

УДК 537.533.7

## ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ЭНЕРГИЕЙ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ

**И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Р.А. Шатохин**

*Белгородский государственный университет,  
ул. Студенческая 14, 308007 Белгород, Россия  
e-mail: [vmukov@bsu.edu.ru](mailto:vmukov@bsu.edu.ru)*

Поступила в редакцию 31 марта 2008г.

Анализируются перспективы создания источника рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией на основе электронного ускорителя средних энергий ( $E_e \leq 50$  МэВ) и мозаичных кристаллов. Доказано, что за счёт вклада дифрагированного тормозного излучения мозаичные кристаллы обеспечивают существенно больший выход жёсткого излучения ( $\omega \geq 20$  кэВ), чем совершенные кристаллы. Показано, что использование однокристалльной схемы генерации излучения в медицинских целях практически не приемлемо из-за вклада тормозного излучения в месте расположения объекта облучения. Предложена и анализируется двухкристалльная схема, в которой один из кристаллов установлен непосредственно на пучке электронов, а другой используется для монохроматизации пучка излучения и параллельного переноса, что обеспечивает почти полное подавление фонового тормозного излучения, дающего лишнюю дозовую нагрузку, и отсутствие необходимости перемещения объекта облучения при изменении энергии фотонов.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** параметрическое рентгеновское излучение, кристалл, мозаичность, выход излучения, дифрагированное тормозное излучение, дифракция.

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 поиском новых источников рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны, альтернативных накопителям. Преимуществами ПРИ перед другими источниками на основе использования излучения быстрых частиц в веществе является возможность варьирования энергии излучения изменением ориентации кристалла или положения объекта облучения и меньшие дозовые нагрузки, поскольку ПРИ испускается под большими углами к направлению электронного пучка.

В первом приближении ПРИ может рассматриваться как когерентное рассеяние собственного электромагнитного поля частицы на электронных оболочках периодически расположенных атомов кристалла [3,4]. По аналогии с дифракцией рентгеновских лучей в кристаллах существует два подхода к описанию ПРИ. Так называемый кинематический подход предполагает, что многократное отражение фотонов ПРИ на плоскостях кристалла пренебрежимо мало. Если вероятность этого процесса не является малой, то необходимо использовать динамическую теорию. К настоящему времени считается установленным, что кинематическая теория ПРИ описывает экспериментальные результаты для совершенных кристаллов с погрешностью не хуже 10-15% [5].

По-видимому, наиболее перспективным является использование этого типа излучения в медицинских целях, где востребованы малогабаритные источники жёсткого квазимонохроматического рентгеновского излучения ( $\omega \geq 20$  кэВ,  $\Delta\omega/\omega \leq 5\%$ ) [6]. В работе [7] проведено сравнение источника на основе ПРИ электронов с энергией 35 МэВ в кристалле пиролитического графита с обычно используемыми для этой цели рентгеновскими аппаратами с молибденовым антикатодом для применения в маммографии и доказано преимущество источника на основе ПРИ. Дополнительным преимуществом источника на основе ПРИ для маммографии является возможность плавного изменения энергии фотонов в диапазоне 20-25 кэВ для получения максимального контраста в зависимости от соотношения жировой и мышечной ткани. Ведутся работы по поиску источников рентгеновского излучения для ангиографии по краю полосы фотопоглощения йода и бария ( $\omega \approx 33,1$  кэВ и  $\omega \approx 37,5$  кэВ) в том числе и на основе механизма ПРИ [8]. Следует отметить, что достигнутый на сегодняшний день выход излучения с шириной спектра необходимой цифровой ангиографии не достаточен для практического использования [9].

Измерения характеристик ПРИ, проведенные для почти всех известных кристаллов с совершенной структурой: алмаз, кремний, германий, вольфрам, кварц, фторид лития (см. [1,2] и цитируемую там литературу), показали, что выход излучения слабо зависит от кристалла и недостаточен для широкой практической реализации источника, основанного на этом механизме излучения. Способы увеличения выхода излучения, предложенные в последнее время (см. например [8,10,11] и цитируемую там литературу), так же не нашли практического применения. Использование в качестве мишеней для генерации жёстких фотонов рентгеновских зеркал [10] и многослойных кристаллических мишеней [8], где основным механизмом генерации излучения под брэгговскими углами является дифракция фотонов переходного излучения, требует энергии

электронов  $E_e \geq 500$  МэВ, что сопоставимо с накопителями и экономически не целесообразно.

Многочисленное прохождение электронов через рентгеновское зеркало или тонкую кристаллическую мишень в циклическом ускорителе [11] сопровождается увеличением угла многократного рассеяния и потерей частиц на стенках ускорительной камеры. Выход излучения, зарегистрированный в таких измерениях, сопоставим с получаемым для обычных толщин мишеней в экспериментах по генерации ПРИ ( $\sim 1$  мм). Главным преимуществом такой схемы генерации является уменьшение поглощения излучения в веществе мишени, то есть она наиболее эффективна для низких энергий фотонов ( $\omega \leq 5-10$  кэВ). К недостаткам рентгеновских зеркал следует отнести и больший период решётки, чем у кристаллов. В случае генерации жёстких фотонов и использования электронов средних энергий ( $E_e \leq 100$  МэВ) это приводит к резкому возрастанию фона в месте расположения объекта облучения из-за перекрытия угловых распределений отражённого излучения и тормозного излучения.

В работах [12,13] обращено внимание, что использование мозаичных кристаллов позволяет существенно увеличить выход излучения за счёт вклада дифрагированных фотонов тормозного излучения (ДТИ). В цитируемых работах вклад ДТИ в выход регистрируемого излучения в несколько раз превышал вклад собственно ПРИ и хорошо описывался теорией дифракции рентгеновского излучения в мозаичных кристаллах [14]. Согласие результатов измерений для мозаичных кристаллов пиролитического графита [12] и алмаза [13] с расчётом позволяет поставить задачу сопоставления совершенных и мозаичных кристаллов с точки зрения их использования для создания источника рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны для медицинских применений и оценить возможные преимущества и недостатки.

### ОЦЕНКА ВЫХОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

Как показано в ряде экспериментальных работ (см., например, [5] и цитированную там литературу) кинематическая теория ПРИ описывает результаты измерений для энергий электронов от нескольких МэВ до единиц ГэВ с погрешностью не хуже 10-15%, поэтому для расчета выхода ПРИ использовалась формула спектрально-углового распределения, полученная в кинематическом приближении в работе [15]:

$$\frac{d^2 N}{dZ d\Omega} = \frac{\sum_v \alpha \omega^3 |\chi_{\vec{g}}|^2}{2\pi \varepsilon^{3/2} (1 - \sqrt{\varepsilon_0} \vec{\beta} \vec{n})} \left[ \frac{(\omega \vec{\beta} - \vec{g}) \vec{e}_{k_v}}{(\vec{k}_{\perp} + \vec{g}_{\perp})^2 + \frac{\omega_p^2}{\beta^2} \{\gamma^{-2} + \beta^2 (1 - \varepsilon_0)\}} \right]^2. \quad (1)$$

Здесь и далее используется система единиц  $\hbar = m_e = c = 1$ . Здесь  $\varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ , где  $\omega_p$  - плазменная частота среды,  $\vec{\beta} = \beta \vec{n}_0$  - вектор скорости электрона,  $\vec{n}_0, \vec{n}$  - единичные векторы в направлении налетающего электрона и излученного фотона (с энергией  $\omega$  и импульсом  $\vec{k}$ ),  $\vec{g}$  - вектор обратной решетки,  $\vec{e}_{k_v}$  - поляризационные векторы,  $\vec{e}_{k_1} = \frac{[\vec{n}, \vec{n}_0]}{|\vec{n}, \vec{n}_0|}$ ,  $\vec{e}_{k_2} = [\vec{e}_{k_1}, \vec{n}]$ ,  $\perp$  - индекс, обозначающий проекции векторов на плоскость, перпендикулярную к  $\vec{n}_0$ . Остальные обозначения являются общепринятыми. Через  $|\chi_{\vec{g}}|^2$  обозначена величина:

$$|\chi_{\vec{g}}|^2 = |S(\vec{g})|^2 \exp(-2W) \left[ -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{f(\vec{g})}{z} \right], \quad (2)$$

В (2)  $|S(\vec{g})|^2$  - структурный фактор,  $\exp(-2W)$  - фактор Дебая-Уоллера,  $f(\vec{g})$  - Фурье-компонента пространственного распределения электронов в атоме кристалла ( $f(0) = z$ , где  $z$  - число электронов в атоме), рассчитываемая в соответствии с результатами [16].

Энергия фотона определяется из законов сохранения и зависит от скорости частицы и углов ориентации кристалла и вылета фотона следующим образом:

$$\omega = \frac{\vec{g} \vec{n}_0}{\frac{1}{\beta} - \sqrt{\varepsilon_0} \vec{n} \vec{n}_0}. \quad (3)$$

Зависимость спектрально-углового распределения ПРИ от угла между направлением движения электрона и плоскостью кристалла учитывалась в соответствии с методикой, предложенной в работе [17]. Расходимость электронного пучка внутри кристалла и поглощение фотонов ПРИ учитывались следующим образом. Кристалл разбивался на слои. Угловое распределение электронов внутри каждого слоя определялось многократным рассеянием частиц в предыдущей части кристалла. Это распределение использовалось для расчета спектра

ПРИ, генерируемого в этом слое с учетом попадания излучения в детектор. Поглощение ПРИ определялось длиной пути, проходимого фотонами из этого слоя до вылета из кристалла, и их энергией. Мозаичность кристалла учитывалась путем расчета спектра для разных блоков мозаики с учетом их распределения в мишени.

Как отмечено во введении, основным достоинством мозаичных кристаллов является дополнительный вклад в регистрируемый спектр дифрагированных реальных фотонов. Для электронов средних энергий ( $E_e \leq 100$  МэВ) основным источником фотонов является тормозное излучение. Для релятивистских электронов и мягких фотонов ( $\omega \ll E_e$ ) спектрально-угловое распределение интенсивности тормозного излучения (ТИ) на единицу длины пути в аморфном веществе может быть представлено в виде [18]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{\gamma^2}{\pi L} \frac{1 + \gamma^4 \theta^4}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2}, \quad (4)$$

где  $L$  - радиационная длина, а  $\theta$  - угол вылета фотона. Эффект подавления тормозного излучения из-за поляризации среды не учитывается, поскольку в данной задаче нас интересуют фотоны с энергией  $\omega > \gamma\omega_p$ .

Методика расчета отражающей способности мозаичных кристаллов [19] получена для одномерного распределения мозаичности и мононаправленного пучка внешнего излучения с фиксированной энергией. В нашем случае в кристалле рождается расходящийся фотонный пучок с непрерывным спектром. Для отражения мононаправленного и моноэнергетического фотонного пучка от элемента мозаичного кристалла объемом  $\Delta V$  можно записать [14]:

$$\int P(\Theta) d\Theta = Q \Delta V, \quad (5)$$

где  $P(\theta)$  - отражающая способность кристаллического элемента под углом  $\theta$ , пропорциональная распределению блоков мозаичности в кристалле [19].  $Q \Delta V$  - интегральное отражение от элемента  $\Delta V$ , где величина  $Q$  может быть названа интегральной отражающей способностью, зависит от параметров кристалла и энергии излучения следующим образом:

$$Q = \left( \frac{e^2}{mc^2} \right) \frac{N^2 \lambda^3}{\sin(2\Theta)} |F_p| |F(g)|^2, \quad (6)$$

где  $N$  - концентрация атомов,  $|F(\vec{g})|^2 = |S(\vec{g})|^2 \cdot |f(\vec{g})|^2 \exp(-2W)$ , где  $\lambda$  - длина волны,  $|S(\vec{g})|^2$ ,  $\exp(-2W)$  и  $f(\vec{g})$  те же самые величины, что и в выражении (2),  $|F_p|$  поляризационный множитель, зависящий от поляризации падающего на кристалл излучения. Если вектор поляризации перпендикулярен плоскости дифракции, то  $|F_p| = 1$ , в противоположном случае  $|F_p| = \cos^2 2\Theta$ . Для неполяризованного пучка  $|F_p| = (1 + \cos^2 2\Theta) / 2$ . Здесь  $\Theta$  - угол разворота плоскости кристалла относительно направления фотонного пучка.

Пусть в мозаичном кристалле с распределением векторов обратной решетки  $P(\vec{g})$  распространяется излучение со спектрально-угловым распределением  $I(\omega, \vec{n})$ , где  $\omega$  и  $\vec{n}$  соответственно энергия и единичный вектор, направленный вдоль импульса фотона. Здесь  $\vec{g} = |\vec{g}| \vec{\alpha}$ , где  $\vec{\alpha}$  единичный вектор, описывающий отклонение микроблоков кристалла от среднего направления  $\vec{g}_0 = \langle \vec{g} \rangle$ . Вектор  $\vec{g}_0$  перпендикулярен плоскости кристалла и развернут относительно оси  $z$  на угол  $\pi/2 - \Theta_B$ . Плоскость дифракции определяется векторами  $\vec{n}_0$  и  $\vec{g}$ .

Исходя из закона Брэгга для фотона с энергией  $\omega$  и направлением  $\vec{n}$ , можно записать требование на направление вектора  $\vec{g}$  микроблока, на котором это фотон может дифрагировать.

$$\omega = \frac{\vec{g}\vec{n}}{\sqrt{\varepsilon_0(1 - \vec{n}'\vec{n})}} = \frac{|\vec{g}| \sin 2\Theta}{\sqrt{\varepsilon_0(1 - \cos 2\Theta)}}, \quad (7)$$

где  $\vec{n}'$  вектор, описывающий направление движения дифрагированного фотона. Отсюда угол между направлениями векторов  $\vec{n}$  и  $\vec{g}$  должен удовлетворять условию:

$$\sin \Theta = \frac{|\vec{g}|}{2\omega\sqrt{\varepsilon_0}}. \quad (8)$$

В мозаичном кристалле этому условию соответствует целый набор блоков мозаики, удовлетворяющих уравнению:

$$\sin \Theta = \frac{(\vec{g}\vec{n})}{|\vec{g}|} = \frac{[n_x g_x + n_y g_y + n_z g_z]}{|\vec{g}|}. \quad (9)$$

Из этого уравнения можно определить блоки мозаики, на которых этот фотон может дифрагировать, и определить направление движения отраженного фотона  $\vec{n}'$ .

Тогда плотность вероятности отражения фотона с фиксированными  $\omega$  и  $\vec{n}$  в блоке мозаичного кристалла толщиной  $\Delta t$  вдоль направления движения фотона можно записать в виде:

$$f(\omega, \vec{n}) = q(\omega, \vec{n})Q(\omega)\Delta t, \quad (10)$$

где:  $q(\omega, \vec{n})$  - коэффициент, учитывающий мозаичность кристалла:

$$q(\omega, \vec{n}) = \int P_m(\alpha_x(\omega, \vec{n}, \alpha_y), \alpha_y) d\alpha_y. \quad (11)$$

Здесь  $P_m(\alpha_x, \alpha_y)$  - распределение мозаичности кристалла, выражаемое через  $\omega$ ,  $\vec{n}$ ,  $\alpha_y$  в соответствии с выражениями ((6)-(8)).

Для расчета выхода дифрагированных фотонов в апертуру коллиматора для каждого порядка отражения  $i$  спектрально-угловое распределение интенсивности излучения с учётом многократного рассеяния электронов в мишени  $\frac{d^2 I(\omega, \vec{n})_{ТИ}^*}{d\omega d\Omega}$  свертывалось с плотностью вероятности дифракции по всем переменным, включая энергию и углы вылета фотонов  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  и толщину кристалла:

$$Y_i = \int_{\Delta\omega_i} d\omega \int_T dt \iint_{\Delta\Omega} \frac{d^2 I(\omega, \vec{n})_{ТИ}^*}{d\omega d\Omega} S(\omega, \vec{n}, \vec{n}', t) Q(\omega) q(\omega, \vec{n}) d\theta_x d\theta_y, \quad (12)$$

где  $S(\omega, \vec{n}, \vec{n}', t)$  коэффициент, учитывающий поглощение излучения в материале мишени и геометрию эксперимента,  $T$  толщина кристалла,  $\Delta\Omega$  угловой акцептанс, а  $\Delta\omega_i$  энергетический захват детектора для  $i$ -того порядка отражения, зависящий от угла коллимации и углового распределения излучения.

Согласно кинематической теории для строго брэгговского направления интенсивность ПРИ равна нулю [3,4,15]. Энергия такого фотона не соответствует закону Брэгга для реальных фотонов (см. (4), (7)). Поэтому в совершенных кристаллах дифракция фотонов ПРИ не рассматривается. В мозаичных кристаллах для фотона, испущенного в одном из блоков мозаики, могут выполняться условия дифракции в другом блоке. Что бы учесть этот эффект для каждого фотона ПРИ с энергией  $\omega$  и импульсом  $\vec{k}$  исходя из закона Брэгга в соответствии с (7)-(11) определялись блоки мозаики, на которых этот фотон может дифрагировать, и вероятность отражения. Отсюда, учитывая распределение блоков мозаики, определялось ослабление пучка фотонов ПРИ на пути от точки рождения до вылета из кристалла. Вторичная дифракция отраженных фотонов тормозного излучения на пути от области дифракции до вылета из кристалла так же рассчитывалась в соответствии с выражениями (7)-(11). Более подробно методика расчёта выхода ПРИ и ДТИ в мозаичных кристаллах описана в [20,21].

### ОДНОКРИСТАЛЬНАЯ СХЕМА

Как отмечено во введении, для просвечивающей рентгенографии, как правило, вполне достаточно монохроматичности  $\Delta\omega/\omega \leq 5\%$  [6,7]. При использовании пучков ПРИ монохроматичность достигается посредством коллимации излучения. Для релятивистских частиц и тонких кристаллов можно записать [22]:

$$\Delta\omega/\omega \approx \text{ctg}\Theta_B \Delta\Theta_x, \quad (13)$$

где  $\Theta_B$  и  $\Delta\Theta_x$  углы Брэгга и коллимации излучения в плоскости дифракции, соответственно. При использовании кристалла конечной толщины для оценки монохроматичности в этом выражении появляется дополнительный член  $\delta = \text{ctg}^2 \Theta_B \Delta\Theta_x \mathcal{G}_{ms}$ , где  $\mathcal{G}_{ms}$  - среднеквадратичный угол многократного рассеяния.

На рисунке 1 приведена типичная схема для генерации и применения пучка ПРИ.

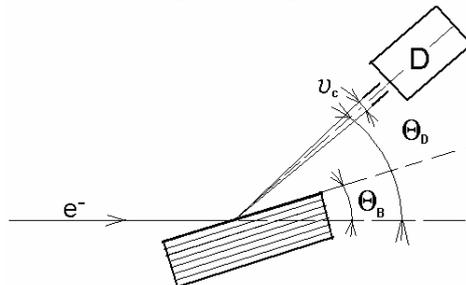


Рис. 1. Схема для генерации и применения пучка ПРИ.

Электронный пучок падает на кристалл, развёрнутый на угол  $\Theta_B \approx \Theta_D / 2$ . Угол расположения

детектора  $\Theta_D$  выбирается так, что бы в направлении детектора (объекта облучения) испускалось излучение с требуемой энергией. Варьирование энергии излучения осуществляется изменением угла расположения детектора и соответствующего поворота кристалла, либо при некоторой потере интенсивности, только при помощи поворота кристалла. В этом случае достижимый диапазон изменения энергии излучения можно оценить следующим образом [23]:

$$\Delta\omega \approx \omega \operatorname{ctg}\Theta_B \Delta\Theta_{ch}, \quad (14)$$

$$\text{где } \Theta_{ch} = \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_p^2 / \omega^2 + \mathcal{G}_{ms}^2}.$$

Выход ПРИ линейно зависит от толщины кристалла, поэтому наиболее естественным способом увеличения интенсивности является увеличение толщины мишени. На рисунке 2 приведены расчётные спектры ПРИ для отражения (220) и  $\Theta_B = \Theta_D / 2$  в кристаллах кремния разной толщины. Расчёт проведён для следующих условий: Энергия электронов  $E_e = 45$  МэВ, расходимость электронного пучка  $\mathcal{G}_e = 1,5$  мрад, объект облучения расположен под углом  $\Theta_D = 16,7$  градуса ( $\omega \sim 33$  кэВ). Круглый коллиматор диаметром 5 мм расположен на расстоянии 3 м от кристалла ( $\nu_{PXR} = 0,85$  мрад).

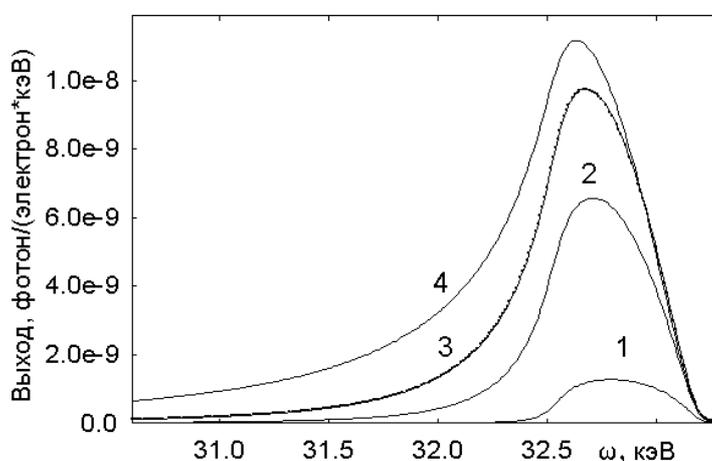


Рис. 2. Спектры ПРИ в совершенных кристаллах кремния.  
Кривые: 1-  $T = 0,1$  мм, 2-  $T = 0,5$  мм, 3 -  $T = 1$  мм, 4 -  $T = 3,5$  мм.

Из рисунка видно, что многократное рассеяние электронов приводит к сдвигу максимума в спектре в область более низких энергий и появлению низкоэнергетического хвоста. Ширина спектра (FWHM) меняется с 1,3% для  $T = 0,1$  мм до 1,75% для  $T = 3,5$  мм, то есть весьма незначительно, тогда как полная ширина (на уровне 10% от максимума) изменилась с 2% ( $\Delta\omega = 0,65$  кэВ) до 5% ( $\Delta\omega = 1,68$  кэВ).

Из приведённой на рисунке 3 зависимости выхода излучения для этих экспериментальных условий от толщины кристалла (кривая) видно, что для малых толщин выход ПРИ увеличивается, затем выходит на насыщение и потом плавно спадает из-за поглощения излучения в материале мишени.

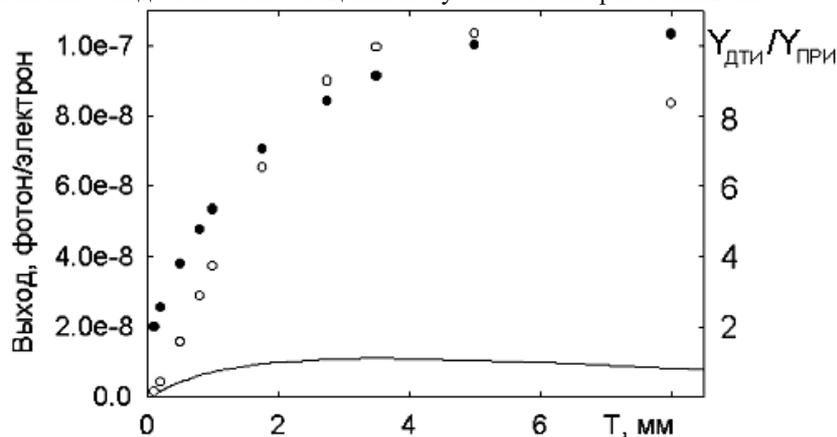


Рис. 3. Зависимость интенсивности ПРИ и ДТИ от толщины кристалла кремния.

Положение максимума выхода излучения соответствует длине поглощения генерируемых фотонов. Как отмечено во введении и в [12,13], использование мозаичных кристаллов позволяет получить существенно больший выход излучения за счёт вклада ДТИ. На этом же рисунке (○) приведена зависимость выхода ДТИ для мозаичного образца с  $\sigma_m = 1$  мрад и отношение выходов ДТИ и ПРИ (●). Из рисунка видно, что даже для  $T=0,1$  мм выход ДТИ из мозаичного кристалла больше, чем выход ПРИ из совершенного кристалла. Поскольку выход ПРИ, в отличие от спектра излучения слабо зависит от мозаичности кристалла [24] (см. рис. 5), а выход ДТИ из совершенного кристалла меньше выхода ПРИ [25], мозаичный кристалл практически всегда обеспечивает больший выход излучения, чем совершенный.

Основным недостатком мозаичных кристаллов является большая ширина спектра. Из приведённых на рисунке 4 спектров ДТИ для мозаичных образцов кремния той же толщины видно, что ширина спектра ДТИ практически зависит от толщины кристалла, а определяется коллимацией излучения и, в основном [26], величиной  $\sigma_m$ .

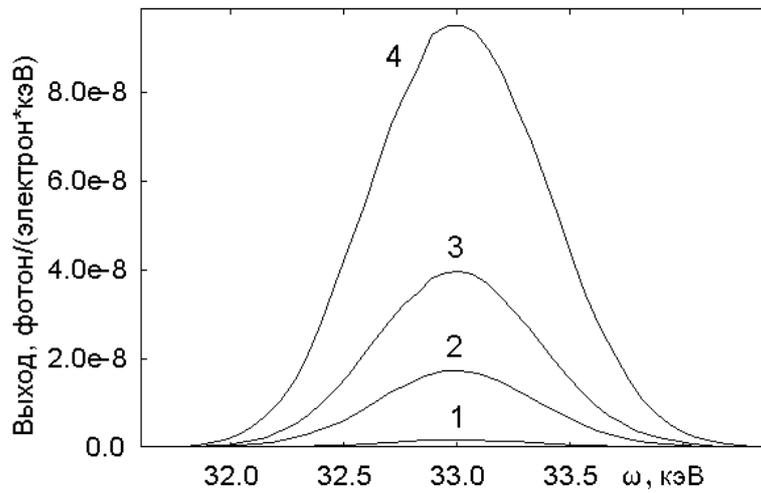


Рис. 4. Спектры ДТИ в мозаичных кристаллах кремния с  $\sigma_m = 1$  мрад для условий рисунка 2.

Кривые: 1 -  $T = 0,1$  мм, 2 -  $T = 0,5$  мм, 3 -  $T = 1$  мм, 4 -  $T = 3,5$  мм.

Для  $\sigma_m = 1$  мрад и угла коллимации излучения  $\nu_{PXR} = 0,85$  мрад полная ширина спектров ПРИ и ДТИ становится сопоставимой только для  $T > 3,5$  мм. Оценки показывают, что для  $\sigma_m \sim 0,6$  мрад и толщины кристалла 3,5 мм спектр ДТИ уже спектра ПРИ, при этом отношение интенсивностей ДТИ и ПРИ уменьшается до  $\sim 8$  в основном за счёт уменьшения ширины спектра. То есть, для достижения оптимальных параметров пучка излучения в зависимости от поставленной задачи необходимо использовать кристаллы с разной величиной  $\sigma_m$ . Для гауссовского распределения мозаичности и фиксированного угла коллимации излучения оптимальным является соотношение  $\sigma_m \leq \nu_c / 3$  [26]. При учёте поглощения излучения в веществе мишени, как и в случае генерации ПРИ в совершенных кристаллах [2,28], оптимальными являются кристаллы из лёгких элементов (алмаз, фторид лития) с  $\sigma_m \approx 0,2-0,6$  мрад [13].

Самым известным мозаичным кристаллом, применяемым в экспериментальной физике, в том числе и для генерации ПРИ [8,20,27,28], является пиролитический графит (НОРГ). Согласно литературным данным величина  $\sigma_m$  образцов из пиролитического графита варьируется в пределах  $0,2^\circ - 0,7^\circ$ . Недавно в работе [7] предложен проект установки для маммографии, использующей ПРИ электронов с энергией 35 МэВ в кристалле пиролитического графита, и показано, что этот источник обладает преимуществами перед традиционным на основе электронной пушки с молибденовым антикатодом.

На рисунке 5 приведены спектры для условий, использованных в этой работе:  $E_e = 35$  МэВ, угол коллимации излучения  $1,24 \times 80$  мрад<sup>2</sup> и толщина кристалла 10 мм. Угол расположения объекта облучения  $\Theta_D = 2\Theta_B = 10,46^\circ$  ( $\omega \approx 20$  кэВ). Кривая 1 ( $Y_{calc} = 3,72 \cdot 10^{-6}$  фотон/электрон) - спектр ПРИ, рассчитанный без учёта мозаичности кристалла. Именно такой спектр приведён и обсуждается в цитируемой работе. Об этом свидетельствует не только совпадение формы спектра и выхода излучения результатов [7] и наших расчётов с точностью не хуже 5%, но и отсутствие в цитируемой работе значения характерного угла мозаичности. Кривая

2 ( $Y_{calc} = 4,70 \cdot 10^{-6}$  фотон/электрон) рассчитана в соответствии с методикой, приведённой в предыдущем разделе, для  $\sigma_m = 4$  мрад и гауссовского распределения мозаичности, но без учёта дифракция фотонов ПРИ. Этот эффект учтён при расчёте зависимости 3 ( $Y_{calc} = 2,7 \cdot 10^{-6}$  фотон/электрон).

Из сопоставления спектров 1 и 2 видно, что наличие мозаичности привело к уменьшению амплитуды в пике спектра и его сдвигу в область меньших энергий фотонов, что обусловлено сильной зависимостью отражающей способности от длины волны ( $Q \approx \lambda^2$ , см. формулу (6)). Этим же фактором обусловлен и больший выход ПРИ из мозаичного кристалла по сравнению с совершенным. Вторичная дифракция фотонов ПРИ уменьшает выход излучения почти в два раза и ещё больше смещает максимум в спектре, поскольку в направлении первичного пучка тормозного излучения наиболее сильно переотражаются фотоны с  $\omega \approx |g| / (2\sqrt{\epsilon_0} \sin \Theta_{B_0})$ , где  $\Theta_{B_0}$  - угол, соответствующий максимуму в распределении блоков мозаики.

Из приведённого на этом же рисунке спектра ДТИ (зависимость 4,  $Y_{calc} = 1,32 \cdot 10^{-5}$  фотон/электрон) видно, что, как и для мозаичного кристалла кремния, выход ДТИ  $\sim 4$  раза превышает выход ПРИ. Меньшая величина превышения в выходе ДТИ для кристалла графита по сравнению с кристаллом кремния обусловлена большим углом коллимации излучения. Следует отметить, что в отличие от спектров ПРИ положение максимума в спектре ДТИ соответствует брэгговской энергии. Ширина спектра ДТИ  $\Delta\omega_{ДТИ} \sim 2,86$  кэВ больше, чем ширина спектра ПРИ  $\Delta\omega_{ПРИ} \sim 2,25$  кэВ и, тем более спектра ПРИ из идеального (не существующего в природе) кристалла пиролитического графита  $\Delta\omega_{ПРИ} \sim 0,6$  кэВ, что обусловлено большим значением характерного угла мозаичности кристалла по сравнению с углом коллимации излучения в плоскости дифракции ( $\sigma_m = 4$  мрад  $>$   $\Delta\Theta_x = 1,24$  мрад).

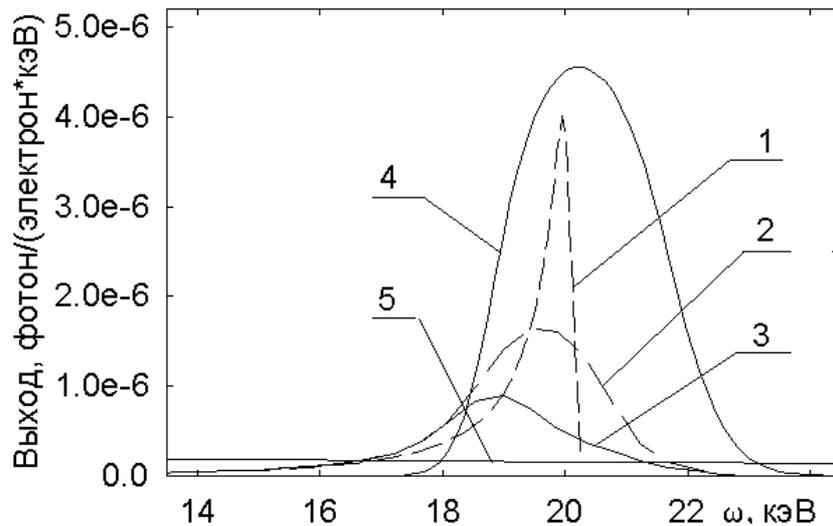


Рис. 5. Спектры излучения в мозаичном кристалле пиролитического графита с  $\sigma_m = 4$  мрад для условий работы [7]:

$$E_e = 35 \text{ МэВ}, \Delta\Theta_x \Delta\Theta_y = 1,24 \times 80 \text{ мрад}^2, T = 10 \text{ мм.}$$

Основной проблемой, возникающей при использовании кристаллов оптимальной толщины, является не ширина спектра, а большая величина фона тормозного излучения в месте расположения детектора (объекта облучения). По-видимому, это главная причина, почему предложение авторов [7] осталось не реализованным. На рисунке 5 (кривая 5) приведен спектр тормозного излучения в спектральной области первого порядка отражения, рассчитанный в соответствии с формулой (4) с учётом многократного рассеяния электронов в кристалле. Из рисунка видно, что вклад непрерывного фона тормозного излучения порядка 3% от амплитуды пика в спектре ДТИ. Для кристалла кремния вклад фона не превышает 1% от интенсивности ДТИ для толщины кристалла 3,5 мм и поэтому на рисунке 4 он не показан. Меньшая величина фона для кремния обусловлена большими значениями энергии электронов и угла наблюдения и меньшей толщиной кристалла.

Поскольку спектр ТИ тянется вплоть до конечной энергии электронов, число фотонов ТИ и ДТИ, попадающих на объект облучения для кристалла кремния толщиной 3,5 мм и энергии фотонов  $\omega \sim 33$  кэВ,  $Y_{ТИ} \sim 7 \cdot 10^{-8}$  фотон/электрон и  $Y_{ДТИ} \approx 9,4 \cdot 10^{-8}$  фотон/электрон, несмотря на малый вклад фона в области

первого порядка отражения оказались сопоставимыми, а полная энергия тормозного излучения  $W_{ТИ} \sim 4 \cdot 10^{-4}$  кэВ/электрон оказалась на два порядка больше полной энергии полезного излучения  $W_{ДТИ} \approx 3,1 \cdot 10^{-6}$  кэВ/электрон. Для подтверждения адекватности приведённых оценок вклада тормозного излучения можно сослаться на результаты эксперимента [28], где вклад фона от тормозного излучения в кристаллах LiF с рабочей толщиной 5,8 мм и 1,55 мм, измеренный кремниевым детектором толщиной 0,5 мм, был достаточно заметен даже для энергии электронов  $E_e = 57$  МэВ и углов наблюдения  $\Theta_D = 30$  и 60 градусов. Следует отметить, что при использовании совершенных кристаллов оптимальной толщины и механизма ПРИ эти соотношения будут на порядок хуже (см. рис. 3). Реальное соотношение доз от фонового и полезного излучения, определяемое протяжённостью и составом объекта облучения, будет несколько меньше соотношения полных энергий излучения и должно оцениваться отдельно.

Для минимизации этого эффекта желательно использовать мозаичные кристаллы с меньшим параметром решётки для увеличения  $\Theta_D$  и максимально приемлемую с точки зрения практической целесообразности энергию электронов для уменьшения многократного рассеяния. Следует отметить, что при выполнении условия  $\omega \gg \gamma_{\omega}$  увеличение энергии электронов ведёт к квадратичному росту выхода ДТИ.

### ДВУХКРИСТАЛЬНАЯ СХЕМА

Одним из решений проблемы высокого уровня фона от тормозного излучения в месте расположения объекта облучения может быть использование двухкристальной схемы. Недавно в работе [29] предложено использовать систему из двух совершенных кристаллов для генерации ПРИ в тонком кристалле и его последующей дифракции в другом, более толстом. Подобные схемы достаточно широко используются в двухкристальных монохроматорах ещё с тридцатых годов прошлого века (см., например, [14,30] и цитируемую там литературу). Главное достоинство такой схемы - узкая ширина спектра приводит к низкой интенсивности излучения. При проведении исследований тонкой структуры поглощения рентгеновского излучения (XAFS) на этой установке типичное время экспозиции составляло десятки минут [31]. Если ширина спектра не является критичным параметром, например, для просвечивающей рентгенографии и ангиографии по краю полосы фотопоглощения, где  $\Delta\omega/\omega \sim 2-3\%$  вполне достаточно, то использование двух мозаичных кристаллов вместо совершенных может увеличить выход излучения на несколько порядков [13].

На рисунке 6 приведена схема установки, реализующей этот метод.

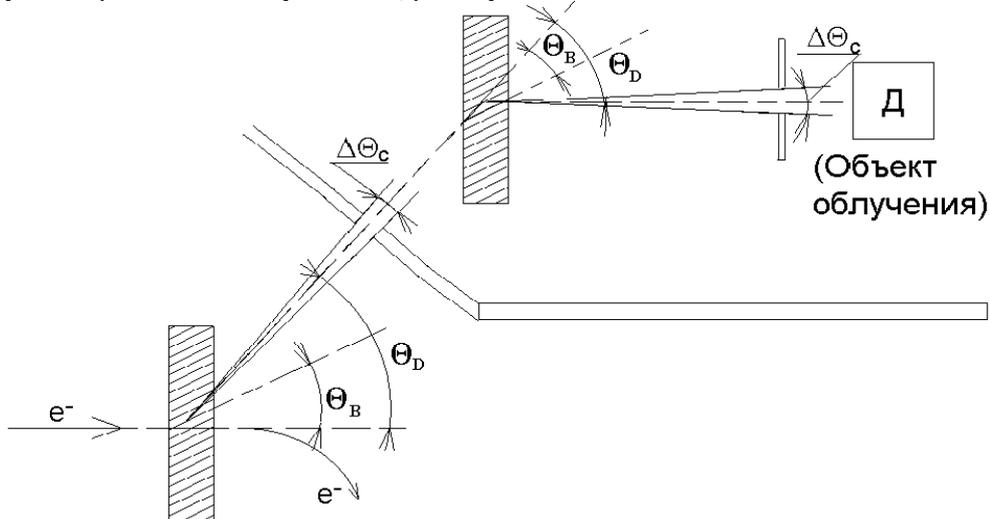


Рис. 6. Схема установки для реализации двухкристальной системы.

Как и в работе [31] электронный пучок падает на кристалл, установленный в гониометре и развернутый на угол  $\Theta_B$  для получения требуемой энергии фотонного пучка, и сбрасывается в могильник. Рождённые в кристалле фотоны ДТИ и ПРИ проходят через коллиматор, расположенный под углом  $\Theta_D = 2\Theta_B$  и вырезающий нужную область спектрально-углового распределения. Коллимированное излучение падает на второй кристалл, установленный в гониометре и развернутый на такой же угол (схема (n, -n) [14,30]), и отражается в направлении объекта облучения. Для изменения энергии фотонного пучка в соответствии с законом Брэгга меняется ориентация обоих кристаллов, положение коллиматора и второго кристалла, таким образом, что бы трасса пучка дифрагированного излучения по-прежнему проходила через объект облучения. Одним из основных достоинств такой схемы является отсутствие необходимости перемещения объекта

облучения при изменении энергии фотонов.

В зависимости от конкретной реализации установки, реализующей предлагаемую схему, размеры второго кристалла могут быть выбраны такими, что бы он перекрывал только требуемый телесный угол. В этом случае нет необходимости в установке промежуточного коллиматора, что существенно упрощает реализацию метода. Для проведения измерений, требующих меньшей ширины спектра, например, исследований XAFS, мозаичные кристаллы могут быть заменены совершенными, и установлены в такой же геометрии, как и в работе [31].

Основным отличием от схемы [31], кроме установки мозаичных кристаллов вместо совершенных, является использование геометрии Лауэ вместо геометрии Брэгга, выбранной авторами цитируемой работы из-за большей отражающей способности. При использовании геометрии Брэгга для генерации жёсткого излучения ( $\omega > 20$  кэВ,  $\Theta_b \leq 10^\circ$ ) поперечный размер электронного пучка ( $\Delta x \sim 2$  мм) приведёт к резкому увеличению продольного размера пучка излучения ( $\Delta z = \Delta x / \tan \Theta_b \sim 20$  мм) и, как следствие, к уширению спектра и уменьшению интенсивности излучения в месте расположения объекта облучения. В случае использования кристалла пиролитического графита, плоскости которого параллельны поверхности кристалла, электронный пучок падает на его торец.

На рисунке 7 приведены результаты расчёта выхода излучения при использовании такой схемы расположения кристаллов и условий рисунка 2. Используются два идентичных кристалла кремния оптимальной толщины ( $T=3,5$  мм) и мозаичностью  $\sigma_m=1$  мрад. Угол коллимации для однократно и двукратно дифрагированных фотонов одинаков и равен 1 мрад. Из рисунка видно, что использование второго кристалла обеспечивает не только подавление фона ТИ, но и уменьшение ширины спектра излучения, попадающего на объект облучения (кривая 2,  $Y = 5,2 \cdot 10^{-9}$  фотон/электрон). Уменьшение выхода по сравнению с однокристалльной схемой (кривая 1,  $Y = 1,29 \cdot 10^{-7}$  фотон/электрон) обусловлено как сужением спектра, так и поглощением во втором кристалле. Полученное значение выхода излучения сопоставимо с получаемым при использовании механизма ПРИ из совершенного кристалла кремния толщиной 3,5 мм  $Y_{ПРИ} = 5,93 \cdot 10^{-9}$  фотон/электрон. Однако спектральные характеристики пучка в двухкристалльной схеме  $\Delta\omega_{ДТИ}^{FWHM} = 0,32$  кэВ и  $\Delta\omega_{ДТИ} = 0,57$  кэВ лучше, чем пучка ПРИ из этого кристалла  $\Delta\omega_{ПРИ}^{FWHM} = 0,56$  кэВ и  $\Delta\omega_{ПРИ} = 1$  кэВ, соответственно.

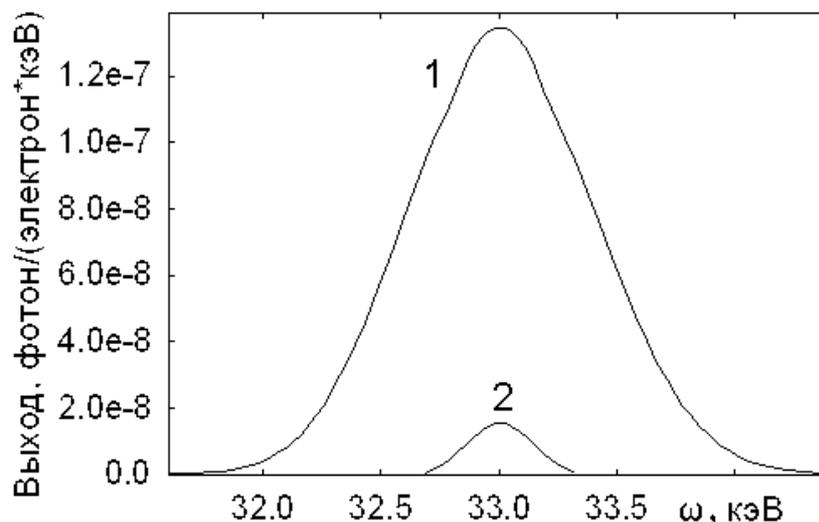


Рис. 7. Спектры ДТИ для мозаичных кристаллов кремния с  $\sigma_m = 1$  мрад.

$$E_e = 45 \text{ МэВ}, \Theta_D = 16,7^\circ, \nu_c = 0,85 \text{ мрад}, T_1=T_2=3,5 \text{ мм.}$$

1 – спектр на влёте во второй кристалл; 2 – спектр на объекте облучения.

Сильное уменьшение интенсивности излучения, попадающего на облучаемый объект, как видно из рисунка теряется почти 85% интенсивности излучения, попадающего на второй кристалл, обусловлено большими значениями  $\sigma_m$  и толщины кристалла. Уменьшение мозаичности обоих кристаллов до  $\sigma_m=0,5$  мрад увеличило интенсивность излучения после второго кристалла примерно в 1,6 раза.

Поиск или изготовление мозаичных кристаллов для реализации предлагаемого способа получения интенсивных пучков рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией представляет собой отдельную задачу, поэтому рассмотрим, какую интенсивность фотонного пучка с той же энергией и для тех же условий

можно получить при использовании доступных и достаточно дешёвых кристаллов пиролитического графита. Результаты расчёта для идентичных кристалла пиролитического графита толщиной 15 мм ( $T \sim l_a$  где  $l_a$  - длина поглощения) и мозаичностью  $\sigma_m = 4$  мрад приведены на рисунке 8. Второй кристалл расположен под углом  $\Theta_D = 6,4^\circ$ . Как и для меньших энергий фотонов (рис. 5) основной вклад в спектр после первого кристалла даёт ДТИ. Вклад ПРИ (кривые 1, 2)  $Y_{ПРИ} = 1,68 \cdot 10^{-7}$  фотон/электрон почти на порядок меньше вклада ДТИ (кривая 3)  $Y_{ДТИ} = 1,54 \cdot 10^{-6}$  фотон/электрон, что связано с различием в коллимации излучения.

Как видно из рисунка, замена кристаллов кремния на пиролитический графит, увеличение мозаичности и толщины мишени увеличили интенсивность и ширину спектра после первого кристалла с  $Y = 1,29 \cdot 10^{-7}$  фотон/электрон и  $\Delta\omega \approx 2$  кэВ (рис. 7, кривая 1) до  $Y = 1,54 \cdot 10^{-6}$  фотон/электрон и  $\Delta\omega \approx 11$  кэВ (рис. 8, кривая 3). По этой же причине ширина спектра после второго кристалла (кривая 5)  $\Delta\omega_{ДТИ}^{FWHM} = 0,59$  кэВ и  $\Delta\omega_{ПРИ} = 1$  кэВ оказалась больше, чем при использовании мозаичных кристаллов кремния, а выход излучения  $Y = 2,38 \cdot 10^{-8}$  фотон/электрон вырос почти в пять раз. Следует отметить, что с учётом дополнительного вклада дифрагированного во втором кристалле тормозного излучения (см. ниже) полученное значение выхода излучения почти в два раза больше, чем можно получить для этой же энергии фотонов и угла коллимации при помощи механизма ПРИ и совершенного кристалла кремния оптимальной толщины  $Y = 1,57 \cdot 10^{-8}$  фотон/электрон.

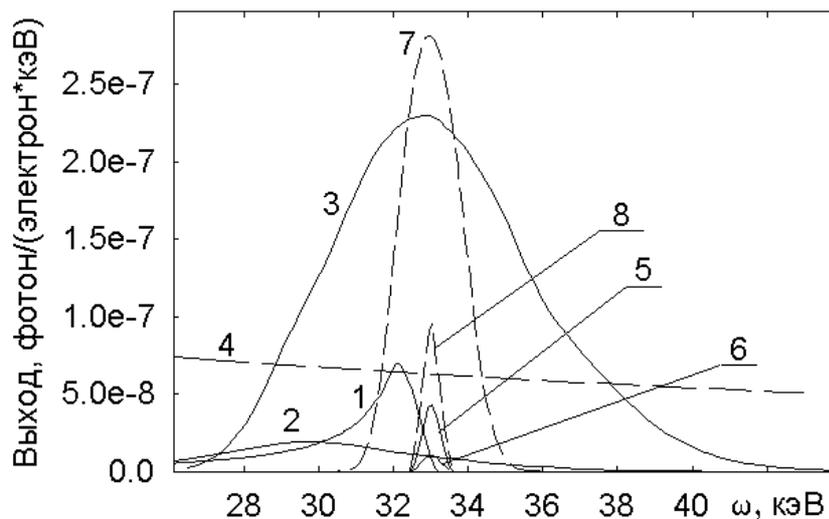


Рис. 8. Спектры излучения для мозаичных кристаллов пиролитического графита.

$$\sigma_m = 4 \text{ мрад}, E_e = 45 \text{ МэВ}, \Theta_D = 6,4^\circ, \nu_c = 1 \text{ мрад}, T_1 = T_2 = 15 \text{ мм.}$$

1 - спектр ПРИ в совершенном кристалле; 2 - спектр ПРИ в мозаичном кристалле; 3 - спектр ДТИ в мозаичном кристалле; 4 - спектр тормозного излучения на влёте во второй кристалл; 5 - спектр двукратно дифрагированного излучения; 6 - спектр дифрагированного тормозного излучения, попавшего на второй кристалл; 7 - спектр ДТИ в кристалле с  $\sigma_m = 1$  мрад и  $T_1 = 5$  мм; 8 - спектр после второго кристалла с  $\sigma_m = 1$  мрад и  $T_2 = 4$  мм.

Основной недостаток однокристалльной схемы - большой фон тормозного излучения (кривая 4), при использовании двухкристалльной схемы приводит к дополнительному вкладу монохроматического излучения в месте расположения объекта облучения  $Y = 0,55 \cdot 10^{-8}$  фотон/электрон (кривая 6). Фотоны ПРИ из первого кристалла так же могут дифрагировать во втором. Но из-за низкой интенсивности ПРИ в требуемой спектральной области (см. спектр 2) вклад этого процесса в суммарную интенсивность излучения не превышает долей процента.

Уменьшение интенсивности излучения, попадающего на облучаемый объект, как видно из рисунка теряется почти 80% фотонов с энергией  $\omega = 33$  кэВ, обусловлено большими значениями  $\sigma_m$  и толщин кристаллов. Уменьшение мозаичности до  $\sigma_m = 1$  мрад уменьшило оптимальные толщины до 5 мм и 4 мм для первого и второго кристаллов, соответственно, и увеличило выход излучения  $\sim$  в два раза (см. кривые 7 и 8).

Как и в случае однокристалльной схемы, лучшими для реализации предлагаемой методики являются кристаллы с малым  $Z$  и мозаичностью 0,4-0,6 мрад. Нижний предел мозаичности и размеры кристаллитов

определяются границами применимости модели идеального мозаичного кристалла, то есть  $\sigma_m \gg \Delta\Theta$ , где  $\Delta\Theta$  - ширина столика Дарвина, а размеры блоков должны быть много меньше длины первичной экстинкции для фотонов интересующих энергий [14,30]. С точки зрения минимума поглощения весьма интересными на первый взгляд представляются кристаллы нитрида и карбида бора.

### ВЫВОДЫ

Результаты проведённых исследований кратко могут быть сформулированы следующим образом:

- 1). Использование мозаичных кристаллов вместо совершенных существенно увеличивает выход квазимонохроматического рентгеновского излучения. Эти кристаллы наиболее эффективны для генерации жёстких фотонов ( $\omega > 20$  кэВ), поскольку большая длина поглощения позволяет увеличить толщину кристалла и выход излучения. Мозаичность  $\sigma_m < \nu_c/3$  обеспечивает увеличение выхода излучения без заметного ухудшения эксплуатационных характеристик источника, основанного на использовании излучения электронов средних энергий в кристаллах.
- 2). Однокристалльная схема генерации излучения практически не пригодна для применения в медицинских целях из-за большого фона тормозного излучения в месте расположения объекта излучения при использовании кристаллов оптимальной толщины и низкой эффективности при малых толщинах.
- 3). Использование двух мозаичных кристаллов с  $\sigma_m \sim 0,2-0,6$  мрад в геометрии Лауэ вместо совершенных в предложенной в [29] двухкристалльной схеме генерации излучения позволяет существенно увеличить выход жёстких фотонов при некотором ухудшении монохроматичности.
- 4). Двухкристалльная схема позволяет избавиться от фона тормозного излучения и существенно улучшить монохроматичность по сравнению с однокристалльной схемой. Дополнительным преимуществом такой схемы является отсутствие необходимости перемещения объекта облучения при изменении энергии фотонов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648) и программы внутренних грантов БелГУ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Дифракционные явления в процессах спонтанного и коллективного излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах //Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. - М.: ВИНТИ. - 1991. - Т.4. - С.129-225.
2. Лобко А.С. Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения - Мн.: БГУ, 2006. - 201с.
3. Гарибян Г.М., Ян Ши Квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле //ЖЭТФ. - 1971. - Т.61. - Вып.9. - С.930-943.
4. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О переходном излучении гамма-квантов в кристалле //ЖЭТФ. - 1971. -Т.61.- Вып.9. - С.944-948.
5. Brenzinger K.-H., Herberg C., Limburg B. et al. Investigation of the production mechanism of parametric X-ray radiation //Z. Phys. A. - 1997. - Vol. 358 - P.107-114.
6. Baldelli P., Taibi A., Tuffanelli A., Gambaccini M. Dose comparison between conventional and quasimonochromatic systems for diagnostic radiology //Physics in Medicine and Biology.- 2004.- Vol. 49.- P.4125-4146.
7. Peistrup M.A., Wu Xizing, Kaplin V.V., Uglov S.R., Cremer J.T., Rule D.W., Fiorito R.B. //Review of Scientific Instruments.- 2001.- Vol.72, № 4.- P.2159-2170.
8. Takashima Y., Aramitsu K., Endo I. et al. Observation of monochromatic and tunable hard X radiation from stratified Si single crystals // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.-1998.- Vol.145.- P.25-30.
9. Freudenberger J., Hell E., Knupher W. Perspectives of medical X-ray imaging // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. - 2001.-Vol.466. - P.99-104.
10. Kaplin V.V., Uglov S.R., Zabaev V.N., Piestrup M.A., Gary C.K. Observation of bright monochromatic x rays generated by relativistic electrons passing through a multilayer mirror//Appl. Phys. Lett. -2000.- Vol.76. - P.3647-3649.
11. Kaplin V.V., Uglov S.R., O.F. Bulaev, Goncharov V.J., Voronin A.A., Peistrup M.A., Gary C.K., Nasonov N.N., Fuller M.K. Tunable, monochromatic x rays using the internal beam of a betatron//Applied Physics Letters.- 2002.- Vol.80, №18.- P.3427-3429.
12. Bogomazova E.A., Kalinin B.N., Naumenko G.A. et al. Diffraction of real and virtual photons in pyrolytic graphite crystal as source of intensive quasimonochromatic X-ray beam //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.- 2003. -Vol.201.- P.276-291.
13. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Шатохин Р.А. Использование мозаичных кристаллов для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения //Письма ЖТФ. - 2007.- Т.33.- Вып.14.- С.87-94.
14. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. - М.: Изд. Иностран. Лит., 1950. - 464с.
15. Nitta H. Kinematical theory of parametric X-ray radiation. //Phys. Lett. A. -1991.- Vol.158. - P.270-274.
16. Cromer D.T. and Waber J.T. Scattering factors computed from relativistic Dirac-Slater wave functions //Acta Cryst. - 1965.- Vol.18. - P.104-109.
17. Potylitsin A. Influence of Beam Divergence and Crystal Mosaic Structure Upon Parametric X-Ray Radiation Characteristics //arXiv:cond-mat/9802279 - V.1 - 1998.

18. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях.- Москва: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 272с.
19. Chabot M., Nicolai P., Wohrer K., Rozet J.P., Touati A., Chetoui A., Vernhet D. and Politis M.F. X-ray reflectivities, at low and high order of reflection, of flat highly oriented pyrolytic graphite crystals //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 1991.- Vol.61. - P.377-384.
20. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Падалко Д.В., Потылицын А.П. Параметрическое рентгеновское излучение электронов в мозаичных кристаллах //Известия ВУЗов "Физика". – 2001. - Т.44, №3. - С.53-65.
21. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Кирьяков А.А., Науменко Г.А., Падалко Д.В., Потылицын А.П., Мягкая компонента излучения каналированных электронов в кристалле кремния //Известия ВУЗов "Физика". – 2001. – Т.44, №3. - С.71-80.
22. Shchagin A.V., Pristupa V.I., Khizhnyak N.A. A fine structure of parametric X-ray radiation from relativistic electrons in a crystal. //Phys. Lett. A. - 1990. - Vol.148. - P.485-488.
23. Амосов К.Ю., Верзилов В.А., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Кустов Д.В., Науменко Г.А., Потылицын А.П. Спектральная плотность параметрического рентгеновского излучения в кристалле Ge // Поверхность, Физика, Химия, Механика. – 1995.- №11.- С.81-84.
24. Афанасьев А.М., Агинян М.А. Излучение ультрарелятивистских частиц при прохождении через идеальные и мозаичные кристаллы. //ЖЭТФ. – 1978. - Т.74. – Вып.2. - С.570-579.
25. Д.А. Бакланов, А.Н. Балдин, И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко, Р.А. Шатохин. Соотношение вкладов дифрагированного тормозного излучения и параметрического рентгеновского излучения в совершенных кристаллах. // Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина, серия физическая, "Ядра, частицы, поля".- 2007.- №763. - Вып.1(33).- С.41-56.
26. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Нечаенко Д.А., Шатохин Р.А. Влияние мозаичности кристаллов на характеристики параметрического рентгеновского излучения// Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина, серия физическая, "Ядра, частицы, поля".-2006.- №744.- Вып.3(31).- С.51-65.
27. Fiorito R.B., Rule D.W., Maruyama X.K. et al. Observation of higher order parametric x-ray spectra in mosaic graphite and single silicon crystals. // Phys. Rev. Lett. - 1993. - Vol.71. - P.704-707.
28. Sones B., Danon Y., Block R.C. Lithium fluoride (LiF) crystal for parametric X-ray (PXR) production. //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.- 2005. – Vol.227. - P.22-31.
29. Hayakawa Y., Sato I., Hayakawa K., Tanaka T. Simulation to the project of a PXR based X-ray source composed of an electron linac and a double-crystal system // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2005. - Vol.227. - P.32-40.
30. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. - М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. - 392с.
31. Hayakawa Y., Sato I., Hayakawa K., Tanaka T., Mori A., Kuwada T., Sakai T., Nogami K., Nako K., Sakae T. Status of the parametric X-ray generator at LEBRA. Nihon University // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2006. - Vol.252. - P.102-110.

## X-RAY SOURCE WITH VARIABLE PHOTON'S ENERGY FOR MEDICINE APPLICATIONS

**I.E. Vnukov, Yu.V. Zhandarmov, R.A. Shatokhin**

*Belgorod State University, 14 Studencheskaya str., 308007 Belgorod, Russia*

*e-mail: [vhukov@bsu.edu.ru](mailto:vhukov@bsu.edu.ru)*

The prospect creation of the X-ray source with variable photon's energy on the basis of the average energy accelerator ( $E_e \leq 50\text{MeV}$ ) and mosaic crystals is analyzed. It is shown, that due to the contribution of diffracted bremsstrahlung, the mosaic crystals provide the essentially greater yield of hard radiation ( $\omega \geq 20\text{keV}$ ), than perfect crystals. It is shown that using a scheme with one crystal for X-ray generation practically isn't acceptable for medicine applications due to the contribution of background bremsstrahlung in the location of irradiated object. Double-crystal scheme is offered and analyzed, in which one crystal located directly on the electrons beams, and another used, for monochromatization and parallel moving of the X-ray beam. It provides almost full suppression of background bremsstrahlung which gives harmful doze loading, and there is no need to move the object when change the photons energy.

**KEY WORDS:** parametric X-ray radiation, crystal, mosaicity, radiation yield, diffracted bremsstrahlung, diffraction.