

## УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ 900 МэВ ЭЛЕКТРОНОВ, КАНАЛИРОВАННЫХ В АЛМАЗЕ И КРЕМНИИ

*Ю.Н.Адищев, П.С.Ананьин, С.А.Воробьев,  
В.Н.Забавин, Б.Н.Калинин, В.В.Каплин,  
А.П.Потылицын, В.К.Томчаков, Е.И.Розум*

Впервые измерены угловые распределения интенсивного  $\gamma$ -излучения 900 МэВ электронов, каналируемых в кристаллах алмаза и кремния. С помощью установленного свойства резкой направленности излучения обнаружен эффект поворота изогнутым кристаллом пучка частиц относительно первоначального направления — предсказанный Э.Н.Цыгановым.

В последнее время большое внимание привлекает интенсивное электромагнитное излучение, возникающее при каналировании ультрарелятивистских электронов в кристаллах. Согласно [1 — 3], это новое физическое явление электромагнитного излучения в широкой области спектра, от оптического диапазона до  $\gamma$ -квантов, обусловлено радиационными переходами между энергетическими уровнями (зонами) поперечного движения быстрых электронов. Теоретическая модель [4], подобная ондуляторной, хотя и позволяет получить некоторые характеристики этого излучения, не отражает всей сути физического процесса, являющегося, вообще говоря, чисто квантовым эффектом. Позднее это было также учтено [5]. В настоящей работе впервые измерены угловые распределения  $\gamma$ -излучения электронов с энергией 900 МэВ, проходящих через монокристаллы алмаза и кремния в режиме осевого каналирования. Эти результаты необходимы для создания на основе эффекта каналирования нового источника мощного  $\gamma$ -излучения для целей экспериментальной ядерной физики и радиационной технологии.

Измерения проводили в внутреннем электронном пучке Томского синхротрона для монокристалла алмаза толщиной 0,35 и 0,4 мм кремния. Расходимость пучка на мишени около  $2 \times 2$  мм<sup>2</sup>. Совмещение кристаллографических осей  $\langle 110 \rangle$  алмаза и  $\langle 111 \rangle$  кремния с направлением электронного пучка проводились по максимуму полного потока энергии  $\gamma$ -излучения [6]. Кристалл ориентировали в двух взаимно перпендикулярных плоскостях с точностью до 0,05 мрад. В эксперименте измеряли двумерное распределение точек влета  $\gamma$ -квантов ( $x$ ,  $y$ ) в искровую камеру (ИК), расположенную на прямом  $\gamma$ -пучке. Однозачерная ИК с рабочим объемом  $160 \times 160 \times 20$  мм<sup>3</sup> имела проволочные электроды с шагом намотки 1,5 мм и временем памяти 3,5 мсек. Съём информации осуществляли оптическим методом. Для конверсии  $\gamma$ -квантов в  $e^+e^-$ -пары использовали 1 мм свинцовый конвертор, расположенный вплотную к электроду ИК. Селекцию  $\gamma$ -квантов, обусловленных излучением при каналировании, от обычных тормозных фото-

нов произволили с помощью Na I(Tl) спектрометра, расположенного непосредственно после ИК. Монокристалл Na I (Tl) размером  $\varnothing 200 \times 200 \text{ мм}^2$  регистрировал суммарную энергию частиц  $e^+e^-$ -пары, которая практически совпадает с энергией фотона образовавшего эту пару. Для запуска ИК сигнал со спектрометра подавали на дифференциальный дискриминатор, "окно" которого выбирали в соответствии с исследуемым энергетическим интервалом. Энергетическое разрешение спектрометра было до 10%, область линейности до 130 МэВ. Измерения проводили при токе электронов  $10^4 + 10^5$  частиц/цикл. Перед ИК был установлен сцинтилляционный счетчик для запрета запусков от фоновых частиц.

Измерения показали, что при осевом каналировании электронов с энергией  $E = 900 \text{ МэВ}$  в алмазе спектр интенсивности имеет максимум с энергией фотонов около  $\omega_0 = 16 \text{ МэВ}$ , а в кремнии меньше  $\omega_0 = 12 \text{ МэВ}$ . Для энергии  $\gamma$ -квантов  $\omega > 50 \text{ МэВ}$  спектр приближается к спектру Шиффа тормозного излучения. Поэтому угловые распределения измеряли отдельно для  $\gamma$ -квантов из области максимума спектра и  $\omega > 50 \text{ МэВ}$ .

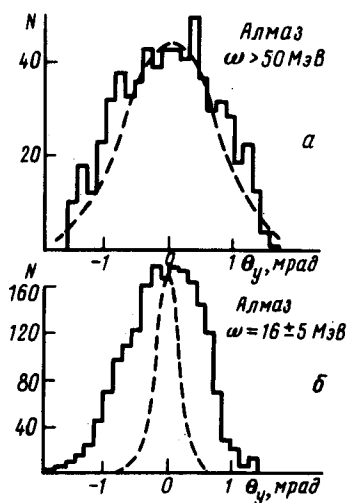


Рис. 1. Угловые распределения  $\gamma$ -излучения электронов в кристалле  $\langle 110 \rangle$  алмаза с энергией  $\omega > 50 \text{ МэВ}$  (а),  $\omega = 16 \pm 5 \text{ МэВ}$  (б). Штриховые линии — результаты расчетов. Толщина алмаза  $0,35 \text{ мм}$

На рис. 1 приведены гистограммы угловых распределений для монокристалла алмаза. В эксперименте измеряли проекционные углы вылета  $\gamma$ -квантов  $\theta_x, \theta_y$  — в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Как видно, распределение высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов существенно шире, нежели  $\gamma$ -квантов с энергией  $\omega = 16 \pm 5 \text{ МэВ}$ , излучение которых обусловлено, в основном, каналированием электронов. Распределение в горизонтальной плоскости полностью идентично приведенному.

На рис. 1,а штриховой линией показан результат расчета углового распределения  $\gamma$ -квантов тормозного излучения электронов  $E = 900 \text{ МэВ}$

с первичной расходимостью  $0,3$  мрад, проходящих через мишень толщиной  $2,8 \cdot 10^{-3}$  рад. ед. длины, проведенный согласно [7]. Хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными, по-видимому, подтверждает, что высокоэнергетическая часть спектра  $\gamma$ -излучения обусловлена обычным тормозным излучением. На рис. 1,б для сравнения штриховой линией показано угловое распределение  $\gamma$ -квантов, полученное в рамках простой квази-ондуляторной модели в дипольном приближении. Заметное расхождение с экспериментальными данными можно частично устранить, учитывая недипольность излучения за счет определенного релятивизма поперечного движения каналируемых электронов, так как  $k_{\perp} = \gamma \psi_c = 0,69$  (где  $\psi_c = 0,38$  мрад – угол каналирования,  $\gamma$  – релятивистский фактор). Например, для спирального ондулятора [8] гармоники в излучении выше первой при критерии дипольности  $k_{\perp} = 0,72$  составляют до 40% от общей интенсивности излучения и на 60% уширяют угловое распределение по полуширине так как их вклад максимален при  $\theta \geq 0,5 \gamma^{-1} = 0,27$  мрад. Отметим также, что в формировании картины излучения при каналировании значительный вклад могут внести электроны, движущиеся в режиме надбарьерного движения [1, 9], для которых существенно угловое распределение падающего на кристалл пучка электронов. Регистрируя относительно мягкие фотоны каналированной части излучения, мы, возможно, получаем более широкое угловое распределение, так как мягким фотонам соответствуют большие углы вылета. На рис. 2 и рис. 3 штриховой линией показаны гистограммы угловых распределений для кремния, из которых также следует, что угловое распределение высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов значительно шире, чем  $\gamma$ -квантов излучаемых каналируемыми электронами.

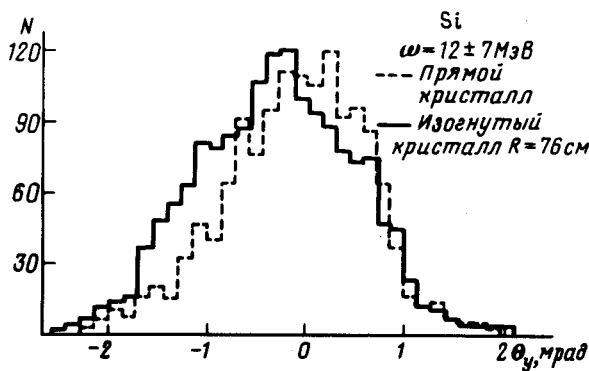


Рис. 2. Угловые распределения  $\gamma$ -излучения электронов в кристалле  $\langle 111 \rangle$  кремния с энергией  $\omega = 12 \pm 7$  МэВ. Толщина кремния 0,4 мм. Штриховая линия – прямой кристалл, сплошная линия – кристалл изогнут с радиусом  $R = 76$  см

Свойство направленности излучения при каналировании мы использовали для обнаружения нового физического эффекта – поворота пучка релятивистских электронов изогнутым кристаллом, предсказанного для положительных частиц Э.Н. Цыгановым [10]. В случае осевого каналирования электронов в изогнутом кристалле электроны будут следовать изогнутым атомным цепочкам [11], но поскольку электрон может излучать фотоны с любого участка траектории, то угловое распределение  $\gamma$ -излучения будет "размазанным" в сторону поворота пучка. Кроме того, при движении электронов в изогнутом кристалле сильно вли-

яние деканалирования [12], что также приводит к размыванию углового распределения излучения, являющегося таким образом критерием эффекта поворота пучка. Изгибание пластины кремния (кристаллографическая ось которой  $\langle 111 \rangle$  составляла угол  $37^\circ$  с нормалью плоскости кристалла) осуществляли с помощью специального устройства, расположенного непосредственно в гониометре. Выбранный радиус изгиба  $R = 76$  см соответствовал максимальному углу поворота пучка электронов  $\theta_b \approx 0,5$  мрад. На рис. 2 приведена гистограмма углового распределения для  $\gamma$ -квантов  $\omega = 12 \pm 7$  МэВ, соответствующая изогнутому кристаллу, в сравнении с прямым кристаллом. Наблюдается, как и ожидалось, размывание углового распределения — левый склон распределения уширяется примерно на  $0,3$  мрад, что указывает на увеличение части электронов изогнутой решеткой и, как следствие, поворот каналированного пучка относительно первоначального направления. На рис. 3 аналогичная гистограмма приведена для высокоэнергетических фотонов. Заметного уширения не наблюдается (что может объясняться большим вкладом излучения деканалированных электронов), однако центр распределения смещается на  $0,15$  мрад, что также свидетельствует о повороте пучка. Обнаруженный эффект поворота может быть перспективен для техники управления пучками заряженных частиц. К тому же, из-за узкой направленности излучения при каналировании, управляя движением пучка частиц путем деформирования кристалла в виде "кристаллической линзы", можно фокусировать и управлять получаемым  $\gamma$ -излучением.

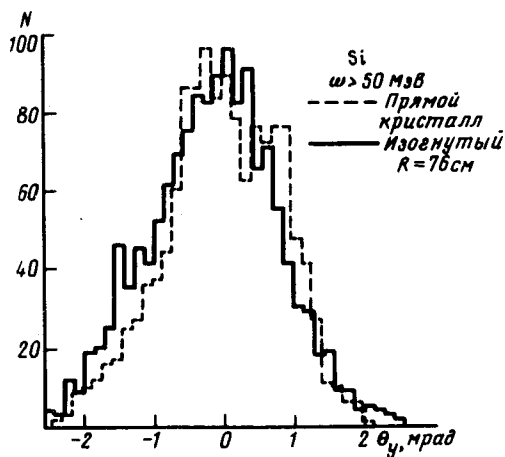


Рис. 3. Угловые распределения  $\gamma$ -излучения электронов в кристалле  $\langle 111 \rangle$  кремния с энергией  $\omega > 50$  МэВ. Толщина кремния  $0,4$  мм. Штриховая линия — прямой кристалл, сплошная линия — кристалл изогнут с радиусом  $R = 76$  см

В заключение отметим, что заряженная частица, движущаяся в усредненном поле кристаллических плоскостей или цепочек способна излучать не только электромагнитные кванты, а также и другие элементарные частицы. Например, если напряженность кристаллического поля составляет величину около  $\mathcal{E} = 2m_0^2 c^3 / e\hbar\gamma$ , то на расстоянии  $\hbar/mc$  оно произведет работу над релятивистской частицей  $2m_0 c^2$ . При средней напряженности поля, управляющего движением каналированных

частиц,  $\langle \epsilon \rangle = Ze^2/4 = (50 + 100) \text{ В/Å}$ , например, электроны могут порождать электрон-позитронные пары уже при энергии  $E_{\text{гр}} \sim \sim 2m_0^3 c^5 \langle \epsilon \rangle^{-1}/e\hbar \sim 1 \text{ ГэВ}$ . Для таких частиц также будет характерна узкая направленность угловых распределений выхода, что представляет практический интерес. Пучками рождаемых частиц возможно эффективно управлять путем упругого изгиба кристаллической мишени. При достаточно высокой энергии каналированных электронов,  $E > > 5 \div 10 \text{ ГэВ}$ , эти эффекты могут быть обнаружены экспериментально.

Авторы выражают признательность А.Ф.Тулинову, М.И.Рязанову, В.Г.Барышевскому, Н.П.Калашникову, В.Л.Инденбому за внимание к работе и С.П.Капице за стимулирующие замечания.

Научно-исследовательский  
институт ядерной физики  
Томского  
политехнического института  
им. С.М.Кирова

Поступила в редакцию  
15 августа 1979 г.

### Литература

- [1] Н.П.Калашников, Э.А.Коптелов, М.И.Рязанов. ФТТ, 14, 1211, 1972.
- [2] А.А.Vorobiev, V.V.Kaplin, S.A.Vorobiev. Nucl. Instrum. Meth., 127, 265, 1975.
- [3] В.Г.Барышевский, И.Я.Дубовская. ДАН СССР, 231, 1335, 1976.
- [4] М.А.Кумахов. Phys. Lett., 57, 17, 1976.
- [5] М.А.Кумахов. ЖЭТФ, 72, 1489, 1977.
- [6] С.А.Воробьев, Б.Н.Калинин, В.В.Каплин, А.П.Потылицын. Известия высш. уч. зав., сер., Физика, №11, 117, 1978.
- [7] S.Suzuki et al. Nucl. Instrum. Meth., 111, 39, 1973.
- [8] Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. Труды ФИАН СССР, 80, 100, 1975.
- [9] В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. Препринт ИЯФ 79-7, 1979.
- [10] Е.Н.Тsyganov. Fermilab TM-682, 684, 1976.
- [11] В.В.Каплин, С.А.Воробьев. Письма в ЖТФ, 4, 196, 1978.
- [12] А.М.Таратин, Э.Н.Цыганов, С.А.Воробьев. Письма в ЖТФ, 4, 947, 1978.