

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

*Н.Ф.Шульга, В.В.Сыщенко*

*Харьковский физико-технический институт АН УССР  
310108, Харьков*

Поступила в редакцию 30 августа 1991 г.

Предсказывается поляризация в некогерентном излучении релятивистских частиц в кристалле. Установлено, что эффект зависит от знака заряда частицы и что его величина быстро растет с уменьшением угла между импульсом частицы и кристаллографической плоскостью. Показана возможность экспериментального обнаружения эффекта.

Сечение излучения релятивистских электронов в ориентированном кристалле распадается на сумму сечений когерентного и некогерентного излучения<sup>1</sup>. Этот результат получен в первом порядке теории возмущений по взаимодействию частицы с полем решетки. Анализ поправок к сечению когерентного излучения показал<sup>2</sup>, что эти поправки быстро растут с уменьшением угла  $\theta$  падения частицы на кристалл по отношению к кристаллическим плоскостям.

В настоящей работе найдена поправка к сечению некогерентного излучения релятивистских частиц в ориентированном кристалле, учитывающая вклад в излучение следующего порядка теории возмущений по взаимодействию частицы с полем кристалла. Показано, что эта поправка вносит определяющий вклад в поляризацию некогерентного излучения, что направление поляризации зависит от знака заряда частицы и что эффект быстро растет с уменьшением величины угла  $\theta$ . Без учета полученной поправки, как известно<sup>1</sup>, поляризация некогерентного излучения равна нулю. На основе рассматриваемого эффекта можно получать пучки поляризованных фотонов с энергиями  $\gamma$ -квантов, близкими к энергии излучающей частицы.

Процесс излучения релятивистского электрона в веществе развивается в большой, быстро растущей с энергией, пространственной области вдоль импульса частицы<sup>1</sup>. Если в пределах этой области электрон сталкивается с большим числом атомов кристалла, то эффективная константа его взаимодействия с этими атомами решетки может быть большой по сравнению с единицей и можно воспользоваться квазиклассическим приближением для описания излучения электрона в кристалле<sup>3</sup>. При этом в дипольном приближении сечение излучения фотона с энергией  $\omega$ , импульсом  $\vec{k}$  и поляризацией  $\vec{e}$  имеет вид

$$d\sigma = \frac{e^2 \omega d\omega}{4\pi^2} \frac{\epsilon}{\epsilon'} \int \frac{d^2 \rho_0 d\omega}{(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})^2} \left\{ \left| \vec{e} \cdot \vec{W} + \vec{e} \cdot \vec{v} \frac{\vec{k} \cdot \vec{W}}{\omega - kv} \right|^2 + \vec{e}^2 |\vec{W}|^2 \frac{\omega^2}{4\epsilon\epsilon'} \right\}, \quad (1)$$

где  $d\omega$  - элемент телесного угла в направлении  $\vec{k}$ ,  $\vec{v}$  - начальная скорость электрона,  $\epsilon$  - его энергия,  $\epsilon' = \epsilon - \omega$ ,  $\vec{W} = \int_{-\infty}^{\infty} dt \vec{v}_{\perp}(t) \exp[i \frac{\epsilon}{\epsilon'} (\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) t]$  - фурье-компонента ускорения,  $\vec{v}_{\perp}(t)$  - ортогональная  $\vec{v}$  составляющая вектора скорости частицы в кристалле и  $\rho_0$  - прицельный параметр.

Рассмотрим линейную поляризацию излучения при движении электрона в кристалле под малым углом  $\theta$  к одной из кристаллографических плоскостей (плоскости  $(y, z)$ ). Эта величина определяется соотношением <sup>1</sup>

$$P = \frac{d\sigma_1 - d\sigma_2}{d\sigma_1 + d\sigma_2}, \quad (2)$$

где  $d\sigma_1$  и  $d\sigma_2$  сечения излучения фотона с векторами поляризации  $\vec{e}_1 = \vec{k} \times \vec{e}_x / |\vec{k} \times \vec{e}_x|$  и  $\vec{e}_2 = \vec{k} \times \vec{e}_1 / \omega$ , и  $\vec{e}_x$  - единичный вектор вдоль оси  $x$ , ортогональной плоскости  $(y, z)$ . Учитывая малость углов излучения релятивистской частицы, легко показать, что

$$P = \frac{1}{2} \frac{|W_y|^2 - |W_x|^2}{|W_y|^2 + |W_x|^2}, \quad (3)$$

где  $W_{y,x}$  - составляющие вектора  $\vec{W}$  вдоль осей  $y$  и  $x$ .

В рассматриваемом нами случае, когда длина формирования излучения  $l_c = 2\epsilon\epsilon'/m^2\omega$  велика по сравнению с постоянной решетки  $a$ , при вычислении  $\vec{W}$  можно считать, что скорость электрона при столкновении с каждым атомом изменяется скачком, так что

$$\vec{W} \approx \sum_n \vec{\vartheta}_n \exp \left[ i \frac{\epsilon}{\epsilon'} (\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) t_n \right], \quad (4)$$

где  $\vec{\vartheta}_n$  - угол рассеяния при столкновении с  $n$ -тым атомом и  $t_n$  - момент времени, когда произошло столкновение.

Используя далее преобразования, примененные в работе <sup>4</sup>, получим после усреднения по тепловым колебаниям атомов в решетке следующие выражения для входящих в (3) величин

$$\int d^2\rho_0 |W_{x,y}|^2 = F_{x,y}^{(n)} + F_{x,y}^{(\text{coh})}, \quad (5)$$

где  $F_{x,y}^{(n)}$  и  $F_{x,y}^{(\text{coh})}$  - некогерентная и когерентная составляющие интересующей нас величины. Мы будем интересоваться в дальнейшем излучением в области больших частот, в которой основной вклад в излучение вносит слагаемое  $F^{(n)}$ . (Слагаемым  $F^{(\text{coh})}$  в (5) можно пренебречь, если выполняется условие  $l_c \ll a/\theta$ .) Это слагаемое имеет следующий вид

$$F_{x,y}^{(n)} = \frac{1}{16\pi^4\epsilon^2} \frac{1}{a_y a_z} \int dy dt \int d^2g d^2g' \vec{g}_{x,y} \cdot \vec{g}_{x,y}' U(\vec{g}) U(\vec{g}') \times \\ \times [e^{-\frac{1}{2}u^2(\vec{g}-\vec{g}')^2} - e^{-\frac{1}{2}u^2(\vec{g}+\vec{g}')^2}] e^{-i(\vec{g}-\vec{g}') \cdot \vec{\rho}(t)}, \quad (6)$$

где  $a_y$  и  $a_z$  - постоянные решетки вдоль осей  $y$  и  $z$ ,  $U(\vec{g})$  - фурье-компонента потенциала отдельного атома решетки при  $g_x = 0$ ,  $u^2$  - среднее значение квадрата тепловых колебаний атомов в кристалле и  $\vec{\rho}(t)$  - траектория частицы в непрерывном потенциале  $U_p(x)$  кристаллографических плоскостей  $(y, z)$ .

Входящая в (6) траектория  $\vec{\rho}(t)$  определяется уравнением <sup>5</sup>

$$\epsilon \ddot{\vec{\rho}} = -\vec{\nabla} U_p(x). \quad (7)$$

При выполнении условия  $\epsilon_{\perp} = \frac{1}{2}\epsilon\theta^2 \gg |U_p|$  траектория частицы в поле  $U_p(x)$  близка к прямолинейной. Сохраняя первый член разложения траектории по потенциалу  $U_p(x)$ , получим

$$\vec{p}(t) = y\vec{e}_y + \theta t\vec{e}_x - \vec{e}_x \frac{1}{c} \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} dt'' \frac{\partial}{\partial x} U_p(x)|_{x=\theta t''}, \quad (8)$$

где  $y$  - прицельный параметр,  $\vec{e}_y$  и  $\vec{e}_x$  - единичные векторы вдоль осей  $y$  и  $x$ .

Подставляя (8) в (6), получим поляризацию излучения с учетом малого отклонения траектории частицы от прямолинейной в поле  $U_p(x)$ . Если в (6) пренебречь слагаемым, пропорциональным  $U_p(x)$ , то придем к известному результату  $P = 0$  <sup>1</sup>.

Выделяя в (2) размерные величины находим, что в первом приближении по  $U_p(x)$

$$P = \pm \frac{\theta_p^2}{\theta^2} \eta, \quad (9)$$

где знаки (+) и (-) относятся к позитронам и электронам,  $\theta_p = \sqrt{2|U_p|_{\max}/\epsilon}$  - критический угол плоскостного каналирования <sup>5</sup> и  $\eta$  - численный коэффициент порядка единицы. Отметим, что входящий в (6) интеграл по  $g$  расходится в области больших значений  $g$ . Эта расходимость обусловлена использованием дипольного приближения для описания излучения, которым можно пользоваться для значений  $g \lesssim mc$ . С учетом данного ограничения находим, что для экранированного потенциала Кулона с логарифмической точностью  $\eta \approx 1/3$ .

Таким образом, учет поправки к сечению некогерентного излучения релятивистских частиц в кристалле приводит к отличной от нуля линейной поляризации излучения. Возникновение этой поляризации обусловлено асимметрией движения частицы в непрерывном потенциале  $U_p(x)$  кристаллографических плоскостей.

Формула (9) показывает, что поляризация излучения зависит от знака заряда частицы, причем для электронов вектор поляризации лежит в плоскости  $(y, z)$ , тогда как для позитронов он перпендикулярен этой плоскости. С уменьшением  $\theta$  величина  $P$  быстро растет. При  $\theta \sim \theta_p$  необходим более точный учет искривления траектории частицы в поле  $U_p(x)$ .

Приведенные оценки показывают, что величина рассматриваемого эффекта вполне достаточна для его экспериментального обнаружения. Эффект можно наблюдать при энергиях излучающих частиц и в области частот излученных фотонов, в которых слагаемое, описывающее некогерентный эффект, вносит определяющий вклад в излучение.

- 
1. Тер-Микаелян М.Л., Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1969.
  2. Ахизезер А.И., Фомин П.И., Шульга Н.Ф., Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 713.
  3. Байер В.Н., Катков В.М., Фадин В.С., Излучение релятивистских электронов. М.: Атомиздат, 1973.
  4. Мальшевский В.С., Трутень В.И., Шульга Н.Ф., ЖЭТФ, 1987, 93, 570.
  5. Линдхард Й., УФН, 1969, 99, 249.