\text{ша}}}{T_{\text{ша}}}\right)^2 \sigma_\alpha^2 + \left[\frac{(T_1 - T_{\text{ша}})\, T_2}{T_{\text{ша}}\,(T_1 - T_2)}\right]^2 \sigma_{T_2}^2 + \left[\frac{(T_2 - T_{\text{ша}})\, T_1}{T_{\text{ша}}\,(T_1 - T_2)}\right]^2 \sigma_{T_1}^2}, \tag{2}$$

где σ_α, σ_{T_1} и σ_{T_2} — средние квадратичные относительные ошибки α, T_1 и T_2 соответственно.

В табл. приведены выражения $T_{\text{ша}}$ и $\sigma_{T_{\text{ша}}}$ для конкретных случаев, применяемых на практике.

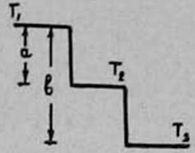

Рис 1

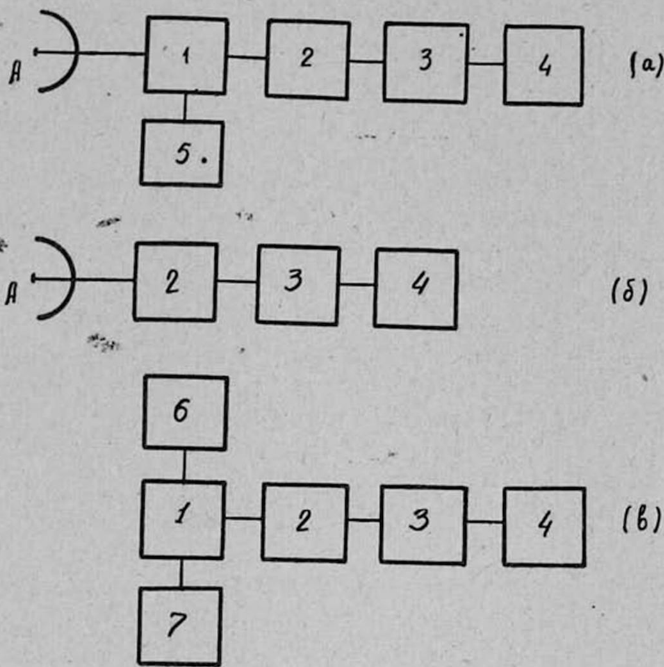

Рис. 2.

Рис. 1. К измерению $T_{\text{ша}}$ методом двух нагрузок.

Рис. 2. Схемы подключения радиометра: А — антенна, 1 — переключатель, 2 — аттенюатор, 3 — радиометр, 4 — выходное регистрирующее устройство, 5, 6, 7 — согласованные нагрузки при температурах соответственно $T_{\text{н}}$, T_0 и T_1.

Таблица

№ пп.	Температура используемых нагрузок	$T_{\text{ша}}$	$\sigma_{T_{\text{ша}}}$	Примечание
1	$T_1 = T_0$ (температура окружающей среды), $T_2 = T_0 + \Delta T$	$T_0 - \alpha\Delta T$	$\pm\left(\dfrac{T_0}{T_{\text{ша}}} - 1\right)\sigma_{\Delta T}$	$\sigma_\alpha < \sigma_{T_0}$, $\alpha > 1$; $\sigma_{T_0} \ll \sigma_{\Delta T}$
2	$T_2 = T_{\text{аз.}}$ (температура жидкого азота), $T_1 = T_0$	$\alpha T_{\text{аз.}} - (\alpha - 1)\, T_0$	$\pm\dfrac{T_{\text{аз.}}(T_0 - T_{\text{ша}})}{T_{\text{ша}}(T_0 - T_{\text{аз.}})}\sigma_{T_{\text{аз.}}}$	$\sigma_\alpha < \sigma_{T_0}$, $\alpha > 1$; $\sigma_{T_0} \ll \sigma_{T_{\text{аз.}}}$
3	$T_2 = T_{\text{гел.}}$ (температура жидкого гелия), $T_1 = T_0$	$\alpha T_{\text{гел.}} - (\alpha - 1)\, T_0$	$\pm\dfrac{T_{\text{гел.}}(T_0 - T_{\text{ша}})}{T_{\text{ша}}(T_0 - T_{\text{гел.}})}\sigma_{T_{\text{гел}}}$	$\sigma_\alpha < \sigma_{T_0}$, $\alpha < 1$; $\sigma_{T_0} \ll \sigma_{T_{\text{гел.}}}$

Заметим, что σ_α можно сделать сколь угодно малой, увеличивая число измерений.

Часто для удобства вместо нагрузки, находящейся в окружающей среде, на вход радиометра подается калиброванный сигнал $T_{\text{гш}}$ от шумового генератора. При этом выражение для $\sigma_{T_{\text{ша}}}$, приведенное в таблице, не меняется, но ошибка измерения $T_{\text{ша}}$ увеличивается из-за непостоянства $T_{\text{гш}}$.

В работе [2] шумовая температура антенны измерялась методом выключения модулирующего напряжения. При этом была оценена погрешность, обусловленная несогласованностью нагрузок, однако эффекты, возникающие при выключении модулирующего напряжения, не были рассмотрены.

Ниже предлагается новый метод измерения шумовой температуры антенны. Сущность метода состоит в том, что роль нагрузки, находящейся в окружающей среде, играет калиброванный аттенюатор поглощающего типа, введенный во входной тракт радиоприемного устройства (рис. 2а). Процедура измерения сводится к записи уровней, соответствующих шумовой температуре антенны ($T_{\text{ша}}$) и нагрузки ($T_{\text{н}}$). Если $T_{\text{ша}} < T_{\text{н}}$, то при помощи аттенюатора в тракт антенны вводится некоторое затухание β (рис. 3а) и шумовая температура определяется из выражения

$$T_{\text{ша}} = \frac{T_{\text{н}} - \alpha\beta T_0}{1 - \alpha\beta}, \quad \alpha = \frac{b}{a}. \tag{3}$$

Если $T_{\text{ша}} > T_{\text{н}}$, то затухание β вводится в тракт нагрузки (рис. 3б), а шумовая температура определяется из выражения

$$T_{\text{ша}} = T_{\text{н}} + \alpha\beta\,(T_0 - T_{\text{н}}).$$

В обоих случаях величина β выбирается такой, чтобы обеспечивалось условие $\alpha \approx 1$. Пренебрегая ошибками рассогласований, для средней квадратичной относительной ошибки шумовой температуры антенны получаются следующие выражения:

$$\sigma_{T_{\text{ша}}} = \left\{ \left[\frac{(T_{\text{н}} - T_{\text{ша}})(T_0 - T_{\text{ша}})}{T_{\text{ша}}\,(T_0 - T_{\text{н}})} \right]^2 \sigma_\alpha^2 + \left[\frac{T_{\text{н}}\,(T_0 - T_{\text{ша}})}{T_{\text{ша}}\,(T_0 - T_{\text{н}})} \right]^2 \sigma_{T_{\text{н}}}^2 + \left[\frac{T_0\,(T_{\text{н}} - T_{\text{ша}})}{T_{\text{ша}}\,(T_0 - T_{\text{н}})} \right]^2 \sigma_{T_0}^2 \right\}^{1/2}$$

при $T_{\text{ша}} < T_{\text{н}}$, и

(4)

$$\sigma_{T_{\text{ша}}} = \sqrt{\left(\frac{T_{\text{ша}} - T_{\text{н}}}{T_{\text{ша}}}\right)^2 \sigma_\alpha^2 + \left[\frac{T_{\text{н}}\,(T_0 - T_{\text{ша}})}{T_{\text{ша}}\,(T_0 - T_{\text{н}})} \right]^2 \sigma_{T_{\text{н}}}^2 + \left[\frac{T_0\,(T_{\text{н}} - T_{\text{ша}})}{T_{\text{ша}}\,(T_0 - T_{\text{н}})} \right]^2 \sigma_{T_0}^2}$$

при $T_{\text{ша}} > T_{\text{н}}$.

Сравнение выражений (2) и (4) показывает, что при прочих равных условиях для получения одинаковой точности измерений предла

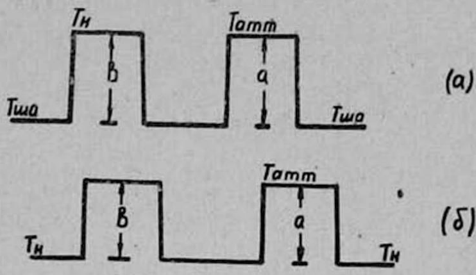

Рис. 3

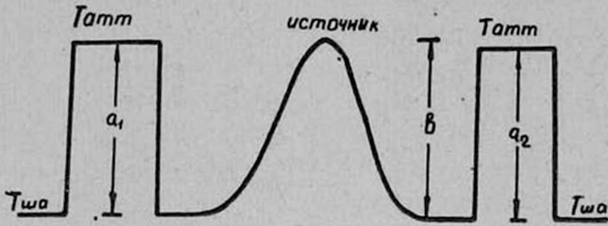

Рис. 4

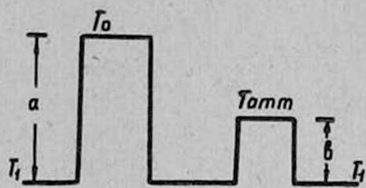

Рис. 5.

Рис. 3. К измерению $T_{\text{ша}}$ с помощью аттенюатора: (а) при $T_{\text{ша}} < T_{\text{н}}$, $T_{\text{ат.}} = T_{\text{ша}}(1-\beta) + T_0\beta$; (б) при $T_{\text{ша}} > T_{\text{н}}$, $T_{\text{ат.}} = T_{\text{н}}(1-\beta) + T_0\beta$.

Рис. 4. К измерению эффективной площади антенны, $T_{\text{ат.}} = T_{\text{ша}}(1-\beta) + T_0\beta$.

Рис. 5. К калибровке аттенюатора, $T_{\text{ат.}} = T_1(1-\beta) + T_0\beta$.

гаемый метод позволяет уменьшить число измерений в $\left(\frac{T_0 - T_{\text{н}}}{T_{\text{н}} - T_{\text{ша}}}\right)^2$ раз при $T_{\text{ша}} < T_{\text{н}}$ и в $\left(\frac{T_0 - T_{\text{ша}}}{T_{\text{ша}} - T_{\text{н}}}\right)^2$ раз при $T_{\text{ша}} > T_{\text{н}}$ по сравнению с методом двух нагрузок.

Наряду с этим новый метод имеет также следующее преимущество. Если при измерениях методом двух нагрузок на шкале выходного регистрирующего устройства необходимо поместить уровни, соответствующие температурам $T_{\text{ша}}$, $T_{\text{аз}}$, T_0 или $T_{\text{ша}}$, $T_{\text{гел}}$, T_0, то в новом методе — только уровни $T_{\text{ша}}$, $T_{\text{аз}}$ или $T_{\text{ша}}$, $T_{\text{гел}}$, что позволяет исключить влияние нелинейности рабочей характеристики радиометра на результаты измерений.

2. Измерение эффективной площади

Выражение для эффективной площади антенны имеет вид

$$A = g\,\frac{2kT_a}{S}, \tag{5}$$

где k — постоянная Больцмана, T_a — измеренная антенная температура в °K, S — плотность потока радиоизлучения в единицах $\frac{вт}{м^2 гц}$ выбранного эталонного радиоисточника, а g — дифференциальный безразмерный коэффициент, учитывающий ослабление радиоволн в земной атмосфере [1, 3—5], соизмеримость угловых размеров эталонного радиоисточника и ширины диаграммы направленности исследуемой антенны [1, 3, 5, 6], поляризационные характеристики эталонного радиоисточника [1, 6, 7] и, наконец, соизмеримость постоянной времени выходной цепи радиометра и времени прохождения эталонного источника через диаграмму направленности антенны [1]. Необходимость учета последнего эффекта возникает в случае, когда измерения проводятся при неподвижной антенне.

В качестве эталонных источников при антенных измерениях широко используются самые мощные источники радиоизлучения: Кассиопея-А, Лебедь-А, Телец-А, Дева-А. Эти источники довольно подробно изучены многими авторами и данные о них приведены в научной литературе (напр. [1, 5, 6, 9—12]).

Как следует из вышеизложенного и формулы (5), задача измерения эффективной площади антенны сводится к измерению антенной температуры источника T_a. Измерение T_a подробно описано в [1].

Ниже описывается метод измерения антенной температуры источника с помощью прецизионного аттенюатора поглощающего типа и известной шумовой температуры антенны. Радиометр подключается к антенне по схеме рис. 2б. При помощи аттенюатора вводится затухание определенной величины β до и после прохождения эталонного источника через диаграмму направленности исследуемой антенны (рис. 4). Антенная температура источника определяется из выражения

$$T_a = \alpha\beta\,(T_0 - T_{ша}),\quad \alpha = \frac{2b}{a_1 + a_2}. \tag{6}$$

Величина β подбирается такой, чтобы выполнялось условие $\alpha \approx 1$.

Для средней квадратичной относительной ошибки антенной температуры имеем

$$\sigma_{T_a} = \pm\sqrt{\left(\frac{T_{ша}}{T_0 - T_{ша}}\right)^2 \sigma^2_{T_{ша}} + \sigma^2_{\alpha}}. \tag{7}$$

Известно, что шумовая температура больших современных антенн в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн не превышает 50°K, следовательно, как видно из выражения (7), ошибки в определении шумовой температуры антенны мало влияют на σ_{T_a}.

Подставляя (6) в (5), для эффективной площади антенны получим

$$A = \frac{2k\alpha\beta g\,(T_0 - T_{\text{ша}})}{S}.$$

Средняя квадратичная ошибка эффективной площади антенны будет

$$\sigma_A = \pm\sqrt{\sigma_g^2 + \sigma_S^2 + \left(\frac{T_{\text{ша}}}{T_0 - T_{\text{ша}}}\right)^2 \sigma_{T_{\text{ша}}}^2 + \sigma_\alpha^2}. \tag{8}$$

Для измерений можно выбрать такие радиоисточники и такие условия измерений, чтобы коэффициент g равнялся единице. И если число измерений достаточно большое, то остальными членами выражения (8) можно пренебречь по сравнению с σ_S и эффективную площадь антенны измерять с точностью плотности потока выбранного эталонного источника.

Отметим некоторые преимущества описанного метода измерения антенной температуры источника.

Во-первых, метод очень прост и удобен в практическом отношении, так как исключает некоторые элементы во входной цепи радиометра (нагрузки, направленный ответвитель, генератор шума), которые вносят дополнительные ошибки.

Во-вторых, метод исключает нежелательные эффекты нелинейности рабочей характеристики радиометра, так как позволяет получить температуру любой величины, сравнимую с антенной температурой выбранного эталонного источника. Это преимущество особенно существенно при измерениях эффективной площади антенны с высокой угловой разрешающей способностью, когда использование отмеченных выше протяженных эталонных источников становится нежелательным из-за сложности их структур, учет которых вносит большие ошибки. Во избежание этого при таких измерениях необходимо в качестве эталонных выбирать источники с малыми угловыми размерами (например, квазары). Однако из-за малых мощностей их радиоизлучения антенные температуры этих источников не превосходят 10°К. В таких случаях предлагаемый метод позволяет легко реализовать высокие точности определения эффективной площади антенны.

3. Калибровка аттенюатора

Калибровка аттенюатора производится с помощью двух нагрузок по схеме рис. 2в. Если одна из нагрузок и аттенюатор находятся при температуре окружающей среды (T_0), то величина затухания β определяется из условия (рис. 5)

$$T_1(1-\beta) + T_0\beta - T_1 = \frac{b}{a}(T_0 - T_1),$$

где $T_1 < T_0$, откуда

$$\beta = \frac{b}{a}. \tag{9}$$

Из (9) видно, что величина затухания не зависит от абсолютных значений температур входных нагрузок и ее можно измерять с достаточно высокой точностью, увеличивая число измерений. Этим объясняется отсутствие в выражениях (3) и (7) ошибок измерения β.

С другой стороны, независимость величины β от абсолютных значений входных температур позволяет выбрать такую температуру T_1, чтобы разность $T_0 - T_1$ была достаточно малой и нелинейность рабочей характеристики радиометра не влияла на значение β.

Отметим, что формулы (3), (6) и (9) выведены в предположении, что аттенюатор не имеет первичного затухания β_0. В противном случае легко показать, что эти формулы примут вид

$$T_{\text{ша}} = \frac{T_{\text{н}}(1-\beta_0) + \alpha T_0(\beta_0 - \beta_1)}{1 - \beta_0 + \alpha(\beta_0 - \beta_1)}, \tag{10}$$

$$T_a = \frac{\alpha(\beta_1 - \beta_0)(T_0 - T_{\text{ша}})}{1 - \beta_0}, \tag{11}$$

$$\beta_1 = \beta_0 + \beta(1 - \beta_0). \tag{12}$$

Подставляя (12) в (10) и (11), получим формулы (3) и (6). Это значит, что при такой калибровке аттенюатора его первичное затухание не влияет на результаты измерений шумовой температуры и эффективной площади антенны.

Авторы выражают благодарность Э. Г. Мирзабекяну за ценные замечания при обсуждении полученных результатов.

Институт радиофизики
и электроники АН АрмССР

Поступила 1.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович*. Радиоастрономические методы измерения параметров антенн, М., 1962.
2. *А. А. Стоцкий*. Известия ГАО, 23, 137 (1964).
3. *С. А. Жевакин, В. С. Троицкий*. Радиотехника и электроника, 4, 21 (1959).
4. *С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, И. Н. Цейтлин*. Изв. вузов, Радиофизика, 1, 2 (1959).
5. *R. J. Allan, A. H. Barrett*. Astrophys. J., 149, 1 (1967).
6. *W. H. Baars, F. G. Mezger, H. Wendker*. Astrophys. J., 142, 122 (1965).
7. *W. A. Dent, F. T. Haddock*. Astrophys. J., 144, 568 (1966).
8. *В. М. Щиголев*. Математическая обработка наблюдений, М., 1962.
9. *Л. И. Бондарь* и др. Изв. вузов, Радиофизика, 12, 807 (1968).
10. *Д. А. Димитриенко* и др. Изв. вузов, Радиофизика, 13, 823 (1970).
11. *Л. В. Виноградова, Д. А. Димитриенко, И. Н. Цейтлин*. Изв. вузов, Радиофизика, 14, 157 (1971).
12. *В. С. Троицкий* и др. Астрон. Ж., 48, 1150 (1971).

ԱՆՏԵՆԱՅԻ ԱՂՄՈՒԿԻ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԵՎ ԷՖԵԿՏԻՎ ՄԱԿԵՐԵՍԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

Ա. Մ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՂՈՒԼՅԱՆ

Առաջարկված է անտեննաների աղմուկի ջերմաստիճանի չափման նոր մեթոդ կլանող տիպի մարիչի օգնությամբ։ Ցույց է տրված, որ այս մեթոդը վերացնում է ռադիոմետրի ոչ գծայնության ազդեցությունը չափումների արդյունքների վրա և գործնական կիրառման պարզության հետ միասին չի մեծացնում չափումների սխալը «երկու բեռի» մեթոդի նկատմամբ։ Այս մեթոդի օգնությամբ կարելի է չափել էտալոնային ռադիոաղբյուրի անտեննային ջերմաստիճանը և, հետևաբար, անտեննայի էֆեկտիվ մակերեսը։ Առաջարկված է նաև մարիչի աստիճանավորման մեթոդ, ըստ որի նրա սկզբնական մարումը չի ազդում չափումների արդյունքների վրա։

MEASUREMENT OF ANTENNA NOISE TEMPERATURE AND EFFECTIVE AREA OF ANTENNA

A. M. ASLANIAN, A. G. GULIAN

A new method for the measurement of antenna noise temperature by using the precision attenuator of absorbing type is offered. It is shown that this method eliminates the influence of radiometer non-linearity on the results of measurements and is no less precise in comparison with the method of "two loads", being besides easy handling. By this method one can measure the antenna temperature of the standard radiosource and consequently the antenna area. A method of attenuator calibration is also offered, owing to which its original attenuation does not affect the results of the measurements.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ռ. Ա. Մելիքյան, Յու. Ֆ. Օռլով, Ս. Ա. Խեյֆեց. Սինխրոտրոնում էլեկտրոնի շարժման քվանտային տեսությունը ավտոֆազայացնող դաշտի առկայության դեպքում։ 1. Ալիքային ֆունկցիաները 85

Ն. Լ. Գրիգորով, Ս. Վ. Միտոյան, Ա. Ի. Սավելյևա. Տիեզերական ճառագայթներում 10^{12} էվ-ից ավելի մեծ էներգիայով օժտված տարբեր բնույթի մասնիկների միջուկային փոխազդեցությունների բնութագրերի ուսումնասիրման մեթոդ 93

Հ. Ս. Մերգելյան. Հիրոտրոպ պարբերականորեն անհամասեռ միջավայրում շարժվող լիցքավորված մասնիկի դաշտը 100

Մ. Ա. Նավասարդյան, Պ. Հ. Բեզիրգանյան. Լաուէ-անդրադարձած փնջի ինտենսիվության փոփոխման դինամիկան ջերմաստիճանային գրադիենտի մեծության մոնոտոն փոփոխման ընթացքում 108

Կ. Գ. Թրունի, Դ. Մ. Վարդանյան, Պ. Հ. Բեզիրգանյան. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրման սֆերիկ ալիքային մոտավորությունը Բրեգի դեպքում 118

Ռ. Ն. Գյուզալյան, Կ. Վ. Կարմենյան, Յու. Ս. Չիլինգարյան. Ոչգծային օպտիկական էֆեկտներ պիկովարկյանային գրգռման դեպքում 125

Գ. Վ. Սմիրնիցկայա, Գ. Ա. Եղիազարյան. Օսցիլացվող էլեկտրոններով պարպման տատանումների փորձնական հետազոտումը 133

Կ. Ա. Եղյան, Յու. Գ. Սանոյան. Հիմքի խորդուբորդությունների ազդեցությունը գլանային մագնիսական թաղանթների ընկալման վրա 140

Ա. Մ. Ասլանյան, Ա. Գ. Ղուլյան. Անտենայի աղմուկի ջերմաստիճանի և էֆեկտիվ մակերեսի չափումը 148

СОДЕРЖАНИЕ

Р. А. Меликян, Ю. Ф. Орлов, С. А. Хейфец. Квантовая теория движения электрона в синхротроне с учетом автофазирующего поля. 1. Волновые функции 85

Н. Л. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева. Метод изучения характеристик ядерных взаимодействий частиц космических лучей различной природы с энергией выше 10^{12} *эв* 93

О. С. Мергелян. Поле заряженной частицы, движущейся в гиротропной периодически-неоднородной среде 100

М. А. Навасардян, П. А. Безирганян. Динамика изменения интенсивности Лауэ-отраженного пучка при непрерывном изменении величины температурного градиента 108

К. Г. Труни, Д. М. Варданян, П. А. Безирганян. Приближение сферических рентгеновых волн в случае Брэгга 118

Р. Н. Гюзалян, К. В. Карменян, Ю. С. Чилингарян. Нелинейные оптические эффекты при пикосекундной накачке 125

Г. В. Смирницкая, Г. А. Егиазарян. Экспериментальное исследование колебаний в разряде с осциллирующими электронами при низких давлениях . . 133

К. А. Егиян, Ю. Г. Саноян. Влияние шероховатости подложки на восприимчивость цилиндрических магнитных пленок 140

А. М. Асланян, А. Г. Гулян. Измерение шумовой температуры и эффективной площади антенн 148