

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

Ю. Н. Адищев, Р. Д. Бабаджанов, С. А. Воробьев, В. В. Каплин, В. В. Мун,  
Г. А. Плешков, А. П. Потылицын, В. К. Томчаков, С. Р. Углов

Впервые измерены спектральные характеристики параметрического рентгеновского излучения электронов с энергией от 200 до 900 МэВ в кристалле кремния. Измерения проводились для (110) и (111) кристаллографических плоскостей под углом  $\theta=19^\circ$  к пучку электронов. Получены энергетические зависимости выхода параметрического излучения в коллимированный детектор; обнаружен эффект расщепления спектральных линий; показано, что угловая ширина первого рефлекса излучения значительно превышает угловые ширины последующих рефлексов.

Проблема создания интенсивных источников жесткого монохроматического электромагнитного излучения с высокой спектрально-угловой плотностью мощности излучения остается весьма актуальной. Для решения этой проблемы обсуждаются возможности применения, например, рентгеновского магнитно-тормозного излучения в синхротронах, в накопительных кольцах и ондуляторах, а также новых механизмов излучения: ультрафиолетового и рентгеновского черенковского излучения, излучения при каналировании электронов в кристаллах и ряда других [1]. В недавней работе [2] была показана новая возможность создания квазимонохроматического рентгеновского источника с использованием интерференции переходного излучения от двух поверхностей тонкой бериллиевой фольги при прохождении электронов с энергией 25 МэВ. Такой источник может быть создан с использованием стопки тонких фольг для энергии фотонов в диапазоне не выше нескольких кэВ.

Как известно, переходное излучение генерируется заряженной частицей, которая пересекает границу двух сред, имеющих различные диэлектрические постоянные [3]. Для излучения с длиной волны, меньшей, чем расстояние между атомами вещества, атомные плоскости кристалла могут вызывать неоднородность диэлектрической постоянной, что приводит к генерации параметрического (квазичеренковского) рентгеновского излучения в кристаллах — ПРИ [4]. Эффект обусловлен тем, что периодическое расположение атомов в кристалле приводит к выполнению условия Вавилова—Черенкова  $n > 1$  ( $n$  — показатель преломления среды) даже в рентгеновском диапазоне, если значение частоты  $\omega$  и импульса кванта находится вблизи края зоны Бриллюэна [4, 5]. В простом приближении ПРИ можно рассматривать как результат дифракции в кристалле псевдофотонов, формирующих собственное электромагнитное поле заряженной частицы.

Экспериментально параметрическое рентгеновское излучение было обнаружено на Томском синхротроне при прохождении электронов с энергией  $E=900$  МэВ через кристалл алмаза. В этих экспериментах впервые наблюдалась квазилинейчатая структура спектров рентгеновского излучения под углом  $\theta=2\theta_B=90^\circ$  к пучку электронов (где  $\theta_B$  — угол Брэгга между импульсом элек-

трона и кристаллографической плоскостью) с помощью тонкого NaI(Tl) детектора [6] и пропорционального счетчика [7]. Более подробно спектры ПРИ для ориентаций (100) и (110) кристаллов алмаза различной толщины были исследованы для энергий электронов  $E=900$  МэВ также в геометрии эксперимента  $\theta=90^\circ$  [8].

Недавно был проведен детальный теоретический анализ спектральных и угловых характеристик параметрического рентгеновского излучения, который показал, что в рентгеновской области ПРИ имеет более высокую спектрально-угловую мощность излучения по сравнению с другими источниками, обладая при этом возможностью плавного регулирования частоты [9]. Перестройка частоты излучения достигается изменением направления падающего пучка электронов по отношению кристаллографических плоскостей мишени. С этой точки зрения ПРИ весьма привлекательно в качестве практического источника рентгеновского излучения и заслуживает детального исследования.

В настоящей работе впервые представлены результаты измерений спектральных распределений параметрического рентгеновского излучения в кристалле кремния. Измерения проведены для отражающих плоскостей (110) и (111) кремния в диапазоне энергий электронов  $E=200\div 900$  МэВ. В отличие от предыдущих экспериментов [6-8] в данной работе измерения проводились под углом  $\theta=2\theta_B=19^\circ$  относительно направления пучка электронов. Такая геометрия эксперимента позволила получить ПРИ в более жесткой области рентгеновского спектра с более высокой интенсивностью, чем в [6-8], и также обнаружила тонкую структуру спектральных линий параметрического рентгеновского излучения.

### 1. Методика измерений и аппаратура

Измерения проводились на внутреннем пучке Томского синхротрона. Схема расположения экспериментальной аппаратуры приведена на рис. 1. Электроны, ускоренные в вакуумной камере синхротрона, сбрасывались на внутреннюю мишень 1 из монокристалла кремния толщиной 0.37 мм. Длительность сброса 15 мс, частота сброса 4 Гц. Пучок электронов имел на мишени угловую расходимость около  $10^{-4}$  рад (при  $E=900$  МэВ) и монохроматичность лучше 0.5 %.

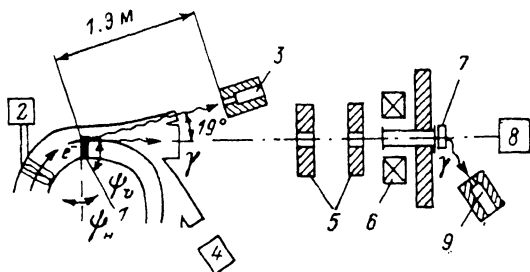


Рис. 1. Экспериментальная установка.

1 — кристалл кремния, 2 — индукционный датчик, 3 — пропорциональный счетчик, 4 — датчик СИ, 5 — коллиматоры, 6 — эрстийный магнит, 7 — рассеиватель, 8 — Гаусс-квантометр, 9 — NaI(Tl) детектор,

Энергию электронов варьировали в диапазоне от 200 до 900 МэВ. Кристалл кремния был установлен в гониометре таким образом, чтобы кристаллографическая ось  $\langle 110 \rangle$  совпадала с вертикальной осью гониометра. При этом кристалл легко было ориентировать таким образом, чтобы пучок электронов пересекал (110) или (111) плоскость под углом  $\theta_B=9.5^\circ$ . Угловой шаг гониометра составлял  $\Delta\psi_B \approx 2 \cdot 10^{-5}$  рад при вращении вокруг вертикальной оси и  $\Delta\psi_H \approx 7 \cdot 10^{-6}$  рад для горизонтальной оси вращения.

Ориентирование кристаллографических осей и плоскостей кремния в пучке электронов производили по методике [10], использующей ориентационные зависимости выхода излучения при каналировании. Детектором в этом случае служил NaI(Tl) спектрометр, установленный в комптоновской геометрии под углом  $20^\circ$  к пучку гамма-квантов 9. В качестве комптоновского рассеивателя 7 использовалась Al фольга толщиной 0.5 мм. Пучок гамма-квантов коллимиро-

вался двумя свинцовыми коллиматорами 5, очищался от заряженных частиц отклоняющим магнитом 6 и по вакуумному тракту направлялся в квантометр Вильсона 8, который измерял полную энергию гамма-пучка. Мониторирование тока ускоренных электронов производили с помощью индукционного датчика 2 с погрешностью 5 % либо с помощью датчика синхротронного излучения 4 с погрешностью до 20 %. Определение числа электронов, прошедших через кристалл, проводилось при измерении полной энергии гамма-излучения в отсутствие его коллимации. При этом считали, что радиационные потери энергии электронов в разориентированном монокристалле совпадают с потерями на тормозное излучение. Тогда для заданной толщины мишени и энергии электронов  $E$  число электронов, проваимодействовавших с мишенью, по полным радиационным потерям определяется однозначно. Погрешность определения числа электронов по такой методике не превышает 20 %.

Рентгеновское излучение из кристалла кремния регистрировалось под углом  $\theta=19^\circ$  к направлению пучка электронов. Под меньшими углами измерения представляют большую трудность из-за высокого уровня фонового тормозного излучения. Ранее была попытка экспериментального обнаружения квазичеренковского излучения в области малых углов  $\theta \simeq \gamma^{-1} = m_0 c^2 / E$  [11], но эксперимент оказался неудачным, вероятно, именно из-за больших фоновых нагрузок аппаратуры. В нашем эксперименте в качестве отражающих были выбраны кристаллографические плоскости (110) и (111) кремния. Спектрометром рентгеновского излучения служил пропорциональный счетчик 3, наполненный смесью (90 % ксенон + 10 % метан). Входное окно счетчика было выполнено из бериллиевой фольги толщиной 0.15 мм и размером  $4 \times 16$  мм. Энергетическое разрешение спектрометра на линии  $\text{Cu}K_\alpha$  излучения ( $\omega_\gamma = 8.05$  кэВ) при загрузке до  $10^4$  имп./с составляло 20 %, эффективность регистрации 60 %. Порог пропорционального счетчика соответствовал энергии фотонов  $\omega_{\text{пор}} \simeq 3$  кэВ, диапазон регистрируемых энергий до 30 кэВ. Спектрометр располагался в свинцовой защите толщиной до 200 мм на расстоянии 2100 мм от мишени кремния.

В качестве детектора использовался также скнтилляционный спектрометр на основе монокристалла  $\text{NaI(Tl)}$  толщиной 1 мм и фотоумножителя ФЭУ-35А. Входное окно из бериллиевой фольги имело толщину 0.1 и диаметр 22 мм. Энергетическое разрешение спектрометра на линии  $^{57}\text{Co}$  ( $\omega_\gamma = 14$  кэВ) составляло 35 %, а на линии  $^{139}\text{Ce}$  ( $\omega_\gamma \simeq 34$  кэВ) 25 %. Энергетический эквивалент порога спектрометра  $\omega_{\text{пор}} \simeq 12$  кэВ, эффективность регистрации до 98 %.  $\text{NaI(Tl)}$  спектрометр помещали в той же защите, на месте пропорционального счетчика. В течение эксперимента ускоренный ток выбирался таким образом, чтобы загрузка спектрометрического тракта детекторов не превышала  $2 \cdot 10^2$  фотонов/сброс, и соответствовал значению  $N_e \leq 5 \cdot 10^8$  электронов/цикл. Такая загрузка обеспечивала уровень наложений регистрируемых сигналов менее 3 %. Погрешность в определении площади под пиком при измерении спектров рентгеновского излучения определялась статистикой набора спектров и не превышала 3—4 % от площади пика. Информация со всех детекторов поступала на ЭВМ СМ-3 и обрабатывалась в режиме «on line».

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В предыдущей работе [8] нами проводились подробные исследования спектров параметрического рентгеновского излучения для электронов с энергией  $E = 900$  Мэв в монокристалле алмаза. Исследовалось рентгеновское излучение при дифракции собственного поля электрона на плоскостях (100) и (110) алмаза для угла наблюдения  $\theta = 2\theta_B = 90^\circ$ . В эксперименте [8] были получены квазилинейчатые спектры излучения, энергия фотонов в пиках хорошо совпадает с оценками для частот параметрического излучения по формуле [4, 5]

$$\omega_B^{hkl} = \pi c n / d_{hkl} \sin \theta_B, \quad n = 1, 2, 3 \dots, \quad (1)$$

где  $d_{hkl}$  — межплоскостное расстояние,  $\theta_B$  — угол между импульсом электрона и кристаллографической плоскостью. Для плоскостей (110) алмаза наблюдались

три спектральных линии с энергиями фотонов (кэВ):  $\omega^{220}=6.8$ ,  $\omega^{440}=13.8$ ,  $\omega^{660}=21.0$ , соответствующие рефлексам типа (220), (440) и (660). С уменьшением угла наблюдения  $\theta=2\theta_B$ , согласно (1), должно регистрироваться параметрическое излучение в более жесткой области рентгеновского спектра.

На рис. 2, 3 приведены спектры ПРИ, измеренные для плоскостей (110) и (111) соответственно, для электронов с энергией  $E=900$  МэВ и угла наблюдения  $\theta=19^\circ$  после вычета некогерентного фона подложки. Измерения выполнены NaI(Tl) спектрометром. Вычитание фоновой подложки проводили путем подгонки фонового спектра (для разориентированного кристалла кремния) к спектру, измеренному для кристалла, ориентированного в положении Брэгга с помощью нормировочной константы. Спектры сглаживались квадратичным полиномом по стандартной методике [12]. На рис. 2 и 3, а отчетливо видны три основных спектральных пика излучения, которые соответствуют для (110) ориентации кристалла (кэВ):  $\omega^{220}\simeq 19$ ,  $\omega^{440}\simeq 38$ ,  $\omega^{660}\simeq 56$ ; для (111) ориентации (кэВ):  $\omega^{111}\simeq 12$ ,  $\omega^{222}\simeq 24$ ,  $\omega^{333}\simeq 36$  кэВ.

Положения наблюдаемых спектральных линий с точностью до нескольких процентов согласуются с оценками по формуле (1). Действительно, видно, что в данном случае произошло заметное смещение частот параметрического излучения в жесткую область рентгеновского спектра по сравнению с измеренными в алмазе под углом  $\theta=90^\circ$  [8].

Обращает внимание существование в спектре на рис. 3 пика излучения с  $\omega=24$  кэВ, соответствующего (222) рефлексу, запрещенному в кинематической

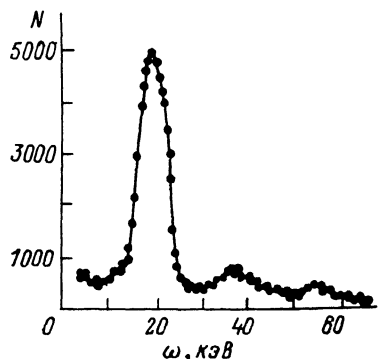


Рис. 2. Спектр ПРИ, измеренный NaI(Tl) детектором для (110) ориентации кремния. Коллиматор  $\varnothing 17$  мм.

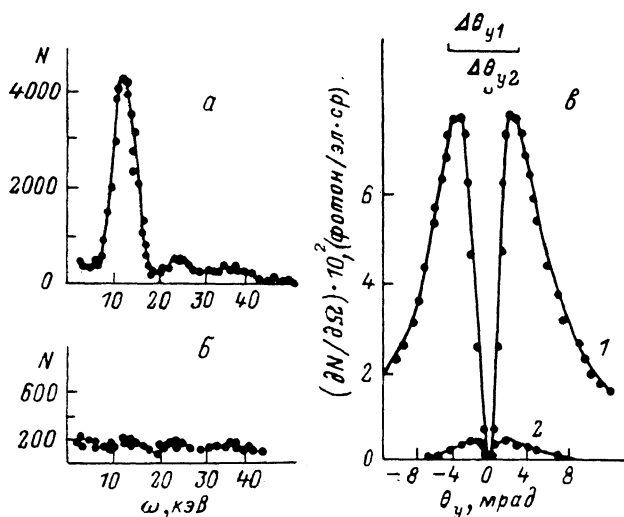


Рис. 3. Спектр ПРИ, измеренный NaI(Tl) детектором для (111) ориентации кремния.

теории дифракции рентгеновских лучей для структур типа алмаза. В рассеянии рентгеновских лучей проблема формирования запрещенного (222) рефлекса в монокристалле алмаза подробно исследовалась [13]. Было показано, что рассеяние в этом направлении рентгеновских фотонов обусловлено последовательными отражениями, например  $(331) \rightarrow (\bar{1}\bar{1}\bar{1})$  или  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1}) \rightarrow (331)$ . Вероятно, и в нашем случае подобные процессы динамического рассеяния формируют пик в спектре излучения, соответствующий (222) рефлексу. Поэтому параметрическое рентгеновское излучение релятивистских электронов может помочь в ис-

следовании физики запрещенных отражений в монокристаллах, анализ которых известными методами затруднен.

На рис. 3, *a, б* спектры ПРИ представлены для двух различных коллиматоров:  $\varnothing 17$  мм и  $\varnothing 1$  мм соответственно. Спектры измерены для одинакового числа электронов, прошедших через мишень. Как видно, уменьшение размера коллиматора приводит к резкому падению интенсивности в первом рефлексе излучения с  $n=1$ . Его интенсивность почти сравнивается с интенсивностью рефлексов излучения при  $n=2$  и 3. Наблюдаемый эффект указывает на существенную роль коллиматора в данных измерениях, что не позволяет сделать точных оценок полного выхода ПРИ  $N_\gamma/N_e$  на один электрон. Эффект влияния коллиматора также указывает, что угловое распределение в первом рефлексе параметрического рентгеновского излучения значительно шире, чем для рефлексов с  $n=2$  и 3.

Согласно теории [4, 5], угловое распределение фотонов ПРИ определяется формулой

$$\frac{\partial^2 N}{\partial \theta_x \partial \theta_y} = N_0 \frac{[\theta_x^2 \cos^2 2\theta_B + \theta_y^2]}{[\theta_x^2 + \theta_y^2 + \theta_{ph}^2]}, \quad (2)$$

где

$$N_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^2}{4\pi} \omega_B^{(n)} L_a \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L}{L_a}\right) \frac{|q_l(\omega_B^{(n)})|^2}{\sin^2 \theta_B} \right],$$

$q_l$  — Фурье-компоненты диэлектрической восприимчивости,  $L_a$  — длина поглощения фотонов,

$$\theta_{ph}^2 = \frac{m^2}{E^2} + \left(\frac{E_S}{E} \sqrt{\frac{L}{L_R}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_p}{\omega_B}\right)^2. \quad (3)$$

Здесь  $E_S=21$  МэВ,  $L_R$  — радиационная длина,  $L$  — толщина кристалла,  $\omega_p$  — плазменная частота. На рис. 3, *в* приведены рассчитанные по формуле (2) угловые распределения ПРИ, соответствующие (111) (кривая 1) и (333) (кривая 2) рефлексам. Здесь же показаны величины апертур  $\Delta\theta_{y1}$  и  $\Delta\theta_{y2}$  соответствующих коллиматоров, использованных для измерения спектров на рис. 3, *a, б*. Из вида угловых распределений становится понятно, что уменьшение числа регистрируемых фотонов в пике спектра при уменьшении апертуры детектора (при неизменных фоновых условиях) обусловлено существованием провала в центре углового распределения. Эта характерная форма угловых распределений отличает ПРИ от когерентного тормозного излучения и излучения при каналировании, где жесткая коллимация пучка фотонов приводит к более резким пикам в спектре. Вероятно, оптимальным для выявления пиков в спектре фотонов, генерируемых по механизму ПРИ, будет коллиматор с апертурой, близкой к ширине соответствующего углового распределения.

Распределение по частотам фотонов в максимумах квазилинейчатого спектра ПРИ определяется универсальной функцией [4, 5]

$$I_1(u) = \frac{1 + u^2(1 + \cos^2 2\theta_B)}{(1 + u^2)^{3/2}}, \quad (4)$$

где

$$u = \frac{\sin \theta_B}{\cos \theta_B} \frac{(\omega - \omega_B)}{\omega_B \theta_{ph}}. \quad (5)$$

Из формул (4), (5) следует, что при  $u=0$  (т. е. при  $\omega = \omega_B$ ) должен наблюдаться минимум функции  $J_1(u)$  во всех случаях, когда  $\theta = 2\theta_B \leq \pi/4 = 45^\circ$ , т. е. имеет место расщепление спектральных линий. В предыдущих экспериментах [8], при  $\theta = 90^\circ$  такого расщепления спектральных линий при  $\omega = \omega_B$  не наблюдалось. В настоящем эксперименте при использовании NaI(Tl) спектрометра тонкая структура спектральных линий ПРИ также практически не заметна (рис. 2, 3).

На рис. 4, а, б приведены спектры ПРИ для (220) и (111) рефлексов, измеренные пропорциональным счетчиком, который имел лучшее энергетическое разрешение (при этом также были улучшены фоновые условия эксперимента). Отчетливо видно расщепление спектральных пиков при вершине, причем величина расщепления достигает  $\Delta\omega \approx 0.1\omega_B$ . Эффект расщепления спектраль-

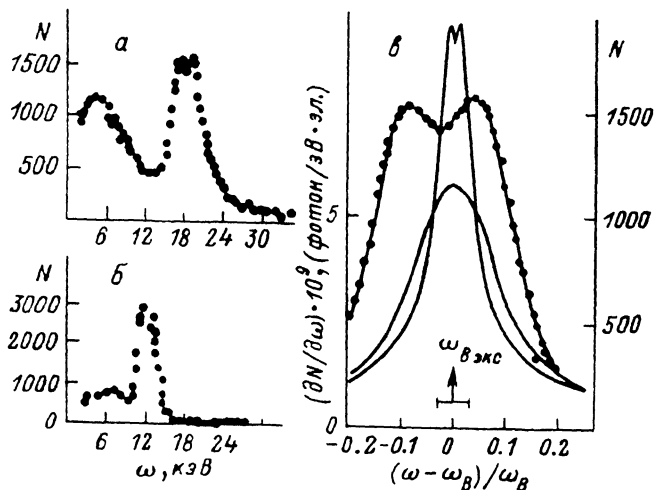


Рис. 4. Спектры ПРИ, измеренные пропорциональным счетчиком.

ного максимума ПРИ нами наблюдался для всех энергий электронов в диапазоне  $E=200\div 900$  МэВ, причем величина расщепления практически не зависит от  $E$  и составляет около 2 кэВ. На рис. 4, в приведены спектральные распределения ПРИ для (110) Si кристалла толщиной  $L=0.37$  мм и энергии электронов  $E=900$  МэВ, рассчитанные по формуле (4) без учета (кривая 1) и с учетом (кри-

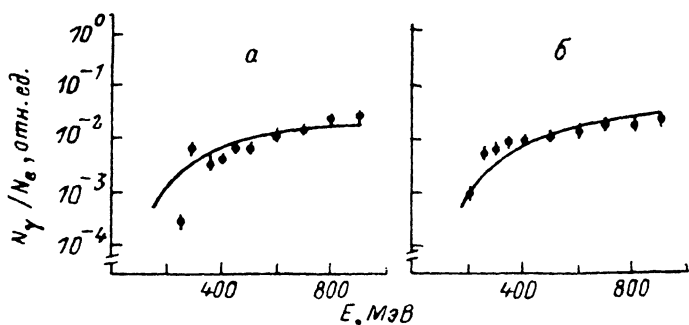


Рис. 5. Энергетические зависимости интенсивности ПРИ.

а: (111) рефлекс, детектор NaI(Tl), апертура коллиматора  $\Delta\Omega=5.14 \cdot 10^{-5}$  с; б: (220) рефлекс, пропорциональный счетчик,  $\Delta\Omega=1.45 \cdot 10^{-5}$  с.

вая 2) энергетического разрешения, используемого в эксперименте пропорционального счетчика. Точками показан измеренный профиль вершины спектрального пика ПРИ. Сравнение результатов расчета и эксперимента показывает их неудовлетворительное согласие по ширине пика спектрального распределения излучения. Кроме того, видно, что наблюдаемый минимум при вершине спектрального пика не объясняется в рамках теории ПРИ [4, 5]. Природа наблюдаемого эффекта расщепления спектрального пика ПРИ в настоящее время подробно исследуется.

Для определения энергетической зависимости выхода параметрического рентгеновского излучения были измерены спектры ПРИ в диапазоне энергий электронов от  $E=200$  до 900 МэВ с нормировкой по полной энергии гамма-излучения. Выход фотонов с энергией  $\omega^{111} \approx 12$  и  $\omega^{220} \approx 19$  кэВ определяли путем из-

мерения площади под спектральным пиком, при этом учитывались эффективность рентгеновского спектрометра и поглощение фотонов при прохождении от выходного окна вакуумной камеры ускорителя до спектрометра.

На рис. 5, *a*, *b* приведены зависимости выхода ПРИ от энергии электронов в коллимированный детектор с апертурой  $\Delta\Omega$ , измеренные для рефлексов (111) и (220) соответственно. Выход параметрического излучения показан в относительных единицах, так как приведено число фотонов, нормированное на некоторое постоянное число электронов, прошедших через кристалл кремния. Как видно, эти зависимости не имеют ярко выраженного порогового характера [14], но для энергий электронов  $E \leq 300$  МэВ наблюдается тенденция к падению интенсивности параметрического рентгеновского излучения. На рис. 5 также показаны (сплошными кривыми) результаты теоретического расчета интенсивности ПРИ, регистрируемого коллимированным детектором, полученные по теории [5]. Теоретические кривые для качественного сравнения совмещены с экспериментальными результатами с точностью до постоянного множителя. Видно, что имеет место достаточно удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических результатов.

### Заключение

С целью определения оптимальных условий для получения пучков ПРИ с максимальной угловой  $\partial N/\partial\theta$  и спектральной  $\partial N/\partial\omega$  плотностью нами рассчитаны их толщинные и ориентационные зависимости согласно формулам (2) и (4). На рис. 6 приведены результаты расчета  $\partial N/\partial\theta$  и  $\partial N/\partial\omega$  (при  $\omega = \omega_B$ )

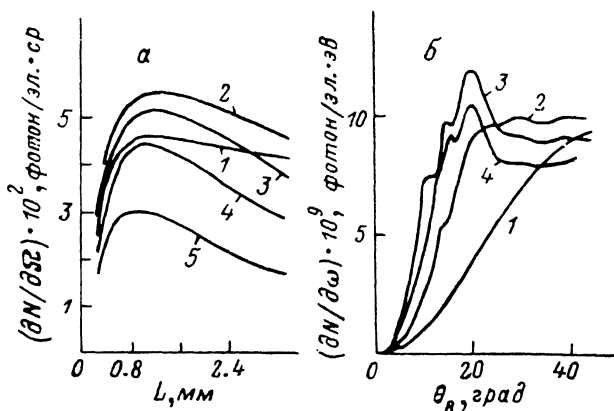


Рис. 6.

для (100) Si кристалла. Для величины  $L_a$  использованы ее экспериментальные значения [15]. Зависимости угловой плотности ПРИ от толщины кристалла (рис. 6, *a*) при углах падения пучка электронов с энергией  $E=900$  МэВ относительно (100) атомных плоскостей  $\theta_B=5$  (1), 8 (2), 10 (3), 12 (4) и  $15^\circ$  (5) демонстрируют быстрый рост величины  $\partial N/\partial\theta$  вплоть до толщин около  $L \approx 1.0$  мм и затем медленный спад, который обусловлен многократным рассеянием электронов. Ориентационные зависимости спектральной плотности фотонов (рис. 6, *b*) с энергией  $\omega = \omega_B$  получены для толщин кристаллов  $L=0.1$  (1), 0.3 (2), 1.0 (3) и 1.2 мм (4). Как видно, величина  $\partial N/\partial\omega$  параметрического излучения максимальна при толщине кристалла около  $L=1.0$  мм в области углов около  $\theta_B=20^\circ$ . При больших толщинах величина  $\partial N/\partial\omega$  понижается (кривая 4) из-за уширения спектра излучения за счет многократного рассеяния пучка электронов и поглощения рентгеновских фотонов.

Из толщинных и ориентационных зависимостей следует, что для используемой нами геометрии облучения толщина кристалла  $L \approx 1$  мкм близка к оптимальной для получения ПРИ с наибольшей спектральной и угловой плотностью. Из рис. 6, *b* видно, что величина  $\partial N/\partial\omega$  при углах  $\theta_B$  меньше несколь-

них градусов мала, что определяет верхний предел ПРИ (сотни кэВ) по энергии генерируемых фотонов. В заключение отметим, что, поскольку процесс формирования пучка излучения включает в себя также поглощение получаемых фотонов, т. е. определенные перспективы повышать эффективность источника на основе ПРИ, выбирая рациональную геометрию облучения используемого кристалла или системы кристаллов.

Авторы выражают благодарность А. Н. Диденко за поддержку работы и обсуждение результатов, А. М. Афанасьеву и Р. М. Имамову за предоставление кристалла кремния, Н. А. Лащуку, П. П. Красноносенских и Б. Н. Ульянову за подготовку и эксплуатацию синхротрона, Б. Н. Калининну за помощь в ориентировании кристалла.

### Литература

- [1] *Базылев В. А., Жеваго Н. К.* УФН, 1982, т. 137, № 4, с. 605—662.
- [2] *Ebert P. J., Moran M. J., Dahling B. A.* et al. Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, N 9, p. 893—896.
- [3] *Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.* Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984.
- [4] *Baryshevsky V. G., Feranchuk J. D.* J. Physique, 1983, v. 44, N 8, p. 913—922.
- [5] *Feranchuk J. D., Ivashin A. V.* J. Physique, 1985, v. 46, N 11, p. 1981—1986.
- [6] *Воробьев С. А., Калинин Б. Н., Пак С. Д., Потылицын А. П.* Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 1, с. 3—6.
- [7] *Адищев Ю. Н., Барышевский В. Г., Воробьев С. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 7, с. 295—297.
- [8] *Адищев Ю. Н., Воробьев С. А., Калинин Б. Н.* и др. ЖЭТФ, 1985, т. 90, № 3, с. 829—837.
- [9] *Baryshevsky V. G., Feranchuk J. D.* Nucl. Instrum. Meth., 1985, v. 228, N 3, p. 490—495.
- [10] *Адищев Ю. Н., Воробьев С. А., Забаев В. Н.* и др. Ядерная физика, 1982, т. 35, № 1, с. 108—114.
- [11] *Yuan L. C. L., Alley P. W., Bamberger A.* et al. Nucl. Instrum. Meth., 1985, v. A234, N 4, p. 426—429.
- [12] *Quittner P., Wainerdi R. E.*, Atom. Energy Rev., 1970, v. 8, N 4, p. 361—384.
- [13] *Джеймс Р.* Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: ИЛ, 1950.
- [14] *Зрелов В. П.* Излучение Вавилова—Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М.: Атомиздат, 1968.
- [15] *Hubble J. H.* Int. J. Appl. Radiat. Isot., 1982, v. 33, p. 1269—1290.

Научно-исследовательский  
институт ядерной физики  
при Томском политехническом  
институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию  
23 февраля 1987 г.