

УДК 537.533.7

А. А. АНДРИЯНЧИК, А. Н. КАМИНСКИЙ

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНА В КРИСТАЛЛЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ

В работе [1] впервые показано, что спектр излучения быстрого электрона, испытывающего колебания в световой волне, которая распространяется в кристаллической среде, расщепляется, если для излучения выполнены условия дифракции. В настоящей работе найдено спектрально-угловое распределение фотонов, образованных в указанном процессе.

Пусть кристалл имеет бесконечные размеры в плоскости (x, y) и толщину L по оси Oz , электрон движется со скоростью $\vec{v}_0 = v_0 \vec{e}_z$ ($\vec{e}_z$ — единичный вектор вдоль оси Oz). Лазерная волна $\vec{E} = \vec{e}_x E_0 \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega_0 t))$ линейно поляризована перпендикулярно к плоскости падения и падает под углом φ к оси Oz .

Согласно [2], спектральная плотность энергии излучения на единицу телесного угла

$$W_{n\omega} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} \sum_{s=1,2} \left| \int \vec{E}_k^{s(-)*}(\vec{r}, \omega) \vec{j}(\vec{r}, \omega) d^3r \right|^2, \quad (1)$$

где s — индекс поляризации; $\vec{j}(\vec{r}, \omega)$ — фурье-образ плотности тока электрона в поле лазерной волны; $\vec{E}_k^{s(-)*}$ связаны с решением однородных уравнений Максвелла $\vec{E}_k^{s(+)}$, описывающих процесс рассеяния фотона на мишени, с помощью соотношения

$$\vec{E}_k^{s(-)*} = \vec{E}_{-k}^{s(+)} \quad (2)$$

В рассматриваемой геометрии при условии, когда поперечная скорость колебаний в волне много меньше продольной скорости, возмущение плотности тока электрона:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{e}_x e v_x(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}(t)), \quad (3)$$

где $v_x(t)$ — поперечная скорость; $\vec{r}(t)$ — траектория электрона.

Вследствие эффекта Доплера оптические колебания электрона в волне приводят к возникновению более жесткого излучения. Предположим, что для него возможна дифракция. Для простоты будем считать, что плоскость дифракции перпендикулярна к оси Ox (σ — поляризация). В двухволновом приближении динамической теории дифракции интересующее нас выражение для $\vec{E}_k^{(-)*}$, например, в случае Лауэ имеет вид [2]:

$$\vec{E}_k^{(-)*} = \vec{e}_x \{ e^{-i\vec{k}\vec{r}} [\xi_0^{(1)} e^{\frac{i k e_1 (L-z)}{\gamma_0}} + \xi_0^{(2)} e^{\frac{i k e_2 (L-z)}{\gamma_0}}] +$$

$$+ e^{-i(k+2\pi\tau)\tau} \beta_1 [\xi_{\tau}^{(1)} e^{\frac{ik\varepsilon_1(L-z)}{\gamma_0}} + \xi_{\tau}^{(2)} e^{\frac{ik\varepsilon_2(L-z)}{\gamma_0}}], \quad (4)$$

где $\xi_0^{(1,2)} = \pm \frac{2\varepsilon_{2,1} - g_{00}}{2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}$; $\xi_{\tau}^{(1,2)} = \mp \frac{g_0}{2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}$; $\gamma_0 = \cos \Theta$; $\varepsilon_{1,2} = \frac{1}{4} \{g_{00} + \beta_1 g_{11} - \beta_1 \alpha \pm [(g_{00} + \beta_1 g_{11} - \alpha \beta_1)^2 + 4\beta_1 (ag_{00} - g_{00} g_{11} + g_{10} g_{01})]^{1/2}\}$; $\beta_1 = k_z/(k_z + 2\pi\tau)$, $\alpha = [2(k2\pi\tau) + (2\pi\tau)^2]/k^2$; τ — вектор обратной решетки; k и ω — волновой вектор и частота фотона соответственно; g_{ik} определяется разложением в ряд по векторам обратной решетки диэлектрической проницаемости кристалла.

Из (1) следует дисперсионное соотношение для излучения:

$$\omega_{1,2}^{(k)} = \frac{\Omega_{1,2}}{1 - \beta \cos \Theta - \varepsilon^{(k)}(\omega_{1,2}^{(k)})}, \quad (5)$$

где $\Omega_{1,2} = \omega_0(1 \pm \beta n \cos \varphi')$; n — показатель преломления кристалла; φ' — угол распространения лазерной волны в кристалле. Угол Θ для дифрагированного излучения отсчитывается относительно угла Брэгга, определяемого из условия

$$\cos \Theta_{\text{Бр}} = \frac{\tau_1^2 - \tau_2^2}{\tau^2}. \quad (6)$$

Найдем угловое распределение для числа квантов, вылетевших в дифракционный пик:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\gamma}}{d\Omega} = \int \frac{W_{\gamma}}{\bar{n}\omega} \frac{d\omega}{\omega} = \frac{L}{2\pi\hbar cv_0} \left(\frac{e^2 p E_0 \beta_1}{mc\gamma\omega_0} \right)^2 & \left\{ \sum_i \sum_k \xi_{\tau}^{(k)2} (\omega_{i1}^{(k)}) \times \right. \\ \times \frac{\omega_{i1}^{(k)2}}{\Omega_1 \left(1 - \frac{\omega_{i1}^{(k)2}}{\Omega_1} \cdot \frac{\partial \varepsilon^{(k)}}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_{i1}^{(k)}} \right)} + q^2 \xi_{\tau}^{(k)2} (\omega_{i2}^{(k)}) & \frac{\omega_{i2}^{(k)2}}{\Omega_2 \left(1 - \frac{\omega_{i2}^{(k)2}}{\Omega_2} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_{i2}^{(k)}} \right)} \Big\} \times \\ \times \left(\frac{\tau_z \sin \Theta \sin \varphi + \tau_y \cos \Theta}{\tau_{\perp}} \right)^2, & \quad (7) \end{aligned}$$

где q и p — коэффициенты отражения и прохождения, определяемые формулами Френеля [3].

Для излучения вперед выражение аналогично (7) с заменой $\xi_{\tau}^{(k)} \rightarrow \xi_0^{(k)}$, $\beta_1 \rightarrow 1$, а угол отсчитывается относительно оси Oz .

Первый член в выражении (7) соответствует излучению электрона

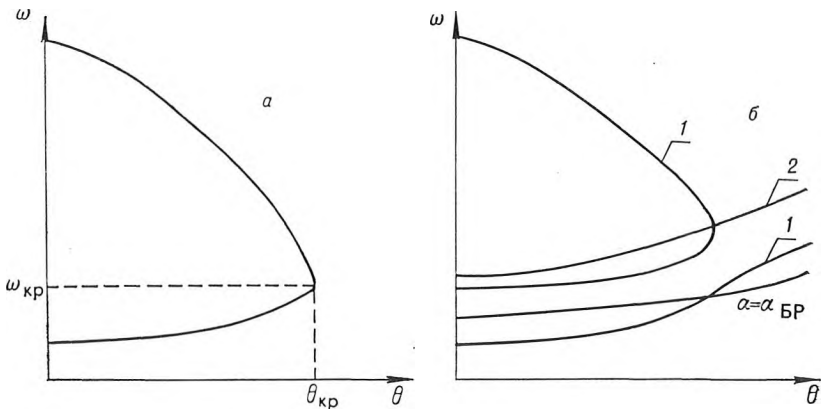


Рис. 1. Дисперсионные кривые рентгеновского излучения в кристалле без дифракции (а), с учетом дифракции (б):

1 — нормальная ветвь; 2 — ветвь аномального эффекта Доплера

под действием падающей волны и связан с нормальным эффектом Доплера, второй — излучению под действием зеркально отраженной в кристалле волны и связан с аномальным эффектом Доплера, который возможен вследствие того, что показатель преломления среды в условиях дифракции может быть больше 1.

На рис. 1, а показана дисперсионная кривая рентгеновского излучения осциллятора в преломляющей среде без учета дифракции. Известно [2], что, если показатель преломления зависит от частоты, в спектрально-угловом распределении излучения возникают две ветви. С увеличением угла Θ частота верхней ветви быстро уменьшается, а нижней медленно растет. При определенном угле $\Theta = \Theta_{кр}$ ветви соединяются, и далее излучение невозможно.

В условиях дифракции картина существенно изменяется. Дисперсионная кривая расщепляется (см. рис. 1, б).

Если кривая точных условий дифракции $\alpha = \alpha_{бр}$ проходит значительно выше точки $(\omega_{кр}, \Theta_{кр})$, дифракцию испытывает излучение верхней ветви. Угловое распределение дифракционного излучения имеет двугорбый вид с шириной пиков $\sim 10^{-4}$ рад и провалом между ними $\sim 10^{-6}$ рад. Если кривая $\alpha = \alpha_{бр}$ проходит вблизи точки $(\omega_{кр}, \Theta_{кр})$, как показано на рис. 1, б, дифрагировать будет излучение обеих ветвей. В угловом распределении излучения (рис. 2, кривая 1) первый пик уширяется до 10^{-3} рад. Если $\alpha = \alpha_{бр}$ лежит ниже точки $(\omega_{кр}, \Theta_{кр})$, пики сливаются.

Оценка числа рентгеновских квантов в направлении дифракции при толщине кристалла $L \sim 1$ см, энергии электрона 500 МэВ, напряженности поля в лазерной волне 10^7 В/см в угол 10^{-4} рад дает $N_\gamma \sim 10^{-12}$ квантов/частицу.

Отраженная в кристалле лазерная волна также может привести к возникновению рентгеновских квантов за счет аномального эффекта Доплера. Дисперсионная кривая и угловое распределение этого излучения приведены соответственно на рис. 1 и 2 (кривая 2). Ширина пика этого излучения $\sim 10^{-3}$ рад. Эффективность образования рентгеновских квантов за счет такого механизма по порядку величины может быть сравнима с нормальным эффектом Доплера. Относительный вклад этих двух механизмов в общее число квантов зависит от геометрии рассеяния лазерной волны на электроны. В случае падения лазерной волны вдоль движения электрона возможна ситуация, при которой аномальный эффект Доплера будет доминировать.

Таким образом, взаимодействие электрона со световой волной в кристалле может привести к возникновению дифрагированного рентгеновского излучения за счет и нормального, и аномального эффектов Доплера, причем спектрально-угловые распределения излучения различны. Поэтому в принципе представляется возможным разделение этих эффектов.

Авторы выражают благодарность В. Г. Барышевскому за внимание к работе и полезные замечания.

Список литературы

1. Барышевский В. Г. // Докл. АН БССР. 1971. Т. 15. № 4. С. 306.
2. Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск, 1982.
3. Ландсберг Г. С. Оптика. М., 1976.

Поступила в редакцию 08.02.87.

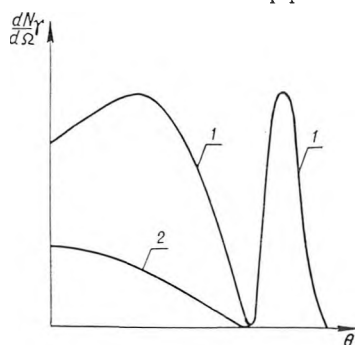


Рис. 2. Угловое распределение излучения электрона для нормального (1) и аномального (2) эффектов Доплера