ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1970

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 233—236 (1970)

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

О. С. ЕРИЦЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

Рассмотрено взаимодействие плоской электромагнитной волны с границей раздела вакуум—двумерно периодическая среда. В приближении теории возмущений получены законы отражения и преломления и формулы Френеля.

Пусть плоскость $z=0$ отделяет вакуум от среды, диэлектрическая проницаемость которой является периодической функцией координат x и y. Для простоты будем считать $\varepsilon(x, y)$ четной функцией. Если при этом $\varepsilon(x, y)$ допускает разложение в ряд Фурье

$$\varepsilon(x, y)=\varepsilon_0+\sum_{n, m=1}^{\infty} \Delta_{n, m} \cdot \cos(\alpha m x+\gamma n y)=\varepsilon_0+\varepsilon'(x, y) \tag{1}$$

и при этом

$$|\varepsilon'| \ll \varepsilon_0, \ \alpha=\frac{2\pi}{l_x}, \quad \gamma=\frac{2\pi}{l_y}, \tag{2}$$

то задачу можно решать в приближении теории возмущений. Пусть волна

$$\vec{E}(\vec{r}, t)=\vec{E}_0(\omega) \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} \tag{3}$$

падает из вакуума на границу $z=0$ под углами ϑ_0 и φ_0:

$$\left.\begin{aligned} k_x &= \frac{\omega}{c} \sin\vartheta_0 \cdot \sin\varphi_0, \\ k_y &= \frac{\omega}{c} \sin\vartheta_0 \cdot \cos\varphi_0, \\ k_z &= \frac{\omega}{c} \cos\vartheta_0. \end{aligned}\right\}. \tag{4}$$

Запишем ряд (1) в виде

$$\varepsilon(x, y)=\varepsilon_0+\frac{1}{2}\sum_{\vec{b}\neq 0} \Delta_{\vec{b}} \cdot e^{i\vec{b}\vec{r}}, \ \Delta_{-\vec{b}}=\Delta_{\vec{b}}, \tag{5}$$

где

$$\vec{b}=\frac{2\pi n}{l_x}\vec{n}_x+\frac{2\pi m}{l_y}\cdot\vec{n}_y \tag{6}$$

вектор обратной решетки структуры.

Тогда преломленная волна является (в приближении теории возмущений) решением уравнения

$$\left(\nabla^2+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)\vec{\tilde{E}}_2(\vec{r},t)=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon'\vec{E}_{2,0}(\vec{r},t)-\vec{\nabla}(\vec{\nabla}\vec{\tilde{E}}_2). \tag{7}$$

Частным решением этого уравнения (в первом приближении) является

$$\vec{E}_2'(\vec{r},t)=\sum_{\vec{b}\neq 0}\frac{\Delta_{\vec{b}}}{2\varepsilon_0}\cdot\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\cdot\vec{E}_{2,0}-(\vec{b}\vec{E}_{2,0})(\vec{b}+\vec{k}_2)}{\vec{b}(\vec{b}+2\vec{k}_2)}e^{i(\vec{k}_2+\vec{b})\vec{r}-i\omega t}. \tag{8}$$

В формулах (7)—(8)

$$\vec{E}_{2,0}(\vec{r},t)=\vec{E}_{2,0}\cdot e^{i(\vec{k}_2\vec{r}-\omega t)} \tag{9}$$

является преломленным полем при $\vec{b}=0$ (обычные формулы Френеля, [2]), а $\vec{k}_2=\vec{k}_2(k_x,k_y,k_{2z})$, где

$$k_{2z}=\sqrt{\varepsilon_0-\cos^2\vartheta_0}\cdot\frac{\omega}{c}. \tag{10}$$

Полное преломленное поле $\vec{\tilde{E}}_2(\vec{r},t)$ будет суммой поля $\vec{E}_2'(\vec{r},t)$ и поля $\vec{E}_2''(\vec{r},t)$, которое является решением однородного уравнения (7). Это решение имеет вид

$$\vec{E}_2''(\vec{r},t)=\sum_{\vec{b}\neq 0}\vec{E}''_{2,\vec{b}}\,e^{i\left[(\vec{\varkappa}+\vec{b})\vec{\rho}+k^{\vec{b}}_{2z}\cdot z-\omega t\right]}, \tag{11}$$

где

$$\vec{\varkappa}=\vec{n}_x\cdot k_x+\vec{n}_y\cdot k_y,\quad k^{\vec{b}}_{2z}=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0-(\vec{\varkappa}+\vec{b})^2}. \tag{12}$$

Поле отраженной волны может быть записано в аналогичной форме

$$\vec{E}_1(\vec{r},t)=\sum_{\vec{b}\neq 0}\vec{E}_{1,\vec{b}}\cdot e^{i\left[(\vec{\varkappa}+\vec{b})\vec{\rho}-k^{\vec{b}}_{1z}\cdot z-\omega t\right]}, \tag{13}$$

$$k^{\vec{b}}_{1z}=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-(\vec{\varkappa}+\vec{b})^2}.$$

Неизвестные амплитуды $\vec{E}''_{2,\vec{b}}$ и $\vec{E}_{1,\vec{b}}$ без труда определяются из граничных условий

$$(\vec{E}_{1,\vec{b}})_{\vec{\rho}}=(\vec{E}'_{2,\vec{b}}+\vec{E}''_{2,\vec{b}})_{\vec{\rho}}, \tag{14}$$

$$(\vec{E}_{1,\vec{b}})_z = (\vec{D}'_{2,\vec{b}})_z + \varepsilon_0 (\vec{E}''_{2,b})_z$$

и условия поперечности полей

$$(\vec{\varkappa} + \vec{b})(\vec{E}_{1,b})_{\vec{\rho}} - k^{\vec{b}}_{1z} \cdot (\vec{E}_{1,\vec{b}})_z = 0, \tag{15}$$

$$(\vec{\varkappa} + \vec{b})(\vec{E}''_{2,\vec{b}})_{\vec{\rho}} + k^{\vec{b}}_{2z} (\vec{E}''_{2,\vec{b}})_z = 0.$$

Углы отражения соответствующих гармоник $\vartheta_{1\vec{b}}$ даются формулами

$$\sin \vartheta_{1,\vec{b}} = \sqrt{(\vec{\varkappa} + \vec{b})^2} \cdot \frac{c}{\omega} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\varkappa^2 + 2\vec{\varkappa}\vec{b} + b^2} \tag{16}$$

или иначе

$$\sin \vartheta_{n,m} = \sqrt{\sin^2 \vartheta_0 + 2 \cdot \frac{2\pi c}{\omega} \sin \vartheta_0 \left[\frac{\sin \varphi_0 \cdot n}{l_x} + \frac{\cos \varphi_0 \cdot m}{l_y} \right] + \left(\frac{2\pi c}{\omega} \right)^2 \cdot \left(\frac{n^2}{l_x^2} + \frac{m^2}{l_y^2} \right)}. \tag{16a}$$

Закон преломления имеет различный вид для волн с амплитудами $\vec{E}'_2$ и $\vec{E}''_2$:

а) в первом случае закон преломления имеет вид

$$\sin \vartheta'_{2,n,m} = \frac{\sin \vartheta_{1,n,m}}{\sqrt{\varepsilon_0 - \sin^2 \vartheta_0 + \sin^2 \vartheta_{1,n,m}}}, \tag{17}$$

б) для волны с амплитудой $\vec{E}''_2$ угол преломления будет

$$\sin \vartheta''_{2,n,m} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0}} \cdot \sin \vartheta_{1,n,m}. \tag{18}$$

Плоскости поляризации высших гармоник при отражении и преломлении поворачиваются. Рассмотрим это на примере нормального падения.

Пусть в падающей волне $E_0 = E_x$, $k_0 = k_z$. Тогда законы отражения и преломления принимают более простой вид

$$\sin \vartheta_{n,m} = \frac{2\pi c}{\omega} \sqrt{\frac{n^2}{l_x^2} + \frac{m^2}{l_y^2}} \tag{16б}$$

и соответственно меняются формулы (17) и (18).

Для амплитуды отраженного поля из условий (14)—(15) получим

$$E'_{1z,n,m} = \frac{\Delta_{m,n} \cdot \pi n \cdot (k_{2,b} - k_{2,0}) \cdot k_{2,b}}{l_x \left(\frac{n^2}{l_x^2} + \frac{m^2}{l_y^2} \right) \cdot (\varepsilon_0 k_{1,b} + k_{2,b})} E_{2,0}\,, \tag{19}$$

а плоскость поляризации отраженной волны поворачивается на угол $\varphi_{n,m}$, определяемый из

$$\operatorname{tg} \varphi^1_{n,m} = \frac{E_{1y}}{E_{1x}} = -\frac{k_{2b} \cdot \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_{1b}^2\right) + k_{1b} \left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 - k_{2b}^2\right)}{\frac{\omega^2}{c^2}\frac{m^2}{l_y^2}(\varepsilon_0 k_{1b} + k_{2b}) + \frac{n^2}{l_x^2} k_{1b} k_{2b} (k_{1b} + k_{2b})} \cdot \frac{nm}{l_x l_y} =$$

$$= -\frac{b^2 (k_{1b} + k_{2b})}{\frac{\omega^2}{c^2}\frac{m^2}{l_y^2}(\varepsilon_0 k_{1b} + k_{2b}) + \frac{n^2}{l_x^2} k_{1b} k_{2b} (k_{1b} + k_{2b})} \frac{nm}{l_x l_y}. \tag{20}$$

Аналогичным образом можно определить углы поворота плоскости поляризации для преломленных волн.

Институт физических исследований
АН АрмССР,
Ереванский физический институт

Поступила 12.XI1.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. Д. Джексон*, Ряды Фурье и ортогональные полиномы. ИЛ, М., 1948.
2. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред. М., 1959.
3. *Л. Бриллюэн, М. Пароди*, Волны в периодических структурах, ИЛ, М., 1959.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄՆ ՈՒ ԲԵԿՈՒՄԸ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՍԱՀՄԱՆԻՆ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Քննարկված է հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցությունը վակումի և երկչափ-պարբերականություն ունեցող միջավայրի սահմանի հետ։ Ստացված են անդրադարձման և բեկման օրենքները հիմնական և բարձր հարմոնիկների համար, ինչպես նաև Ֆրենելի բանաձևերը գրգռումների տեսության առաջին մոտավորությամբ։

REFLFCTION AND REFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES ON THE BOUNDARY OF PERIODIC NON-UNIFORM MEDIA

O. S. ERITSIAN, H. S. MERGELIAN

The interaction of electromagnetic waves with the boundary of periodic non-uniform media is discussed. The laws of reflection and refraction for fundamental and high harmonics are obtained. The Frensels formulae in first approximation of the disturbance theory are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 237—243 (1970)

ИЗЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПРИ ПРОЛЕТЕ ВДОЛЬ ПЛОСКО-ПАРАЛЕЛЬНОГО АНИЗОТРОПНОГО СЛОЯ

О. С. МЕРГЕЛЯН, Н. М. САФИХОДЖАЕВ

Рассмотрено излучение линейных зарядов и токов, равномерно движущихся около пластинки из анизотропного диэлектрического слоя при различных ориентациях оптической оси.

Вычислены поля и исследованы условия возникновения излучения.

В связи с обсуждаемыми в последнее время возможностями получения релятивистских сильноточных образований [1] представляет интерес рассмотреть их взаимодействие с диэлектриками. В настоящей работе рассмотрено излучение линейных зарядов и токов, пролетающих в изотропной среде над плоско-параллельной пластиной из одноосного анизотропного диэлектрика. Получены формулы для полей и потерь энергии на излучение, рассмотрены особенности излучения частот с отрицательной групповой скоростью.

1. Пусть плоскости $z=d$ и $z=d+a$ отделяют слой одноосного кристалла от изотропной среды, имеющей диэлектрическую проницаемость ε_1 и сосредоточенной в областях $z<d$ и $z>d+a$.

Источник, имеющий линейную плотность заряда ρ_0 и плотность тока $\vec{j}_0\,(j_x)$, движется вдоль оси y со скоростью v и имеет координаты $y=vt$, $z=0$.

Рассмотрим различные случаи ориентации оптической оси кристалла.

а) Пусть оптическая ось совпадает с направлением движения, т. е.

$$\varepsilon_{ik}=\begin{pmatrix} \varepsilon & & \\ & \varepsilon_2 & \\ & & \varepsilon \end{pmatrix}. \tag{1}$$

Собственное поле источника имеет вид

$$\vec{E}(\vec{r},\,t)=\int \vec{E}(\vec{k})\,e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{v}t)}\,d\vec{k},$$

$$\vec{E}(\vec{k})=\frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon_1}\,\frac{\dfrac{\omega\vec{v}}{c^2}\varepsilon_1-\vec{k}}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}+\frac{i\vec{j}_0}{\pi c^2}\,\frac{\omega}{k^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}, \tag{2}$$

где $\vec{k}=\vec{k}\,(k_y,\,k_z)$, $\vec{k}\vec{v}=\omega$, $d\vec{k}=d\,k_z\,\dfrac{d\omega}{v}\cdot$

Обозначим через $\vec{E}_1$ поле, отраженное от грани $z=\mathrm{d}$, через $\vec{E}_2$ поле, преломленное на грани $z=d$, $\vec{E}_{3,\,4}$ — поле, отраженное и прошедшее через грань $z=d+a$. Они могут быть записаны в виде

$$\vec{E}_{1,4}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_{1,4}(\vec{k})\, e^{i\left(\frac{\omega}{v} y \mp \lambda_1 z - \omega t\right)} d\vec{k},$$

$$\vec{E}^{\rho, j}_{2,3}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}^{\rho, j}_{2,3}(\vec{k})\, e^{i\left(\frac{\omega}{v} y \pm \lambda_2^{\rho, j} z - \omega t\right)} d\vec{k}. \quad (3)$$

В формулах (3) λ_1 и $\lambda_2^{\rho, j}$ получаются из соответствующих дисперсионных уравнений:

$$\lambda_1 = \frac{\omega}{v}\xi_1,\ \xi_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon}(\beta^2\varepsilon - 1)}, \quad (4)$$

$$\lambda_2^{\rho} = \frac{\omega}{v}\xi_2,\ \xi_1 = \sqrt{\beta^2\varepsilon_1 - 1},$$

$$\lambda_2^{j} = \frac{\omega}{v}\xi_2' \quad \xi_2' = \sqrt{\beta^2\varepsilon - 1}.$$

Как видно из (3)—(4), поля $\vec{E}_{2,3}(\vec{r}, t)$, возбуждаемые в кристалле, представляют собой необыкновенные волны. Обыкновенные волны при совпадении направления движения источника с оптической осью не возбуждаются. Обозначим индексом ρ поля, за которые ответственен заряд источника, а индексом j поля, создаваемые током. Тогда из условий на границах раздела $z = d$ и $z = d + a$ для неизвестных нам Фурье-компонент полей $\vec{E}_{1,2,3,4}(\vec{k})$ получим

$$E^{\rho}_{2,3\,y}(\vec{k}) = \pm\frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon_1}\frac{\lambda_2^{\rho} v}{\omega}\frac{\lambda_1(\lambda_1 + k_z)\left(\lambda_2^{\rho} \pm \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}\lambda_1\right)}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\right)\Delta} e^{i(k_z \mp \lambda_2^{\rho}) d \mp i\lambda_2^{\rho} a},$$

$$\Delta = \left(\lambda_2^{\rho} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda_1\right)^2 e^{-i\lambda_2^{\rho} a} - \left(\lambda_2^{\rho} - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\lambda_1\right)^2 e^{i\lambda_2^{\rho} a},$$

$$E^{\rho}_{1y}(\vec{k}) = \frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon_1}\frac{e^{i(k_z + \lambda_1) d}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}\left\{\frac{1}{\Delta}\frac{v}{\omega}\left[\lambda_1(\lambda_1 + k_z)\right]\times\right. \quad (5a)$$

$$\left.\times\left[\left(e^{-i\lambda_2^{\rho} a} + e^{i\lambda_2^{\rho} a}\right)\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{\lambda_1}{\lambda_2^{\rho}} + \left(e^{-i\lambda_2^{\rho} a} - e^{i\lambda_2^{\rho} a}\right)\right] - \frac{\omega}{v}\xi_1^2\right\},$$

$$E^{\rho}_{4y}(\vec{k}) = 2\frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon_1}\frac{v}{\omega}\frac{\lambda_1(\lambda_1 + k_z)\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{\lambda_1}{\lambda_2^{\rho}} e^{ik_z d} e^{-i\lambda_1(a+d)}}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\right)\Delta}.$$

И аналогичные выражения для полей, вызванных током:

$$H^{j}_{2,3z} = \pm \frac{i i_0}{\pi c} \frac{(k_z+\lambda_1)\left(1 \pm \frac{\lambda_1}{\lambda^{j}_{2}}\right) e^{ik_z d}\, e^{\mp i\lambda^{j}_{2}(d+a)}}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\right)\Delta'},$$

$$\Delta' = \left(1+\frac{\lambda^1}{\lambda^{j}_{2}}\right)^2 e^{-i\lambda^{j}_{2}a} - \left(1-\frac{\lambda_1}{\lambda^{j}_{2}}\right)^2 e^{i\lambda^{j}_{2}a}. \tag{5б}$$

В анизотропной среде после интегрирования по k_z мы получим

$$E^{\rho}_{2,3\,y} = \pm \frac{2\rho_0}{v} \int \frac{1}{\Delta_0 \varepsilon_1} \xi_2 \xi_1 \left(\xi_3 \pm \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\xi_1\right) e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_{2,3}+\xi_1 d)}\, d\omega,$$

$$\Delta_0 = \Delta\frac{v^2}{\omega^2},\quad \nu_{2,3} = y - vt \pm [z-(d+a)]\,\xi_2, \tag{6}$$

$$H^{j}_{2,3z}(\vec{r}, t) = \frac{2j_0}{cv}\int \frac{1}{\Delta'_0}\frac{1}{\xi'_2}\left(1 \pm \frac{\xi_1}{\xi'_2}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(\nu'_{2,3}+\xi_1 d)},$$

$$\Delta'_0 = \Delta'\frac{v^2}{\omega^2},\quad \nu_{2,3} \to \nu'_{2,3} \text{ при } \xi_2 \to \xi'_2.$$

В среде над слоем сумма падающего и отраженного полей будет

$$E'^{\rho}_{y}(\vec{r}, t) = E^{\rho}_{y}(\vec{r}, t) + E^{\rho}_{1y}(\vec{r}, t) = -\frac{2\rho_0}{v}\int \frac{\xi_1}{\varepsilon_1 \Delta_0}[\xi_1 \xi_2 (e^{-i\lambda^{\rho}_{2}a} + e^{i\lambda^{\rho}_{2}a}) + (e^{-i\lambda^{\rho}_{2}a} - e^{i\lambda^{\rho}_{2}a})]\, e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_1 + 2\xi_1 d)}\, d\omega -$$

$$-\frac{\rho_0}{v}\int \frac{\xi_1}{\varepsilon_1} e^{i\frac{\omega}{v}\nu_1}(e^{2\xi_1 d}-1)\, d\omega, \tag{7}$$

$$H'^{j}_{z}(\vec{r}, t) = H^{j}_{z}(r, t) + H^{j}_{1z}(\vec{r}, t) = -\frac{2j_0}{cv}\int \frac{1}{\xi_1 \Delta'_0}\left[\frac{\xi_1}{\xi'_2}(e^{-i\lambda^{j}_{2}a} + e^{i\lambda^{j}_{2}a}) + (e^{-i\lambda^{j}_{2}a} - e^{i\lambda^{j}_{2}a})\right] e^{i\frac{\omega}{v}(\nu_1 + 2\xi_1 d)}\, d\omega,$$

$$\nu_1 = y - vt - \xi_1 z.$$

Преломленное через слой поле будет

$$E^{\rho}_{4y}(\vec{r}, t) = 4\frac{\rho_0}{v}\int \frac{1}{\Delta_0}\xi_1 \xi_2 e^{i\frac{\omega}{v}\nu_4}\, d\omega,$$

$$E^{j}_{4x}(\vec{r}, t) = 4\frac{j_0}{cv}\int \frac{1}{\Delta'_0}\frac{1}{\xi'_2} e^{i\frac{\omega}{v}\nu_4}\, d\omega, \tag{8}$$

$$\nu_4 = y - vt + (z-a)\,\xi_1.$$

Для определения потерь энергии на излучение надо рассмотреть отдельно случаи, когда $\xi_1^2 < 0$, $\xi_2^2 > 0$, $\xi_1^2 > 0$, $\xi_2^1 < 0$ и $\xi_1^2 > 0$, $\xi_2^2 > 0$. В первом случае $\xi_1 = i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2\varepsilon_1}$. Потери энергии на единице пути даются формулой

$$\frac{dW^{\rho}}{dy} = \frac{2\rho_0^2}{v}\int \frac{i\frac{|\omega|}{\omega}|\xi_1|\left[\frac{\varepsilon_2|\xi_1|}{\varepsilon_1\xi_2}\cos\left(\frac{|\omega|}{v}\xi_2 a\right) - \sin\left(\frac{|\omega|}{v}\xi_2 a\right)\right]e^{-2\frac{|\omega|}{v}|\xi_1|d}}{\varepsilon_1\left\{\left[1-\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2}\frac{|\xi_1|^2}{\xi_2^2}\right]\sin\left(\frac{|\omega|}{v}\xi_2 a\right) - 2\frac{\varepsilon_2|\xi_1|}{\varepsilon_1\xi_2}\cos\left(\frac{|\omega|}{v}\xi_2 a\right)\right\}}d\omega \tag{9}$$

и аналогичным выражением для потерь на излучение движущегося тока.

Главное значение интеграла равно нулю, т. е. потери энергии возможны лишь на дискретных частотах, для которых знаменатель подынтегрального выражения обращается в нуль. Излучение это состоит из необыкновенных волн, которые в силу выполнения на границах слоя закона полного отражения не выходят за проделы слоя (который таким образом служит для них анизотропным диэлектрическим волноводом).

Спектр излучения определяется из

$$\left[1-\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2}\frac{|\xi_1|^2}{\xi_2^2}\right]\sin\left(\frac{|\omega_l|}{v}\xi_2 a\right) - 2\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{|\xi_1|}{\xi_2}\cos\left(\frac{|\omega_l|}{v}\xi_2 a\right) = 0. \tag{10}$$

Конечная формула для потерь энергии

$$\frac{dW}{dy} = -\frac{4\pi}{v}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left\{\rho_0^2\frac{\mathrm{sign}\,(n\alpha_1)\left[\frac{\varepsilon_2\alpha_1}{\varepsilon_1\xi_2}\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\right]e^{-2\frac{|\varphi_0+\pi n|}{\xi_2 a}\alpha_1 d}}{\varepsilon_1\left[\left(1-\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2}\frac{\alpha_1^2}{\xi_2^2}\right)\cos\varphi_0 + 2\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{\alpha_1}{\xi_2}\cos\varphi_0\right]\frac{\xi_2 a}{v}} + \right.$$

$$\left. + \frac{j_0^2}{c^2}\frac{\left[\frac{\alpha_1}{\xi_2'}\cos\psi_0 - \sin\psi_0\right]e^{-\frac{|\psi_0+\pi n|}{\xi_2' a}\alpha_1 d}}{\mathrm{sig}\,n\,(n\alpha_1)\left[\left(1-\frac{\alpha_1^2}{\xi_2'^2}\right)\cos\psi_0 + 2\frac{\alpha_1}{\xi_2}\sin\psi_0\right]\frac{\xi_2' a}{v}}\right\}, \tag{11}$$

где

$$n = 1, 2, 3, \cdots,$$

$$\alpha_1 = \sqrt{1-\beta^2\varepsilon_1} = |\xi_1|, \tag{12}$$

$$\varphi_0 = \mathrm{arc\,tg}\,\frac{2\frac{\varepsilon_2\alpha_1}{\varepsilon_1\xi_2}}{1-\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2}\frac{\alpha_1^2}{\xi_2'^2}},$$

$$\psi_0 = \operatorname{arctg} \frac{2\dfrac{\alpha_1}{\xi_2}}{1-\dfrac{\alpha_1^2}{\xi_2^{2}}}.$$

Во втором случае излучение (опять в силу выполнения условия полного отражения) не проникает в анизотропный слой. Излучение над слоем состоит из собственного излучения источника и отраженного от первой грани излучения. За слоем имеется излучение, которое генерируется в самой области, и интенсивность его зависит от толщины слоя как

$$\exp\left(-2\frac{|\omega|}{v}\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon}(1-\beta^2\varepsilon)}\; a\right).$$

Полные потери энергии описываются выражением

$$\frac{dW}{dy} = -\frac{2\rho_0^2}{v}\times$$

$$\times \operatorname{Re}\int\limits_{\xi_1^2>0}\frac{\xi_1}{\varepsilon_1}\left\{\frac{\left[1+\dfrac{\varepsilon_2^2\xi_1^2}{\varepsilon_1^2\alpha_2^2}\right]\operatorname{sh}\left(\dfrac{|\omega|}{v}\alpha_2 a\right)e^{2i\frac{\omega}{v}\xi_1 d}}{\left[1-\dfrac{\varepsilon_2^2\xi_1^2}{\varepsilon_1^2\alpha_2^2}\right]\operatorname{sh}\left(\dfrac{|\omega|}{v}\alpha_2 a\right)-2\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\,i\,\dfrac{|\omega|}{\omega}\dfrac{\xi_1}{\alpha_2}\operatorname{ch}\left(\dfrac{|\omega|}{v}\alpha_2 a\right)}+1\right\}d\omega-$$

$$-\frac{2j_0^2}{c^2 v}\operatorname{Re}\int\limits_{\xi_1^2>0}\frac{1}{\xi_1}\left\{\frac{\left[1+\dfrac{\xi_1^2}{\alpha_2'^2}\right]\operatorname{sh}\left(\dfrac{|\omega|}{v}\alpha_2' a\right)e^{2i\frac{\omega}{v}\xi_1 d}}{\left[1-\dfrac{\xi_1^2}{\alpha_2'^2}\right]\operatorname{sh}\left(\dfrac{|\omega|}{v}\alpha_2' a\right)-2i\dfrac{|\omega|}{\omega}\dfrac{\xi_1}{\alpha_2'}\operatorname{ch}\left(\dfrac{|\omega|}{v}\alpha_2' a\right)}+1\right\}d\omega, \qquad (13)$$

$$\alpha_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon}(1-\beta^2\varepsilon)}, \quad \alpha_2' = \sqrt{1-\beta^2\varepsilon}.$$

В случае, если обе среды удовлетворяют условию возникновения излучения Вавилова-Черенкова, генерация излучения происходит лишь в области $z<d$, т. е. в среде, где находится источник. В областях же $d+a>z>d$ и $z>d+a$ имеет место лишь преломленное излучение.

б) Пусть теперь ось кристалла направлена вдоль оси z, т. е. перпендикулярно к границе раздела.

Тогда дисперсионное уравнение в анизотропной среде принимает вид

$$\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - k_z^2 - \frac{\omega^2}{v^2}\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3} = 0 \qquad (14)$$

для полей, созданных зарядом, и

$$\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - k_z^2 - \frac{\omega^2}{v^2} = 0 \qquad (14а)$$

для полей, созданных током.

Таким образом, излучаются и обыкновенные, и необыкновенные волны (за обыкновенные ответственен ток, а за необыкновенные заряд). Все предыдущие формулы будут справедливы, если в полях с индексом ρ мы будем считать

$$\lambda_2^\rho = \frac{\omega}{v}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3}(\beta^2\varepsilon_3 - 1)}, \tag{15}$$

а в полях с индексом j

$$\lambda_2^j = \frac{\omega}{v}\sqrt{\beta^2\varepsilon - 1}\,. \tag{15a}$$

В случае, когда оптическая ось направлена вдоль оси x,

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & & \\ & \varepsilon & \\ & & \varepsilon \end{pmatrix}, \tag{16}$$

в формулах для полей и потерь надо писать

$$\lambda_2^j = \frac{\omega}{v}\sqrt{\beta^2\varepsilon_x - 1}$$

для j-поля и

$$\lambda_2^\rho = \frac{\omega}{v}\sqrt{\beta^2\varepsilon - 1}$$

для ρ-поля.

При $a \to 0$ или $d \to \infty$ результаты переходят в известные формулы для излучения линейного источника в безграничной изотропной среде [2]—[3].

При конечном d и $a \to \infty$ мы получим задачу о пролете линейного источника над полубесконечной анизотропной средой.

Отметим некоторые особенности излучения частот, для которых одна из компонент ε_{ik} является отрицательной (так называемые частоты с отрицательной групповой скоростью). В этих случаях условия, накладываемые на скорость источника, существенно меняются. Для того, чтобы в анизотропном слое генерировалось излучение Вавилова-Черенкова, необходимо $\xi_2^2 > 0$. При положительных значениях компонент ε_{ik} это приводит к условиям $\beta^2\varepsilon > 0$ или $\beta^2\varepsilon_3 > 0$.

Однако, если ε и ε_3 (или ε_2) имеют разные знаки, то при $\varepsilon < 0$, $\xi_2^2 > 0$ для любых скоростей источника, если скорость источника параллельна оптической оси, или должна быть меньше $\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_3}}$, если скорость источника перпендикулярна оптической оси. Если $\varepsilon > 0$, а ε_2 (или ε_3), отрицательно, мы имеем обратную картину (излучение будет при любых скоростях при движении перпендикулярно оптической оси и прекращается при достижении черенковской скорости при движении вдоль оси).

Авторы благодарны Б. М. Болотовскому и С. Н. Столярову за полезные советы и обсуждения.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР, физический институт
АН СССР им. Лебедева.

Поступила 28.XI.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. И. Векслер*, Атомная энергия, 11, 427 (1957).
2. *А. И. Морозов*, Вестник МГУ, серия физ.-мат, № 1, 72 (1957).
3. *О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 13, № 3 (1960).
4. *В. Е. Пафомов*, Труды ФИАН, 16, 94 (1961).

ԳԾԱՅԻՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՀԱՐԹ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊ ՇԵՐՏԻ ՈՒՂՂՈՒԹՅԱՄԲ ԹՌՉԵԼԻՍ

Ն. Մ. ՍԱՖԻԽՈՋԱԵՎ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Դիտարկված է գծային լիցքերի և հոսանքների ճառագայթումը անիզոտրոպ դիէլեկտրիկ թիթեղի կողքով թռչելիս, վերջինի օպտիկական առանցքի տարբեր դիրքերի դեպքում։
Հաշվված են դաշտերը և ստացված են ճառագայթման առաջացման պայմանները։

RADIATION OF LINEAR SOURCES FLYING ALONG AN ANYSOTROPIC SHEET

O. S. MERGELIAN AND N. M. SAFIKHODJAEV

The radiation of linear sources and currents uniformly moving near an anysotropic dielectric sheet for various orientations of the optical axis is discussed.
The fields are calculated and the conditions of generating the radiation are studied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 244—249 (1970)

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ТОК КОЛЬЦЕВОГО УСКОРИТЕЛЯ ИЛИ НАКОПИТЕЛЯ

А. И. БАРЫШЕВ

Рассматривается устойчивость синхротронных колебаний сгустков частиц с учетом напряжения, наводимого ими в ускоряющих резонаторах. Показано, что при отрицательной расстройке резонатора величина предельного устойчивого тока определяется мощностью генератора, приростом энергии сгустков и не зависит от затухания синхротронных колебаний. При положительной расстройке предельный ток существенно зависит от величины затухания.

Как известно, синхротронные (фазовые) колебания ускоряемых частиц зависят от амплитуды и фазы ускоряющего напряжения, последнее в свою очередь зависит от тока и фазы частиц. Таким образом, уравнения, описывающие поведение этих величин, должны быть согласованными. Напряжение, наводимое в резонаторах сгустками частиц, кратно частоте их обращения и может содержать большое число гармоник, однако мы будем учитывать лишь основную гармонику, соизмеримую с частотой в.ч. генератора, предполагая тем самым, что собственные частоты резонаторов не кратны основной частоте (например, цилиндрические резонаторы).

Добротность цепей связи с генератором обычно много меньше, чем добротность самих резонаторов, и приводит поэтому лишь к расширению их частотной характеристики. Учитывая эти соображения и считая все резонаторы идентичными, удобно заменить их одиночным колебательным контуром с эквивалентными параметрами, а генератор и пучок можно учесть как подключение соответствующих генераторов тока.

Однако при записи согласованных уравнений фазовых колебаний возникает неудобство, состоящее в том, что уравнения фазовых колебаний содержат частоты много меньшие частоты генератора, входящей в уравнения для напряжения на эквивалентном контуре. Поэтому целесообразно от уравнений для мгновенных величин напряжений и токов перейти к так называемым укороченным уравнениям, содержащим лишь амплитуды и фазы, исключив тем самым частоту генератора. Замена пучка генератором тока позволяет учесть и распределение частиц по фазам внутри сгустка, так как в этом случае результирующий ток пучка будет суммой отдельных токов частиц. Возможно также разбиение ускоряемого сгустка на любое число более мелких сгустков, каждый из которых будет входить при этом в результирующий ток со своей амплитудой и фазой. Наконец, вместо амплитуд генераторов токов будем использовать амплитуды напряжений, наводимых этими генераторами.

Положим, что при резонансе генератор при выключенном пучке создает в контуре напряжение $u_г = V_г \cos \omega_г t$, а пучок—(при выключенном генераторе) напряжение

$$u_н = -\sum_{k=1}^{n} V_{нk} \cos(\omega_г t - \varphi_k),$$

где

$\omega_г$ — частота генератора,

n — число частиц (или сгустков),

φ_k — фаза частицы,

$V_{нk}$ — амплитуда напряжения, наводимая „k"-ой частицей.

Напряжение на контуре u_p, записанное для мгновенных величин, определяется уравнением

$$\ddot{u}_p + 2\alpha \dot{u}_p + \omega^2 u_p = 2\alpha\omega_г \left[\sum_{k=1}^{n} V_{нk} \sin(\omega_г t - \varphi_k) - V_г \sin \omega_г t\right], \tag{1}$$

где $\alpha = \omega/2Q$ — затухание резонатора, Q — добротность резонатора с учетом связи с генератором, ω — собственная частота резонатора.

Считая $u_p = V_p(t) \cos[\omega_г t + Q(t)]$, записав (1) в укороченном виде и присоединяя уравнения фазовых колебаний, получим систему согласованных уравнений:

$$\left\{\begin{aligned} &\dot{V}_p + \alpha V_p = \alpha V_г \cos\Theta - \alpha \sum_{k=1}^{n} V_{нk} \cos(\Theta + \varphi_k), \\ &V_p(\dot{\Theta} - \Delta\omega) = -\alpha V_г \sin\Theta + \alpha \sum_{k=1}^{n} V_{нk} \sin(\Theta + \varphi_k), \\ &\Delta \dot{E}_k = \frac{eV_pM}{T_s}\cos(\Theta + \varphi_k) - \frac{\Delta E_{зад}}{T_s}, \\ &\dot{\varphi}_k = \frac{2\pi q \alpha_м}{T_s}\frac{\Delta E_k}{E}. \end{aligned}\right. \tag{2}$$

В этих уравнениях

$\Delta\omega = \omega - \omega_г$ — расстройка резонатора ($\Delta\omega > 0$, если собственная частота резонатора больше частоты генератора).

M — фактор времени пролета,

T T_s — период обращения равновесной частицы,

$\Delta E_{зад}$ — заданный прирост энергии по циклу ускорения, зависящий от скорости роста магнитного поля и т. п. и не зависящий от равновесной фазы Φ_s,

$\alpha_м$ — логарифмическая производная длины орбиты по импульсу,

ΔE_k — отклонение энергии „k"-ой частицы от равновесной энергии,

E, E_s — энергия неравновесной и равновесной частиц,

$\Phi_k = \varphi_k + \Theta$ — фаза прохождения „k"-ой частицы, отсчитываемая от максимума ускоряющего напряжения.

Уравнения (2) для случая $n=1$ аналогичны соответствующим уравнениям работы [1]; они пригодны как для анализа переходных процессов [2], так и для анализа установившегося режима.

Для определения предельного устойчивого тока рассмотрим случай одного точечного сгустка. Для равновесного установившегося состояния, при котором $\dot{V}_p=\dot{\Theta}=\Delta\dot{E}=\dot{\varphi}=0$, из (2) получим систему уравнений

$$\begin{cases} V_{ps}=V_\text{г}\cos(\Phi_s-\varphi_s)-V_\text{н}\cos\Phi_s, \\ \xi V_{ps}=V_\text{г}\sin(\Phi_s-\varphi_s)-V_\text{н}\sin\Phi_s, \\ V_{ps}\cos\Phi_s=V_0, \end{cases} \tag{3}$$

где введены обозначения $\xi=\Delta\omega/\alpha$, $V_0=\Delta E_\text{зад}/eM$.

Отметим, что при одновременном изменении знаков у величин Φ_s, φ_s, $-\xi$ на обратные вид уравнений не меняется.

V_0 имеет смысл заданного прироста энергии на обороте в вольтах, а индекс s указывает на равновесное состояние. В (3) удобно все фазы отсчитывать от фазы пучка, тогда φ_s — фаза генератора, а Φ_s — фаза напряжения на резонаторе. Из (3) исключив величины V_{ps} и Φ_s можно получить выражение для $V_\text{н}$ в виде

$$V_\text{н}=V_\text{г}(\cos\varphi_s-\xi\sin\varphi_s)-V_0(1+\xi^2). \tag{4}$$

Будем считать $V_\text{г}$ также заданной величиной, а ξ и φ_s — параметрами. Приравняв нулю производные $\partial V_\text{н}/\partial\varphi_s$ и $\partial V_\text{н}/\partial\xi$, получим уравнения, определяющие $V_{\text{н}\max}$:

$$\begin{cases} \sin\varphi_s+\xi\cos\varphi_s=0, \\ V_\text{г}\sin\varphi_s+2\xi V_0=0. \end{cases} \tag{5}$$

Подставляя корни (5) в (4, 3), получим

$$V_{\text{н}\max_1}=\frac{V_\text{г}^2}{4V_0},\quad \sin\Phi_s=\mp\sqrt{1-\frac{4V_0^2}{V_\text{г}^2}},$$

$$V_{ps}=\frac{V_\text{г}}{2},\quad \xi_{\text{опт}_1}=-\operatorname{tg}\varphi_{s\,\text{опт}_1}=\mp\sqrt{\frac{V_\text{г}^2}{4V_0^2}-1}, \tag{6}$$

если $0\leqslant V_0<\frac{V_\text{г}}{2}$.

При $\frac{V_\text{г}}{2}\leqslant V_0<V_\text{г}$ имеем

$$V_{\text{н}\max_2}=V_\text{г}-V_0,\quad \Phi_s=\xi_{\text{опт}_2}=\varphi_{s\,\text{опт}_2}=0,\quad V_{ps}=V_0. \tag{7}$$

Отметим, что в случае (6) получаются две расстройки $\xi_{\text{опт}_1}$, отличающиеся знаком: при этом меняется и знак равновесной фазы Φ_s^0. Интересно также, что в этом режиме независимо от величины V_0 амплитуда V_{ps} остается постоянной, хотя $V_{\text{н}\max_1}$ и $\xi_{\text{опт}_1}$ меняются, увеличиваясь при уменьшении V_0. Из (3) следует, что при выключении пучка (т. е. при $V_н=0$) в новом установившемся режиме $V_p=V_г/\sqrt{1+\xi^2}$ независимо от величины φ_s так, что при $\xi_{опт_1}>\sqrt{3}$ амплитуда напряжения на резонаторе уменьшается.

Таким образом, в режиме, определяемом соотношениями (6), кажущаяся расстройка, вносимая в резонатор пучком, оказывается скомпенсированной подбором величин ξ, φ_s.

Иногда представляется интересным найти наибольшие значения $V_н$ при произвольных значениях ξ. Подставляя верхнее уравнение (5) в (4), получим

$$V_{нп}=V_г\sqrt{1+\xi^2}-V_0(1+\xi^2). \tag{8}$$

По аналогии с работой [3], где это же значение $V_{нп}$ было получено другим способом, назовем его предельным током пучка.

Предельный ток пучка, полученный из рассмотрения уравнений баланса амплитуд и фаз в установившемся режиме (3)может оказаться неприемлемым с точки зрения устойчивости когерентных фазовых колебаний. Для получения условий устойчивости этих колебаний рассмотрим малые отклонения величин V_p, Θ, φ от равновесия, т. е. положим

$$\begin{aligned} V_p &= V_{ps}+v, & v &\ll V_{ps},\\ \varphi &= \varphi_s+\Phi, & \Phi &\ll 1,\\ \Theta &= \Theta_s+\eta, & \eta &\ll 1. \end{aligned} \tag{9}$$

Обозначив квадрат частоты фазовых колебаний

$$\Omega_0^2=2\pi q\alpha_м\, eMV_{ps}\sin\Phi_s/T_s^2E_s, \text{ где } \Phi_s=\varphi_s+\Theta,$$

и введя коэффициент затухания фазовых колебаний β, получим в линейном приближении систему уравнений

$$\begin{cases} \ddot\Phi+2\beta\dot\Phi+\Omega_0^2\Phi=\Omega_0^2\left(\dfrac{v}{V_{ps}}\operatorname{ctg}\Phi_s-\eta\right),\\[2ex] \dfrac{\dot v}{V_{ps}}+\alpha\dfrac{v}{V_{ps}}+\Delta\omega\,\eta=\alpha\dfrac{V_н}{V_{ps}}\Phi\sin\Phi_s,\\[2ex] \dot\eta+\alpha\eta-\Delta\omega\dfrac{v}{V_{ps}}=\alpha\dfrac{V_н}{V_{ps}}\Phi\cos\Phi_s. \end{cases} \tag{10}$$

Исключив v, η, для Φ получим

$$\dddot\Phi+2(\alpha+\beta)\ddot\Phi+[\Omega_0^2+4\alpha\beta+\alpha^2+\Delta\omega^2]\ddot\Phi+2[\alpha\Omega_0+\beta(\alpha^2+\Delta\omega^2)]\dot\Phi+$$
$$+\Omega_0^2\left[\alpha^2+\Delta\omega^2+\frac{\alpha\Delta\omega V_н}{V_{ps}\sin\Phi_s}\right]\Phi=0. \tag{11}$$

Если искать решение (11) в виде $\Phi=\exp\{\Omega_0\lambda t\}$, для λ получается характеристическое уравнение

$$\lambda^4+2(p+q_0)\lambda^3+(1+p^2+m^2+4pq_0)\lambda^2+$$
$$+2[p+q_0(p^2+m^2)]\lambda+p^2+m^2+\gamma=0, \tag{12}$$

где введены безразмерные параметры

$$p=\frac{\alpha}{\Omega_0},\quad q_0=\frac{\beta}{\Omega_0},\quad m=\frac{\Delta\omega}{\Omega_0},\quad \gamma=\frac{pmV_{\text{н}}}{V_{ps}\sin\Phi_s}. \tag{13}$$

Исследовать устойчивость колебаний можно, используя алгебраический критерий Гурвитца-Раусса. Согласно этому критерию, все корни уравнения (12) имеют отрицательные вещественные части, если определители Гурвитца больше нуля. Один из них положителен независимо от знаков γ и $\sin\Phi_s$, остальные (для случая $q_0/p=\beta/\alpha \ll 1$, всегда практически выполняющегося) — при выполнении условий

$$\Omega_0^2>0, \tag{14}$$

$$\frac{q_0}{p}[p^2+m^2-1)^2+4p^2]>\gamma, \tag{15}$$

$$p^2+m^2>-\gamma. \tag{16}$$

Из условия (14) следует, что независимо от знака расстройки $\Delta\omega$, при $\sin\Phi_s<0$ всегда возникает неустойчивость. Если $\gamma<0$ (что означает $\Delta\omega<0$, так как $\sin\Phi_s$ должен быть положительным), то условие (15) выполняется в силу положительности коэффициентов левой части, согласно же (16) устойчивость имеет место, если

$$|\gamma|\leqslant p^2+m^2,\quad \Delta\omega<0. \tag{17}$$

Если $\Delta\omega>0$ устойчивость имеет место при выполнении условия (15). Условие (16) было получено в работе [1], где рассматривался случай $q_0=0$, условие (15) аналогично одному из условий работы [4], полученному из других соображений.

Определим величину устойчивого тока для случая $\Delta\omega<0$. Учитывая соотношения (13), перепишем (17) в виде

$$V_{\text{н}}\leqslant\frac{1+\xi^2}{|\xi|}V_{ps}\sin\Phi_s. \tag{18}$$

Видно, что если $\sin\Phi_s\neq 0$, а $|\xi|\to 0$ ток пучка может принимать сколь угодно большие значения, что не противоречит уравнению (12), ибо в этом случае исчезает связь когерентных колебаний с напряжением на резонаторе. Если и ξ, и Φ_s одновременно стремятся к нулю, возникает неопределенность в величине $V_{\text{н}}$. Для избежания неопределенности присоединим к критерию (18) уравнения баланса амплитуд и фаз (3), переписав их в виде

$$\begin{cases} V_{\text{г}}\sin\varphi_s=V_{ps}\sin\Phi_s+|\xi|\,V_0,\\ V_{\text{г}}\cos\varphi_s=V_{\text{н}}+V_0-|\xi|\,V_{ps}\sin\Phi_s. \end{cases} \tag{19}$$

Исключив из (19) φ_s и используя (18), взятое со знаком равенства, получим соотношение (8).

Таким образом, при расстройке $\Delta\omega<0$ $V_{\text{нп}}$ является наибольшим током пучка, одновременно устойчивым по когерентным фазовым колебаниям. Отметим, что в режиме предельного тока при $\xi_{\text{оп т}}=0$ равновесная фаза в соответствии с (7) также равна нулю и, следовательно, область фазовой устойчивости стягивается в точку, однако ток пучка отличен от нуля. Это обстоятельство объясняется, по-видимому, тем, что мы рассматриваем устойчивость одного точечного сгустка.

Определим величину устойчивого тока для случая $\Delta\omega > 0$. Исключив из уравнений (19), взятых с обратным знаком перед ξ, и условия (15) величины φ_s, $V_{\mu s}\sin\Phi_s$, получим уравнение

$$\left\{1+\frac{\xi^2 p^3}{Nq_0}\left[2+\frac{p^3(1+\xi^2)}{Nq_0^2}\right]\right\}V_{\text{н}}^2+2V_0V_{\text{н}}+V_0^2(1+\xi^2)-V_{\text{г}}^2=0, \tag{20}$$

где $N=(p^2+m^2-1)+4p^2$.

Это уравнение при $\xi=0$ дает значение тока пучка

$$V_{\text{нп}}=V_{\text{г}}-V_0.$$

Однако уже при сравнительно малой расстройке, определяемой условием $\xi p^2\alpha/N\beta \gg 1$, ток пучка уменьшается до величины

$$V_{\text{нп}}\approx\frac{N\beta}{\alpha p^2\xi\sqrt{1+\xi^2}}\sqrt{V_{\text{г}}^2-V_0^2(1+\xi^2)}\,. \tag{21}$$

Ереванский физический институт Поступила 27.I.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. *K. W. Robinson*, Stability of beam in radiofreguency system CEAL—1010, 1964.
2. *А. И. Барышев, Ю. Ф. Орлов, В. С. Погосян*, Препринт ЕФИ—УФТ—1 (1968).
3. *М. М. Карлинер, Г. Н. Острейко, И. А. Шехтман*, Препринт—81, ИЯФ СОАН СССР, 1966.
4. *М. М. Карлинер, А. Н. Скринский, И. А. Шехтман*, Препринт—80, ИЯФ СОАН СССР, 1966.

ՕՂԱԿԱՁԵՎ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉԻ ԿԱՄ ԿՈՒՏԱԿԻՉԻ ԱՌԱՎԵԼԱԳՈՒՅՆ ՀՈՍԱՆՔԸ

Ա. Ի. ԲԱՐԻՇԵՎ

Դիտարկվում է մասնիկների խմբի սինխրոտրոնային տատանումների կայունությունը՝ նրանց կողմից արագացնող ռեզոնատորներում մակածված լարման հաշվառմամբ։ Ցույց է տրված, որ ռեզոնատորների բացասական խանգարման դեպքում առավելագույն հոսանքի մեծությունը որոշվում է գեներատորի հզորությամբ, խմբերի էներգիայի աճով և կախված չէ սինխրոտրոնային տատանումների մարումից։ Դրական խանգարման դեպքում առավելագույն հոսանքը էապես կախված է մարման մեծությունից։

THE MAXIMUM CURRENT OF THE CIRCULAR ACCELERATOR OR STORAGE RING

A. I. BARISHEV

Synchrotron oscilation stability is investigated, taking into account the voltage induced in the cavities by electrons themselves. It is shown that the maximum accelerating current in conditions of negative detuning of the cavity depends on the transmitter power and energy gain; at the same time it is independent of the synchrotron oscillation damping rate. When the cavity detuning is positive, the maximum current depends significantly on damping rate.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 250—266 (1970)

О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ЗОН ФОРМИРОВАНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. А. АРАКЕЛЯН, Г. М. ГАРИБЯН

В работе выясняется физический механизм, приводящий к появлению зон формирования переходного излучения. Для этого детально исследуется процесс образования переходного излучения в одной, а затем и в двух пластинках. Показывается, что физической причиной появления зоны формирования данной волны является необходимость отделения ее либо от поля частицы, либо от полей других волн переходного излучения. В стопке, состоящей из большого числа пластин, последний механизм является основным. В случае двухпластинчатой стопки рассмотрено излучение, движущееся в направлении перпендикулярном движению заряда в результате многократных отражений от стенок пластин. Исследовано также излучение, образованное в тонких пленках вещества как с обычной, так и с большой диэлектрической постоянной.

Как известно, в процессе образования переходного излучения существенную роль играют некоторые участки траектории движения частицы как в вакууме, так и в веществе, так называемые зоны формирования (или длины когерентности) переходного излучения [1]—[8].

В вакууме эта зона $\sim \dfrac{\frac{c}{\omega}}{1-\frac{v}{c}\cos\vartheta} \sim \dfrac{\frac{c}{\omega}}{1-\frac{v^2}{c^2}}$, а в веществе $\sim$

$\sim \dfrac{\frac{c}{\omega}}{\left|1-\frac{v}{c}\sqrt{\varepsilon-\sin^2\vartheta}\right|}$, где ϑ — угол, составляемый направлением движения излучения с траекторией частицы $\left(\vartheta\sim\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\right.$ в ультра-релятивистском случае$\left.\right)$. Говоря формальным языком, эти зоны являются теми участками траектории движения частицы, которые, входя в интегралы теории излучения, вносят основной вклад в их значения [5]. При расчете полей излучения методом перевала зона формирования определяется пределами применимости этого метода [2].

Величина зоны формирования, как это видно из вышеприведенных формул, особенно в вакууме и для крайне-релятивистских частиц, может достигать очень больших значений [1]. Это обстоятельство является одним из основных препятствий для использования переходного излучения в целях измерения энергий одиночных сверхбыстрых частиц, так как оно приводит к практически неосуществимым размерам слоистой среды [8].

С этой точки зрения представляет значительный интерес разобраться в физической природе зон формирования переходного излучения, потому что понимание в этом вопросе будет способствовать нахождению путей по преодолению возникающей здесь трудности. Первые попытки в физическом понимании природы зоны формирования были предприняты в [2], [3], где было показано, что при движении частицы из среды в вакуум зона формирования в вакууме есть та длина, на которой поле излучения отрывается от поля заряда, т. е. перестает с ним интерферировать.

В настоящей работе для этих целей подробно анализируется процесс образования переходного излучения сначала в одной, а затем и в двух пластинках. При этом оказывается необходимым принимать во внимание различные волны, образуемые в одном и в другом случаях. Показывается, что физической причиной появления зоны формирования данной волны является либо необходимость отделения ее от поля заряда (с учетом также действия других пластин), либо от полей других волн переходного излучения. С другой стороны, в стопке, состоящей из большого числа пластин, отрыв полей излучения от поля заряда может быть обеспечен последующими пластинками, так что в этом случае основной причиной является уменьшающее действие других волн переходного излучения. В этой связи большой интерес представляют результаты работы [9], в которой было показано, что можно создать стопку, в которой на определенных частотах нет отраженных волн, т. е. стопку с просветленной оптикой.

Исследовано также переходное излучение, возникающее в пространстве между двумя пластинками и движущееся в направлении перпендикулярном движению частицы в результате многократных отражений от стенок пластин. Это излучение максимально, если эти стенки идеально отражающие. Показано, что аналогичными свойствами обладают также очень тонкие пленки, состоящие из вещества с большим $\varepsilon(\omega)$ или $\mu(\omega)$.

1. В этом разделе мы приведем формулы для электромагнитного излучения, образуемого заряженной частицей при пролете через одну пластину толщины a и через две такие же пластины, но находящиеся друг от друга на расстоянии b.

Тангенциальные Фурье-компоненты поля переходного излучения в пространстве до пластинки и после нее могут быть представлены в следующем виде, который позволяет дать наглядную физическую интерпретацию каждого из членов [10]:

$$E'_{0,t}(\vec{k};1)=\frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}P'', \qquad (1)$$

$$E'_{1,t}(\vec{k};1)=\frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}P', \qquad (2)$$

где

$$P'' = \alpha + \delta r_a \eta R' + \gamma e^{i\varphi'' a} \eta R', \tag{3}$$

$$P' = \beta e^{i\varphi_0' a} + \delta \eta_a R' + \gamma e^{i\varphi'' a} r r_a R', \tag{4}$$

причем,

$$\left.\begin{matrix}\alpha\\ \beta\end{matrix}\right\} = \frac{\frac{\varepsilon}{\lambda} \mp \frac{v}{\omega}}{\Lambda_0} + \frac{-\frac{1}{\lambda} \pm \frac{v}{\omega}}{\Lambda}; \quad \left.\begin{matrix}\gamma\\ \delta\end{matrix}\right\} = \frac{-\frac{1}{\lambda_0} \pm \frac{v}{\omega}}{\Lambda_0} + \frac{\frac{1}{\lambda_0 \varepsilon} \mp \frac{v}{\omega}}{\Lambda};$$

$$\Lambda_0 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}; \quad \Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu; \quad \lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu - \varkappa^2; \quad \lambda_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \varkappa^2;$$

$$g = \frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}; \quad g_1 = \frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}; \quad r = \frac{g_1}{g}; \quad \eta = \frac{2\varepsilon}{\lambda g};$$

$$r_a = r e^{2i\lambda a}; \quad \eta_a = \eta e^{i(\lambda - \lambda_0) a}; \quad R' = \frac{1}{1 - r r_a};$$

$$\varphi'' = \frac{\omega}{v} + \lambda; \quad \varphi_0' = \frac{\omega}{v} - \lambda_0.$$

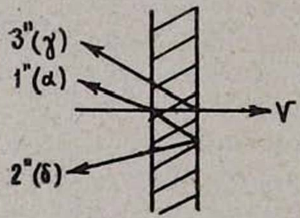

Рис. 1.

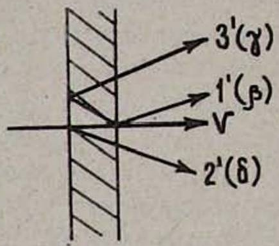

Рис. 2.

На рис. 1 и 2 цифрами (1″, 2″, 3″) и (1′, 2′, 3′) отмечены волны, образуемые в пластине, в той последовательности, в которой они записаны в формулах (3) и (4).

Для того чтобы получить поля, образуемые заряженной частицей при пролете через стопку, состоящую из двух пластин, положим в формулах (34) и (35) работы [10] $N=2$. Тогда для тангенциальных составляющих Фурье-компонент полей излучения в пространствах до и после стопки пластин будем иметь следующие выражения:

$$E'_{0,t}(\vec{k};\ 2) = \frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\{P'' + P' \mathbf{P}_{2,1} r_1' \eta^{1,0} + P'' e^{i\varphi_0''(a+b)} \mathbf{P}_{2,1} \eta^{1,0}\}, \tag{5}$$

$$E'_{2,t}(\vec{k};\ 2) = \frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\{P' e^{i\varphi_0'(a+b)} + P' \mathbf{P}_{2,1} \eta^{1,2} + P'' e^{i\varphi_0''(a+b)} \mathbf{P}_{2,1} r_1'' \eta^{1,2}\}. \tag{6}$$

На рис. 3 и 4 цифрами I, II и III (с одним или двумя штрихами) обозначены волны в той последовательности, в которой они записаны в формулах (5) и (6). Ясно, что каждая из волн I, II и III состоит из трех волн типа 1, 2 и 3. Если воспользоваться явными выражениями для коэффициентов, входящих в формулы (5) и (6), то получим

$$E''_{0,t}(\vec{k};2)=\frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\left\{P''+P'\,e^{i\lambda_0(a+b)}\frac{N_2}{Q_2}+P''e^{i(\varphi''_0+\lambda_0)(a+b)}\frac{N_1}{Q_2}\right\}, \qquad (7)$$

$$E'_{2,t}(\vec{k};2)=\frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\left\{P'\,e^{i\varphi'_0(a+b)}+P'\,e^{-i\lambda_0(a+b)}\frac{N_1}{Q_2}+P''e^{i\frac{\omega}{v}(a+b)-2i\lambda_0 a}\frac{N_2}{Q_2}\right\}, \qquad (8)$$

причем

$$\frac{N_1}{Q_2}=\frac{e^{i\lambda_0 b+i\lambda a}}{\frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_0}\right)^2(1-rr_a)\left(1-\frac{G^2}{F^2}e^{2i\lambda_0 b}\right)};\quad \frac{N_2}{Q_2}=\frac{G}{F}\cdot\frac{N_1}{Q_2};$$

$$G=gg_1\left(e^{i\lambda a}-e^{-i\lambda a}\right);\; F=g^2e^{-i\lambda a}-g_1^2e^{i\lambda a};\; \varphi''_0=\frac{\omega}{v}+\lambda_0;$$

$$N_1=\frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon}e^{-i\lambda_0 b}\cdot F;\quad N_2=\frac{\lambda\lambda_0}{4\varepsilon}e^{-i\lambda_0 b}\cdot G.$$

На рис. 1—4 изображены волны излучения без учета возможных многократных отражений их в каждой из пластин или в стопке. Эти отражения описываются факторами R', $\frac{N_1}{Q_2}$, $\frac{N_2}{Q_2}$, имеющимися в формулах для полей.

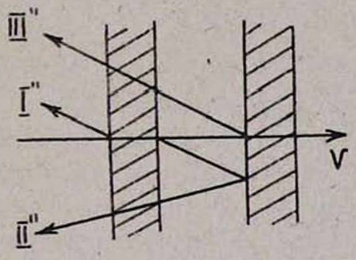

Рис. 3.

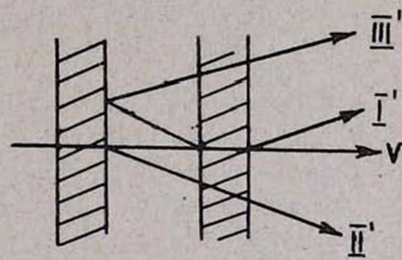

Рис. 4.

2. Далее нам надо будет вычислить энергию, испущенную в виде излучения в пространствах до и после стопки пластин. Для этого заметим, что тангенциальная компонента электрического поля и магнитное поле в пространстве до N-пластинчатой стопки равны

$$\vec{E}''_t(\vec{r},t)=\int\vec{E}_t(\vec{k})\,e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}d\vec{k}+\int\vec{E}''_{0,t}(\vec{k};N)\,e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}-\lambda_0 z-\omega t)}d\vec{k}, \qquad (9)$$

$$\vec{H}''(\vec{r},t)=\int\vec{H}(\vec{k})\,e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}d\vec{k}+\int\frac{\omega}{c}\,\frac{[\vec{\varkappa}\,\vec{v}]}{\lambda_0\varkappa v}E''_{0,t}(\vec{k};N)\,e^{i(\vec{\varkappa}\vec{p}-\lambda_0 z-\omega t)}d\vec{k},$$

где $E''_{0,t}(\vec{k};N)$ есть Фурье-компонента поля излучения, а Фурье-компоненты полей заряда имеют вид:

$$\vec{E}_t(\vec{k})=-\frac{ei}{2\pi^2}\frac{\vec{\varkappa}}{\Delta_0};\; \vec{H}(\vec{k})=\frac{ei}{2\pi^2 c}\frac{[\vec{\varkappa}\,\vec{v}]}{\Delta_0}, \qquad (10)$$

Для полей в пространстве после стопки будем иметь

$$\vec{E}'_t(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_t(\vec{k})\, e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d\vec{k} + \int \vec{E}'_{N,t}(\vec{k}; N)\, e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho} + \lambda_0 z - \omega t)} d\vec{k},$$

$$\vec{H}'(\vec{r}, t) = \int \vec{H}(\vec{k})\, e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d\vec{k} + \int \frac{\omega}{c} \frac{[\vec{v}\vec{\varkappa}]}{\lambda_0 \varkappa v} E'_{N,t}(\vec{k}; N)\, e^{(i\vec{\varkappa}\vec{\rho} + \lambda_0 z - \omega t)} d\vec{k}. \tag{11}$$

Мы специально выписали полностью эти поля, так как соотношение между фазами полей, описываемых формулами (9) и (11), оказывает существенное влияние на образование переходного излучения. Действительно, вычислим поток вектора Пойнтинга за все время пролета частицы через плоскость, перпендикулярную оси z и находящуюся до стопки пластин, т. е.

$$S''_{-z}(N) = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy dt\, [\vec{E}''(\vec{r}, t), \vec{H}''(\vec{r}, t)]_{-z}. \tag{12}$$

Очевидно, что мы должны вычислить в этом случае проекцию потока электромагнитного излучения на отрицательное направление оси z. Аналогичная величина за стопкой пластин имеет вид

$$S'_z(N) = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy dt\, [\vec{E}'(\vec{r}, t), \vec{H}'(\vec{r}, t)]_z. \tag{13}$$

Здесь берется проекция в положительном направлении оси z.

Ясно, что как (12), так и (13) будут состоять из членов трех типов. Один — это поток, связанный с полем только самой частицы, который для нас сейчас не представляет интереса. Второй — это поток, соответствующий интерференции между полем заряда и полем излучения и, наконец, третий — соответствующий собственно переходному излучению.

Из (12) и (13) нетрудно получить для второго потока выражение

$$S''_{-z,\,\text{инт.}}(N) = \frac{ei}{v} \int \frac{1}{\lambda_0 \left(\frac{\omega}{v} + \lambda_0\right)} E''_{0,t}(\vec{k}; N)\, e^{-i\left(\lambda_0 + \frac{\omega}{v}\right)z} \varkappa d\vec{\varkappa} d\omega, \tag{14}$$

$$S'_{z,\,\text{инт.}}(N) = \frac{ei}{v} \int \frac{1}{\lambda_0 \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right)} E'_{N,t}(\vec{k}; N)\, e^{i\left(\lambda_0 - \frac{\omega}{v}\right)z} \varkappa d\vec{\varkappa} d\omega. \tag{15}$$

Из тех же формул для потока, связанного только с переходным излучением, можно получить

$$S''_{-z,\,\text{перех.}}(N) = \frac{2\pi^2}{v} \int \frac{\omega}{v\lambda_0} |E''_{0,t}(\vec{k}; N)|^2\, d\vec{\varkappa} d\omega, \tag{16}$$

$$S'_{z,\,\text{перех.}}(N) = \frac{2\pi^2}{v} \int \frac{\omega}{v\lambda_0} |E'_{N,t}(\vec{k}; N)|^2\, d\vec{\varkappa} d\omega. \tag{17}$$

Если при этом интересоваться также угловым распределением излучения, то достаточно в указанных формулах положить $\varkappa=\frac{\omega}{c}\sin\vartheta$, где в формулах (14) и (16) ϑ — есть угол, составляемый направлением распространения излучения с отрицательным направлением оси z, а в формулах (15) и (17) — с положительным направлением оси z. Интегрирование по частоте в этих формулах проводится в пределах от $-\infty$ до $+\infty$.

Полагая в формулах (14)—(17) $N=1$ и подставляя в них выражения (1) и (2), мы в пунктах 3а и 3б исследуем физические условия, влияющие на образование переходного излучения в одной пластине, а пользуясь (7) и (8) и полагая $N=2$ в формулах (14)—(17), мы в пунктах 4а и 4б рассмотрим случай двух пластин.

3а. В случае одной пластинки рассмотрим сначала интерференцию переходного излучения с полем заряда. Подставим (1) и (2) в (14) и (15):

$$S''_{-z,\,\text{инт.}}(1)=-\frac{e^2}{\pi c}\int\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\sin^3\vartheta\,d\vartheta\,d\omega}{\left(1+\frac{v}{c}\cos\vartheta\right)g}\times$$

$$\times\left\{\alpha+\delta r\eta R'\,e^{2i\lambda a}+\gamma\eta R'\,e^{i\left(\frac{\omega}{v}+\lambda\right)a}\right\}e^{-i\frac{\omega}{v}\left(1+\frac{v}{c}\cos\vartheta\right)z}, \tag{18}$$

$$S'_{z,\,\text{инт.}}(1)=-\frac{e^2}{\pi c}\int\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\sin^3\vartheta\,d\vartheta\,d\omega}{\left(1-\frac{v}{c}\cos\vartheta\right)g}\times$$

$$\times\left\{\beta+\delta\eta R'\,e^{i\left(\lambda-\frac{\omega}{v}\right)a}+\gamma r\eta R'\,e^{2i\lambda a}\right\}e^{-i\frac{\omega}{v}\left(1-\frac{v}{c}\cos\vartheta\right)(z-a)}, \tag{19}$$

причем везде, где это не сделано, надо иметь в виду, что

$$\lambda=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon-\sin^2\vartheta};\ \lambda_0=\frac{\omega}{c}\cos\vartheta.$$

Из последней экспоненты, стоящей в подынтегральном выражении формулы (18), следует, что интерференция всех волн 1′, 2″ и 3″ (см. рис. 1) с полем частицы обращается в нуль на расстояниях z, удовлетворяющих условию

$$z\gg\frac{v}{\omega}. \tag{20}$$

Это условие на z не является жестким и мы можем сказать, что эти волны легко отрываются от поля заряда, так как заряд и волны движутся в разные стороны.

Что же касается интерференции волн за пластинкой с полем заряда, то с первого взгляда из формулы (19) следует, что для отделения волн от поля заряда необходимо, чтобы

$$(z-a) \gg \frac{\frac{v}{\omega}}{1-\frac{v}{c}\cos\vartheta}. \tag{21}$$

Для крайне-релятивистских частиц это условие на z является очень жестким $\left(\vartheta \sim \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\right)$ и совпадает с условием, вытекающим из понятия длины зоны формирования переходного излучения.

Однако, если посмотреть более внимательно, то из формулы (19) видно, что условие (21) необходимо только для волны $1'$ (β). Интерференция волны $2'$ (δ) и $3'$ (γ) с полем заряда обращается в нуль при значительно более мягких условиях

$$\left|\lambda - \frac{\omega}{v}\right| a \gg 1, \quad 2\lambda a \gg 1. \tag{22}$$

Физически это связано с тем, что (см. рис. 2) разность фаз поля первой волны, двигающейся в вакууме, с полем частицы может набежать только за счет различия между скоростью частицы v и скоростью света c. В случае же второй и третьей волны, которые часть своего пути проходят в веществе, эта разность фаз набегает также за счет отличия скорости света в веществе от c на пути в пластинке.

3б. Обратимся теперь к собственно переходному излучению. Пользуясь формулами (16), (17) и (1), (2) нетрудно получить потоки энергии, связанные с каждым из трех типов волн, изображенных на рис. 1 и 2, и направленных как вперед, так и назад. При этом нетрудно убедиться, что интерференцией между волнами внутри каждой тройки можно пренебречь, если выполняются условия типа (22).

Проведем более подробно только что описанный расчет потоков энергии собственно переходного излучения в том случае, когда пролетающая частица крайне-релятивистская. Для этого представим выражения для α, β, γ, δ в следующем виде, более удобном для приближений:

$$\alpha = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{v}{\omega}\right)\frac{\frac{\omega^2}{c^2}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0} - \frac{1-\varepsilon}{\lambda\Lambda}; \quad \gamma = -\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{v}{\omega}\right)\frac{\frac{\omega^2}{c^2}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0} + \frac{1-\varepsilon}{\lambda_0\varepsilon\Lambda};$$

$$\beta = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{v}{\omega}\right)\frac{\frac{\omega^2}{c^2}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0} - \frac{1-\varepsilon}{\lambda\Lambda}; \quad \delta = -\left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{v}{\omega}\right)\frac{\frac{\omega^2}{c^2}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0} + \frac{1-\varepsilon}{\lambda_0\varepsilon\Lambda}, \tag{23}$$

где $\Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon$ (мы положили $\mu=1$). Нетрудно видеть, что в выражениях для β и δ мы можем отбросить второй член, если

$$\sin^2\vartheta + \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right) \ll 1, \tag{24}$$

что и имеет место для крайне-релятивистских частиц. В выражении для α мы можем отбросить второй член, если

$$\sin^2\vartheta + \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right) \ll |\sqrt{\varepsilon}-1|, \tag{25}$$

В случае $|\sqrt{\varepsilon}-1| \sim 1$, последнее условие удовлетворяется при выполнении условия (24). Если же $\varepsilon \to 1$, то величиной α можно пренебречь целиком по сравнению с β и δ. Что же касается величины γ, то она порядка отбрасываемых членов и ею можно пренебречь целиком по сравнению с β и δ.

Имея все это в виду, сделаем в формулах (3) и (4) приближения, учитывающие только то, что частица крайне-релятивистская. Тогда получим

$$P'' = (\sqrt{\varepsilon}-1)\,\frac{\frac{\omega}{c}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0}\,(1-qe^{2i\lambda a}), \tag{26}$$

$$P' = (\sqrt{\varepsilon}+1)\,\frac{\frac{\omega}{c}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0}\,e^{i\varphi_0' a}\left(1-qe^{-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a}\right), \tag{27}$$

причем мы положим, где это возможно, $\vartheta=0$, а

$$q = \frac{4\sqrt{\varepsilon}}{(\sqrt{\varepsilon}+1)^2}\cdot\frac{1}{1-\left(\frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1}\right)^2 e^{2i\lambda a}}. \tag{28}$$

Эти выражения надо подставить в формулы (1) и (2)

$$E_{0,t}'(\vec{k};1) = \frac{ei\frac{\omega^2}{c^2}\sin\vartheta}{2\pi^2(\sqrt{\varepsilon}+1)}\,P'', \tag{29}$$

$$E_{1,t}'(\vec{k};1) = \frac{ei\frac{\omega^2}{c^2}\sin\vartheta}{2\pi^2(\sqrt{\varepsilon}+1)}\,P'. \tag{30}$$

Приближения, сделанные в формулах (26) и (27), соответствуют тому, что как в излучении, испущенном вперед, так и назад, остались только первые две волны из трех (см. рис. 1 и 2). Из формул (16), (17) и (29), (30) видно, что если выполняются условия (22), то интенсивности каждой из волн складываются. Особенно наглядно это видно при $\varepsilon \to 1$. Так как в этом случае $q=1$, то

$$E_{0,t}'(\vec{k};1) = -\frac{ei\frac{\omega^3}{c^3}\sin\vartheta}{2\pi^2}\cdot\frac{(\sqrt{\varepsilon}-1)^2}{\Lambda\Lambda_0}(1-e^{2i\lambda a}), \tag{31}$$

$$E'_{1,t}(\vec{k};1)=\frac{ei\frac{\omega^3}{c^3}\sin\vartheta}{2\pi^2}\cdot\frac{1-\varepsilon}{\Lambda\Lambda_0}e^{i\varphi'_0 a}\left(1-e^{-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a}\right). \qquad (32)$$

Из полученных формул видно, что при выполнении условий, обратных (22), волны $1''$ и $2''$, а также $1'$ и $2'$ гасят друг друга, в результате чего поля излучений становятся очень малыми и пропорциональными a. Первое из условий (22), а именно, $\left(\lambda-\frac{\omega}{v}\right)a\gg1$, адэкватно понятию зоны формирования переходного излучения в веществе, испущенного вперед относительно направления движения заряда. Условие же $2\lambda a\gg1$ возникает благодаря тому, что волны $1''$ и $2''$ в начальный момент времени движутся в противоположных направлениях (см. рис. 1).

4а. Рассмотрим теперь стопку, состоящую из двух пластин. Пользуясь (7), (8) и (14), (15) получим

$$S'_{-z,\text{ инт.}}(2)=-\frac{e^2}{\pi v}\int\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\sin^3\vartheta d\vartheta d\omega}{\left(1+\frac{v}{c}\cos\vartheta\right)g}\times$$

$$\times\left\{P''+P'e^{i\lambda_0(a+b)}\frac{N_2}{Q_2}+P''e^{i(\varphi''_0+\lambda_0)(a+b)}\frac{N_1}{Q_2}\right\}e^{-i\left(\lambda_0+\frac{\omega}{v}\right)z}, \qquad (33)$$

$$S'_{z,\text{ инт.}}(2)=-\frac{e^2}{\pi v}\int\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\sin^3\vartheta d\vartheta d\omega}{\left(1-\frac{v}{c}\cos\vartheta\right)g}\times$$

$$\times\left\{P'e^{i\varphi'_0(a+b)}+P'e^{-i\lambda_0(a+b)}\frac{N_1}{Q_2}+P''e^{i\frac{\omega}{v}(a+b)-2i\lambda_0 a}\frac{N_2}{Q_2}\right\}e^{i\left(\lambda_0-\frac{\omega}{v}\right)z}, \qquad (34)$$

Последняя экспонента в формуле (33) говорит о том, что достаточно выполнения условия (20), чтобы волны, движущиеся назад, отделились бы от поля частицы.

Вместе с тем, из формулы (34) видно, что в случае излучения, испущенного вперед, для этого необходимо, чтобы z удовлетворяло условию (21). С другой стороны, если расписать подробно все члены, входящие в формулу (34), то нетрудно увидеть, что такое сильное условие $\left(\text{или точнее условие } z-(2a+b)\gg\frac{\frac{v}{\omega}}{1-\frac{v}{c}\cos\vartheta}\right)$ требуется только для волны $1'$, входящей в I'. Например, волна опять $1'$, но входящая в II' имеет следующую фазу: $i\left(\lambda_0-\frac{\omega}{v}\right)(z-a)+i(\lambda-\lambda_0)a$

(если пренебречь многократными отражениями этой волны в стопке). Первое слагаемое этой фазы говорит о том, что хотя эта волна и образовалась в отсеке между пластинками, фаза ее продолжает расти и вне стопки. Иначе говоря, отделение излучения от поля заряда, если оно не произошло в том отсеке, где оно образовалось, будет продолжаться в других отсеках. Второе слагаемое фазы говорит нам о том, что этому отделению, т. е. росту фазы, сильно способствует вторая пластинка, так как второе слагаемое дает ту дополнительную фазу, которую приобретает волна, двигающаяся в пластине, по сравнению с волной, прошедшей то же расстояние в вакууме. Отсюда следует, что если

$$(\lambda - \lambda_0)\, a \gg 1, \tag{35}$$

то интерференция этого луча с полем заряда обратится в нуль.

Можно произвести анализ всех остальных волн, входящих в I′, II′ и III′, но это не даст нам принципиально ничего нового по сравнению с уже сказанным.

Таким образом, в стопке пластин при выполнении условия (35) проблемы отрыва поля излучения, движущегося вперед, от поля заряда не существует, так как каждая последующая пластинка будет разделять поле излучения, образованного в предыдущей пластинке, от поля заряда, за исключением излучения, образованного в последней пластинке.

4б. Обратимся теперь к интерференции волн переходного излучения между собой.

Рассмотрим сначала излучение, испускаемое назад. Подставим (26) и (27) в (7), считая ε близким к единице. Если при этом объединить в формуле члены по признаку числа прохождений луча через пластину, то получим

$$\begin{aligned} E''_{0,t}(\vec{k};2) &= \frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g} \cdot \frac{\frac{\omega}{c}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0} \times \\ &\times (\sqrt{\varepsilon} - 1)\left\{1 + \left(1 - e^{-i\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right)b}\right) e^{i\left(\frac{\omega}{v} + \lambda\right)a + i\left(\frac{\omega}{v} + \lambda_0\right)b} - \right. \\ &\left. -\left(1 - e^{2i\lambda_0 b}\right) e^{2i\lambda a} - \left(1 - e^{-i\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right)b}\right) e^{i\left(\frac{\omega}{v} + \lambda\right)a + i\left(\frac{\omega}{v} + \lambda_0\right)b + 2i\lambda a} - e^{4i\lambda a + 2i\lambda_0 b}\right\}. \end{aligned} \tag{36}$$

На рис. 5 изображены лучи в той последовательности, в которой они записаны в формуле (36). Из этой формулы видно, что если $\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right) b \ll 1$, то две круглые скобки, соответствующие каждой паре лучей, обозначенных на рис. 5 цифрами II и IV, обращаются в нуль.

Мы видим, что при этом условии все лучи, образованные во второй пластине, сокращаются с частью лучей, образованных в первой пластине, что и приводит к появлению зоны формирования в вакууме для переходного излучения, испущенного назад относительно направления движения заряда.

Рассмотрим теперь излучение, испускаемое вперед. Подставляя (26) и (27) в (8) и считая ε близким к единице, получим

$$E'_{2,t}(\vec{k};2)=\frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\frac{\frac{\omega}{c}(1-\varepsilon)}{\Lambda\Lambda_0}(\sqrt{\varepsilon}+1)\,e^{i\varphi'_0(2a+b)}\left\{1-e^{-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a}+\right.$$

$$\left.+\left(1-e^{-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a}\right)e^{-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a-i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)b}\right\}. \tag{37}$$

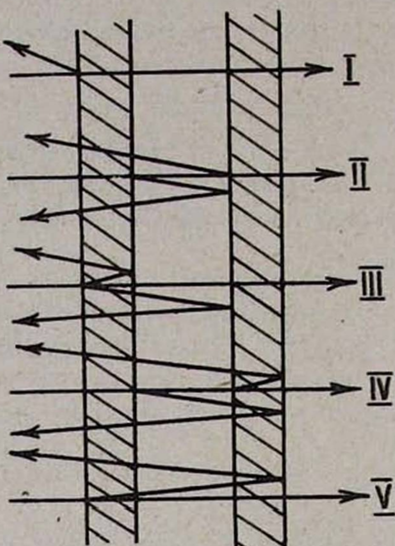

Рис. 5.

На рис. 6 волны отмечены цифрами в порядке их написания в последней формуле. Видно, что при $\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)b \ll 1$ волны 2 и 3 будут гасить друг друга и излучение имеет место только на первой и последней границах стопки.

Таким образом, мы видим, что в обоих случаях физической причиной, приводящей к появлению зон формирования переходного излучения в вакууме, является взаимное сокращение лучей, образованных на одном и другом концах вакуумного отсека. Действительно, если генерирующий переходное излучение заряд и уже образовавшийся на первом конце вакуумного отсека движущийся вперед луч не успеют набрать достаточную разность фаз, пройдя расстояние b между пластинками, то образованный на втором конце вакуумного отсека луч будет иметь очень близкую фазу с первым, а так как эти поля отличаются только знаком, то они сократятся.

Эти лучи не будут взаимно гасить друг друга лишь при условии

$$b \gg \frac{1}{\frac{\omega}{v}-\lambda_0}, \tag{38}$$

совпадающем с понятием зоны формирования переходного излучения в вакууме.

5. До сих пор мы рассматривали только то излучение, которое уходило на бесконечность в направлении движения частицы или же в

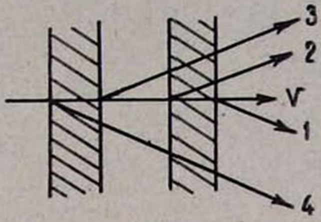

Рис. 6.

направлении противоположном ему. Но в случае стопки пластин часть излучения может уйти на бесконечность в направлении перпендикулярном движению частицы в результате многократных отражений от поверхностей пластин. Поэтому обратимся сейчас к рассмотрению этого излучения. Очевидно, что это излучение будет тем больше, чем более отражающими будут поверхности пластин.

Коэффициент отражения излучения от пластин согласно [9] равен $r_1' = \frac{G}{F} e^{2i\lambda_0 (a+b)}$ и $|r_1'| \to 1$, если или $\varepsilon(\omega)$, или $\mu(\omega)$ очень велики. Поэтому пластины будем рассматривать с большим $\varepsilon(\omega)$ или $\mu(\omega)$.

В качестве стопки пластин рассмотрим двухпластинчатую стопку. Воспользовавшись формулами работы [10], нетрудно получить выражения для полей излучения внутри двухпластинчатой стопки:

$$E'_{1,t}(\vec{k};\,2) = \frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\frac{N_1^2}{Q_2} e^{2i\lambda_0 (a+b)} \left\{P'' e^{i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)(a+b)} + P'\frac{G}{F}\right\}, \tag{39}$$

$$E'_{1,t}(\vec{k};\,2) = \frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\frac{N_1^2}{Q_2}\left\{P' + P''\frac{G}{F}\, e^{i\left(\frac{\omega}{v}+\lambda_0\right)b + i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)a}\right\}. \tag{40}$$

Если мы теперь потребуем, чтобы

$$\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon''}\, a \gg 1 \left(\text{или } \frac{\omega}{c}\sqrt{\mu''}\, a \gg 1\right), \tag{41}$$

где

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'', \quad \mu = \mu' + i\mu'',$$

то

$$P'' = \alpha;\ P' = \beta e^{i\varphi_0' a};\ \frac{G}{F} = -r;\ \frac{N_1^2}{Q_2} = \frac{1}{1-\frac{G^2}{F^2}e^{2i\lambda_0 b}} = \frac{1}{1-r^2 e^{2i\lambda_0 b}}, \tag{42}$$

а это будет означать, что из пластинок выйдут только лучи 1″ и 1′, (см. рис. 1 и 2). Выражения для полей излучения примут вид

$$E'_{1,t}(\vec{k}; 2) = \frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\{\alpha e^{i\varphi'_0 b} - \beta r\}\frac{e^{2i\lambda_0 b + i\varphi''_0 a}}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}, \tag{43}$$

$$E'_{1,t}(\vec{k}; 2) = \frac{ei\varkappa}{2\pi^2 g}\{\beta - \alpha r e^{i\varphi''_0 b}\}\frac{e^{i\varphi'_0 a}}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}. \tag{44}$$

Если еще к тому же считать

$$|\varepsilon| \gg 1, \tag{45}$$

то

$$\alpha = \beta = \frac{\frac{\varepsilon}{\lambda}}{\Lambda_0}, \tag{46}$$

а величина r будет близка к единице, но меньше нее, и в результате получим

$$E''_{1,t}(\vec{k}; 2) = -\frac{ei\varkappa}{2\pi^2}\frac{1}{\Lambda_0}\{r - e^{i\varphi'_0 b}\}\frac{e^{2i\lambda_0 b + i\varphi''_0 a}}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}, \tag{47}$$

$$E'_{1,t}(\vec{k}; 2) = \frac{ei\varkappa}{2\pi^2}\frac{1}{\Lambda_0}\{1 - r e^{i\varphi''_0 b}\}\frac{e^{i\varphi'_0 a}}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}}. \tag{48}$$

Такое же выражение для полей получится и при $|\mu| \gg 1$.

Имеющийся у этих полей общий фактор

$$\frac{1}{1 - r^2 e^{2i\lambda_0 b}} = \sum_{n=0}^{\infty} (r^2 \cdot e^{2i\lambda_0 b})^n$$

описывает последовательность лучей, возникающих в результате многократных отражений от стенок пластин. Соседние лучи, задаваемые формулами (47) и (48), в зависимости от того какие из них мы возьмем могут иметь и близкие и далекие фазы, так как

$$\varphi'_0 = \frac{\omega}{v}\left(1 - \frac{v}{c}\cos\vartheta\right), \quad \varphi''_0 = \frac{\omega}{v}\left(1 + \frac{v}{c}\cos\vartheta\right).$$

Действительно, рассмотрим рис. 7, где лучи, движущиеся вперед, изображены пунктирными линиями, а движущиеся назад—сплошными, а слева указаны фазы, с которыми они достигают пластин. Нетрудно убедиться, что лучи, соединенные фигурными скобками имеют далекие фазы, а квадратными—близкие.

Однако ввиду того, что каждая из этих волн распространяется под очень малым углом $\sim \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ по отношинию к траектории заряда, который мы полагаем движущимся перпендикулярно к пластинкам, эти волны не уйдут на бесконеченость из-за очень большого числа отражений, которые они должны при этом испытать. Поэтому практически необходимо рассмотреть случай наклонного пролета частицы.

Принимая во внимание, что при наклонном пролете испущенное вперед излучение идет под углом $\sim\sqrt{1-\beta^2}$ к траектории заряда, а испущенное назад—под углом, равным углу падения заряда [11], нетрудно

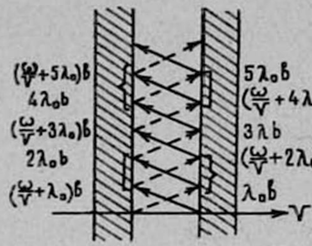

Рис. 7.

видеть, что пространственно вместе окажутся лучи, имеющие близкие фазы.

Таким образом, и в этом случае для того чтобы интенсивности волн в отсеке складывались необходимо выполнение условия (38), но для пути заряда в отсеке.

6. В заключение мы покажем, что поля излучения будут описываться формулуми, совпадающими с (47) и (48), если пользоваться тонкими пленками, но обладающими большими $\varepsilon(\omega)$ (или $\mu(\omega)$).

Для рассмотрения этого вопроса обратимся сначала к случаю одной пластинки. Предположим, что имеет место условие

$$\frac{\omega}{c}\,a\sqrt{\varepsilon}\ll 1. \tag{49}$$

Разлагая в ряд экспоненты в формулах (3) и (4) получим

$$P''=\alpha-\frac{2\eta}{\lambda_0 g}R'\alpha+ia\delta rR'\eta\cdot 2\lambda, \tag{50}$$

$$P'=\beta-\frac{2\eta}{\lambda_0 g}R'\beta+ia\delta\eta R'\,(\lambda-\lambda_0). \tag{51}$$

При этом мы считали частицу крайне-релятивистской, а $\varepsilon(\omega)$ не близким к единице. С другой стороны,

$$R'=\frac{\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}+\frac{1}{\lambda_c}\right)^2}{\frac{4\varepsilon}{\lambda\lambda_0}-2i\lambda a\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{1}{\lambda_0}\right)^2}, \tag{52}$$

Из последней формулы видно, что при наличии условия (49) возможны следующие два случая:

А)
$$\frac{\omega}{c}a\varepsilon\ll 1, \tag{53}$$

тогда

$$R'=\frac{\lambda_c g}{2\eta}\left(1+i\lambda a\frac{\lambda\lambda_0}{2\varepsilon}\,g_1^2\right). \tag{54}$$

Подставляя первое слагаемое формулы (54) в (50) и (51), получаем, что член независящий от a в этом приближении равен нулю. Беря следующий член разложения, будем иметь

$$E'_{0,t}(\vec{k};\,1) = E'_{1,t}(\vec{k};\,1) = \frac{ea}{4\pi^2}\frac{(\varepsilon-1)\sin\vartheta}{1-\dfrac{v^2}{c^2}\cos\vartheta}, \tag{55}$$

причем в выражении для поля осталась только часть волны $2'$ ($2''$), так как другая ее часть сократилась с волной $1'$ ($1''$). Поток вектора Пойнтинга равен

$$S'_1(1) = S''_0(1) = \frac{e^2}{4\pi^2 c}\int\frac{\sin^2\vartheta\, d\Omega d\omega}{\left(1-\dfrac{v^2}{c^2}\cos^2\vartheta\right)^2}\left(\frac{a\omega}{c}\,|\varepsilon-1|\right)^2. \tag{56}$$

В другом случае имеем

Б) $$\frac{\omega}{c}\,a\varepsilon \gg 1. \tag{57}$$

Это условие может выполняться одновременно с условием (49), если $\varepsilon \gg 1$ (см. [12]).

Тогда

$$R' = \frac{i}{2\lambda a}. \tag{58}$$

Подставляя такое R' в (50) и (51), получим

$$P'' = \alpha;\ P' = \beta;\ \alpha = \beta = \frac{\varepsilon}{\lambda\Lambda_0}, \tag{59}$$

причем остаются только лучи $1'$ и $1''$. Подставим (59) в (1) и (2):

$$E'_{0,t}(\vec{k};\,1) = E'_{1,t}(\vec{k};\,1) = \frac{ei}{2\pi^2}\frac{\sin\vartheta}{\dfrac{\omega}{c}\left(1-\dfrac{v^2}{c^2}\cos^2\vartheta\right)}. \tag{60}$$

Поток вектора Пойнтинга будет равен

$$S'_1(1) = S''_0(1) = \frac{e^2}{\pi^2 c}\int\frac{\sin^2\vartheta\, d\Omega d\omega}{\left(1-\dfrac{v^2}{c^2}\cos^2\vartheta\right)^2}. \tag{61}$$

В работе [13] автор, рассматривая тонкую пластинку, делает предположение (49) и, молчаливо считая выполненным (53), приходит к заключению о возможности только полей (55). Однако мы видим, что если имеет место условие (57), то образующиеся поля переходного излучения (60) значительно больше полей (55) и равны полям, возникающим на границе вакуум — идеальный проводник [14].

Заметим, что формулы (61) имеют место и в том случае, если $\frac{\omega}{c}\,a\sqrt{\mu(\omega)} \ll 1$, но $\frac{\omega}{c}\,a\mu(\omega) \gg 1$, т. е. и при $\mu(\omega) \gg 1$. Если считать

$\varepsilon \gg 1$, то из формул (3) и (4) следует, что

$$P'' = \alpha; \quad P' = \beta\, e^{i\varphi_0' a} \tag{62}$$

и, кроме того, $\alpha = \beta = \dfrac{\sqrt{\varepsilon}}{\dfrac{\omega}{c}\Lambda_0}$. Таким образом, формулы (61) имеют место для пластинки с большим $\varepsilon(\omega)$, но с толщиной a, удовлетворяющей только условию (57).

Иными словами, мы видим, что в случае вещества с большой диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega)$ (или $\mu(\omega)$) зона формирования в веществе не равна, как обычно, $\dfrac{\dfrac{c}{\omega}}{\left|1 - \dfrac{v}{c}\sqrt{\varepsilon - \sin^2\vartheta}\right|}$, а меньше и определяется формулой (57). При этом надо помнить, что образуются лишь лучи $1'$ и $1''$.

Для рассмотрения стопки, состоящей из двух тонких пленок, обладающих большим значением $\varepsilon(\omega)$, воспользуемся формулами (39) и (40), подставив в которые (59) снова получим формулы (47) и (48) (без несущественных общих фазовых множителей $e^{i\varphi_0'' a}$ и $e^{i\varphi_0' a}$).

Таким образом, в пленках с большой диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega)$ (или $\mu(\omega)$) при выполнении условия (57) будет генерироваться такое же переходное излучение, что и на границе вакуум-идеальный проводник. Помимо того преимущества, что заряд теряет мало энергии на ионизацию атомов пленки, тонкие пленки удобны для генерации электромагнитного излучения с большой длиной волны, ввиду того, что зона формирования в таких пленках с $\varepsilon(\omega) \gg 1$ меньше чем обычно и определяется формулой (57).

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. М. Франк*, Нобелевская лекция. УФН, 65, 397 (1959).
2. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957); 37, 527 (1959).
3. *К. А. Барсуков*, ЖЭТФ, 37, 1106 (1059); ЖТФ, 30, 1337 (1960).
4. *В. Е. Пафомов*, ДАН СССР, 133, 1315 (1960).
5. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 39, 332 (1960).
6. *Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко*, УФН, 86, 189 (1965).
7. *В. П. Зрелов*, Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Атомиздат, Москва, 1968.
8. *В. П. Зрелов, Ф. Легар, П. Павлович, З. Якоут, Е. Яникова*, препринт, Дубна, ЛЯП, PI—4058 (1968), Nucl. Instr. Meth., 74, 61 (1969).
9. *В. Е. Пафомов, И. М. Франк*, ЯФ, 5, 631 (1967).
10. *В. А. Аракелян, Г. М. Гарибян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 339 (1969).
11. *Н. А. Корхмазян*, С. С. Элбакян, Изв. АН АрмССР, Физика 4, 3 (1969).
12. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, Москва, ГИТТЛ. 1957 г. стр. 354.
13. *В. Е. Пафомов*, ЖЭТФ, 39, 134 (1960).
14. *В. Л. Гинзбург, И. М. Франк*, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՁԵՎԱՎՈՐՄԱՆ ԶՈՆԱՅԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԲՆՈՒՅԹԻ ՄԱՍԻՆ

Վ. Հ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ

Աշխատանքում պարզաբանված է անցումային ճառագայթման ձևավորման զոնայի առաջացման ֆիզիկական մեխանիզմը։ Դրա համար մանրակրկիտ ուսումնասիրված է անցումային ճառագայթման ստեղծման պրոցեսը վակուումում տեղավորված մեկ և երկու թիթեղներում։ Ցույց է տրված, որ տվյալ ալիքի ձևավորման զոնայի առաջացման ֆիզիկական պատճառը հանդիսանում է նրա անջատումը կամ մասնիկի դաշտից, կամ անցումային ճառագայթման ուրիշ ալիքների դաշտերից։ Շերտավոր միջավայրում վերջին մեխանիզմը հիմնականն է։

Դիտարկված է ճառագայթումը, որը առաջանում է երկու թիթեղների ներսում գտնվող վակուումային տարածությունում և, որը շարժվում է մասնիկի շարժմանը ուղղահայաց ուղղությամբ ի հաշիվ թիթեղների պատերից բազմապատիկ անդրադարձման։

Դիտարկված է նաև բարակ թիթեղներից ստացված ճառագայթումը ինչպես սովորական, այնպես էլ մեծ դիէլեկտրիկական թափանցելիության դեպքում։

ON PHYSICAL NATURE OF ZONES GENERATING TRANSITION RADIATION

V. A. ARAKELIAN, G. M. GARIBIAN

A physical mechanism giving rise to the occurence of zones generating transition radiation is discussed. To this effect a detailed study is made of the process of generation of transition radiation in one and then in two plates. It is shown that the physical cause of occurence of a zone generating a particular wave is the necessity of separating it either from the particle's field or from the fields of other waves of transition radiation. In a stack built up from a large number of plates the latter mechanism is the principal one. In the case of a two-plate stack the radiation is considered travelling in the direction normal to the motion of the charge due to multiple reflections from the walls of the plates. There is also studied the radiation generated in thin films of matter with both ordinary and large dielectric constants.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 267—274 (1970)

РЕГИСТРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЫ

К. М. АВАКЯН, А. И. АЛИХАНЯН, Г. М. ГАРИБЯН,
М. П. ЛОРИКЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

В работе предложен новый метод детектирования рентгеновского переходного излучения стримерной камерой с добавкой *Xe*. Использование камеры обеспечивает раздельное наблюдение как излучения, так и частицы, а наличие *Xe* приводит к большой эффективности регистрации фотонов. Показано, что среднее число переходных квантов линейно растет в интервале энергий электронов 1,2÷2,46 *Гэв*. При использовании пенопласта вместо слоистой среды эффективность регистрации электронов по переходному излучению оказалась равной 86%.

1. Развитие физики сверхвысоких энергий привело к необходимости поиска новых методов измерения энергий частиц. Обычно применяющееся черенковское излучение дает возможность измерять лишь $\beta = \frac{v}{c}$ (v — скорость частицы, c — скорость света), что приводит к большим трудностям при его использовании в ультра-релятивистской области. Переходное излучение [1] привлекает в последнее время к себе все большее внимание ввиду того, что полная интенсивность в направлении движения ультра-релятивистской частицы линейно зависит от $\gamma = \frac{E}{\mu c^2}$ [2]. В работах [3], [2] было показано, кроме того, что основная доля этого излучения находится в рентгеновской области частот.

Однако малое число фотонов и малые углы испускания по отношению к направлению движения частицы, приводят к большим трудностям как в исследовании, так и в использовании этого явления.

Первые попытки в этом направлении были предприняты в работах [4], [5], в которых была реализована предложенная в [6] идея регистрации переходных квантов, используя характеристическое излучение.

Недавно рентгеновское переходное излучение в слоистой среде изучалось на пучке электронов с энергиями от 1 до 4 *Гэв* на Ереванском электронном ускорителе [7]. Рентгеновское переходное излучение регистрировалось с помощью сцинтилляционного счетчика CsI, в центральной части которого было отверстие для свободного прохождения первичных электронов. Эффективность регистрации электронов, т. е. доля случаев, когда хотя бы один из квантов переходного излучения регистрируется счетчиком, для электронов с энергией в 3—4 *Гэв* оказалась около 10%. В работе [8] заряженные частицы отклонялись от направления распространения переходных квантов с помощью магнитного поля, а затем эти кванты регистрировались полупроводниковым германиевым детектором. Эффективность регистрации позитронов с энергией 2 *Гэв* в этой работе была равна 27%.

Однако предварительное пространственное разделение частицы от сопровождающего излучения обычно приводит к сильному уменьшению светосилы прибора, а детектирование квантов излучения с помощью сцинтилляционных или полупроводниковых счетчиков затрудняет возможность подсчета их числа. Успех же использования переходного излучения для измерения энергий отдельных частиц зависит не только от наличия достаточно большого числа переходных квантов, вышедших из слоистой среды, но и от эффективности их регистрации с одновременной возможностью подсчета. При отсутствии возможности подсчета числа квантов такая установка может быть использована только как пороговый детектор.

2. В настоящей работе для регистрации квантов переходного излучения используется стримерная камера с добавкой Xe. Камера наполнялась смесью, состоящей из 30% He и 70% Ne при атмосферном давлении. Добавка Xe составляла 10 и 15% от этой смеси. Для удовлетворительной работы в камеру вводились пары иода с давлением 10^{-2} *тор*.

Преимущество этого метода заключается в том, что в одном и том же приборе осуществляется раздельная регистрация как излучения, так и частицы. Благодаря наличию Xe камера имеет большую эффективность регистрации фотонов. В принципе возможно подобрать такой режим работы стримерной камеры, когда в одной и той же камере с 100% эффективностью регистрируются фотоны в широком интервале энергий. Высокое пространственное и угловое разрешение камеры позволяет с хорошей точностью производить подсчет числа электронов, образованных переходными фотонами, в любом интервале углов. Очевидно, что в данном случае также и оптимально решается вопрос светосилы прибора, что крайне важно для эксперимента.

Схематически установка показана на рис. 1. Электроны с данным импульсом $\left(\frac{\Delta p}{p} \sim 1\%\right)$ проходять через мишень M, представля-

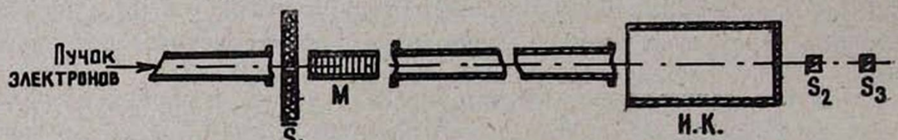

Рис. 1.

ющую собой слоистую среду, и вместе с переходными квантами, образованными в этой среде, регистрируются в стримерной камере ИК. Отбор электронов, проходящих через центр слоистой среды и камеры, осуществляется посредством сцинтилляционных счетчиков S_1, S_2 и S_3, причем счетчик S_1 имел в середине отверстие диаметром 0,5 *см* и был включен на антисовпадение с S_2 и S_3. Расстояние от слоистой среды до камеры составляло 11 метров. Длина камеры вдоль трека составляла 80 *см*, ширина 10 *см*, а высота—20 *см*. Для уменьшения тормозного излучения и поглощения фотонов в воздухе на всем пути электронов была установлена труба диаметром 10 *см*, откачанная до давления 10^{-2} *тор*. Окна в трубах и выходное окно искровой камеры были выполнены из майлара толщиной 15 *мк*. Фотографирование треков в стримерной камере производилось в направлении электрического поля двумя стереоскопическими аппаратами.

Измерения в каждом случае производились в две серии: с мишенью из слоистого вещества и со сплошной мишенью того же материала и эквивалентной толщины. Так как в последнем случае переходные кванты не образовывались, то эти измерения давали фон, обусловленный тормозным излучением в мишени и δ-электронами, образованными в газе камеры. Геометрия установки позволяла регистрировать в камере кванты с максимальным углом излучения, равным $4 \cdot 10^{-3}$ *рад*. Измерения проводились со слоистой средой, состоящей из пленок полиэтилена с толщиной $a = 45$ *мк*, со средним расстоянием между ними $b = 500$ *мк* при числе пленок $N = 500$ и $N = 1000$. Помимо этого в качестве мишени был использован пенопласт толщиной 2 *г/см²*.

Отбирались и обрабатывались те кадры, где имелась одна первичная проходящая частица, независимо от того были в кадре фотоэлектроны или нет. На рис. 2 приведено одно характерное событие регистрации первичной частицы и 2 фотонов по фотоэлектронам, отмеченным стрелками. Результаты измерений приведены в таблице. В

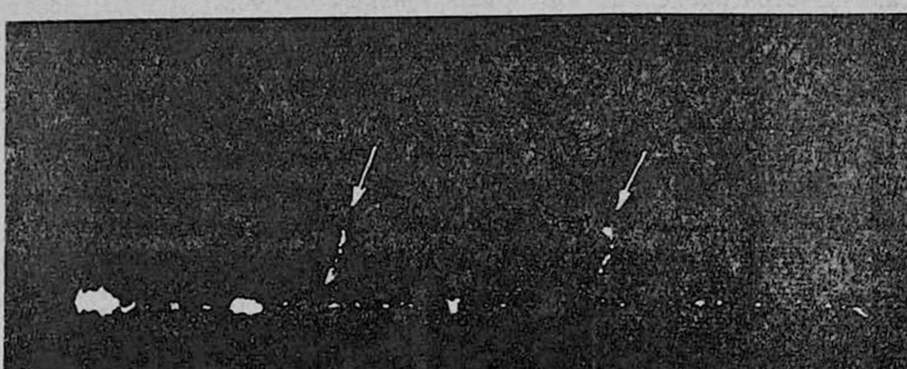

Рис. 2.

первой графе даны характеристики мишени и количество Xe. Во второй графе указан импульс первичных электронов. В третьей графе приведена эффективность регистрации этих частиц по переходному излучению. В четвертой графе дано отношение полного числа фотоэлектронов к общему числу случаев, т. е. среднее число переходных квантов на одну первичную частицу. В этих данных уже учтен фон. В пятой графе дано расчетное значение этого числа. В шестой и седьмой графах приведены соответственно средние значения числа

ТАБЛИЦА

Вид мишени и концентрация Xe	Импульс P Гэв	W	$\overline{N}$	N теор.	Nδ	N тор
Полиэтилен N=1000 10% Xe	1.2	0.37±0.1	0.56±0.136	1.5	0.48±0.07	0.16±0.04
Полиэтилен N=1000 10% Xe	2.0	0.67±0.13	1.06±0.15	4.3	0.40±0.06	0.174±0.041
Полиэтилен N=500 10% Xe	2.46	0.62±0.13	0.93±0.136	3.8	0.37±0.06	0.07±0.026
Полиэтилен N=1000 15% Xe	2.0	0.67±0.13	1.21±0.14	4.9	0.31±0.055	0.20±0.045
Пенопласт 2 г/см² 10% Xe	2.0	0.86±0.13	1.05±0.13		0.4±0.06	0.085±0.027

δ-электронов и тормозных квантов, полученные в фоновых измерениях. Каждой группе измерений соответствует около 120 обработанных кадров.

Из этой таблицы видно, что зависимость эффективности регистрации W и среднего числа квантов $\overline{N}$ от энергии частицы можно считать линейной. Более точное определение хода этих зависимостей ограничивается пределами экспериментальных ошибок. Что же касается величины N_δ, то она в пределах ошибок эксперимента не зависит от энергии электронов и характера мишени, а $N_{тор.}$ зависит от толщины мишени и не зависит от энергии электронов, что вполне естественно.

На рис. 3а приведена гистограмма распределения числа кадров по общему числу γ-квантов и δ-электронов в основных измерениях с полиэтиленом. На рис. 3б даны результаты фоновых измерений.

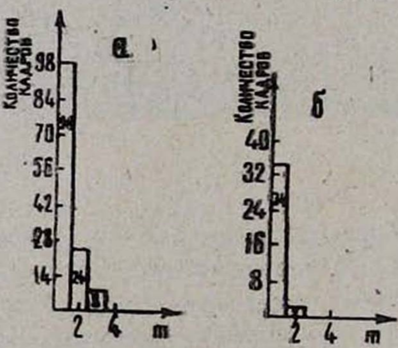

Рис. 3.

Из рисунков следует, что в фоновых измерениях число кадров с двумя и большим количеством вторичных электронов мало. Эти результаты легко понять, если учесть, что общая длина мишени составляла 0,1 радиационной единицы, т. е. вероятность излучения одновременно двух тормозных квантов незначительна, а количество пленок в стопке было подобрано так, чтобы среднее число переходных квантов было бы около единицы.

3. Приступим к теоретическому анализу полученных результатов. Среднее число квантов переходного излучения, образованных в одной пластине, входящей в состав стопки, состоящей из N пластин, выражается формулой [9]

$$\frac{d\overline{N}_1}{d\omega}=\frac{1}{N}\frac{dN}{d\omega}=\frac{4}{137\pi}\cdot\frac{\omega_p''^2}{\omega^3}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(k+d)\sin^2\left[\pi\frac{a}{p}\left(k+d+\frac{\omega_p''}{\omega}+\frac{\omega}{\omega_p'}\right)\right]}{\left(k+d+\frac{\omega_p''}{\omega}+\frac{\omega}{\omega_p'}\right)^2\left(k+d+\frac{\omega}{\omega_p'}\right)^2},$$

где

$$\omega_p'=\frac{4\pi v}{p(1-\beta^2)},\quad \omega_p''=\frac{p\sigma}{4\pi v},\quad \omega_a''=\frac{a\sigma}{4\pi v},\quad \sigma=\frac{4\pi ne^2}{m},$$

$$d=\left\{\frac{\omega_a''}{\omega}+\frac{\omega}{\omega_p'}\right\}-\left(\frac{\omega_a''}{\omega}+\frac{\omega}{\omega_p'}\right),$$

а фигурная скобка в последнем выражении означает целое, большее числа внутри скобки (n — число электронов в единице объема, e и m — заряд и масса электрона). Согласно [9] среднее число квантов переходного излучения определяется приведенной формулой, если $\frac{\omega_p'}{\omega}\ll N\ll\frac{4\omega^2}{\sigma}$. Нетрудно убедиться, что в нашем случае эти условия удовлетворяются. Отметим, кроме того, что член ряда с номером k дает число квантов, испущенных под углом $\vartheta_k=\sqrt{\frac{4\pi v}{p\omega}(k+d)}$. В случае полиэтилена $\sigma=10^{33}$ *сек*$^{-2}$, $a=4{,}5\cdot10^{-3}$ *см*, $p=a+b=5{,}45\cdot10^{-2}$ *см*. Для электронов с энергиями $E=1{,}2$; 2,0 и 2,4 *Гэв* кривые, рассчитанные по приведенной формуле, изображены на рис. 4, причем они получены для углов излучения фотонов в интервале $(0\div4)\cdot10^{-3}$ *рад*.

При вычислении числа квантов, вышедших из N-пластинчатой стопки, необходимо учесть также и поглощение этих квантов в стопке, в которой они генерируются. Учет этого обстоятельства приводит к тому, что спектральное распределение числа образованных переходных квантов в одной пластине умножается не на число пластин N, а на $N(\omega)=\frac{1-e^{-aN\mu(\omega)}}{1-e^{-a\mu(\omega)}}$, где $\mu(\omega)$ есть коэффициент поглощения квантов в веществе пленки, выраженный в *см*$^{-1}$.

Для получения наблюденного числа фотонов (фотоэлектронов) необходимо умножить спектр квантов, вышедших из слоистой среды, на кривую поглощения их в Xe. На рис. 5 эта кривая приведена для 10 и 15% заполнения камеры Xe.

Просуммировав каждый из вычисленных таким образом спектров зарегистрированных квантов по всем частотам, мы для числа фотоэлектронов получаем значения, приведенные в пятой графе таблицы.

Из сравнения с четвертой графой видно, что эксперементальные значения в 3—4 раза меньше теоретических. Такое расхождение, по всей видимости, обусловлено как тем, что часть из образовавшихся в искровой камере следов фотоэлектронов могла быть незамечена из-за

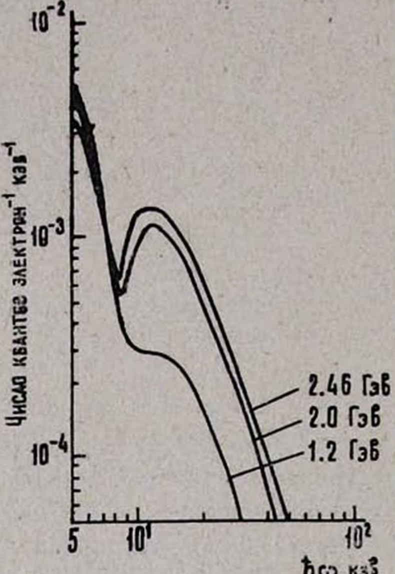

Рис. 4.

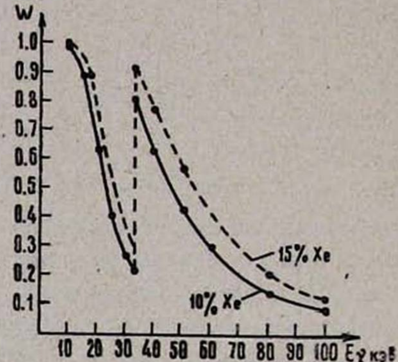

Рис. 5.

короткого пробега, так и недостаточно точным учетом поглощения квантов переходного излучения.

Заметим, что при исследовании углового распределения переходных квантов необходимо учитывать и многократное рассеяние первичных электронов в мишени. Действительно, несмотря на то, что угол излучения квантов мал и порядка $\vartheta = \frac{\mu c^2}{E}$, однако наблюдаемый угол излучения будет больше из-за того, что угол, на который многократно рассеятся электроны в мишени, равен $\sqrt{\theta_s^2} = \frac{E_s}{E}\sqrt{t}$, где E—энергия электронов, t— длина мишени, измеренная в радиационных единицах, $E_s = 21$ *Мэв*. В условиях, реализуемых в нашем эксперименте, $\sqrt{\theta_s^2} = (3 \div 6) \cdot 10^{-3}$ *рад*, а $\vartheta = (2 \div 4) \cdot 10^{-4}$ *рад*, что и приводит к искажению углового распределения переходных квантов.

Большой интерес представляют результаты измерений с мишенью из пенопласта. Эта мишень не имеет упорядоченной структуры и состоит из хаотически расположенных пор с различными толщинами как стенок пор, так и размерами самих пор. Образование переходного излучения и в этом случае говорит о том, что для его генерации нет необходимости иметь периодическую структуру, а достаточно наличия границ раздела сред. Это обстоятельство сильно упрощает вопрос создания генераторов переходного излучения.

4. Наши наблюдения дают основание для создания системы из слоистой среды и стримерной камеры, в которой треки частиц с большим значением $\gamma = \frac{E}{\mu c^2}$ будут отличаться от остальных благодаря характерному сопровождению следами фотоэлектронов. При известном импульсе частиц (например, когда искровая камера находится в магнитном поле) величины p и γ позволяют установить природу частицы. Мы думаем, что предлагаемый метод может быть использован весьма эффективно при энергиях частиц в сотни миллиардов электронвольт.

В заключение мы приносим благодарность А. Ц. Аматуни, С. К. Есину, за содействие в проведении работы, Э. М. Матевосяну, Р. Л. Ковалову и А. Мутафяну за помощь в создании экспериментальной установки и техническому персоналу ускорителя АРУС за благоприятные условия проведения эксперимента.

Поступила 19.III.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Гинзбург, И. М. Франк*, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
2. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
3. *К. А. Барсуков*, ЖЭТФ, 37, 1828 (1959).
4. *Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испирян, А. Г. Оганесян*, ЯФ, 1, 842 (1965).
5. *Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испирян, А. Г. Оганесян, А. А. Франгян*, ЖЭТФ, 52, 1121 (1967).
6. *А. И. Алиханян, Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испирян, М. Л. Тер Микаелян*, ЖЭТФ, 41, 2002 (1961).
7. *А. И. Алиханян, К. А. Испирян, А. Г. Оганесян, А. Г. Таманян*, Письма ЖЭТФ, 11, 347 (1970).
8. *L. C. L. Yuan, C. L. Wang, S. Prunster*, Phys. Rev. Lett., 23, 496 (1969).
9. *Г. М. Гарибян*, Препринт ЕФИ.—ТФ—4 (1970).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳՐԱՆՑՈՒՄԸ ԿԱՅԾԱԽՑԻԿԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Կ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ի. ԱԼԻԽԱՆՅԱՆ, Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Կ. Կ. ՇԻԽԼՅԱՐՈՎ

Աշխատանքում առաջարկված է ռենտգենյան անցումային ճառագայթման գրանցման նոր մեթոդ՝ քսենոնի լրացումով ստրիմերային կայծախցիկի օգնությամբ։ Կայծախցիկի օգտագործումը ապահովում է մասնիկի և ճառագայթման դիտումը առանձին-առանձին, իսկ քսենոնի առկայությունը բերում է ֆոտոնների գրանցման մեծ էֆեկտիվության։ Ցույց է տրված, որ անցումային քվանտների միջին թիվը գծայնորեն է աճում էլեկտրոնների 1,2—2,46 Բէվ էներգիաների տիրույթում։ Շերտավոր միջավայրի փոխարեն պենոպլաստ օգտագործելիս անցումային ճառագայթման օգնությամբ էլեկտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունը հավասար է 86%։

DETECTION OF X-RAY TRANSITION RADIATION BY MEANS OF A STREAMER CHAMBER

A. I. ALIKHANIAN, K. M. AVAKIAN, G. M. GARIBIAN, M. P. LORIKIAN, K. K. SHIKHLIAROV

A new method for X-ray transition radiation detection by a streamer chamber is suggested. The use of the chamber secures a separate observation of both the radiation and the particle. It is shown that the mean number of the transition quanta linearly increases in the electron energy 1.2÷2.46 GeV. When the plastic foam was used instead of layered medium the efficiency of electron detection by transition radiation was 86%.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 275—278, (1970

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Р. О. АВАКЯН, А. Г. ИСКАНДАРЯН

В работе описывается возможность получения поляризованных электронов и позитронов циркулярно поляризованными фотонами высоких энергий, которые получаются от обычного тормозного излучения электронов, используя когерентное рождение электронно-позитронных пар на кристалле.

В работах [1], [2] показано, что при прохождении неполяризованного пучка γ-квантов высокой энергии через кристалл определенной толщины, пучок γ-квантов приобретает некоторую поляризацию. Происходит это по той причине, что γ-кванты высокой энергии выбывают из пучка в основном из-за образования электронно-позитронных пар, а сечение образования электронно-позитронных пар в кристалле зависит от направления поляризации γ-квантов относительно плоскости, проходящей через ось кристалла и импульс фотона. Так как неполяризованный γ-пучок можно представить как смесь двух пучков, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях и не обладающих постоянным соотношением фаз, то при определенных условиях падения γ-пучка на кристалл одна из компонент поглотится в большей степени, чем другая и оставшийся пучок будет частично поляризованным. При этом появляется линейная поляризация.

Кабиббо и другие [3] указали на возможность превращения линейной поляризации в циркулярную использованием кристаллических пластинок соответствующей толщины аналогично оптическим пластинкам в „четверть длины волны". Таким образом, имеется возможность получить циркулярно поляризованный γ-пучок высокой энергии.

Для получения поляризованных электронных и позитронных пучков можно использовать сильно асимметричное образование электронно-позитронных пар циркулярно поляризованными фотонами высоких энергий.

При максимальной энергии одной компоненты пары, электрона или позитрона, поляризация ее равна поляризации фотонного пучка.

В настоящей работе указывается на возможность получения поляризованных электронных или позитронных пучков с энергиями 5,75; 19,4 и 38,9 *Гэв* на электронных ускорителях соответствующих энергий.

Для получения исходного пучка линейно поляризованных γ-квантов тормозное излучение от обычной мишени ускорителя пропускается через кристалл меди определенной толщины под углом Θ к оси [001] в плоскости [[110 001]]. При прохождении толщины x в кристалле изменение интенсивности $I(x)/I(0)$ и приобретенная поляризация $P(x)$ связаны соотношением

$$I(x)/I(0) = \exp - \left[- \left(\frac{\Sigma^{\perp} - \Sigma''}{\Sigma^{\perp} + \Sigma''} \right)^{-1} \operatorname{th}^{-1} P(x) \right] (1 - P^2(x))^{-1/2}, \qquad (1)$$

где $\Sigma_{\perp}$ и $\Sigma_{\parallel}$ — сечения поглощения γ-квантов, имеющих линейную поляризацию, лежащую в плоскости [001] и перпендикулярную к ней соответственно.

При энергии электронов, равной 6 *Гэв*, $I(x)/I(0) = 10^{-3}$, $P(x) = 30\%$ при $x = 8{,}1$ *см* меди.

Далее, для получения циркулярно поляризованного фотонного пучка линейно поляризованный пучок γ-квантов пропускается через другой кристалл меди, ориентированный относительно первого так, что плоскость поляризации составляет с плоскостью [001] малый угол.

Для области энергий 6 *Гэв* толщина пластинки, действующей аналогично оптической пластинке в „четверть длины волны", равна для меди 1,84 *см*. При этом падение интенсивности $I(x)/I(0) = 1/4$.

Наиболее трудной задачей является экспериментальное определение ориентации кристаллической пластинки, при которой указанная поляризация достигается. По этой причине нами была рассчитана зави-

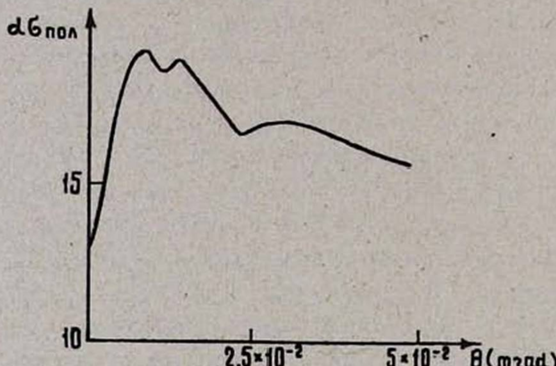

Рис. 1. Зависимость полного сечения образования электронно-позитронных пар от угла влета γ-квантов в кристалл.

симость полного сечения образования пар от угла влета γ-квантов энергии 5,9 *Гэв* в кристалл меди (рис. 1). Расчеты проводились по следующим формулам [4]:

$$d\sigma = \int_0^1 \frac{\partial\sigma}{\partial y}\, dy,$$

$$\frac{\partial\sigma}{\partial y} = [y^2 + (1-y)^2][\varphi_1^{\text{ин}}(\Theta, \delta) + \varphi_1^{\text{ам}}(\delta)] + \frac{2}{3} y (1-y) [\varphi_2^{\text{ин}}(\Theta, \delta) + \varphi_2^{\text{ам}}(\delta)],$$

где

$$\varphi_1^{\text{ин}} = 4\delta \frac{(2\pi)^2}{a^3} \sum_{n_2=1}^{20} \sum_{n_3=-20}^{20} |F|^2 \frac{\exp(-Ag^2)}{(\beta^{-2} + g^2)^2} \frac{(g_2^2 + g_3^2)}{g_2^2\, \Theta^2},$$

$$\varphi_2^{\text{ин}} = 24\delta^2 \frac{(2\pi)^2}{a^3} \sum_{n_2=1}^{20} \sum_{n_3=-20}^{20} |F|^2 \frac{\exp(-Ag^2)}{(\beta^{-2} - g^2)^2} \frac{(g_2^2 + \tilde{g}_3)(g_2 - \delta/\theta)}{g_2^2\, \Theta^4}.$$

$$|F|^2 = \begin{cases} 0 \text{ если } n_2 \text{ и } n_3 \text{ имеют разную четность} \\ 4 \text{ если } n_2 \text{ и } n_3 \text{ имеют одинаковую четность,} \end{cases}$$

a^3 — объем элементарной ячейки меди, $\delta = \frac{m_e c^2}{2k} \frac{1}{y(1-y)}$, m_e — масса электрона, k — энергия фотона, g — вектор обратной решетки, $\beta^{-2} = 111\ z^{-1/3}$.

Исследованием полного сечения образования пар в зависимости от угла влета γ-квантов в кристалл можно установить требуемый угол ориентации. Исследование надо проводить парным γ-спектрометром, чтобы иметь возможность выделить фотоны максимальной энергии тормозного спектра, в нашем случае 6 *Гэв*.

$$E_+ + E_- = E_\gamma^0,$$

где E_γ^0 конечная энергия тормозного спектра.

Полученный циркулярно поляризованный пучок γ-квантов конвертируется в электронно-позитронные пары. При сильно асимметричном образовании пары поляризация высокоэнергичной компоненты пары полная [5]. Магнитным анализом выбираются электронные или позитронные пучки определенной энергии.

Расчеты проводились при первичной интенсивности пучка электронов $5 \cdot 10^{12}$ электронов в секунду, толщине конвертера 0,1 радиационной длины свинца и толщине радиатора 0,1 радиационной длины свинца. Результаты расчетов поляризации и интенсивности пучка электронов или позитронов, образованных циркулярно поляризованными фотонами, приведены в таблице. Деполяризация электронов и позитронов энергии 6—40 *Гэв* в конверторе толщиной 0,1 радиационной длины свинца ничтожна. Потери на коллимирование не учтены, так как фотоны испускаются в малом интервале углов $m_e c^2/E$.

Таблица

E (*Гэв*)	$\pm\frac{\Delta E}{E}$ (%)	$P(x)$ (%)	$J(x)$ электронов/*сек*
5,75	2,6	30	10^4
19,4	2,6	50	$5 \cdot 10^5$
38,9	2,6	50	$2 \cdot 10^6$

Ереванский физический институт

Поступила 12.IV.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. *N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi* and *U. Mosco*, Phys. Rev. Letters, 9, 270 (1962).
2. *N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi* and *U. Mosco*, Nuovo Cimento, 27, 979 (1963).
3. *N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi* and *U. Mosco*, Phys. Rev. Letters, 9, 435 (1962).

4. *G. Barbiellini*, *G. Bologna*, *G. Diambrini* and *G. P. Murtas*, Nuovo Cimento 28, 435 (1963).
5. *H. Olsen* and *L. C. Maximon*, Phys. Rev. 114, 887 (1959).

ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ՊՈԶԻՏՐՈՆՆԵՐԻ ՍՏԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Հ. ԻՍԿԱՆԴԱՐՅԱՆ

Նկարագրված է բարձր էներգիայի բևեռացված էլեկտրոնների և պոզիտրոնների ստացման հնարավորությունը շրջանաձև բևեռացված ֆոտոնների միջոցով, որոնք ստացվում են էլեկտրոնների սովորական արգելակման ճառագայթումից, օգտագործելով էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգերի կոհերենտ առաջացումը բյուրեղում։

ON A POSSIBILITY OF OBTAINING HIGH ENERGY POLARIZED ELECTRONS AND POSITRONS

R. O. AVAKIAN and A. H. ISKANDARIAN

A possibility of obtaining high energy polarized electrons and positrons by circular polarized photons obtained from bremstrahlung, using interference phenomena in electron-positron pair production in a crystal is described.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 279—287 (1970)

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ДЕНСИТОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПРОТОНОГРАФИИ

А. Г. ПОЛАНДОВ, А. Ф. ТУЛИНОВ

Разработаны методы построения денситометрических характеристик фотоэмульсий, предназначенных для анализа протонограмм, получаемых при взаимодействии быстрых заряженных частиц с монокристаллами.

После обнаружения эффекта теней [1] очень скоро выяснилось, что при его исследовании большие удобства представляет использование для регистрации заряженных частиц фотопластинок [2] с последующим их фотометрированием. Протонограммы, которые при этом получаются, содержат богатую информацию о структуре кристаллов, о степени их совершенства, характере колебаний атомов в решетке и т. д., однако для извлечения из протонограмм этой информации необходимо обеспечить получение количественных данных о распределении интенсивности частиц по фотопластинке. Очевидно, что для этого необходимо иметь возможность в каждом конкретном случае строить денситометрическую характеристику. До последнего времени не было методов построения денситометрических характеристик, отвечающих задаче расшифровки протонограмм. В настоящей работе описываются два таких метода, разработанных специально для целей протонографии.

Вообще говоря, денситометрические характеристики зависят от многих факторов. Они определяются типом эмульсии, геометрией, в которой производилось облучение, сортом и спектральным составом частиц, условиями обработки фотопластинки. Очевидно, что эксперименты, поставленные для получения протонограммы, с одной стороны, и денситометрической кривой—с другой, должны проводиться по возможности в одинаковых условиях. В данном случае эти условия связаны с рядом особенностей. Наиболее существенные особенности этих условий заключаются в следующем. При получении протонограммы от толстого кристалла на фотопластинку падает поток частиц, обладающий сплошным энергетическим спектром с максимальной энергией, соответствующей рассеянию частиц на поверхности мишени. Вообще говоря, спектры частиц, полученные в области тени и вне ее, по своей форме оказываются различными. Спектр, полученный вне тени, практически оказывается тождественным спектру от аморфной мишени, который, как известно, в большинстве случаев имеет форму, близкую к прямоугольной. Спектр, соответствующий области тени, в общем случае является спадающей функцией энергии. Однако при достаточно малых энергиях падающих частиц (десятки *кэв*) форма этого спектра также становится практически прямоугольной. Сохранение формы спектров для различных участков протонограмм в области малых энергий дает возможность для получения денситометрической характеристики пользоваться процессом рассеяния частиц на аморфной мишени. Далее, для получения протонограмм относительно слабые требования предъявляются к мониторированию пучка. Обычно оказывается достаточным так выбрать экспозицию, чтобы плотность почернения на фотопластинке укладывалась в пределы, удобные для фотометрирования. Действительно, для расшифровки протонограмм знание абсолютных потоков частиц, зарегистрированных различными участками фотопластинки, не является необходимым. Нужно знать лишь относительные распределения доз. Отсюда оказывается достаточной такая денситометрическая характеристика, на которой плотность почернения представляется в зависимости от относительных значений доз. Наконец, при получении протонограмм отсутствуют сколько-нибудь жесткие требования к постоянству интенсивности пучка во времени. Очевидно, что денситометрическую характеристику целесообразно получать в тех же условиях, что и протонограмму. Поэтому желательно, чтобы метод ее получения не требовал дополнительной стабилизации интенсивности пучка.

Ниже описаны два метода получения денситометрической характеристики, удовлетворяющие перечисленным условиям.

§ 1. Получение денситометрической характеристики методом „шторки"

Идея метода заключается в следующем. Пучок частиц, рассеянный на аморфной мишени, падает нормально на фотопластинку, которая вращается с постоянной угловой скоростью. Перед пластинкой располагается неподвижный экран с вырезанным в нем окном в виде сектора; через это окно происходит облучение пластинки. При достаточно большой постоянной скорости вращения и длительной экспозиции доза, полученная пластинкой вдоль некоторой окружности с центром, совпадающим с осью вращения, с высокой степенью точности будет постоянна. Важно отметить, что это постоянство дозы сохраняется даже в случае заметной анизотропии в угловом распределении рассеянных частиц. Анизотропия приведет лишь к изменению дозы в радиальном направлении. Если теперь синхронно с поворотом фотопластинки секторное окно закрывать и открывать шторкой также секторного типа, то вдоль любой окружности получается характерное азимутальное распределение доз. Зная связь между угловым положением пластинки и положением шторки, можно определить относительные величины доз полученных различными точками окружности. Схема конструкции прибора приведена на рис. 1. Синхронность движения шторки (2) и вращения фотопластинки (3), установленной на донышке вращающегося стакана (5), обеспечивается с помощью рычажков (11), связанных с толкателем (12), который своим роликом (13) прижимается с помощью стальной пластины (14) к стенке вращающегося стакана. Его ось смещена относительно оси вращения пластинки на 5 *мм*. Зависимость угла поворота шторки φ от угла поворота пластинки α определяется с помощью шкалы (9) и добавочного градуировочного лимба, насаженного на ось вращения стакана (5). Эта зависимость по-

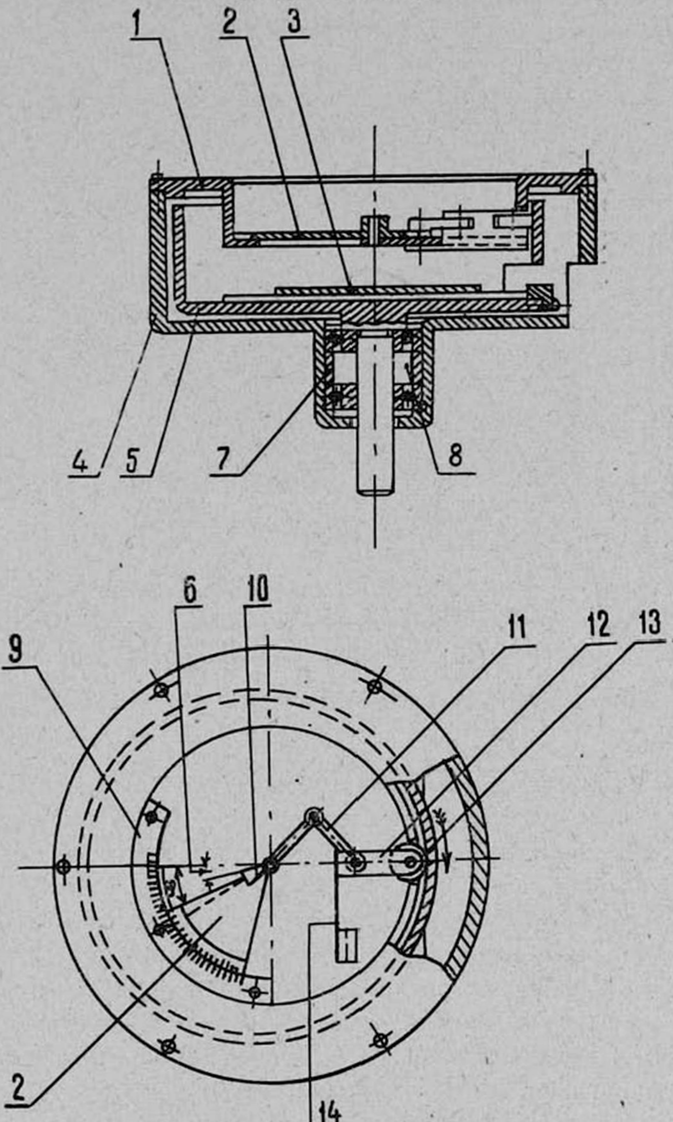

Рис. 1. Конструкция прибора для получения денситометрической характеристики фотопластинки методом „шторки". 1. Крышка. 2. Шторка. 3. Фотопластинка. 4. Корпус. 5. Стакан. 6. Секторное окно В. 7, 8. Подшипники. 9. Шкала 1. 10. Прорезь. 11. Рычажки. 12. Толкатель. 13. Ролик. 14. Пружина.

казана на рис. 3. Из графика видно, что в минимуме φ слабо зависит от α. Это затрудняет определение начала облучения фотопластинки. Чтобы обойти эту трудность, характер движения шторки выбран так, чтобы она перекрывала окно „с запасом" на угол φ_0. Начало облучения пластинки в нашем приборе показано на рис. 2 пунктирной линией.

Выше отмечалось, что угловая скорость вращения пластинки строго говоря должна быть постоянна. В реальных условиях это постоянство может нарушаться. Скажем, в нашем случае это может происходить из-за используемой рычажной системы. Для проверки постоянства угловой скорости и того факта, что при данной экспозиции обеспечена достаточно высокая степень усреднения дозы по окружности, в подвижной шторке имеется прорезь (10). Наличие этой прорези приводит к тому, что в течение всего оборота пластинки опре-

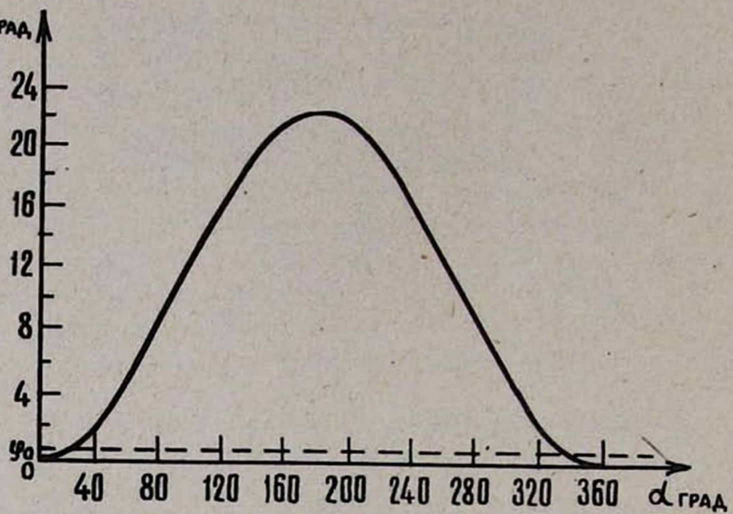

Рис. 2. Зависимость угла поворота шторки φ от угла поворота фотопластинки α.

деленный участок секторного окна (6) остается открытым. Величина угла B этого секторного участка выбирается так, чтобы плотность почернения s за время экспонирования фотопластинки внутри контрольного кольца не превышала 0,4. При этом, как показывают соответствующие денситометрические характеристики, величина s пропорциональна дозе H, вызвавшей такое почернение. Фотометрирование по окружности в области почернения, создаваемого дополнительным секторным участком, дает возможность не только оценить ошибки, возникающие из-за недостаточной степени усреднения и колебаний угловой скорости, но и при необходимости ввести поправку в денситометрическую характеристику. На рис. 3 показана денситограмма, полученная методом „шторки". Экспонирование фотопластинки проводилось под углом 90° к падающему пучку. Расстояние от мишени до фотопластинки составляло 120 *мм*. Очевидно, время экспозиции при вращающейся фотопластинке должно быть в $\frac{2\pi}{\varphi_м}$ ($\varphi_м$ — максимальный угол шторки) раз больше времени, необходимого для получения той же плотности почернения при неподвижной фотопластинке.

Обработка денситограмм проводилась на микрофотометре МФ-4. Для этого был изготовлен столик, позволяющий проводить фотометрирование вдоль окружности. Ось вращения фотопластинок совмещалась с осью вращения столика микрофотометра при помощи двух микрометрических винтов, расположенных взаимно перпендикулярно.

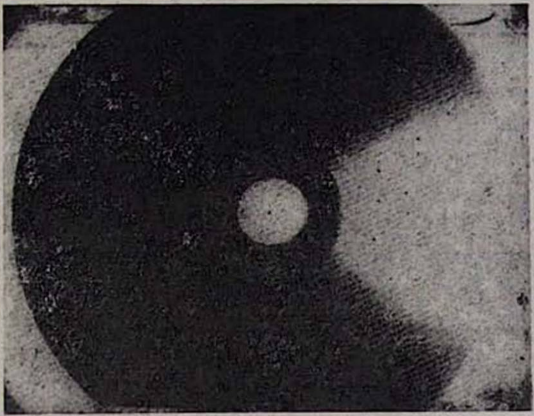

Рис. 3. Денситограмма, полученная методом шторки.

Ошибка в совмещении осей не превышала 0,05 *мм* (увеличение фотометра равно 21). Для определения центра вращения на денситограмме использовалась резкая граница области почернения со стороны больших радиусов, имеющая форму окружности. Фотометрирование обычно проводилось вдоль окружности радиуса 15 *мм*. При этом ошибки фо-

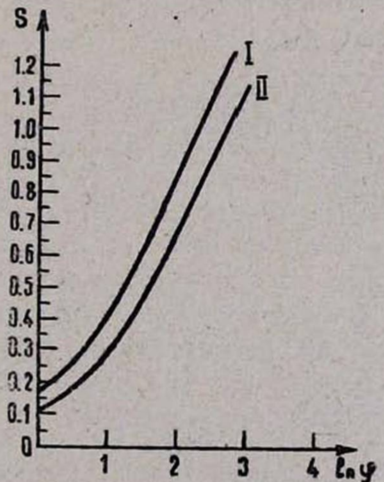

Рис. 4. Денситометрические характеристики фотопластинки МК.
I. Метод „шторки“. II. Метод „клина“.

тометрирования, обусловленные неполным совпадением центров, не превышали одного процента.

Практически построение денситометрической кривой осуществляется следующим образом. Значения плотности почернения, снимаемые вдоль окружности, выражаются в зависимости от угла поворота фотопластинки. Затем значения угла поворота пластинки с помощью графика, изображенного на рис. 2, переводятся в значения угла раствора секторного окна. В результате имеем денситометрическую характеристику, выраженную в относительных величинах дозы.

На рис. 4 приведена одна из денситометрических характеристик (1), полученных для эмульсии МК, при рассеянии протонов с энергией 50 *кэв* на образце поликристаллического вольфрама, так как фотометрирование вдоль окружности внутри контрольного кольца не выявило азимутальной неоднородности. Дополнительные поправки в денситометрическую характеристику не вносились.

§ 2. Получение денситометрической характеристики методом „клина"

Этот метод конструктивно осуществляется проще, чем предыдущий. Перед вращающейся фотопластинкой помещается неподвижный экран с отверстием в виде равнобедренного треугольника (клина) с основанием в сторону оси вращения фотопластинки и высотой, направленной вдоль радиуса. В этом случае при вращении пластинки различные участки вдоль радиуса будут экспонироваться в течение различных промежутков времени. Эти промежутки пропорциональны длине дуги l, отсекаемой клином, отнесенной к величине соответствующего радиуса r. Снимая зависимость плотности почернения s в радиальном направлении от $\varphi = \dfrac{l}{r}$, мы получаем денситометрическую характеристику. Размеры треугольника, расстояние основания треугольника от оси вращения, а также общая геометрия опыта показаны на рис. 5. Пластинка для экспонирования располагалась на расстоянии 120 *мм* от аморфной мишени так, что ее нормаль с направлением падающего пучка составляла угол 90°.

В данном методе основным источником ошибок является влияние на характеристику анизотропии углового распределения рассеянных частиц в пределах клина. Однако благодаря линейности денситометрической характеристики в области $s < 0{,}4$ оказывается возможным так же, как и в предыдущем методе, оценить эти ошибки и при необходимости внести соответствующие поправки в денситометрическую характеристику. С этой целью фотопластинки экспонируются без вращения при той же геометрии, при которой снимается денситограмма, так чтобы плотность почернения не превышала 0,4. Профотометрировав отпечаток клина по дугам соответствующих окружностей и построив зависимость средних значений плотности почернения для данной дуги от величины r, получаем поправочную кривую.

Методика фотометрирования в данном методе была та же, что и в предыдущем, с тем лишь отличием, что фотометрирование проводи-

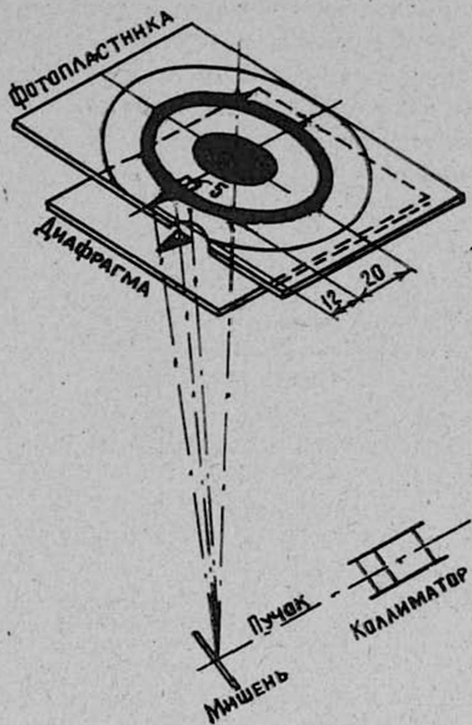

Рис. 5. Постановка экспериментов методом „клина".

лось не по окружности, а по радиусу. Одна из полученных денситограмм приводится на рис. 6; на ней же имеется отпечаток клина, полученный экспонированием фотопластинки без вращения. Этот треу-

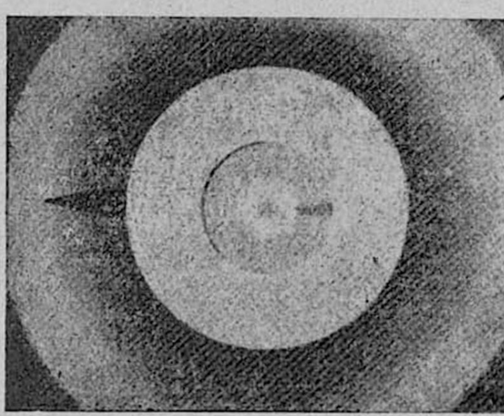

Рис. 6. Денситограммы, полученные методом „клина".

гольник используется для измерения отрезков длин, отсекаемых клином.

На рис. 4 изображена (II) одна из денситометрических характеристик, полученных методом „клина" для тех же условий, что и ранее. Так как поправка на анизотропию не превышала 3%, она не вводилась. Видно, что денситометрические характеристики, полученные обоими методами, согласуются между собой. Они отличаются лишь параллельным переносом вдоль оси lnH. Это связано с тем, что рассматриваются лишь относительные значения доз.

Авторы приносят благодарность И. Г. Носкевичу за помощь в проведении измерений.

НИИЯФ МГУ

Поступила 30.V.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Ф. Тулинов*, УФН, 87, 126 (1965).
2. *Б. Г. Ахметова, Ю. М. Плец, А. Ф. Тулинов*, ЖЭТФ, 51, 1643 (1966).

ՊՐՈՏՈՆՈԳՐԱՖԻԱՅԻ ՆՊԱՏԱԿՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ ԴԵՆՍԻՏՈՄԵՏՐԻԿ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՍՏԱՑՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐ

Ա. Գ. ՊՈԼԱՆԴՈՎ, Ա. Ֆ. ՏՈՒԼԻՆՈՎ

Մշակված են ֆոտոէմուլսիաների դենսիտոմետրիկ բնութագրերի կառուցման եղանակներ, որոնք նախատեսված են մոնոբյուրեղների հետ արագ լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցության պրոտոնոգրամների վերլուծման համար։

METHODS OF OBTAINING DENSITOMETRIC CHARACTERISTICS FOR PROTONOGRAPHY

A. G. POLANDOV, A. F. TULINOV

Methods are developed for constructing densitometric characteristics of photoemulsions, intended to analyze protonogramms, obtained in interaction of fast charged particles with single crystals.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 287—288 (1970)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОПЕРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ СИНУСОИДАЛЬНЫХ ПОЛЯХ

Н. А КОРХМАЗЯН

Пусть частица с зарядом e и с энергией $\gamma = E/Mc^2 \gg 1$ движется в пустоте вдоль оси z с постоянной скоростью $v_z = v \to c$ в поперечном электростатическом поле $E_x = E_0 \cdot \cos \dfrac{2\pi z}{l}$, $E_y = E_z = 0$. Тогда, для полной излученной энергии и для полного числа квантов с единицы пути пролета, пользуясь [1, 2], получаем

$$J = \sum_{m=1}^{\infty} J_m = \frac{\pi^2 e^2}{l^2} \cdot \gamma^2 \cdot \sum_{m=1}^{\infty} m \cdot S_m, \quad N = \sum_{m=1}^{\infty} N_m = \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{2\pi}{l} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} S_m,$$

$$S_m = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \cdot m \cdot (2m+2n)!\,(m\alpha)^{2m+2n}}{2^{2m+2n-2} \cdot n!\,[(m+n)!]^2 \cdot (2m+n)!\,[4(m+n)^2 - 1]}, \tag{1}$$

$$\alpha = \frac{eE_0}{Mc\Omega}, \quad \Omega = \frac{2\pi c}{l}, \quad \left(\frac{M}{M_e}\right)^2 \cdot \gamma^2 \gg 10^{-8} \cdot E_0^2 \cdot l^2,$$

где l период поля, а M_e масса электрона. При таком пролете происходит „встряхивание“ быстрой частицы, что в определенных условиях сопровождается сильным излучением. Число квантов в каждой гармонике N_m распределяется в области частот

$$\omega_{1,m} = \frac{m\Omega}{1+\beta} \leqslant \omega \leqslant \frac{m\Omega}{1-\beta} = \omega_{2,m}, \quad \beta = \frac{v}{c} \tag{2}$$

и имеет максимум при $\omega_{m,\max} = \dfrac{1}{2}(\omega_{1,m} + \omega_{2,m}) = m\Omega\gamma^2$. Таким образом, излучение в данной гармонике сконцентрировано вокруг верхнего края области частот. Число квантов N_m, а также N, не зависит от энергии частицы. Это связано с тем, что как энергия, так и верхняя граница области частот $\omega_{2,m}$ пропорциональны γ^2.

При помощи ЭВМ по формулам (1) были вычислены числа квантов испускаемых электроном с 1 *м* пробега. Эти числа для разных l и m приведены в таблице, где $E_0 = 1{,}07 \cdot 10^4$.

К сожалению, из-за ограниченных возможностей вычислительных машин мы не смогли получить более богатую таблицу. Однако и данная таблица уже дает возможность сделать некоторые заключения. Во-первых, для каждого l числа N_m уменьшаются с ростом m, причем тем медленнее, чем больше l.

Таблица

ml	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	1,45	2,53	3,15	3,43	3,56	3,65	3,72	3,76	3,78	3,79	3,80
2	0,45	1,73	2,38	2,65	2,78	2,87	2,93	2,98	3,00		
3	0,26	1,65	2,26	2,53	2,68	2,74					
4	0,18	1,61	2,23	2,50							
5	0,14	1,57	2,21								

ml	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
1	3,81	3,82	3,84	3,84	3,84	3,84	3,85	3,91	3,72	3,50	1,21

Это уменьшение настолько медленное, что в общее число квантов существенный вклад могут внести десятки и даже сотни гармоник. Если, кроме того, прибор взять с длиной несколько метров, то из одного электрона можно получить сотни квантов с энергиями $\gtrsim \hbar\Omega\gamma^2$. Во-вторых, для каждого m имеется оптимальное l, при котором излучение максимальное (см. таблицу, $m=1$).

Для тяжелых частиц излучение существенно уменьшается, однако оно и в этом случае может быть заметным, если использовать магнитные поля.

Энергию частиц можно определить либо измерением $\omega_{1\,\max} = \Omega\gamma^2$, либо полной излученной энергией $J = k\cdot\gamma^2$. Во втором случае необходимо заранее определить постоянную k, пропуская через прибор частицу с известной энергией.

Я благодарю И. М. Франка и Г. М. Гарибяна за обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 13.V,1970

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. Д. Ландау Е. М. Лифшиц*, Теория поля, 1960, М.
2. *М. Л. Тер-Микаелян*, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, АН АрмССР, 1969, Ереван.

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԱՐԱԳ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՃԱՌԳԱՅԹՈՒՄԸ, ԼԱՅՆԱԿԱՆ ՍԻՆՈՒՍՈԻԴԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Ն. Ա. ՂՈՐԽՄԱԶՅԱՆ

Ստացված են համապատասխան բանաձևեր, սինուսոիդական էլեկտրաստատիկ դաշտերում լիցքավորված արագ մասնիկների թռիչքի ժամանակ ճառագայթված դաշտի ինտենսիվության և ֆոտոնների թվի համար։

RADIATION OF FAST CHARGED PARTICLES IN TRANSVERSAL ELECTROSTATIC SINUSOIDAL FIELDS

N. A. KORCHMAZIAN

The formulas for intensity of radiation and number of qnanta emited by fast charged particles on flight through sinusoidal electrostatic field are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 289—293 (1970)

О СПЕКТРАЛЬНОМ ПРОИСХОЖДЕНИИ ДИФРАКЦИОННОГО ГАЛО

А. А. МАРТИРОСЯН, Ю. А. РАПЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Как известно [1—4], с точки зрения теории дифракции рентгеновых лучей аморфные вещества характеризуются образованием дифракционного гало. Средняя интенсивность рентгеновых лучей, дифрагированных от аморфных твердых тел, жидкостей и газов, находящихся под большими давлениями, обычно выражается формулой

$$\bar{J}(\mu) = N|f|^2 \left| 1 - \frac{\Omega}{V} \Phi(\mu s) \right|, \tag{1}$$

где $\mu = \frac{4\pi \sin\theta}{\lambda}$, N — общее число рассеивателей, V — облучаемый объем, $\Omega = \frac{4\pi N r^2}{3}$ — полный объем сферы действия всех молекул (атомов), r — эффективный радиус рассеивателей,

$$\Phi(\mu s) = \frac{3\,[\sin(\mu s - \mu s \cos(\mu s)]}{(\mu s)\,3},$$

f — атомный фактор.

Согласно (1), на рентгеновской пленке, поставленной перпендикулярно первичному пучку, получается дифракционная картина в виде одного или нескольких гало (см. рис. 1).

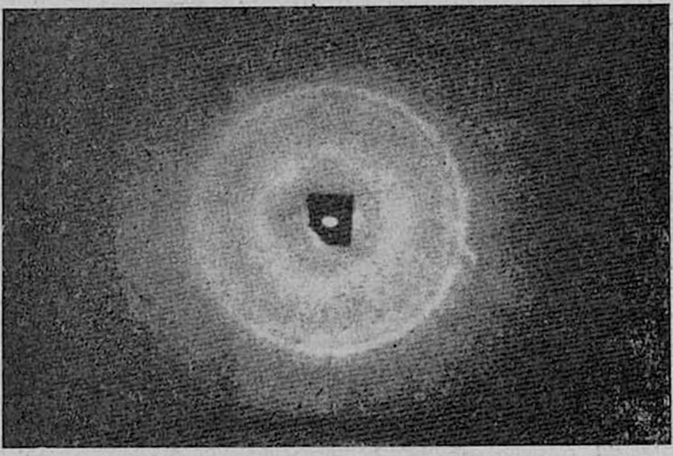

Рис. 1. Рентгенограмма каучука Наирит, заполимеризованного при 35°С.

Если съемка производится полихроматическим излучением, то на фоне получается дифракционное гало от характеристического излучения источника. Угловые размеры дифракционных гало определяются из следующих соотношений:

$$\mu s = 1{,}43;\ 2{,}459;\ 3{,}471. \qquad (2)$$

Последние показывают, что при изменении длины волны характеристического излучения, размеры соответствующих гало удовлетворяют соотношениям

$$\frac{\sin\theta_1}{\lambda_1} = \frac{\sin\theta_2}{\lambda_2} = \frac{\sin\theta_3}{\lambda_3}, \qquad (3)$$

где λ_1, λ_2, λ_3 — длины волн, соответствующие K_α-излучениям различных источников.

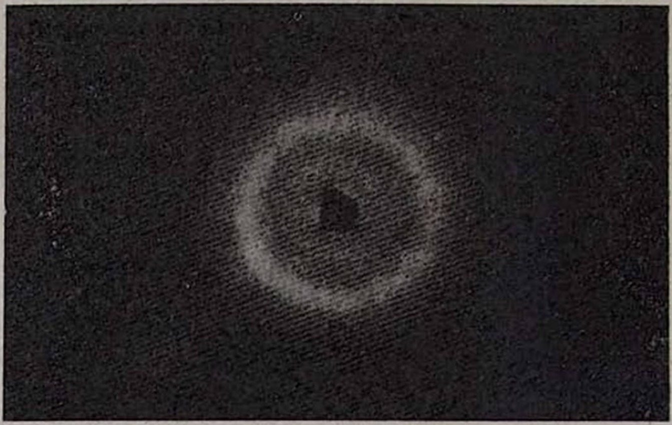

Рис. 2. Рентгенограмма каучука Наирит, заполимеризованного при 75°С.

В данной работе была исследована справедливость соотношений (3). Для этой цели были получены рентгенограммы воды, стекла, каучука, дерева, трансформаторного масла и т. д. Полученные гало в зависимости от источника первичного излучения можно разделить на две группы. В первую группу мы отнесем гало, полученные от каучука, дерева, масла, а во вторую группу—гало стекла, ртути, воды. Угловые размеры (радиусы) гало, принадлежащих ко второй группе, с изменением источника излучения, т. е. при замене медного анода железным, кобальтовым и хромовым анодами, не меняются, а у гало, принадлежащих к первой группе, с изменением первичного характеристического излучения эти размеры изменяются, удовлетворяя условиям (3), если λ_1, λ_2, λ_3 и λ_4—длины волн K_α-излучения веществ указанных анодов. На рис. 3—6 приведены микрофотометрические кривые рентгенограмм стекла, нерастянутого каучука, ртути, растянутого каучука соответственно, где наглядно видно, что размеры диаметров дифракционных гало не изменяются с изменением длины волны рентгеновского излучения, причем точка 0 соответствует следу первичного пучка, а 2θ — максимуму интенсивности дифракционного гало.

Дальнейшими тщательными исследованиями установлено:

1. Гало, принадлежащие ко второй группе, получаются белым излучением. При монохроматическом излучении они не получаются не-

зависимо от длительности экспозиции. Следовательно, эти гало обусловлены излучением определенной длины волны, которая выбирается из белого излучения.

2. Гало, принадлежащие к первой группе, получаются излучением любой длины волны, поэтому на общем фоне рентгенограммы выде-

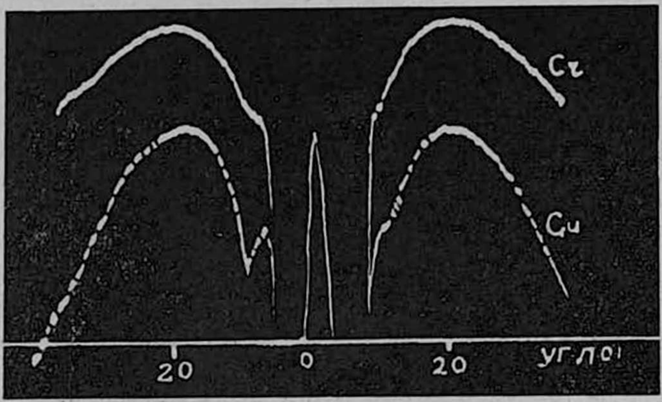

Рис. 3. а) Микрофотометрическая кривая рентгенограммы образца стекла с излучением CuK_{α}, б) то же самое с излучением CrK_{α}

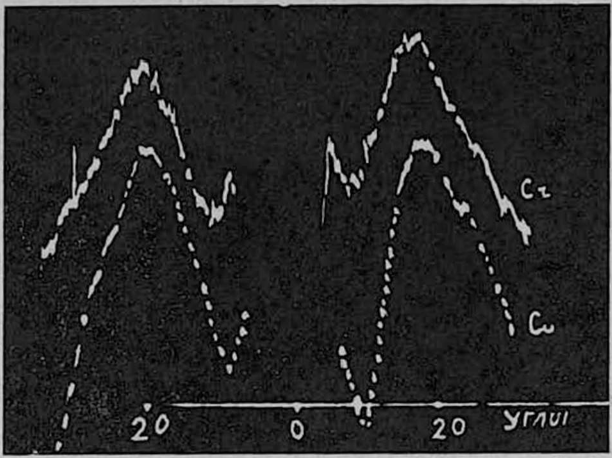

Рис. 4. а) Микрофотометрическая кривая рентгенограммы образца нерастянутого каучука с излучением CuK_{α}, б) то же самое с излучением CrK_{α}.

ляются только те гало, которые получены K_{α}-излучением.

3. По-видимому, гало первой группы характеризуют кристаллическую фазу. Эти дифракционные картины получены от поликристалла, размеры кристалликов которых чрезвычайно малы и поэтому спектральные линии расширены и имеют вид гало. Действительно, второе дифракционное гало (рис. 1), полученное от каучуков Наирит, после

растягивания или пролежания образцов расщепляется на три спектральные линии (см. рис. 2).

4. Размеры первого гало (см. рис. 4), полученного от каучука Наирит, не зависят от вещества анода рентгеновской трубки, от длины волны K_α-излучения, так что это гало фактически относится ко второй группе, несмотря на то, что все гало, полученные от каучука Наирит, мы отнесли к первой группе.

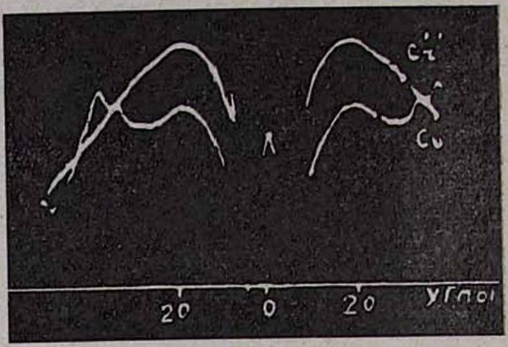

Рис. 5. а) Микрофотометрическая кривая рентгенограммы ртути с излучением CuK_α, б) то же самое с излучением CrK_α.

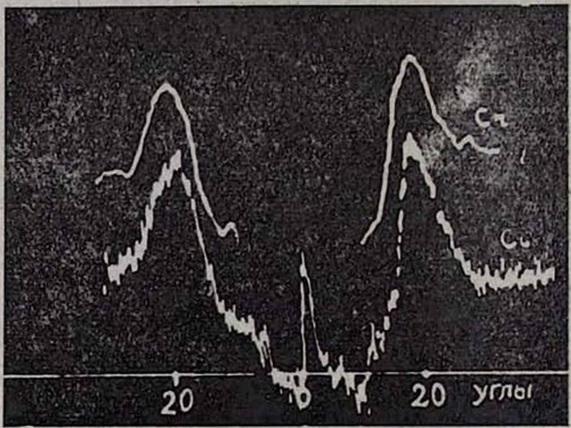

Рис. 6. а) Микрофотометрическая кривая рентгенограммы растянутого каучука с излучением CuK_α, б) то же самое с излучением CrK_α.

Таким образом мы приходим к следующим выводам:

1. Если угловые размеры гало зависят от длины волны характеристического излучения источника (от вещества анода), то это гало характеризует кристаллическую фазу.

2. Если угловые размеры гало не зависят от длины характеристического излучения источника, то такое гало характеризует аморфную фазу.

С теоретической точки зрения остается непонятным и нуждается в дальнейшем исследовании вопрос—почему дифракционное гало, характеризующее аморфное состояние, возникает только при белом излучении (только при излучении определенной длины волны)?

Ереванский государственный
университет

Поступила 28.IX.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Джеймс.* Оптические принципы дифракции рентгеновых лучей, М—Л., 1962.
2. *Н. М. Кочарян, Ю. А. Рапян, П. А. Безирганян,* Высокомолек. соед. 9А, 575 (1967).
3. *В. Г. Баранов, П. А. Безирганян, К. А. Гаспарян, Ю. А. Рапян,* АрмССР, 5, 47 (1970).
4. *Н. М. Кочарян, Ю. А. Рапян, П. А. Безирганян,* Док. АН АрмССР, 4, 216 (1965).

ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԳԱԼՈՅԻ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒՅԹԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Հ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Ա. ՌԱՓՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Ջրից, սնդիկից, փայտից, ապակուց, ձգված և չձգված նաիրիտի կաուչուկներից ստացված ռենտգենյան պատկերները ցույց են տալիս, որ մի շարք նյութերի համար, այդ թվում ապակու, սնդիկի, ձգված և չձգված կաուչուկի դիֆրակցիոն գալոյի չափերը (սկզբնական ճառագայթի հետքից մինչև դիֆրակցիոն մաքսիմումը եղած հեռավորությունը) անկախ են ընկնող ռենտգենյան ալիքի երկարությունից։

ON SPECTRAL NATURE OF DIFFRACTION HALO

A. H. MARTIROSIAN, Y. A. RAPIAN, P. H. BEZIRGANIAN

In x-ray patterns obtained from water, mercury, wood, glass, strained and unstrained rubbers dimensions of the diffraction halo for some materials, including glass, mercury, strained and unstrained rubbers, have been shown to be independent of the falling x-ray wavelength.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 294—296 (1970)

О ПАРЦИАЛЬНОМ ДАВЛЕНИИ КОМПОНЕНТ ПЛАЗМЫ

А. М. РЕЗИКЯН

Если имеем однократно ионизованный газ, то после пренебрежения нелинейными членами и учета нейтральности плазмы из закона сохранения импульса получим известную связь

$$P_e + P_i + P_n = \text{const} = P_w, \tag{1}$$

где P_e, P_i, P_n — давления электронного, ионного и нейтрального газов. Таким образом, при отсутствии магнитного поля сумма парциальных давлений компонент плазмы постоянна и не зависит от места. Однако, как будет ниже показано, соотношение (1) имеет место лишь при ограниченной степени ионизации газа.

Ниже будет рассматриваться плазма цилиндрической конфигурации, так как она представляется важной для газоразрядных приборов.

Для случая (1) Штенбек получил радиальное распределение плотности заряженных частиц [1]. Однако для упрощения расчетов мы применим близкое к нему распределение Шотки [2]. При этом

$$n_i = n_e = n, \;\; n = n_0 J_0(\alpha r), \tag{1a}$$

где n — концентрация заряженных частиц, а n_0 — их концентрация на оси цилиндра, $\alpha R = K_1 = 2{,}405$, R — радиус цилиндра и J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Согласно (1а) концентрация заряженных частиц и соответственно их давления у стенки цилиндра равны нулю, тогда как на оси в крайнем случае, если там все ионизовано, давление будет $n_0 k\,(T_e + T_i)$. Ясно, что для выполнения соотношения (1) необходимо наличие такого количества нейтрального газа, чтобы у поверхности цилиндра нейтральный газ имел бы давление, равное давлению на оси цилиндра. Поэтому степень ионизации газа должна быть ограниченной.

Введем среднюю степень ионизации

$$x = \frac{1}{y} = \frac{N}{N_n + N}, \tag{2}$$

где N — число пар ионов, N_n — число нейтральных частиц в объеме цилиндра единичной длины, т. е.

$$N = 2\pi \int_0^R nrdr, \;\; N_n = 2\pi \int_0^R n_n rdr, \;\; P_n = n_n k T_n, \tag{3}$$

из (1)

$$n_n' = \frac{P_w}{kT_n} - \frac{T_e + T_i}{T_n}\, n. \tag{4}$$

Из (1), (2), (3), (4) получим

$$\bar{y}=1+\frac{P_w}{n_0 kT_n}\frac{K_1}{2y_1(K_1)}-\frac{T_e+T_i}{T_n}. \tag{5}$$

В крайнем случае, если на оси имеет место полная ионизация и выполняется соотношение (1), получим оттуда

$$k(T_e+T_i)\,n_0 \leqslant P_w, \tag{6}$$

где P_w — давление на стенки цилиндра. Из (5) и (6) получим максимально допустимую степень ионизации

$$y_{\max}=\frac{1}{\bar{x}_{\max}} \geqslant 1+\frac{T_e+T_i}{T}\left(\frac{K_1}{2J_1(K_1)}-1\right). \tag{7}$$

Учитывая, что выражение в скобке близко к 1,4, а также имея ввиду, что $T_e \gg T_i$, T_n, из (7) получим

$$\bar{x}_{\max} \leqslant 0{,}71\cdot\frac{T_n}{T_e}=0{,}71\frac{x}{x_n}, \tag{8}$$

$$x=\frac{eV_j}{kT_e},\quad x_n=\frac{eV_j}{kT_n}.$$

Значит соотношение (1) имеет силу, если средняя степень ионизации удовлетворяет неравенству (8). Здесь V_j потенциал ионизации газа. В (8) x определяется из [2 3],

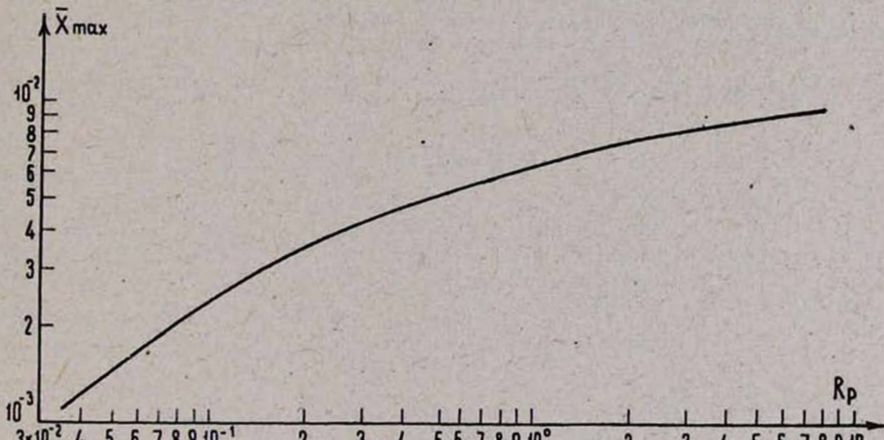

Рис. 1.

$$\frac{\sqrt{x}\;e^x}{1+\dfrac{2}{x}}=\frac{C\,(R_P)^2\,x_l^{\frac{1}{2}}}{\Lambda_l\left(1+\dfrac{x_l}{x}\right)}\left[1+\frac{\Lambda_l}{\Lambda_e}\left(\frac{m_e x_l}{m_l x}\right)^{\frac{1}{2}}\right],$$

$$\left(\frac{x_l}{x}\right)^{\frac{1}{2}}=\left[\frac{\Lambda_e(x)}{\Lambda_l\,(x_l)}\right]^2\frac{x_l}{x_l(x)}\left(1-\frac{x_l}{x}\right), \tag{9}$$

$$C=2\left(\frac{6}{\pi}\right)^{3} a \frac{273}{T_n} V_j \left(\frac{m_l}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} K_1^{-2}, \quad x_l=\frac{e V_j}{kT_l};$$

где P — начальное давление газа, m_e, m_l — массы электрона и иона, $\Lambda_e(x)$, $\Lambda_l(x_l)$ — средние свободные длины электронов и ионов, зависящие от их температуры. Эти величины и a даны в [2]. Там же есть зависимость $\varkappa_e(x)$.

Из выражении (8) и (9) рассчитаны $\bar{x}_{max}$ в зависимости от (R_P). Как видно из кривой на рисунке, чем меньше (R_P), тем ниже допустимая степень ионизации, при которой еще выполняется соотношение (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Steenbek*, Wissenschaftliche Verroffentlichungen aus den Siemens-Werken, 18, 29 (1939).
2. *А. Энгель* и *М. Штенбек*, Физика и техника электрического разряда в газах, М. Л. (1935).
3. Физика плазмы и магнитная гидродинамика, под ред. М. С. Рабиновича, ИЛ, М. (1961).

ՊԼԱԶՄԱՅԻ ԿՈՄՊՈՆԵՆՏՆԵՐԻ ՊԱՐՑԻԱԼ ՃՆՇՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա. Մ. ՌԵԶԻԿՅԱՆ

Ցույց է տրված պլազմայի պարցիալ ճնշումների գումարի տեղից կախված չլինելու օրենքը ճիշտ է, երբ գազի իոնացման աստիճանը սահմանափակ է։

ON PARTIAL PRESSURE OF PLASMA COMPONENTS

A. M. RESIKIAN

It is shown that total partial pressure of plasma components is independent of place, if the degree of ionization is limited.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 297—299 (1970)

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЭУ-30, ФЭУ-36 и ФЭУ-72

Л. С. БАГДАСАРЯН, Э. О. БАРСЕГЯН, А. А. ТАШЧЯН

С помощью полупроводникового генератора света, двумя независимыми методами измерены временные флуктуации ФЭУ-30, ФЭУ-36 и ФЭУ-72.

В настоящей работе приводятся данные измерения временны флуктуаций импульса в зависимости от количества света, падающего на фотокатод, для трех типов фотоумножителей ФЭУ-30, ФЭУ-36 и ФЭУ-72 двумя различными методами с использованием полупроводникового (G_aP) генератора световых импульсов. Среди большой партии (несколько десятков) фотоумножителей производился тщательный отбор. Первоначально отбирались ФЭУ с максимальным значением выходной амплитуды импульса при одинаковом освещении фотокатода. После этого производился отбор по наименьшему значению величины $\frac{\Delta A}{A}\tau$, где ΔA—разброс амплитуд на выходе ФЭУ, τ—их передний фронт. $\frac{\Delta A}{A}$ снят на многоканальном амплитудном анализаторе АИ-128, τ определялся визуально на осциллографе OSA-601. Наконец, среди последних были выбраны два ФЭУ (каждого типа), у которых отношение сигнал/шум оказались наименьшими.

При выборе оптимальных значений напряжений питания делителя тщательно учитывалось явление предымпульсов [1, 2].

Длительность запускающего импульса источника света менее 10 *нсек* (частота менялась в пределах 1:5000 *гц*). Количество фотоэлектронов, выбываемое с фотокатода, определялось методами, описанными в [3, 4].

Измерения проводились с одним, а также двумя ФЭУ, чтобы, по возможности, учесть флуктуации времени запуска светового диода.

Метод 1

Использовался метод задержанных совпадений (рис. 1а), где в качестве схемы совпадения была использована граница между соседними каналами временного анализатора, работающего по принципу Верньe. В этом случае временной интервал преобразовывается в числовой код. Электрическое разрешение 2τ (ширина на полувысоте) равнялось 25 *псек*.

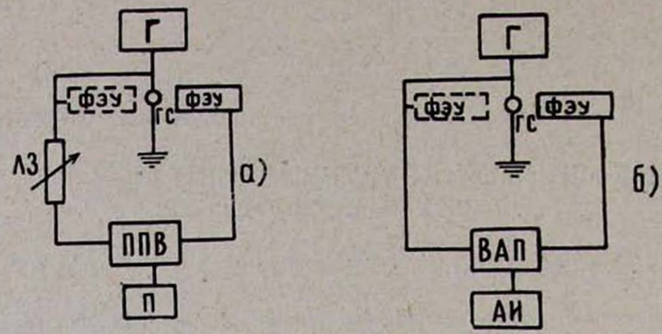

Рис. 1 (а, б). Г—генератор электрических импульсов (Г5-11) ГС—генератор света, ЛЗ—линия задержки, ППВ—преобразователь промежутков времени, ВАП—время—амплитудный преобразователь, АИ — амплитудный анализатор импульсов (128 каналов), П—пересчетка (ПП9).

Метод 2

Здесь измерения проводились по схеме, указанной на рис. 1б. Время—амплитудный преобразователь типа СТА-02. Многоканальный амплитудный анализатор АИ-128. В этом случае разрешающее время системы—90 *псек*.

На рис. 2 приводится зависимость временного разрешения (2τ)

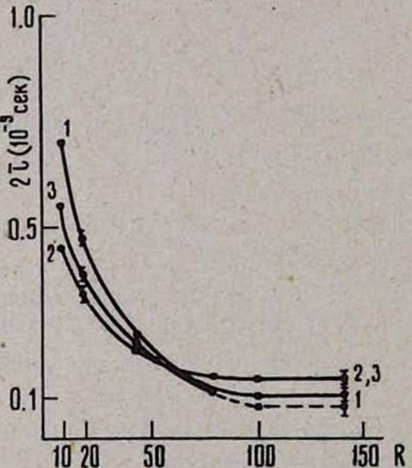

Рис. 2. Зависимость 2τ от среднего числа фотоэлектронов (R): 1, 2, 3 соответственно для ФЭУ-30, ФЭУ-72 и ФЭУ-36. Пунктирная линия относится к первому методу (ФЭУ-30).

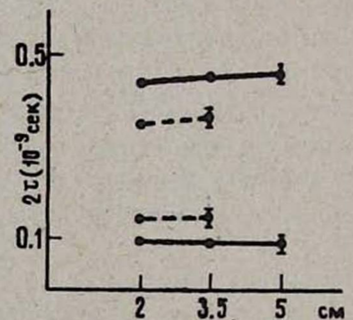

Рис. 3. Зависимость 2τ от величины, освещаемой поверхности фотоумножителя. Сплошные линии 1,2 относятся к ФЭУ-30 соответственно для 20 и 100 фотоэлектронов. Пунктирные линии относятся к ФЭУ-72 (36).

от количества фотоэлектронов соответственно для методов 1 и 2 при полном освещении фотокатода. Уменьшение поверхности освещения фотокатода при неизменном числе фотоэлектронов не приводит к существенному уменьшению 2τ (рис. 3). Различие между ФЭУ-72 и ФЭУ-36 незначительно и проявляется только в области меньших фотоэлектронов.

Измерения, проводимые также с другими экземплярами, показывают, что отбор по максимальному усилению фотоумножителя, в основном, обеспечивает минимальные временные флуктуации. Исходя из этого, примерно в 20% ФЭУ-30 и 50% ФЭУ-72 (36) от общего количества временные флуктуации можно довести до величин, отличающихся не более, чем на 0,1 *нсек* от значений, приведенных на рис. 2.

Ереванский физический институт
Поступила 18.XII.1969.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э. В. Ланько, Г. С. Домбровская*, ПТЭ, № 5, 218 (1967).
2. *M. Bonitz, W. Meling*, NIM, 29, 314 (1964).
3. *Ю. К. Акимов, К. Цегельман*, Материалы симпозиума по наносекундной электронике, ОИЯИ, 13—3700, г. Дубна (1967).
4. *L. G. Hyman*, et al., RSI, 35, 393 (1964).

ФЭУ-30, ФЭУ-36 ԵՎ ФЭУ-72-Ի ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Լ. Ս. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ, Է. Հ. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ, Ա. Հ. ԹԱՇՃՅԱՆ

Երկու տարբեր մեթոդներով չափված է ФЭУ-30, ФЭУ-36 և ФЭУ-72-ի իմպուլսների ժամանակային ֆլուկտուացիաները։

TIME CHARACTERISTICS OF ФЭУ-30, ФЭУ-36 and ФЭУ-72

L. S. BAGDASSARIAN, E. O. BARSEGIAN, A. A. TASHCHIAN

The time resolution of ФЭУ-30, ФЭУ-36 and ФЭУ-72 has been measured by two independent methods, using semiconductor diode light pulse generator.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 300—302 (1970)

О РАВНОЗНАЧНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЕФОРМАЦИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ЯВЛЯЮЩИХСЯ ИЗОБРАЖЕНИЯМИ ДРУГ ДРУГА

М. М. РУСИНОВ, Л. Х. ХУРШУДЯН

Рассмотрена возможность переноса деформаций с отражающих элементов оптической системы на преломляющие элементы небольшого диаметра, точность исполнения которых в несколько раз меньше, чем у отражающих.

В практике создания оптических систем встречается необходимость изготовления несферических поверхностей. Причем деформирование зеркальных сферических поверхностей требует в 4—4,5 раза более высоких точностей исполнения, нежели деформирование преломляющих поверхностей. Кроме того, деформация сферического зеркала большого диаметра требует много времени. Вследствие этого возникает вопрос, во-первых, о возможности замены деформаций на больших зеркалах эквивалентными им по своему действию деформациями на преломляющих сферических поверхностях небольшого диаметра; во-вторых, о выборе места расположения этих преломляющих поверхностей.

Рассмотрение поставленных вопросов проводится в области аберраций третьего порядка оптической системы.

Аберрации третьего порядка для несферических поверхностей— сферическую, кому, астигматизм, кривизну изображения, дисторсию— можно определить соответственно по заданным коэффициентам (суммам) Зейделя[1]:

$$S_{\mathrm{I}} = \sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^4 \left[Q_{sk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + K_k \right],$$

$$S_{\mathrm{II}} = \sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^3 \frac{y_k}{y_1} \left[Q_{xk} Q_{sk} \Delta_k \frac{1}{ns} + K_k \right],$$

$$S_{\mathrm{III}} = \sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^2 \left[Q_{xk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + K_k \right],$$

$$S_{\mathrm{IV}} = -\sum \left(\frac{h_k}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^2 (Q_{xk} - Q_{sk})^2 \frac{1}{r_k} \Delta_k \frac{1}{n},$$

$$S_{\mathrm{V}} = \sum \frac{h_k}{h_1} \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^3 \left[Q_{xk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + Q_{xk} (Q_{xk} - Q_{sk}) \Delta_k \frac{1}{nx} + K_k \right],$$

[1] Г. Г. Слюсарев „Методы расчета оптических систем“.

где n — показатель преломления среды;
r — радиус в вершине преломляющей поверхности;
h — высота первого (апертурного) параксиального луча;
y — высота второго (полевого) параксиального луча;
s — отрезок от вершины поверхности до точки пересечения с осью падающего апертурного луча;
x — отрезок от вершины поверхности до точки пересечения с осью падающего полевого луча;
Q_s и Q_x — инварианты Аббе для первого и второго параксиальных лучей.

Величина K_k выражается через коэффициент деформации b_k сферической поверхности следующим образом:

$$K_k = \frac{b_k}{r_k^3}(n'_k - n_k).$$

В четвертую сумму Зейделя S_{IV} эта величина не входит, поэтому ее мы рассматривать не будем.

В случае, когда в системе деформирована l-ая поверхность, суммы Зейделя приобретают следующий вид:

$$S_{\mathrm{I}} = \sum\left(\frac{h_k}{h_1}\right)^4 Q_{sk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^4 K_l,$$

$$S_{\mathrm{II}} = \sum\left(\frac{h_k}{h_1}\right)^3 \frac{y_k}{y_1} Q_{xk} Q_{sk} \Delta_k \frac{1}{ns} + \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^3 \frac{y_l}{y_1} K_l,$$

$$S_{\mathrm{III}} = \sum\left(\frac{h_k}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_k}{y_1}\right)^2 Q_{xk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_l}{y_1}\right)^2 K_l,$$

$$S_{\mathrm{V}} = \sum \frac{h_k}{h_1}\left(\frac{y_k}{y_1}\right)^3 \left[Q_{xk}^2 \Delta_k \frac{1}{ns} + Q_{xk}(Q_{xk} - Q_{sk})\,\Delta_k \frac{1}{nx}\right] + \frac{h_l}{h_1}\left(\frac{y_l}{y_1}\right)^3 K_l.$$

Первые члены во всех суммах выражают аберрации сферических поверхностей, а вторые—аберрации, вызванные деформацией l-ой поверхности.

Если же в системе будет деформирована m-ая поверхность, то первые члены в этих суммах сохранят свой вид, в то время как для вторых членов индекс l сменится на индекс m.

По условию аберрации, вызванные деформацией m-го элемента системы, должны быть равны аберрациям, вызванным деформацией l-го элемента, т. е.

$$\left(\frac{h_m}{h_1}\right)^4 K_m = \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^4 K_l,$$

$$\left(\frac{h_m}{h_1}\right)^3 \frac{y_m}{y_1} K_m = \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^3 \frac{y_l}{y_1} K_l,$$

$$\left(\frac{h_m}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_m}{y_1}\right)^2 K_m = \left(\frac{h_l}{h_1}\right)^2 \left(\frac{y_l}{y_1}\right)^2 K_l,$$

$$\frac{h_m}{h_1}\left(\frac{y_m}{y_1}\right)^3 K_m = \frac{h_l}{h_1}\left(\frac{y_l}{y_1}\right)^3 K_l .$$

Разделив почленно первое уравнение на второе, получим

$$\frac{h_m}{h_l} = \frac{y_m}{y_l} .$$

Эти отношения представляют собой поперечное увеличение V_{ml} при условии, что m-ая поверхность является изображением l-ой. (К аналогичному результату приведет почленное деление любой пары уравнений).

Следовательно, для того, чтобы можно было перенести деформацию с l-го элемента системы на m-ый, необходимо, чтобы m-ый элемент находился в месте изображения l-го. При этом,

$$\frac{K_l}{K_m} = \left(\frac{h_m}{h_l}\right)^4 = V_{ml}^4, \text{ т. е.}$$

$$K_m = \frac{K_l}{V_{ml}^4} .$$

Если в системе нет преломляющей поверхности, туда можно внести плоскопаралельную пластинку, на которую и будет переноситься деформация.

Ленинградский институт точной
механики и оптики,
Бюраканская оптикомеханическая
лаборатория АН АрмССР

Поступила 17.IV.1970

ՄԻՄՅԱՆՑ ՊԱՏԿԵՐ ՀԱՆԴԻՍԱՑՈՂ ՍՖԵՐԻԿ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐԺԵՔ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ԱԲԵՐԱՑԻԱՆԵՐԻ ՎՐԱ

Մ. Մ. ՌՈՒՍԻՆՈՎ, Լ. Խ. ԽՈՒՐՇՈՒԴՅԱՆ

Դիտվում է օպտիկական սիստեմում անդրադարձնող էլեմենտներից դեֆորմացիայի տեղափոխման հնարավորությունը ոչ մեծ տրամագիծ ունեցող բեկող էլեմենտներին, որոնց պատրաստման ճշտությունը մի քանի անգամ փոքր է անդրադարձնողներից։

ON THE EQUIVALENCE OF THE INFLUENCE OF DEFORMATIONS OF THE SPHERIC SURFACES, WHICH ARE RECIPROCAL PORTRAYALS, ON THE ABERRATIONS OF OPTIC SYSTEMS

M. M. ROUSINOV, L. KH. KHOURSHOUDIAN

There is considered the possibility of deformation transfers from the optic systems reflecting elements to small diameter refracting elements, whose fulfilment accuracy is a few times smaller than of reflecting elements.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

ՓՈՐՁԻ ՏԵԽՆԻԿԱՆ

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА