

02; 11

© 1991

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.А. Андриянчик, В.Г. Барышевский,  
А.Н. Каминский

Поверхностное параметрическое (квазичеренковское) излучение возникает при равномерном движении заряженной частицы над поверхностью пространственно-периодической среды [1, 2]. В настоящей работе показано, что в отличие от параметрического излучения в объеме кристалла, поверхностное параметрическое рентгеновское излучение (ППРИ) может быть в значительной степени циркулярно поляризовано. Это позволяет получать пучки рентгеновских квантов с круговой поляризацией.

Рассмотрим излучение релятивистской заряженной частицы, например, электрона, прлетающего через полубесконечный кристалл под небольшим углом  $\theta_0 \ll 1$  к его поверхности. Пусть один из векторов обратной решетки кристалла  $2\pi\vec{\tau}$  составляет малый угол  $\xi < |\chi|^{1/2}$  ( $\chi_0$  - диэлектрическая восприимчивость среды) с этой поверхностью и произвольный угол с касательной составляющей вектора скорости электрона. Спектрально-угловое распределение для числа вылетевших квантов имеет вид [3]:

$$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^2} \sum_s \left| \int \vec{\sigma} \vec{E}_{ks}^{(-)*}(\vec{r}(t), \omega) e^{i\omega t} dt \right|^2, \quad (1)$$

где  $s=1, 2$  - индекс поляризации;  $e$  - заряд,  $\vec{\sigma}$  - скорость,  $\vec{r}(t)$  - траектория электрона;  $\vec{E}_{ks}^{(-)*}(\vec{r}, \omega)$  связаны с решением однородных уравнений Максвелла  $\vec{E}_{ks}^{(+)}(\vec{r}, \omega)$ , описывающих дифракцию фотона на поверхности кристалла, соотношением  $\vec{E}_{ks}^{(+)*} = \vec{E}_{-ks}^{(-)}$ .

В [1, 2] показано, что при малых углах падения  $\theta_0 \ll \gamma^{-1}$ , где  $\gamma$  - Лоренц-фактор частицы, основной вклад в (1) вносит ППРИ, угловое распределение которого описывается следующим выражением

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{e^2 L_z(\omega_\tau) \omega_\tau}{4\pi \hbar c^3 \sigma (1 - \vec{n}_t \vec{\sigma}/c)} \sum_s |\vec{\sigma} \vec{B}_s(\omega_\tau)|^2, \quad (2)$$

где  $\omega_\tau = |2\pi\vec{\tau}\vec{\sigma}(1 - \vec{n}_t \vec{\sigma}/c)|$  - частота излучения,  $L_z = |Im k_{zz} \theta_0|^{-1}$  - когерентная длина излучения электрона по пути в вакууме до пере-

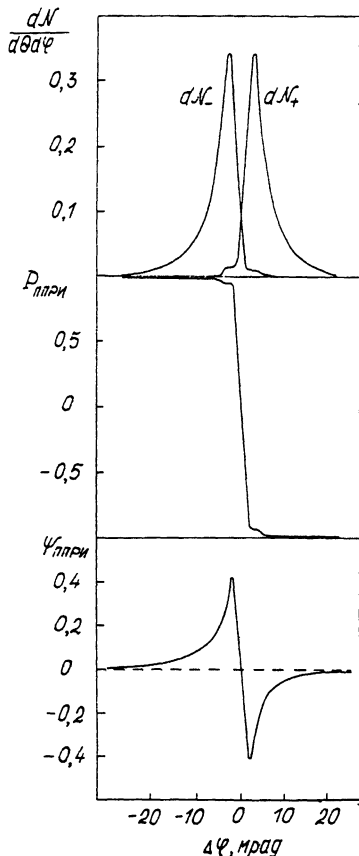
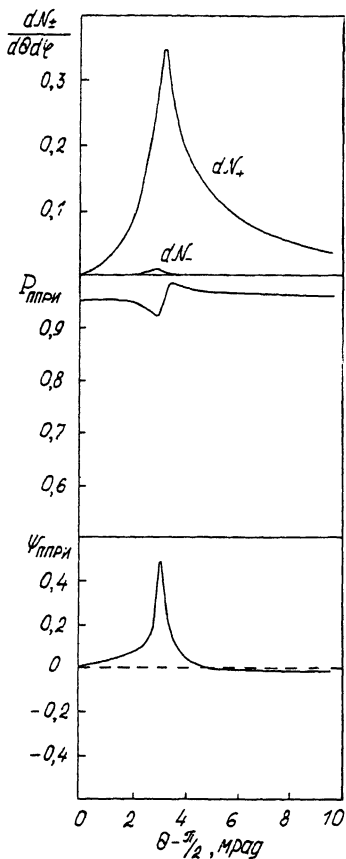


Рис. 1. Зависимости по  $\theta$  (а) и  $\varphi$  (б) дифференциального числа квантов ППРИ с правой  $dN_+$  и левой  $dN_-$  круговыми поляризациями, степени круговой поляризации  $P_{\text{ППРИ}}$  и угла  $\psi_{\text{ППРИ}}$  между большей осью эллипса поляризации и нормалью к поверхности кристалла для рефлекса  $(\bar{2}20)$  монокристалла  $Ge$  при энергии электрона  $E=500$  МэВ,  $\theta_0=10^{-5}$  рад и  $2\varphi_{BR}=30^\circ$ .

сечения поверхности кристалла,  $k_{xz} = \frac{\omega}{c} (\cos^2\theta - \alpha)^{1/2}$ , угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$ , направленной вглубь среды,  $\alpha$  - параметр, характеризующий отклонение от точного условия Брэгга,  $\vec{n}_z$  - параллельная поверхности компонента единичного вектора в направлении  $\vec{k}$ . Явный вид поля  $\vec{B}_s$  для каждой из собственных поляризаций ( $s = \sigma, \pi$ ) найден в [4]. Распределение (2) имеет максимум вблизи удвоенного угла Брэгга, где величина  $\alpha \ll |\chi_0|$ ,

т.е. излучение распространяется под большим углом к скорости электрона.

Как известно, поляризация плоской однородной волны в вакууме определяется суперпозицией двух независимых (в общем случае эллиптических) поляризаций  $\vec{e}_j$  ( $j=1, 2$ ), удовлетворяющих условию ортогональности, т.е.  $(\vec{e}_j | \vec{k}) = 0$ ,  $(\vec{e}_1, \vec{e}_2^*) = 0$ . Таким образом, поле ППРИ в вакууме может быть представлено в виде:  $\vec{E}_{\text{ппри}}(\vec{r}, \omega) = \sum_{j=1}^2 \vec{e}_j E_j(\vec{r}, \omega)$ . Компоненты поля  $E_j(\vec{r}, \omega)$  на больших расстояниях от кристалла имеют следующий вид [3]:

$$E_j(\vec{r}, \omega) = \frac{e^{ikr}}{r} \frac{i\omega}{c^2} \int \vec{E}_{kj}^{s(-)*}(\vec{r}', \omega) \vec{j}(\vec{r}', \omega) d^3r', \quad (3)$$

где  $\vec{j}(\vec{r}', \omega)$  - фурье-образ тока, созданного заряженной частицей. Пользуясь произвольностью базиса  $\vec{e}_j$ , выберем  $\vec{e}_{1,2}$  так, чтобы выполнялось условие

$$E_1(\vec{r}, \omega) = 0. \quad (4)$$

Тогда поляризация ППРИ, очевидно, будет определяться вектором  $\vec{e}_2$  ( $\vec{e}_{\text{ппри}} \equiv \vec{e}_2$ ). Раскладывая  $\vec{e}_1$  по собственным поляризациям задачи дифракции [5]  $\vec{e}_1 = q_0 \vec{e}_0 + q_x \vec{e}_x$  условие (4) будет иметь вид

$$\sum_{s=0} q_s (\vec{B}_s | \vec{v}) = 0, \quad (5)$$

где  $q_s$  связаны с параметрами эллипса поляризации следующим образом:

$$q_0 = a \cos \psi + ib \sin \psi, \quad q_x = a \sin \psi - ib \cos \psi, \quad (6)$$

$a$  и  $b$  полуоси эллипса,  $\psi$  - угол между полуосью  $a$  и нормалью к поверхности пластины. Пусть, например,  $a$  - большая полуось эллипса поляризации. Введем параметр  $\delta = b/a$ . Тогда для волны с нулевой амплитудой имеем:

$$\delta_1 = \frac{1}{2F} (1 - (1 - 4F^2)^{1/2}), \quad \psi_1 = \arctg \left( \frac{\delta_1 \text{Re} G_0 + \text{Im} G}{\text{Im} G_0 - \delta_1 \text{Re} G_x} \right), \quad (7)$$

где  $F = \text{Im}(G_0 G_x) (|G_0|^2 + |G_x|^2)^{-1}$ ,  $G_s = (\vec{B}_s | \vec{v})$ . Из условия  $(\vec{e}_1, \vec{e}_2^*) = 0$   $\text{ппри}$  следует

$$\delta_{\text{ппри}} = -\delta_1, \quad \psi_{\text{ппри}} = \psi_1 \pm \frac{\pi}{2}, \quad |\psi_{\text{ппри}}| \leq \frac{\pi}{2}. \quad (8)$$

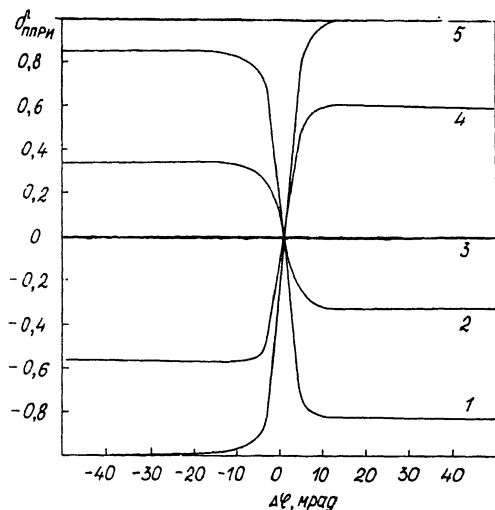


Рис. 2. Зависимость отношения осей эллипса поляризации  $\delta_{\text{ППРИ}}$  от расстройки  $\Delta\varphi$  относительно точного направления Брэгга для ППРИ на плоскостях  $(\bar{2}20)$  кристалла  $\text{Ge}$  при различных ориентациях скорости электрона и направления  $\langle 100 \rangle$  (кривая 1 -  $2\varphi_{BR} = 30^\circ$ , 2 -  $2\varphi_{BR} = 70^\circ$ , 3 -  $2\varphi_{BR} = 90^\circ$ , 4 -  $2\varphi_{BR} = 120^\circ$ , 5 -  $2\varphi_{BR} = 180^\circ$ ).

Степень круговой поляризации ППРИ есть

$$\rho_{\text{ППРИ}} = 2\delta_{\text{ППРИ}} (1 + \delta_{\text{ППРИ}}^2)^{-1/2}. \quad (9)$$

Выбирая в качестве  $\vec{e}_j$  независимые правую и левую циркулярные поляризации, можно найти угловое распределение ППРИ отдельно для каждой из них:

$$\frac{dN_{\pm}}{d\Omega} = \frac{e^2 L_{\tau}(\omega_{\tau}) \omega_{\tau}}{8\pi \hbar c^3 \nu (1 - \bar{n}_{\pm} \nu / c)} |\vec{\nu}(\vec{B}_{\delta} \pm i\vec{B}_{\pi})|^2. \quad (10)$$

Степень круговой поляризации ППРИ также может быть записана через величины (10):

$$\rho_{\text{ППРИ}} = \frac{dN_{+} - dN_{-}}{dN_{+} + dN_{-}}, \quad (11)$$

которая, естественно, будет совпадать со значением, найденным по формуле (9). Кроме того, можно рассматривать интегральную степень поляризации пучка ППРИ:

$$P_{\text{инт}} = \frac{\Delta N_+ - \Delta N_-}{\Delta N_+ + \Delta N_-}, \quad (12)$$

где  $\Delta N_{\pm}$  — интегральное число квантов в некотором телесном угле

На рис. 1, а, б приведены угловые распределения числа квантов ППРИ независимых циркулярных поляризаций  $\frac{dN_{\pm}}{d\theta d\varphi}$  и поляризационные характеристики  $P_{\text{ппри}}$  и  $\chi_{\text{ппри}}$  относительно углов  $\theta$  и  $\varphi$  для кристалла *Ge* при  $2\varphi_{BR} = 30^\circ$  (угол  $\varphi$  отсчитывается от направления удвоенного угла Брэгга). Тонкая структура отдельного рефлекса ППРИ состоит из двух симметричных по  $\varphi$  пиков с достаточно высокой степенью круговой поляризации ( $P_{\text{ппри}} \cong 0.98$ ) и с противоположным направлением вращения вектора электрического поля волны в них. Из этого следует, что интегральная степень поляризации пучка ППРИ сильно зависит от угла интегрирования и изменяется от нуля при большой угловой ширине детектора до своего максимального дифференциального значения, определяемого выражением (9), при стремлении угла интегрирования к нулю. Большая ось эллипса поляризации ППРИ образует малый угол с нормалью к поверхности кристалла. Это объясняется большей амплитудой  $\epsilon$ -компоненты волны. При угле вылета квантов  $\varphi \cong 2\varphi_{BR} = 90^\circ$   $\pi$ -компонента поля равна нулю и ППРИ имеет линейную поляризацию.

На рис. 2 представлен ряд зависимостей величин  $\delta_{\text{ппри}}$  от угла вылета квантов при различных ориентациях скорости частицы и направления  $\langle 100 \rangle$  кристалла германия. Максимальное значение отношения осей эллипса поляризации для данного угла  $2\varphi_{BR}$  определяется зависимостью  $\delta_{\text{ппри}} \sim \cos 2\varphi_{BR}$ . При переходе через точку  $2\varphi_{BR} = 90^\circ$  величина  $\delta_{\text{ппри}}$  изменяет свой знак. Наибольшую степень круговой поляризации ППРИ имеет при  $2\varphi_{BR} = 180^\circ$ , т.е. при излучении назад, и при  $2\varphi_{BR}$ , стремящихся к нулю.

Таким образом, в зависимости от ориентации кристаллической пластины относительно пучка электронов кванты ППРИ могут иметь любую заданную поляризацию от линейной (степень циркулярной поляризации  $P_{\text{ппри}} = 0$ ) до круговой ( $P_{\text{ппри}} = 1$ ).

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Барышевский В.Г. // ДАН СССР. 1988. Т. 299. № 6. С. 1363-1366.  
 [2] Andriyanchik A.A., Dubovskaya I.Ya., Kaminsky A.N. // J. Phys.: Condens. Matter. 1991. V. 3. P. 5579-5586.

- [3] Барышевский В.Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск: БГУ. 1983. 256 с.
- [4] Барышевский В.Г. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. В. 3. С. 112-115.
- [5] Андриянчик А.А., Барышевский В.Г., Дубовская И.Я., Каминский А.Н. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 10. С. 73-77.

Поступило в Редакцию  
4 декабря 1991 г.