

02;10

Использование мозаичных кристаллов для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения

© А.Н. Балдин, И.Е. Внуков, Р.А. Шатохин

Белгородский государственный университет,
E-mail: vnukov@bsu.edu.ru

Поступило в Редакцию 6 августа 2006 г.

Приведены результаты измерений выхода параметрического излучения электронов с энергией 500 MeV в кристалле алмаза толщиной 2 mm и мозаичностью ~ 0.2 mrad. Показано, что мозаичность приводит к существенному (порядка 4) увеличению выхода излучения, обусловленному вкладом дифрагированного тормозного излучения. Обсуждаются преимущества мозаичных кристаллов для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения.

PACS: 07.85.Fv

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), генерируемое при прохождении быстрых заряженных частиц через кристаллы, активно изучается в течение последних двадцати лет (см., например, [1,2] и цитируемую там литературу). Интерес к этому типу излучения обусловлен в основном поиском новых источников интенсивного рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны, альтернативных накопителям. К настоящему времени считается установленным, что для совершенных кристаллов в диапазоне энергий электронов от нескольких MeV до единиц GeV теория ПРИ в кинематическом приближении описывает экспериментальные результаты с погрешностью не хуже 10–15% [3]. Измерения, проведенные для почти всех известных кристаллов с совершенной структурой: алмаз, кремний, германий, вольфрам, кварц, фторид лития (см. [1,2,4] и цитируемую там литературу), показали, что без учета поглощения фотонов в мишени выход излучения слабо зависит от кристалла и недостаточен для широкой практической реализации источника, основанного на этом механизме излучения.

Отражающая способность рентгеновского излучения мозаичными кристаллами значимо выше, чем совершенными. Теоретические оценки [5,6] показали, что мозаичность кристалла практически не сказывается на интегральной интенсивности ПРИ, но может привести к увеличению выхода излучения из-за вклада дифрагированных фотонов [6]. Измерения для наиболее известного и широко применяемого мозаичного кристалла — пиролитического графита подтвердили, что этот кристалл обеспечивает больший выход излучения, чем совершенные кристаллы алмаза и LiF [4,7]. Вклад дифрагированных фотонов в выход регистрируемого излучения в несколько раз превышает вклад собственно ПРИ [7] и хорошо описывается теорией дифракции рентгеновского излучения в мозаичных кристаллах [8].

Большая мозаичность кристаллов пиролитического графита (типичное значение характерного угла мозаичности $\sigma_m \sim 3-4$ mrad) приводит к большой ширине спектра излучения [4], что не всегда приемлемо для практических приложений. Другим недостатком этого кристалла является большое межплоскостное расстояние, приводящее для фиксированной энергии фотонов к меньшим брэгговским углам и, следовательно, к большему фону тормозного излучения в месте расположения объекта облучения.

Таким же преимуществом перед совершенными кристаллами должны обладать и другие мозаичные кристаллы, не имеющие недостатков графита. Известно [8], что отражающая способность кристаллов алмаза хорошо описывается динамической теорией дифракции только для малых размеров кристаллов. С увеличением размеров наблюдаются отклонения от предсказаний теории, обусловленные разориентацией кристаллитов, из которых состоят образцы природного алмаза больших размеров, т.е. по своим отражающим свойствам такие кристаллы приближаются к мозаичным.

Эксперимент по исследованию характеристик ПРИ электронов с энергией 500 MeV в кристалле естественного алмаза с поверхностной мозаичностью $\sigma_m \sim 0.2$ mrad, ориентацией $\langle 110 \rangle$ и размерами $6 \times 8 \times 2$ mm проведен на томском синхротроне. Измерения выполнены для отражения (220) в геометрии Лауэ. Угол наблюдения $\Theta_D = 4^\circ$. Энергия фотонов первого порядка отражения $\omega \sim 145$ keV. Для регистрации излучения использовался детектор NaI(Tl) с размерами $\varnothing 63 \times 63$ mm, перед которым был установлен круглый коллиматор с углом коллимации $\vartheta_c = 1.9$ mrad. Схема эксперимента, параметры элек-

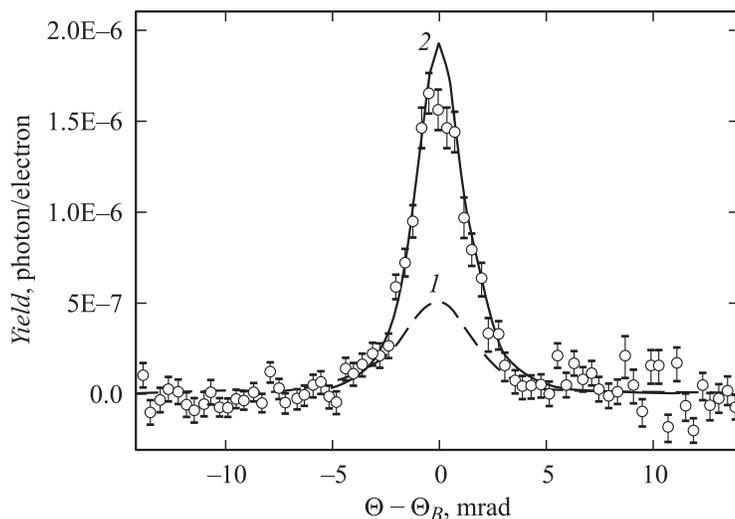


Рис. 1. Ориентационная зависимость выхода фотонов из кристалла алмаза для $E_0 = 500 \text{ MeV}$ и $\Theta_D = 4^\circ$: \circ — эксперимент; 1 — расчет по кинематической теории ПРИ; 2 — ДТИ + ПРИ в мозаичном кристалле.

тронного пучка, характеристики использованной аппаратуры, методика измерений и ориентации кристалла описаны в [7].

На рис. 1 точками показана полученная в эксперименте зависимость выхода фотонов первого порядка отражения от угла разориентации плоскости $(1\bar{1}0)$ относительно направления брэгговского отражения. Для удобства сравнения из экспериментальной зависимости вычтена некогерентная подложка, уровень которой не превышал 30% от выхода в максимуме. Здесь же (кривая 1) показана расчетная зависимость, полученная в рамках кинематической теории ПРИ [1,7]. Измерение спектра излучения в максимуме зависимости показало, что для всех порядков отражения зарегистрированный выход излучения $Y_1^{exp} = (1.63 \pm 0.008) \cdot 10^{-6} \text{ phot./el.}$, $Y_2^{exp} = (8.2 \pm 0.09) \cdot 10^{-8} \text{ phot./el.}$ и $Y_3^{exp} = (1.14 \pm 0.23) \cdot 10^{-8} \text{ phot./el.}$ значительно превышает результаты расчета по теории ПРИ $Y_1^{calc} = 5.13 \cdot 10^{-7} \text{ phot./el.}$, $Y_2^{calc} = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ phot./el.}$ и $Y_3^{calc} = 3.2 \cdot 10^{-9} \text{ phot./el.}$ В приведенных данных учтены эффективность спектрометра и поглощение фотонов на пути от кристалла до

детектора. Ошибки статистические и не включают погрешность определения числа электронов, прошедших через кристалл ($\sim 10 - 15\%$).

Основными факторами, определяющими форму ориентационной зависимости выхода излучения (ОЗ), являются угол коллимации излучения и многократное рассеяние частиц в кристалле. Поэтому измеренная и рассчитанная ОЗ достаточно близки по форме, но значительно отличаются по амплитуде. Разница в ширинах (FWHM) рассчитанной и измеренной зависимостей $\Delta\Theta_{calc} = 3.97$ mrad и $\Delta\Theta_{exp} = (2.9 \pm 0.2)$ mrad превышает экспериментальную погрешность (шаг измерения ОЗ ≈ 0.4 mrad) и свидетельствует о вкладе излучения с более узким угловым распределением, чем ПРИ. Для наших экспериментальных условий это дифрагированное тормозное излучение (ДТИ) [1].

Учет мозаичности по методике [7] в предположении однородного распределения блоков мозаики с размерами меньше длины первичной экстинкции по толщине кристалла показал, что наблюдаемое различие обусловлено мозаичностью кристалла. Результирующая зависимость ПРИ + ДТИ, рассчитанная с учетом мозаичности для обеих компонент, (кривая 2) близка к экспериментальной. Рассчитанные значения выхода $Y_1^{calc} = 1.94 \cdot 10^{-6}$ phot./el., $Y_2^{calc} = 1.18 \cdot 10^{-7}$ phot./el., и $Y_3^{calc} = 1.46 \cdot 10^{-8}$ phot./el. и ширины ориентационной зависимости $\Delta\Theta_{calc} = 2.67$ mrad удовлетворительно согласуются с результатами измерений. Разница между результатами расчета и эксперимента, по-видимому, обусловлена погрешностью нормировки, предположением об однородности распределения мозаичности по толщине кристалла и использованной нами оценкой σ_m . В зависимости от величины σ_m и соотношения „мозаичной“ и „совершенной“ компонент кристалла будут меняться выход излучения и ширина ОЗ.

Согласие результатов измерений для мозаичных кристаллов алмаза и пиролитического графита [7] с расчетом позволяет сопоставить совершенные и мозаичные кристаллы с точки зрения их использования в прикладных целях. В последнее время во многих ускорительных центрах ведутся работы по созданию источников рентгеновского излучения в медицинских целях для ангиографии по краю полосы фотопоглощения йода и бария ($\omega \approx 33.1$ keV и $\omega \approx 37.5$ keV), в том числе и на основе механизма ПРИ. Сравним характеристики источника излучения для этих энергий фотонов с использованием совершенного и мозаичного кристаллов алмаза. По сравнению с другими кристаллами он обеспечивает более узкую спектральную линию и меньший фон

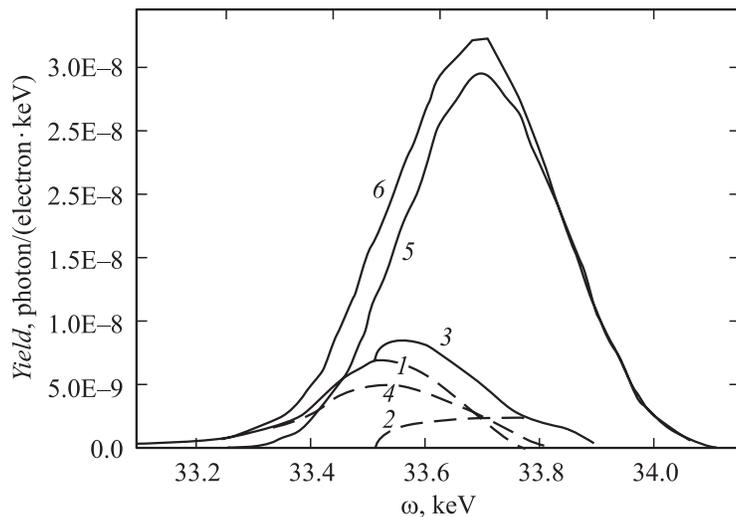


Рис. 2. Спектры излучения в совершенном и мозаичном кристаллах алмаза толщиной 1 mm для $\Theta_B = 8.37^\circ$ и $E_0 = 45$ MeV: 1–3 — ПРИ, ДТИ и ПРИ+ДТИ в совершенном кристалле; 4–6 — ПРИ, ДТИ и ПРИ+ДТИ в мозаичном кристалле.

тормозного излучения в месте расположения объекта облучения, что позволяет увеличить толщину кристалла. Преимущества мозаичных кристаллов возрастают с ростом толщины [7]. Малое значение σ_m приводит к потере интенсивности дифрагированного пучка из-за эффекта вторичной экстинкции, поэтому возьмем кристалл толщиной 1 mm и $\sigma_m = 0.4$ mrad, установленный в геометрии Лауэ с углом Брэгга $\Theta_B = 8.37^\circ = \Theta_D/2$ ($\omega \approx 33.6$ keV), и условия эксперимента [9]. Энергия электронов 45 MeV. Расходимость пучка электронов $\vartheta_e = 1.5$ mrad. Круглый детектор $\varnothing 5$ mm расположен на расстоянии 300 cm от кристалла.

На рис. 2 приведены рассчитанные спектры первого порядка отражения для совершенного и мозаичного кристаллов. Наличие мозаичности привело к существенному увеличению выхода излучения по сравнению с совершенным кристаллом $Y_m^{calc} = 1.18 \cdot 10^{-8}$ phot./el. и $Y_p^{calc} = 2.87 \cdot 10^{-9}$ phot./el. для мозаичного и совершенного кристаллов

соответственно. Из рисунка видно, что в обоих случаях спектр излучения обусловлен вкладом обоих механизмов. В совершенном кристалле в основном генерируется ПРИ, вклад ДТИ не превышает 30–40%. Следует отметить, что средние энергии ДТИ и ПРИ отличаются на 0.2 keV. Подтверждением этого факта и существенности вклада ДТИ в спектр излучения в совершенных кристаллах являются результаты эксперимента [4], в котором были проведены измерения спектра, дифрагированного в другом кристалле пучка ПРИ из кристалла LiF для $\Theta_B = 15^\circ$. Спектр дифрагированного излучения сдвинут относительно спектра ПРИ на 0.12 keV в область больших энергий, как и на рис. 2. Увеличение угла Брэгга уменьшает этот сдвиг, т.е. в [4] наблюдалась дифракция ДТИ, а не ПРИ.

Для мозаичного кристалла основным является уже вклад ДТИ, а вклад ПРИ не превышает 20%. Из рисунка видно, что мозаичность привела к уширению спектров ДТИ и ПРИ. Однако ширина спектра результирующего излучения для мозаичного кристалла $\Delta\omega_m \approx 0.32$ keV даже несколько меньше, чем для совершенного $\Delta\omega_p \approx 0.34$ keV (см. кривые 3, 6), т.е. наличие мозаичности обеспечило четырехкратное увеличение выхода излучения без ухудшения эксплуатационных характеристик фотонного пучка.

Сравнение мозаичных кристаллов алмаза, кремния и германия одинаковой толщины (в радиационных длинах) и мозаичности ($\sigma_m = 1$ mrad) для этих же энергий электронов и фотонов показало, что максимальная угловая плотность излучения достигается при использовании кристалла германия ($t = 0.1$ mm) $Y_{Ge} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ phot./sr. Для кремния ($t = 0.52$ mm) и алмаза ($t = 0.54$ mm) выход излучения меньше: $Y_{Si} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ phot./sr и $Y_d \approx 2 \cdot 10^{-3}$ phot./sr, т.е. для получения на расстоянии 3 м от кристалла германия плотности потока 10^7 phot./mm², необходимой для применения такого источника в медицине [10], достаточно средний ток около 1 мА.

Дальнейшее увеличение толщины кристаллов, за исключением алмаза, приведет к увеличению фона тормозного излучения в месте расположения объекта облучения. Меньшее значение параметра решетки алмаза позволяет увеличить толщину кристалла для получения такого же уровня фона тормозного излучения, как для кристаллов германия и кремния, до $t = 1.27$ mm. Из-за увеличения интенсивности тормозного излучения и отражающей способности с ростом толщины угловая плотность излучения повысилась до $Y_d \approx 7.5 \cdot 10^{-3}$ phot./sr.

При увеличении энергии электронов и уменьшении энергии фотонов кристаллы алмаза и кремния становятся более предпочтительными, поскольку в отличие от германия здесь нет ограничений на толщину кристалла из-за поглощения фотонов.

В работе [11] предложено использовать систему из двух совершенных кристаллов для генерации ПРИ в тонком кристалле и его дифракции в другом, более толстом. Похожая схема была апробирована в эксперименте [4]. Причем, как показано выше, во втором кристалле наиболее эффективно отражались фотоны ДТИ из первого кристалла, а не ПРИ. Главное достоинство такой системы — узкая ширина спектра, приводит к низкой интенсивности излучения. Если ширина спектра не является критичным параметром и $\Delta\omega/\omega \sim 1\%$ вполне достаточно, то использование двух мозаичных кристаллов с $\sigma_m \sim 0.2\text{--}0.4\text{ mrad}$ увеличит интенсивность на несколько порядков. Толщина первого кристалла из алмаза или кремния может быть близка к оптимальной ($t \approx 1\text{--}3\text{ mm}$), поскольку двухкристальная система позволяет защититься от прямого пучка излучения из первого кристалла, а тормозное излучение, попадающее во второй кристалл, будет дифрагировать в нем и давать в месте расположения объекта облучения линейчатый спектр.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648), программ „Развитие научного потенциала высшей школы“, подпрогр. 3, разд. 3.1, РНП.2.1.1.3263 и программы внутренних грантов БелГУ.

Список литературы

- [1] Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. Т. 4. М.: ВИНТИ, 1991. С. 129–225.
- [2] Потылицын А.П. // Изв. вузов. Физика. 1998. № 4. С. 26–31.
- [3] Brenzinger K.-H., Limburg B., Backe H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 2462–2465.
- [4] Sones B., Danon Y., Block R.C. // Nucl. Instr. and Meth. 2005. V. B227. P. 22–31.
- [5] Афанасьев А.М., Агилян М.А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 570–579.
- [6] Artru X., Rullhusen P. // Nucl. Instr. and Meth. 1997. V. B145. P. 1–7.
- [7] Bogomazova E.A., Kalinin B.N., Naumenko G.A. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2003. V. B201. P. 276–291.

- [8] Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 464 с.
- [9] Akimoto T., Tamura M., Ikeda J. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2001. V. A459. P. 78–86.
- [10] Freudenberger J., Hell E., Knupher W. // Nucl. Instr. and Meth. 2001. V. A466. P. 99–104.
- [11] Hayakawa Y., Sato I., Hayakawa K. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2005. V. B227. P. 32–40.