

КФТИ

ХФТИ 89-55

**Харьковский**  
ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции  
**физико-технический институт АН УССР**

*А. В. Шпанин, В. М. Пристава, М. А. Хижняк*

**ТОНКАЯ СТРУКТУРА**

**ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕЛЕНГОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ**

*Монография*

Москва-ЦНИИАтоминформ-1989

УДК 539.12.04

ШАГИН А.В., ПРИСТУПА В.И., ХИЖНЯК Н.А. Тонкая структура параметрического рентгеновского излучения релятивистских электронов в кристалле: Препринт ХФТИ 89-55. - Харьков: ХФТИ АН УССР, 1989. - 6 с.

Рассмотрены результаты экспериментального исследования спектрально-угловых характеристик параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) электронов  $E_e = 25$  МэВ в тонком монокристалле кремния. Измерения проводились в геометрии, соответствующей случаю Лауэ, с помощью  $S\dot{\epsilon}(L\dot{\epsilon})$  рентгеновского детектора, угловая апертура которого существенно меньше характерного размера угловой структуры ПРИ. Экспериментальные данные сопоставляются с результатами теоретических расчетов. Сравнение измеренной ориентационной зависимости энергии ПРИ и расчета энергии когерентного излучения позволяет сделать вывод о когерентности регистрируемого излучения и малости вклада в спектры дифрагировавшего в кристалле тормозного излучения. Измеренная ширина спектральной линии ПРИ согласуется с расчетом по формуле, в которой учитывается реальный интервал угла регистрации излучения детектором. Рассмотрен эффект ряда для ПРИ, аналогичный известному эффекту ряда для когерентного тормозного излучения. Форма измеренной ориентационной зависимости интенсивности ПРИ согласуется с расчетом интенсивности по кинематической теории ПРИ.

Рис.3, список лит. - 14 назв.

Исследуются следующие свойства параметрического рентгеновского излучения (ПРИ): когерентность ПРИ, эффект ряда для ПРИ, ширина спектральной линии и тонкая структура ориентационной зависимости дифференциального выхода ПРИ.

Излучение частицы, движущейся через среду с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью, было впервые рассмотрено в работе [1]. Применительно к кристаллам это излучение исследовалось в ряде работ (см. [2-6] и указанную там литературу). В последнее время проводятся экспериментальные исследования интегральных характеристик ПРИ в области угла Брэгга (см., например, [7-9]). В настоящей работе рассматриваются результаты первого экспериментального исследования дифференциальных характеристик ПРИ [10], проведенного с помощью детектора с высоким угловым  $\ll \frac{mc^2}{E}$  и спектральным ( $\sim 300$  эВ) разрешением.

Эксперимент выполнен на пучке электронов  $E = 25$  МэВ ускорителя ЛУЭ-40. Si(Li) рентгеновский детектор был установлен под углом  $\Theta = 305,9$  мрад относительно вектора скорости электронов  $\vec{V}$ . Угловой размер детектора  $\sim 1$  мрад. Мишень из монокристалла Si толщиной  $\sim 20$  мкм (ось  $\langle \bar{1}10 \rangle$  перпендикулярна поверхности) ориентировалась так, чтобы ось  $\langle \bar{1}10 \rangle$  была параллельна  $\vec{V}$ , а вектор обратной решетки  $\vec{g} = \langle 111 \rangle$  находился в плоскости регистрации. Спектры измерялись в зависимости от угла поворота  $\phi$  кристалла вокруг оси, перпендикулярной плоскости регистрации. Методика эксперимента описана в [11].

Энергия когерентного излучения в направлении единичного вектора  $\vec{\Omega}$  частицы, движущейся через периодическую среду [2], каковым является ПРИ

$$E_{ки} = \hbar \omega_{ки} = \frac{c \hbar |\vec{g} \cdot \vec{V}|}{c - \sqrt{\epsilon_0} \sqrt{\Omega}} \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  - постоянная часть диэлектрической проницаемости среды. В типичном спектре при  $\phi = 142,9$  мрад (рис.1) пик с энергией 1,8 кэВ обусловлен характеристическим излучением (ХРИ) атомов мишени. Пики с энергиями 4,0; 12,1; 16,1 кэВ обусловлены когерентным излучением, связанным с рядами векторов обратной решетки, удовлетворяющих уравнению (1) для перечисленных энергий:  $\vec{g}_{1i} = \dots \langle 11\bar{3} \rangle$ ,  $\langle 1\bar{1}\bar{1} \rangle \dots$ ;  $\vec{g}_{2i} = \dots \langle 1\bar{1}\bar{5} \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 33\bar{3} \rangle \dots$ ;  $\vec{g}_{3i} = \dots \langle 004 \rangle$ ,  $\langle 220 \rangle \dots$  соответственно. В геометрии эксперимента [10] концы всех векторов

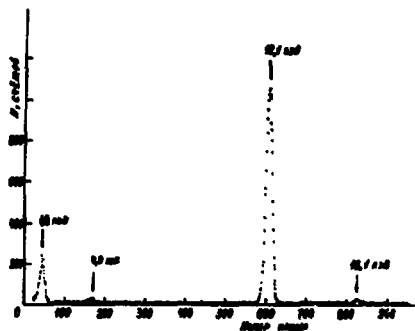


Рис.1. Спектр рентгеновского излучения при  $\phi = 142,9$  мрад

$\vec{g}_i$  каждого из указанных рядов в импульсном пространстве лежат на прямой линии, перпендикулярной  $\vec{V}$ . Поэтому при произвольном конкретном значении угла  $\phi$  величины скалярного произведения  $\vec{g} \cdot \vec{V}$  в (1), а также  $E_{ки}$  есть постоянные величины для всех векторов обратной решетки ряда  $\vec{g}_i$ . Описанный эффект ряда для ПРИ подобен известному эффекту ряда для когерентного тормозного излучения [12, 13].

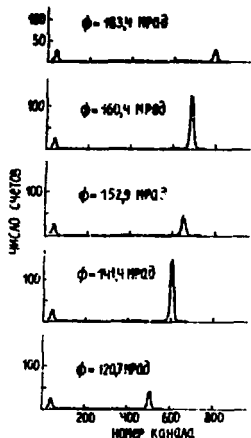


Рис.2. Спектры излучения при различных углах ориентации кристалла

В эксперименте [10] энергия (частота) квазимонохроматического ПРИ плавно перестраивается в зависимости от ориентации кристалла, интенсивность ПРИ существенно меняется, интенсивность ХРИ практически не изменяется (рис.2). Согласно (рис.3, а) измеренных (точки) и расчетных по (1) (линии) ориентационных зависимостей энергий ПРИ для рядов  $\vec{g}_{2i}$  и  $\vec{g}_{3i}$  свидетельствует о когерентности регистрируемого излучения и о наличии эффекта ряда для ПРИ. Отдельные пики с брэгговской энергией в направлении регистрации  $E_{\beta} = \frac{c \hbar \sqrt{g^2}}{2 \sqrt{\epsilon} \cdot \vec{g}}$  (пунктиром по-

каван расчет  $E_B$  для  $\vec{g} = \langle 111 \rangle, \langle 220 \rangle$ , которые дают наименьшие  $E_B$  из рядов  $\vec{g}_{2i}$  и  $\vec{g}_{3i}$  в спектрах не наблюдались, что свидетельствует о малости вклада дифракции реального тормозного излучения, производимого электронами пучка в мишени и деталях конструкции ускорителя.

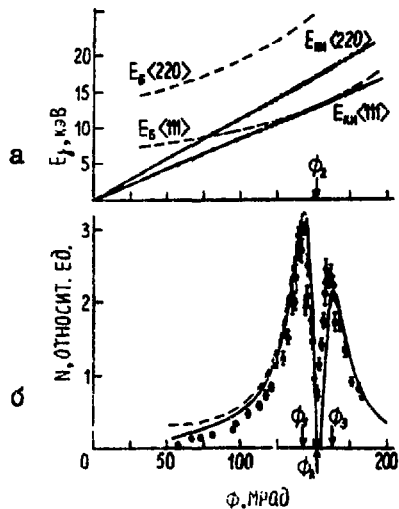


Рис.3. Точки - измеренная зависимость энергий пиков в спектрах излучения от ориентации кристалла; линии - расчет энергии когерентного излучения по формуле (1) для ряда векторов обратной решетки  $\vec{g}_{3i}$ , содержащего  $\vec{g} = \langle 111 \rangle$ , и для ряда  $\vec{g}_{2i}$ , содержащего  $\vec{g} = \langle 220 \rangle$ ; пунктир - расчет брэгговской энергии в направлении регистрации для  $\vec{g} = \langle 111 \rangle$  и  $\vec{g} = \langle 220 \rangle$  (а); точки со статистическими ошибками - измеренная зависимость числа квантов ПРИ от ориентации кристалла, пунктир - расчет по (3) для  $\vec{g} = \langle 111 \rangle$ , сплошная линия - расчет с учетом поглощения ПРИ в мишени,  $\varphi_{1,2} = (\theta \pm \frac{mc^2}{E}) \frac{1}{2}$ ,  $\varphi_2 = \frac{\delta}{2}$  (б)

Ширина на полувысоте пика ХРИ  $S_i$  ( $\approx 250$  эВ) (см. рис. I) определяется разрешением спектрометра при 1,8 кэВ. Ширина на полувысоте пика ПРИ 12,1 кэВ ( $\approx 330$  эВ) превышает разрешение спектрометра при соответствующей энергии ( $\approx 285$  эВ). Анализируя выражение (24) [5], можно получить значение ширины линии ПРИ  $\Delta E_{ки} \approx \frac{4.2c\hbar}{L(\xi - \cos\theta)}$  при  $\Delta\theta = 0$ . Эта ширина связана с конечностью толщины мишени и составляет в наших условиях  $\sim 5$  эВ. Значительно больший вклад в уширение линии спектрометра, наблюдавшееся в эксперименте с тонкой мишенью [10], связан с наличием интервала угла регистрации  $\Delta\theta \approx 2$  мрад. Интервал угла регистрации обусловлен размером пятна пучка на мишени и размером детектора. Для релятивистских частиц при  $\Delta\theta \ll \frac{mc^2}{E}$ ,  $\theta^2 \gg (\frac{mc^2}{E})^2 + 1 - \varepsilon$ , из (1) легко получить

$$\Delta E_{ки} \approx \left| \frac{dE_{ки}}{d\theta} \right| \Delta\theta \approx E_{ки} \frac{\Delta\theta}{\tan \frac{\theta}{2}} \quad (2)$$

Расчетное по (2) значение  $\frac{\Delta E_{ки}}{E_{ки}} \approx 157$  эВ близко к экспериментальной ширине линии ПРИ  $\sqrt{330^2 - 285^2} \approx 166$  эВ. Вклад в уширение линии ПРИ могут давать также расходимость пучка и рассеяние пучка в мишени.

Тонкая структура измеренной ориентационной зависимости числа квантов ПРИ для ряда  $\bar{g}_{2i}$ , нормированного на число квантов ХРИ (см. точки рис. 3, б), имеет два максимума при  $\Phi_{1,3} \approx \frac{1}{2}(\theta \pm \frac{mc^2}{E})$  и минимум при  $\Phi_2 \approx \frac{\theta}{2}$ . Расчет (пунктир) для  $\bar{g} = \langle III \rangle$  выполнен по формуле, полученной после интегрирования по  $w$  выражения для мощности излучения (28.160) в первом приближении теории возмущения [2]:

$$dN = \frac{e^2 n \omega L |\chi_{\bar{g}}(\omega)|^2}{2\pi \hbar \epsilon_0^3 v \left(\frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}} - \vec{v} \vec{\Omega}\right)} \left| \frac{\left[ \frac{\omega \sqrt{\epsilon_0}}{c} \Omega \left( \frac{\omega \epsilon_0}{c^2} \vec{v} + \bar{g} \right) \right]}{\left( \frac{\omega \sqrt{\epsilon_0}}{c} \vec{\Omega}_1 - \bar{g}_1 \right)^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \left[ \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2 + \left( \frac{v}{c} \right)^2 (1 - \epsilon_0) \right]} \right|^2 d\Omega, \quad (3)$$

где  $dN$  - число квантов с частотой  $\omega = \omega_{ки}$  (I), излучаемое в телесный угол  $d\Omega$  при прохождении  $n$  частиц с зарядом  $e$  через кристалл толщиной  $L$ ;  $\chi_{\bar{g}}(\omega)$  - фурье-компонента переменной части диэлектрической проницаемости;  $\vec{\Omega}_1$ ,  $\bar{g}_1$  - компоненты  $\vec{\Omega}$ ,  $\bar{g}$ , перпендикулярные  $\vec{v}$ . Из проведенных нами расчетов по формуле (3) следует, что остальные  $\bar{g}$  из ряда  $\bar{g}_{2i}$  дают незначительный вклад в излучение, связанное с  $\bar{g} = \langle III \rangle$ , которое регистрируется вблизи угла Брэгга. Мы провели также расчеты  $dN$ , используя формулы (24-27), полученные в скалярном виде в работе [5]. Результаты расчета ориентационной зависимости  $dN$  согласно [5] практически совпадают с вышеприведенными (расхождение  $\leq 1\%$ ). Отметим, что согласие  $dN$  по [2] и по [5] возможно лишь при условии  $\left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 \gg 1 - \epsilon_0$ . При больших энергиях электронов расхождение увеличивается, так как в [5] полагается, что  $\epsilon_0 = 1$ .

В работах [2,5] не учитывалось ослабление ПРИ в кристалле-мишени. Для учета ослабления при расчете числа квантов, попадающих в детектор, в формуле (3) работы [6] предложено вместо  $L$  использовать множитель  $L_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L}{L_0}\right) \right]$ . (В (3) [6], по сообщению авторов [6], содержится опечатка, не влияющая на правильность дальнейших результатов: в числителе вместо  $\vec{K}_1$  должно быть  $\vec{K}$ . Это учитывалось в расчетах [10]). Результат расчета с учетом ослабления показан сплошной линией на рис. 3, б. В расчетах использовалась длина ослабления в  $e$  раз  $L_0(\omega)$ , полученная с помощью степенной аппроксимации табличных значений [14]. Из рис. 3, б видно, что расчет с учетом ослабления излучения лучше согласуется с экспериментальными данными в области низких энергий ПРИ, где ослабление становится существенным.

В целом следует отметить удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных спектрально-угловых характеристик ПРМ.

Выражаем благодарность соавторам экспериментальных исследований [IО, II] , а также В.Л.Мороховскому и Н.Н.Насонову за обсуждение работ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Файнберг Я.Б., Хижняк Н.А. Потери энергии заряженной частицей при прохождении через слоистый диэлектрик// *ЖЭТФ*. 1957. Т.32. Вып. 4. С.883.
2. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АрмССР, 1969.
3. Барышевский В.Г. Канализование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск: Изд-во БГУ, 1982.
4. Гарибян Г.М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван: Изд-во АрмССР, 1983.
5. Dialetis D. Generation of coherent X-ray by a relativistic charged particle traveling through a crystal // *Phys. Rev.* 1978. Vol.A17. N 3. P.1113.
6. Feranchuc I.D., Ivashin A.V. Theoretical investigation of the parametric X-ray features // *J. Phys.* 1985. Vol.46. P.1981.
7. Adishchev Yu.N., Didenko A.N., Mun V.V. et al. Measurement of parametric X-ray from relativistic electrons in silicon crystals // *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.* 1987. Vol. B21. P.49.
8. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Адищев Ю.Н. и др. Экспериментальное исследование квазичеренковского излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ в алмазе//*Письма в ЖЭТФ*. 1987. Т.45. Вып.6. С.313.
9. Адейшвили Д.И., Блажевич С.В., Болдышев В.Д. и др. Спектры жесткого рентгеновского излучения электронов высокой энергии в кристаллах под углом Брегга//*ДАН СССР*. 1988. Т.298. №4. С.844.
10. Касьян С.В., Мороховский В.Л., Приступа В.И., Щагин А.В. Ориентационная зависимость выхода параметрического рентгеновского излучения //*Материалы XIII Всесоюзного Совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами*. М: Изд-во МГУ, 1989. С.77.
11. Адейшвили Д.И., Блажевич С.В., Бочек Г.Л. и др. Параметрическое рентгеновское излучение электронов средних энергий в монокристаллах: Препринт ХФТИ 88-44. Харьков: ХФТИ АН УССР, 1988.

- I2. Uberall H. High-energy interference-effect of bremsstragling and pair production in crystals // *Phys. Rev.* 1956. Vol.103. N 4. P.1055.
- I3. Watson J.E., Koehler J. Coherent bremsstragling and channeling radiation from electrons of one to three MeV in silicon and gold // *Phys. Rev.* 1982. Vol.B25. N 5. P.3079.
- I4. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975.



Александр Васильевич Цапли, Валерий Иванович Приступа,  
Николай Антонович Хвиная

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕЙТЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Ответственный за выпуск Л.М.Ракивченко

Редактор, корректор А.И.Нагорная

---

Подписано в печать 21.08.89. БЦ - 18932. Формат 60x84/16.  
Бум.лпсч. № 1. Офсетн.печ. Усл.п.л. 0,7. Уч.-изд.л. 0,5. Тираж 300.  
Заказ № 947 . Цена 10 коп. Индекс 3624.

---

Харьковский ордена Ленина  
и ордена Октябрьской Революции физико-технический институт АН УССР.  
310108, Харьков, ул. Академическая, 1

Для заметок

10 коп.

Индекс 3624

