индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-402(9)-80

М.В.АНОХИН, Г.А.НАГОРСКИЙ,
А.А.ОГАНДЖАНЯН

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ОДНОГО ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ЕРЕВАН

ЕФИ-402(9)-80

УДК.539.I2:62I.375.2

М.В.АНОХИН, Г.А.НАГОРСКИЙ, А.А.ОГАНДЖАНЯН

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ОДНОГО ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

В работе описано своеобразное излучение, возникающее в результате интерференции излучения нелинейных осцилляторов, возбужденных полем монохроматической плоской волны и налетающей частицей. Свойства этого излучения определяются тем, что фаза полей отдельных осцилляторов синхронизована полем волны, а само излучение происходит в результате воздействия на осцилляторы поля частицы. Рассмотрение проведено для тонкой пленки, в которой отсутствует эффект плотности, при этом считается, что вклад дает лишь длинноволновая часть Вайцзекеровского спектра, для которой велики нелинейные поляризационные коэффициенты среды.

Ереванский физический институт

Ереван 1980

ЕФИ-402(9)-80

M.V.ANOKHIN, G.A.NAGORSKY,

A.A.OGANDZHANYAN

ELECTRO-OPTICAL RADIATION OF A CHARGED PARTICLE IN A SINGLE LASER BEAM FIELD

A peculiar radiation arising as a result of radiation interference of nonlinear oscillators excited by a monochromatic plane wave field of the incident particle is described. This radiation properties are determined by the fact that a phase of each oscillator radiation fields is synchronized by a wave field, while the radiation itself occurs due to the particle field influence on the oscillators. The consideration is carried out for a thin film without density effect. It is supposed that the contribution is given only by a long-wave part of the Weizsacker spectrum, for which nonlinear polarization coefficients of medium are large.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1980

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-402(9)-80

М.В.АНОХИН, Г.А.НАГОРСКИЙ, А.А.ОГАНДЖАНЯН

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ОДНОГО ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

Ереван 1980

В работе найдено своеобразное излучение, возникающее в результате интерференции излучения нелинейных осцилляторов пленки, возбужденных полем монохроматической плоской волны и налетающей частицей [I]. Свойство этого излучения, которое в дальнейшем мы будем называть электрооптическим, определяется тем, что фаза полей отдельных осцилляторов синхронизована полем волны, а само излучение происходит в результате воздействия на осцилляторы поля частицы. При этом считается, что вклад дает лишь длинноволновая часть Вайцзекеровского спектра, для которой велики нелинейные поляризационные коэффициенты среды.

Если излучение с длиной волны λ наблюдается под углом θ к направлению $\vec{e}_3$ пересечения плоскости падения волны с плоскостью пленки, то условие интерференции имеет вид

$$\cos\theta = \frac{\lambda}{d}\,, \qquad \text{(I)}$$

где

$d = \lambda_{\varkappa}/\cos\psi$, $\lambda_{\varkappa}$ – длина волны внешнего электромагнитного поля

ψ – угол между направлением распространения волны $\vec{e}_{\varkappa}$ и полярной осью $\vec{e}_3$.

Это условие, в силу линейной протяженности источников, выполняется также в некоторой окрестности образующих конуса с осью $\vec{e}_3$ и углом раствора Θ. Поэтому, когда $\Theta \to 0$ и $\lambda \to \lambda æ/\cos\psi$ происходит дополнительное усиление интенсивности излучения. Таким образом, спектр электрооптического излучения сосредоточен вблизи $\lambda = \lambda æ/\cos\psi$ и, как будет показано ниже, его ширина и интенсивность зависят от энергии налетающей частицы.

Для вывода основных формул теории воспользуемся моделью ангармонического осциллятора, уравнение движения которого в поле $E_L^{(\gamma)}$ налетающей частицы и E_L лазера имеет вид

$$\ddot{X}_L + \Gamma_f \dot{X}_L + \omega_f^2 X_L + T_{LK}(X) X_K = \frac{e_f}{m_f}\left(E_L + E_L^{(\gamma)}\right), \qquad (2)$$

где X_L – смещение осциллятора от положения равновесия $\vec{\tau}$, ω_f, Γ_f, e_f, m_f – частота, затухание, эффективный заряд и масса осциллятора; $T_{LK}(X)$ – ангармоническая поправка к частоте, связанная с наличием сильных кристаллических полей в пленке.

Для случая квадратичной нелинейности эта поправка особенно велика, когда одно из полей почти постоянно (аналогично эффекту Поккельса).

В рассматриваемом случае в качестве медленного поля берется длинноволновая часть Вайцзекеровского спектра частицы. Смещение X_L осциллятора представляется в виде суммы медленной $\mathcal{P}_L$ и быстрой ξ_L компоненты. Пренебрегая далее квадратичными по ξ_L и $\mathcal{P}_L$ членами, отвечающими излучению на второй и нулевой гармониках лазера, получим вместо (2) уравнение для ξ_L вида

$$\ddot{\xi}_L + \Gamma_f \dot{\xi}_L + \omega_f^2 \xi_L + g(t)\, \sigma_{LKe}\, e_e^{(\gamma)}(\vec{\eta})\, \xi_K = \frac{e}{m} E_L, \qquad (3)$$

где $e_L^{(\gamma)}(\vec{\tau})$ – направление поперечной компоненты поля частицы в точке локализации осциллятора $\vec{\tau}$, временная зависимость сдвига частоты определена соотношением вида

$$g(t)\, \ell_i(\vec{\tau}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E_i^{(\gamma)}(\omega, \vec{\tau})\, e^{i\omega t}}{\omega_f^2 - i\omega\Gamma_f - \omega^2}\, d\omega . \qquad (4)$$

Учитывая поправку к частоте как возмущение, получим в первом приближении из (3) для фурье-образа смещения ξ_L формулу

$$\xi_L(\omega) = \left(\omega_f^2 - i\Gamma_f\omega - \omega^2\right)^{-1} \frac{e_f}{m_f}\left\{E_L(\vec{\tau}, \omega) - \sigma_{iKe}\, e_e^{(\gamma)}(\vec{\tau})\, \Pi_K(\vec{\tau}, \omega)\right\}, \qquad (5)$$

где

$$\Pi_K(\vec{\tau}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E_K(\vec{\tau}, \nu)}{\omega_f^2 - i\Gamma_f\nu - \nu^2}\, g(\omega - \nu)\, d\nu . \qquad (6)$$

В том же приближении решение уравнений Максвелла для пространственного фурье-образа поля электрооптического излучения представляется в виде

$$\vec{\tilde{E}}(\vec{K}, \omega) = -\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega)} \frac{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\vec{\pi}(\vec{K}) - \vec{K}(\vec{K}\vec{\pi}(\vec{K}))}{\vec{K}^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)}, \qquad (7)$$

где

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \omega_p^2 \sum_f \frac{f}{\omega_f^2 - i\omega\Gamma_f - \omega^2}, \tag{8}$$

$\omega_p^2 = 4\pi e^2 N/m$ – плазменная частота, f – сила осциллятора, $\vec{\Pi}(\vec{k})$ – пространственный фурье-образ просуммированного по f вектора (6), т.е. $\vec{\Pi}(\vec{r})$ определен формулой

$$\Pi_l(\vec{r}) = \frac{\omega_p^2}{\varepsilon(\omega)-1} \frac{e}{m} \sum_f \frac{f(\sigma_{ike}\, e_e^{(\gamma)}(\vec{r})\, \Pi_k(\vec{r},\omega)}{\omega_f^2 - i\omega\Gamma_f - \omega^2}. \tag{9}$$

После подставки в (9) выражений (4) и (6) и интегрирования по времени получим для вектора $\Pi_L(\vec{r})$ спектральное представление вида

$$\Pi_L(\vec{r}) = -\frac{1}{\varepsilon(\omega)-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu\, \varepsilon_A(\omega,\nu)\, \sigma_{lke}\, E_e^{(\gamma)}(\omega-\nu,\vec{r})\, E_k(\nu,\vec{r}), \tag{10}$$

где $\varepsilon_A(\omega,\nu)$ – плотность дисперсии линейного электрооптического коэффициента, которая при независящем от f тензоре σ_{lke} определяется в данной модели формулой

$$\varepsilon_A(\omega,\nu) = \frac{e}{m}\omega_p^2 \sum f (\omega_f^2 - i\omega\Gamma_f - \omega^2)^{-1} (\omega_f^2 - i\nu\Gamma_f - \nu^2)^{-1} \cdot \tag{11}$$
$$\cdot (\omega_f^2 - i(\omega-\nu)\Gamma_f - (\omega-\nu)^2)^{-1}$$

При вычислении полей в волновой зоне предполагается, что расстояние до точки наблюдения велико по сравнению с размерами излучающей системы, но, ввиду хорошей сходимости интегралов по пространству, занятому пленкой, размеры последней могут быть взяты бесконечными. Обычная процедура вычисления дает для

потока фотонов $N(\omega)$ выражение вида

$$\frac{dN(\omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{\omega^3 n_1}{2\hbar c^3} (\delta_{pq} - n_p n_q)\, \sigma_{pjk}\, \sigma_{qj'k'} \iint \frac{d^3\vec{r}'\, d^3\vec{r}''}{(4\pi)^2} \cdot$$
$$\cdot \exp\left\{ i\frac{\omega}{c} n_1 \vec{n}(\vec{r}'' - \vec{r}') \right\} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} d\nu_1\, d\nu_2\, \varepsilon_A(\omega,\nu_1)\, \varepsilon_A(-\omega,\nu_2) \cdot \tag{12}$$
$$\cdot E_k^{(\gamma)}(\omega-\nu_1,\vec{r}')\, E_{k'}^{(\gamma)}(-\omega-\nu_2,\vec{r}'')\, E_j(\nu_1,\vec{r}')\, E_{j'}(\nu_2,\vec{r}''),$$

где $\vec{n}$ – направление в точку наблюдения, $n_1 = \mathrm{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)}$.

Ограничимся в дальнейшем случаем, когда поле лазера представляется в виде конечной суперпозиции плоских волн

$$E_\nu(t,\vec{r}) = \sum_{\varkappa} E_\nu^{(\varkappa)} \cos\left\{ \omega_\varkappa \left(\frac{n_\varkappa}{c} \vec{e}_\varkappa \vec{r} - t \right) + \psi_\varkappa \right\}, \tag{13}$$

где $E_j^{(\varkappa)}, \psi_\varkappa$ – амплитуда и постоянные фазовые сдвиги волн, $n_\varkappa$ – коэффициент преломления пленки на частоте $\omega_\varkappa$, а в качестве поля частицы $E_L^{(\varkappa)} = e_l^{(\varkappa)}(\vec{r}) E^{(\gamma)}$ подставим фурье-образ $E^{(\gamma)}(\omega,\vec{r})$ поперечной компоненты поля прямолинейно и равномерно движущегося заряда [2]

$$E^{(\gamma)}(\omega,\vec{r}) = \frac{e}{\pi\beta^2} \frac{\omega e^{i\omega t_0}}{c^2 \varepsilon_0(\omega)} \sqrt{1-\beta^2\varepsilon_0(\omega)}\; K_1\!\left(\frac{\omega b}{\beta c} \sqrt{1-\beta^2\varepsilon_0(\omega)} \right), \tag{14}$$

где $\varepsilon_0(\omega)$ равно единице при отсутствии эффекта плотности, b – прицельное расстояние, определенное формулой

$$\vec{b} = \vec{r} - \vec{r}_0 - \vec{s}\,(\vec{s}\,\vec{r} - \vec{s}\,\vec{r}_0), \quad e_l^{(\gamma)}(\vec{r}) = \frac{b_l}{b}. \tag{15}$$

Здесь $\vec{s}$ – направление движения частицы, $\vec{r}_\circ, t_\circ$ – координаты точки падения частицы на пленку и момент времени падения, β – –величина скорости в единицах .

Интегрирование (I2) с учетом (I3), (I4), (I5) элементарно, однако мы не приводим общей формулы для пластины произвольной толщины Δ, так как интересующая нас зависимость интенсивности излучения от энергии частицы возможна лишь для тонких пленок, в которых отсутствует эффект плотности.

Полагая в дальнейшем, что выполняется условие

$$\Delta \ll \frac{2\pi c}{\omega_\varkappa} \tag{I6}$$

и не выписывая членов, соответствующих вкладам высокочастотных Фурье-компонент поля частицы, для которых феноменологические константы ε_A в более реалистической модели, чем наша, должны быть малы, представим результат интегрирования (I2) в виде

$$\frac{dN_\omega}{d_\circ d\omega} = \frac{e^2\omega^3 n_1 \Delta^2}{32\pi^2\hbar c^5\beta^2}\left(\delta_{pp'} - \Pi_p\Pi_{p'}\right)\sigma_{pJL}\sigma_{p'J'L'}\cdot\sum_{\varkappa,\varkappa'} E_J^{(\varkappa)} E_{J'}^{(\varkappa')}\cdot \tag{I7}$$

$$\cdot \mathrm{Re}\left[\exp\left\{i\left(\phi_\circ^{(\varkappa)} - \phi_\circ^{(\varkappa')}\right)\right\}\varepsilon_A^*(\omega, \omega_\varkappa)\varepsilon_A(\omega, \omega_{\varkappa'})\right]\lambda_L\lambda'_{L'}D^{-1}(\vec{\lambda}, \varkappa)D^{-1}(\vec{\lambda}', \varkappa'),$$

где фазовые сдвиги $\phi_\circ^{(\varkappa)}$ зависят от места и момента падения частицы на пленку в виде

$$\phi_\circ^{(\varkappa)} = n_\varkappa \frac{\omega_\varkappa}{c}\vec{e}_\varkappa \vec{r}_\circ - \omega_\varkappa t_\circ + \psi_\varkappa \tag{I8}$$

интерференционные знаменатели $\mathcal{D}(\vec{\lambda}, \varkappa)$ имеют вид

$$\mathcal{D}(\vec{\lambda}, \varkappa) = \vec{\lambda}^2 + \left(\frac{\omega - \omega_\varkappa}{\omega n_1 \beta\gamma} S_1\right)^2 \tag{I9}$$

и вектор $\vec{\lambda}$ определен соотношением

$$\vec{\lambda} = \vec{S} \times \left(\vec{e} \times \left(\frac{\omega}{c} n_1 \vec{n} - \frac{\omega_\varkappa}{c} n_\varkappa \vec{e}_\varkappa\right)\right). \tag{20}$$

Повсюду через $\vec{e}$ обозначена нормаль к поверхности пленки.

Отметим некоторые особенности дифференциального потока излученных фотонов (I7).

Если пленка освещается более чем одним лазером, поток, а вместе с ним и полное число фотонов, зависит от места и момента падения частицы на пленку. Это обстоятельство позволяет в принципе измерить координаты частицы с точностью порядка $c/\omega_\varkappa - \omega_{\varkappa'}$, и фиксировать момент прохождения ее через пленку с точностью $\sim 1/\omega_\varkappa - \omega_{\varkappa'}$.

Вторая особенность электрооптического излучения связана, как уже отмечалось, с его зависимостью от энергии частицы. Характер этой зависимости мы рассмотрим сейчас на примере вычисления спектра фотонов для случая одной лазерной волны.

Пусть направление излучения $\vec{n}$ задано полярными углами $\{\Theta, \varphi\}$ относительно системы ортов $\{\vec{e}, \vec{e}_2, \vec{e}_3\}$ в виде

$$\vec{n} = \vec{e}_3\cos\Theta + \left(\vec{e}\cos\varphi + \vec{e}_2\sin\varphi\right)\sin\Theta, \tag{2I}$$

где $\vec{e}_2 = \vec{e}_3 \times \vec{e}$. Тогда вектор $\vec{\lambda}$, согласно (20), определен формулой

$$\vec{\lambda} = \frac{\omega n_1}{c}\, \vec{s} \times \left(q \vec{e}_2 + \sin\theta \sin\varphi\, \vec{e}_3\right), \tag{22}$$

где

$$q = \frac{\omega_{\varkappa}\, n_{\varkappa}}{\omega n_1} \cos\psi - \cos\theta \tag{23}$$

ψ – угол между направлением распространения волны и осью $\vec{e}_3$, т.е. $\cos\psi = \vec{e}_3\, \vec{e}_{\varkappa}$.

Предполагая, что разность частот $\omega - \omega_{\varkappa}$ порядка собственных частот колебаний кристаллической решетки, используем связь между тензором $\mathcal{G}_{\ell j k}$ и линейным электрооптическим коэффициентом $\tau_{\ell j k}$ (эффект Поккельса), которая соответствует случаю совпадения аргументов функции $\mathcal{E}_A(\omega, \omega')$, т.е.

$$\tau_{\ell j k} = \mathcal{G}_{\ell j k}\, \varepsilon^{-2}(\omega)\, \mathcal{E}_A(\omega, \omega) \tag{24}$$

для калибровки спектра фотонов при условии $\mathcal{I}m\, \mathcal{E}_A(\omega, \omega) = 0$ и отсутствии поглощения.

Учитывая, что произведение $\tau_{\ell j k} E_j = R_{\ell k}$ безразмерно, получим из (I7) после интегрирования по φ спектр вида

$$\frac{dN_\omega}{d\omega} = \frac{e^2 \omega \Delta^2 \varepsilon^4(\omega)}{8\pi\hbar c^3 \beta^2 n_1}\, G, \tag{25}$$

где интеграл

$$G = R_{p\ell} R_{p'\ell'} \int \frac{dO}{4\pi} \left(\delta_{pp'} - n_p n_{p'}\right) \frac{\lambda_\ell \lambda_{\ell'}}{\mathcal{D}^2(\lambda, \varkappa)} \cdot \left(\frac{\omega n_1}{c}\right)^2 \tag{26}$$

после суммирования по индексам с использованием обозначений

$$\begin{aligned} A_1 &= S_1 R_{12} - S_2 R_{11}, & B_1 &= S_1 R_{13} - S_3 R_{11} \\ A_2 &= S_1 R_{22} - S_2 R_{12}, & B_2 &= S_1 R_{23} - S_3 R_{12} \\ A_3 &= S_1 R_{23} - S_2 R_{13}, & B_3 &= S_1 R_{33} - S_3 R_{13} \end{aligned} \tag{27}$$

представляется в виде

$$\begin{aligned} G = {} & \frac{A_1^2 - A_2^2}{(1 - S_3^2)^2} + \frac{1}{2\sqrt{2}} \int_0^{\pi} \frac{\sin\theta\, d\theta}{(az)^{1/2}} \Big\{ g_1 q^2 \left(a_+^{1/2} + a_-^{1/2}\right) \cdot \\ & \cdot \left(\frac{2\tilde{\epsilon} - z}{a} + \frac{\tilde{\epsilon} + a^{1/2}}{a^{1/2} z}\right) + g_2 \sin^2\theta \left(a_+^{1/2} + a_-^{1/2}\right) \left(\frac{2\tilde{\epsilon} - z}{a} - \frac{\tilde{\epsilon}}{z a^{1/2}}\right) - \\ & - g_3 \frac{8 S_2 S_3 q^2 \sin^2\theta}{a_+^{1/2} + a_-^{1/2}} \left(\frac{2\tilde{\epsilon} - z + a^{1/2}}{a} + \frac{\tilde{\epsilon} + a^{1/2}}{z a^{1/2}}\right) - \\ & - g_4 \frac{8 S_2 S_3 q \sin^4\theta}{a_+^{1/2} + a_-^{1/2}} \left(\frac{2\tilde{\epsilon} - z + a^{1/2}}{a} + \frac{\tilde{\epsilon}}{z a^{1/2}}\right) + \left(A_1^2 - A_2^2\right) \cdot \\ & \cdot \frac{a_+^{1/2} + a_-^{1/2}}{(1 - S_3^2)^2} \Big[(1 - S_3) \sin^2\theta\, (\tilde{\epsilon} - z) \left(\frac{4\tilde{\epsilon} - 2z}{a} + \frac{\tilde{\epsilon}}{z a^{1/2}}\right) - (\tilde{\epsilon} - z)^2 \cdot \\ & \cdot \frac{2\tilde{\epsilon} - z}{a} + 3\tilde{\epsilon} - 2z \Big] \Big\}. \end{aligned} \tag{28}$$

Здесь использованы обозначения

$$\begin{aligned} &\tilde{\epsilon} = \epsilon + (1 - S_2^2)\, q^2; \qquad \epsilon = \left(\frac{\omega - \omega_{\varkappa}}{\omega n_1 \beta} S_1\right)^2 (1 - \beta^2); \\ &a = a_+ a_-; \quad a_\pm = \tilde{\epsilon} \pm 2 S_2 S_3\, q \sin\theta + (1 - S_3^2) \sin^2\theta \\ &z = 2\tilde{\epsilon} - \frac{1}{2}\left(a_+^{1/2} - a_-^{1/2}\right)^2; \quad \vec{S} = S_1 \vec{e} + S_2 \vec{e}_2 + S_3 \vec{e}_3 \end{aligned} \tag{29}$$

а также

$$g_1 = B_1^2 \cos^2\Theta + b_2^2 + B_3^2 \sin^2\Theta$$

$$g_2 = A_1^2 \cos^2\Theta + A_2^2 + A_3^2 \sin^2\Theta + 2(A_2B_3 + A_3B_2)q\cos\Theta + \\ +(B_1^2 - B_2^2)q^2 \qquad (30)$$

$$g_3 = A_1B_1\cos^2\Theta + A_2B_2 + A_3B_3\sin^2\Theta + B_2B_3 q \cos\Theta$$

$$g_4 = A_2A_3\cos\Theta + (A_1B_1 - A_2B_2)q .$$

Растущие с энергией члены в (28) соответствуют интегралам, расходящимся при $\epsilon \to 0$. Выделяя эти члены, получим асимптотику $G \to G^{(\infty)}$ вида

$$G^{(\infty)} = \frac{1}{2\sqrt{2}}\int_0^{\pi} \frac{\sin\Theta d\Theta}{a^{1/2}\, z^{3/2}}\Big\{\Big(g_1 q^2 + g_2\frac{\tilde{\epsilon}\sin^2\Theta}{a^{1/2}}\Big)(a_+^{1/2} + a_-^{1/2}) - \\ - 2g_3 q \cdot \sin\Theta(a_+^{1/2} - a_-^{1/2})\Big\}. \qquad (31)$$

Причем, в (30) остаются только первые три члена, не содержащие q. Действительно, так как интегрирование в (28) происходит в конечных пределах, то для расходимости требуется обращение в нуль знаменателя, т.е. выполнение условия

$$z = \sqrt{\hat{\epsilon}^2 + 4[\epsilon(1-S_3^2) + S_1^2 q^2]\sin^2\Theta} + \hat{\epsilon} \to 0, \qquad (32)$$

где

$$\hat{\epsilon} = \epsilon + (1 - S_2^2)q^2 - (1 - S_3^2)\sin^2\Theta \qquad (33)$$

и выражение под знаком радикала равно a. Это условие выполняется в том и только в том случае, когда $q \to 0$ вместе с

S. При этом может быть $a \neq 0$, т.е. угол Θ остается конечным. Это означает, что частота излучения фиксирована условием (23) с $q = 0$, которое совпадает с условием интерференции (I).

При $\omega > \frac{n_\varkappa}{n_1}\omega_\varkappa \cos\psi$ (31) легко интегрируется и спектр излучения имеет вид (25) с $G = G_+^{(\infty)}$, где

$$G_+^{(\infty)} = \frac{1 - S_3^2}{2\sqrt{2}\, S_1^3}\Big[1 - \Big(\frac{\omega_\varkappa n_\varkappa}{\omega n_1}\cos\psi\Big)^2\Big]^{-1/2}\Big(\frac{S_1^2 g_2}{(1-S_3^2)^2} + \bar{g}_1\Big)\ln\frac{4S_1^2}{\epsilon(1-S_3^2)}, \qquad (34)$$

где $\bar{g}_1$ получается из g_1 заменой $B_L \to B_L - \frac{S_2 S_3}{1 - S_3^2}A_L$ $L = 1,2,3$ и угол Θ фиксирован условием $q = 0$. Отметим логарифмический рост этой части спектра с энергией налетающей частицы, а также особенность при $\omega = \omega_\varkappa$ из-за $\epsilon = 0$ на частоте падающей волны.

В области $\omega < \frac{n_\varkappa}{n_1}\omega_\varkappa\cos\psi$ излучение в пределе $\epsilon \to 0$ не зависит от энергии, так как $q \neq 0$ во всем интервале углов и все интегралы ограничены. Излучение в этой области носит по существу фоновый характер, поскольку здесь необходимо учитывать интерференцию с другими излучениями (черенковское, переходное, нелинейное некогерентное рассеяние света и т.д.).

Наконец, в области частот, асимптотически близких к основной частоте электрооптического излучения

$$\omega \backsimeq \frac{n_\varkappa}{n_1}\omega_\varkappa\cos\psi \qquad (35)$$

имеется степенная зависимость спектра от энергии. Эта область характеризуется дополнительной особенностью в подынтегральном выражении (31), когда $a \to 0$.

Пусть $\omega = \frac{n_\varkappa}{n_1}\omega_\varkappa \cos\psi$, тогда $q = 1 - \cos\theta$ и при $q \to 0$ имеем $\theta \to 0$. Вычисление главного члена в (31) дает спектральную плотность в этой точке вида (25) с $G = G_0^{(\infty)}$, где

$$G_0^{(\infty)} = \frac{\Gamma^2(1/4)}{16\pi^{1/2}} \frac{(1-S_3^2)^{3/4}}{S_1^{5/2}\,\epsilon^{1/4}} \left[\frac{2 S_1^2 g_2}{(1-S_3^2)^2} + \bar{g}_1 \right] . \qquad (36)$$

Коэффициент $\epsilon^{-1/4}$ соответствует росту спектра пропорционально энергии в степени 1/2.

Уточнение деталей спектра вблизи асимптотического пика (35) в этом примере нецелесообразно, так как форма основной линии электрооптического излучения существенно зависит от физических условий интерференции, таких, как число плоских волн, конфигурация пленки, спектральная плотность поля частицы (например, в присутствии внешнего магнитного поля эта величина значительно изменяется), нелинейные поправки к эффекту плотности, резонансные эффекты и т.д. Выяснение влияния многих из этих условий не под силу нашей довольно простой модели ангармонических осцилляторов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А.Ц.Аматуни и участников семинара ЕФИ по излучению за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.В.Анохин. Об определении γ-фактора релятивистских заряженных частиц. ЕФИ-316(41)-78.

2. Дж.Джексон. Классическая электродинамика "Мир", 1966.

Рукопись поступила 24-го января 1980г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 592 ВФ-05097 Тираж 299

Препринт ЕФИ Формат издания 60х84/I6

Подписано к печати 5/У-80г. I,0уч.изд.л.Ц. 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации

Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2