

## ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МОЗАИЧНЫХ КРИСТАЛЛОВ И ЕГО ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Зыонг Тхи Жанг,  
С.А.Лактионова, Р.А. Шатохин

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

Анализируются перспективы создания источника рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией на основе электронного ускорителя средних энергий и ориентированных кристаллов. Показано, что мозаичные кристаллы за счет вклада дифракции реальных фотонов тормозного излучения обеспечивают больший выход жёсткого излучения, по сравнению с совершенными. Установлено, что однокристалльная схема генерации излучения не применима для использования в медицинских целях из-за фона тормозного излучения в месте расположения объекта облучения. Обсуждаются достоинства и недостатки двухкристалльной схемы, в которой один из кристаллов установлен непосредственно на пучке электронов для генерации излучения, а другой используется для его монохроматизации и параллельного переноса. Предложена методика отбора кристаллов с необходимыми характеристиками по соотношению вкладов параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного тормозного излучения в выход регистрируемого излучения.

Ключевые слова: параметрическое рентгеновское излучение, мозаичность, выход излучения, дифрагированное тормозное излучения, структура кристалла.

### 1. Введение

В течении последних двадцати лет активно изучаются механизмы генерации рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии быстрых заряженных частиц с периодическими структурами (см., например, [1]). Интерес к таким исследованиям обусловлен поиском новых источников рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны, альтернативных накопителям. Одним из таких механизмов является параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) быстрых электронов в кристаллах. Преимуществами ПРИ перед другими источниками, основанными на использовании излучения быстрых частиц в веществе, является возможность варьирования энергии фотонов 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 [2,3]. Предполагается, что наиболее перспективным является использование этого типа излучения в медицинских целях, где востребованы малогабаритные источники жёсткого квазимонохроматического рентгеновского излучения ( $\omega \geq 20$  кэВ,  $\Delta\omega/\omega \leq 5\%$ ) [4] для целей просвечивающей рентгенографии и ангиографии по краю полосы фотопоглощения [5-7] и ряда других приложений.

Измерения характеристик ПРИ, проведенные для почти всех известных кристаллов с совершенной структурой: алмаз, кремний, германий, вольфрам, кварц, фторид лития (см. [1,8,9] и цитируемую там литературу), показали, что выход излучения слабо зависит от кристалла и недостаточен для практической реализации источника, основанного на этом механизме излучения. Способы увеличения выхода излучения, предложенные в последнее время (см. например, [6,10,11] и цитируемую там литературу), так же не нашли практического применения. Использование в качестве мишеней рентгеновских зеркал [10] и многослойных кристаллических мишеней [6], в которых основным механизмом получения регистрируемого излучения является дифракция фотонов переходного излучения, требует энергии электронов  $E_e \geq 500$  МэВ, что сопоставимо с накопителями и поэтому экономически не целесообразно. Многократное прохождение электронов через рентгеновское зеркало или тонкую кристаллическую мишень в циклическом ускорителе [11] сопровождается накоплением 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 ( $\sim 0.3 - 1$  мм).

В работах [12,13] обращено внимание, что использование идеальных мозаичных кристаллов позволяет существенно увеличить выход излучения за счёт вклада дифрагированных фотонов тормозного (ДТИ) или переходного излучений (ДПИ), в зависимости от условий эксперимента. В цитируемых работах вклад ДТИ (ДПИ) 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 сопоставить совершенные и мозаичные

кристаллы с точки зрения их использования для генерации жёсткого рентгеновского излучения и оценить возможные преимущества и недостатки.

## 2. Оценка выхода излучения

Как отмечено выше, мозаичные кристаллы способны обеспечить большую интенсивность квазимонохроматического излучения за счет дополнительного вклада механизма ДТИ, чем совершенные кристаллы. Однако, поскольку и для этих кристаллов выход ПРИ остается значительным, необходим учёт вклада и этого механизма в наблюдаемые характеристики излучения. Как показано в ряде экспериментальных работ (см., например, [15] и цитированную там литературу), кинематическая теория ПРИ описывает результаты измерений для энергий электронов от нескольких МэВ до единиц ГэВ и совершенных кристаллов с погрешностью не хуже 10-15%. Поэтому для расчета выхода ПРИ использовалась формула спектрально-углового распределения, полученная в кинематическом приближении в работе [16],

$$\frac{d^2 N}{dZ d\Omega} = \frac{\alpha \omega^3 |\chi_{\vec{g}}|^2}{2\pi \epsilon_0^{3/2} \beta (1 - \epsilon_0^{1/2} \vec{\beta} \vec{n})} \sum_{\nu} \left[ \frac{(\omega \vec{\beta} - \vec{g}) \vec{e}_{\vec{k}\nu}}{(\vec{k}_{\perp} + \vec{g}_{\perp})^2 + \frac{\omega^2}{\beta^2} \{\gamma^{-2} + \beta^2(1 - \epsilon_0)\}} \right]^2. \quad (1)$$

Здесь и далее используется система единиц  $\hbar = m_e = c = 1$ . В этой формуле  $\epsilon_0 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ , 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,  $\vec{e}_{\vec{k}\nu}$  - поляризационные векторы,  $\vec{e}_{\vec{k}1} = \frac{[\vec{n}, \vec{n}_0]}{|\vec{n}, \vec{n}_0|}$ ,  $\vec{e}_{\vec{k}2} = [\vec{e}_{\vec{k}1}, \vec{n}]$ ,  $\perp$  - индекс, обозначающий проекции векторов на плоскость, перпендикулярную к  $\vec{n}_0$ . Остальные обозначения являются общепринятыми. Через  $|\chi_{\vec{g}}|^2$  обозначена величина

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

В формуле (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 [17].

Зависимость спектрально-углового распределения ПРИ от угла между направлением движения электрона и плоскостью кристалла учитывалась в со-

ответствии с методикой, предложенной в работе [18]. Расходимость электронного пучка внутри кристалла и поглощение фотонов ПРИ учитывались по методике, описанной в [12,19].

Как показано в [20] полная интенсивность ПРИ практически не зависит от мозаичности кристалла. В условиях коллимации излучения наличие мозаичности приводит к уширению ориентационных зависимостей и угловых распределений ПРИ, а при сопоставимости характерного угла вылета  $\Theta_{ph} = \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2}$  фотонов ПРИ и характерного угла мозаичности  $\sigma_m$ , уменьшает выход излучения за счёт переотражения фотонов ПРИ [19,21]. Мозаичность кристаллов учитывалась путем расчета спектра для разных блоков мозаики с учетом их распределения в мишени. Более подробно влияние мозаичности на характеристики регистрируемого излучения будет проанализировано ниже.

Известно (смотри [14] и цитируемую там литературу), что по степени совершенства кристаллы можно классифицировать по двум факторам: размерам правильных блоков или участков в кристалле, и степени их взаимной разориентации. В соответствии с первым фактором все кристаллы можно разделить на два класса а и б. В кристаллах класса а отдельные участки достаточно велики для того, чтобы проявилось заметное влияние эффекта первичной экстинкции, то есть их линейный размер сопоставим с длиной первичной экстинкции. В кристаллах класса б размер правильных блоков мал, поэтому эффект первичной экстинкции практически не наблюдается. В соответствии со вторым фактором кристаллы также можно разделить на два класса –  $\alpha$  и  $\beta$ . В кристаллах класса  $\alpha$  блоки почти параллельны друг другу, их взаимная разориентация мала, поэтому вклад эффекта вторичной экстинкции велик. В кристаллах класса  $\beta$  блоки распределены нерегулярно, поэтому вклад эффекта вторичной экстинкции мал.

Комбинируя эти факторы можно условно классифицировать кристаллы по степени совершенства на четыре группы от  $a\alpha$  до  $b\beta$ . Пределом класса  $a\alpha$ , когда возможная разориентация микроблоков меньше области полного отражения рентгеновских лучей («столика» Дарвина), является идеальный совершенный кристалл, а класса  $b\beta$  – идеальный мозаичный кристалл. Следует отметить, что принадлежность к этим классам не является раз и навсегда заданной, поскольку это зависит от длины экстинкции, которая, в свою очередь, зависит от порядка отражения и энергии фотонов [14]. То есть для разных порядков отражения или значимо отличающихся энергий фотонов один и тот же образец может относиться к разным классам.

Известно, что отражающая способность рентгеновского излучения кристаллами непосредственным образом связана с совершенством их структуры. Кристаллы класса  $a\alpha$  обеспечивают наименее узкую кривую качания (FWHM  $\sim 20-30$  угловых секунд), хорошо описываемую динамической теорией дифракции рентгеновских лучей в совершенных кристаллах. По этой причине их интегральная отражающая способность невелика. Кристаллы с нарушенной структурой обладают большей интегральной отражающей способностью. Максимальной отражающей способностью и наиболее широкой кривой качания обладают мозаичные кристаллы класса  $b\beta$  или, как их иногда называют, идеальные мозаичные кристаллы. Их отражающая способность, так же как и кристаллов класса  $b\alpha$ , хорошо описывается теорией дифракции рентгеновских лучей в мозаичных кристаллах, однако для кристаллов класса  $b\alpha$  необходимо учитывать вторичную экстинкцию, которая уменьшает интегральную отражающую способность.

Кристаллы класса  $a\alpha$  иногда можно представить в виде набора кристаллитов, то есть совершенных кристаллов малых размеров, каждый из которых отражает рентгеновское излучение в соответствии с динамической теорией дифракции. Отражающая способность такого кристалла как целого близка к отражающей способности совершенного кристалла с такими же размерами, если размеры кристаллита больше длины поглощения излучения. В противном случае, отражающая способность такого кристалла больше, чем у совершенного, поскольку излучение может отразиться от кристаллитов, расположенных глубже по ходу пучка [14]. Здесь необходимо подчеркнуть, что только в идеальном совершенном и идеальном мозаичном кристаллах интегральная отражающая способность хорошо описывается соответствующими теориями для любых энергий фотонов и порядков отражения. В остальных случаях необходимо учитывать размеры блоков и их распределение по углам разориентации относительно основного направления, что, как правило, неизвестно.

Характерные параметры описанной выше классификации кристаллов - ширина «столика» Дарвина  $\Delta\Theta$  и длина первичной экстинкции  $l_{ex}$  зависят от порядка отражения и энергии фотонов [14]. Для неполяризованного излучения и отсутствия поглощения можно записать [14]

$$\Delta\Theta = 2 \cdot \gamma \Delta\theta_0, \quad (3)$$

где  $\Delta\theta_0 = 2 \cdot \delta / \sin 2\Theta$  - поправка к углу Брэгга  $\Theta$  из-за преломления волны в кристалле,  $\delta = (\omega_p/\omega)^2/2$  - отличие показателя преломления от 1,  $\gamma =$

$\frac{F(\vec{g})}{2F(0)}(1 + \cos(2\Theta))$ , а  $F(\vec{g}) = S(\vec{g})f(\vec{g})$  – структурный множитель.

В качестве оценки длины первичной экстинкции, можно использовать выражение

$$l_{ex} = d/(2\bar{\xi} \sin \Theta), \quad (4)$$

где  $\exp(-2\bar{\xi})$  – ослабление интенсивности первичной волны при пролете через одну плоскость

$$2\bar{\xi} = \frac{\pi d^2 N F(\vec{g})}{n} \frac{e^2}{mc^2}. \quad (5)$$

Здесь  $N$  – концентрация рассеивающих центров,  $d$  – межплоскостное расстояние,  $n$  – порядок отражения.

При использовании кристаллов для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения на него падает или в нём рождается расходящийся фотонный пучок с непрерывным спектром, часть фотонов которого затем отражается и регистрируется детектором с фиксированным угловым расположением. В такой постановке эксперимента несовершенство структуры приводит к уширению спектра детектируемого излучения и увеличению его интенсивности. То есть для кристалла класса  $a\alpha$  регистрируемое излучение наименее интенсивно, а ширина спектра и ориентационной зависимости (ОЗ), в основном, определяется углом коллимации излучения. Для кристалла класса  $b\beta$  интенсивность излучения максимальна, а ширина ориентационной зависимости и спектра излучения определяются, в основном, мозаичностью кристалла [19].

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 при отсутствии эффекта плотности Тер-Микаэляна [22], то есть при выполнении условия  $\omega \gg \gamma\omega_p$ , может быть представлено в виде [23]

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{\gamma^2}{\pi L} \frac{1 + \gamma^4 \theta^4}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^4}, \quad (6)$$

где  $L$  – радиационная длина, а  $\theta$  – угол вылета фотона.

В анализируемом случае на кристалл падает или в нем рождается расходящийся фотонный пучок с непрерывным спектром. Для отражения мононаправленного и моноэнергетического фотонного пучка от элемента мозаичного

кристалла объемом  $\Delta V$  можно записать [14]

$$\int P(\theta) d\theta = Q\Delta V, \quad (7)$$

где  $P(\theta)$  – отражающая способность кристаллического элемента под углом  $\theta$ , пропорциональная распределению блоков мозаичности в кристалле [24]. Правая часть  $Q\Delta V$  есть интегральное отражение от элемента  $\Delta V$ , где величина  $Q$  – интегральная отражающая способность, зависит от параметров кристалла и энергии изучения следующим образом

$$Q = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{N^2\lambda^3}{\sin(2\Theta)} |F_p| |F(\vec{g})|^2 \cdot \exp(-2W), \quad (8)$$

$\lambda$  – длина волны,  $S|\vec{g}|^2$ ,  $\exp(-2W)$  и  $F(\vec{g})$  – те же самые величины, что и выше,  $|F_p|$  – поляризационный множитель. Если вектор поляризации излучения перпендикулярен плоскости дифракции, то  $|F_p| = 1$ , в противоположном случае,  $|F_p| = \cos^2 2\Theta$ . Для неполяризованного пучка  $|F_p| = (1 + \cos^2 2\Theta)/2$ .

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,

$$\omega = \frac{\vec{g}\vec{n}}{\sqrt{\epsilon_0}(1 - \vec{n}'\vec{n})} = \frac{|\vec{g}| \sin \Theta}{\sqrt{\epsilon_0}(1 - \cos 2\Theta)}, \quad (9)$$

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

$$\sin \Theta = \frac{|\vec{g}|}{2\omega\sqrt{\epsilon_0}}. \quad (10)$$

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

$$\sin \Theta = \frac{(\vec{g}\vec{n})}{|\vec{g}|} = \frac{[n_x g_x + n_y g_y + n_z g_z]}{|\vec{g}|}. \quad (11)$$

Из этого уравнения можно определить блоки мозаики, на которых этот фотон может дифрагировать, а затем определить направление вылета 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

$$f(\omega, \vec{n}) = q(\omega, \vec{n})Q(\omega)\Delta t, \quad (12)$$

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

$$q(\omega, \vec{n}) = \int P_m(\alpha_x(\omega, \vec{n}, \alpha_y), \alpha_y)d\alpha_y. \quad (13)$$

Здесь  $P_m(\alpha_x, \alpha_y)$  – распределение мозаичности кристалла выражаемое через  $\omega, \vec{n}, \alpha_y$  в соответствии с выражениями (8)-(10).

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  $\frac{d^2I(\omega, \vec{n})_{\text{ТИ}}^*}{d\omega d\Omega}$  свертывалось с плотностью вероятности дифракции по всем переменным, включая энергию, углы вылета фотонов  $\theta_x$  и  $\theta_y$  и толщину кристалла

$$Y_i = \int_{\Delta\omega_i} d\omega \int_T dt \iint_{\Delta\Omega} \frac{d^2I(\omega, \vec{n})_{\text{ТИ}}^*}{d\omega d\Omega} S(\omega, \vec{n}, \vec{n}', t)Q(\omega)q(\omega, \vec{n}) d\theta_x d\theta_y, \quad (14)$$

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

Согласно кинематической теории ПРИ для строго брэгговского направления интенсивность излучения равна нулю [2,3,15]. Поэтому в совершенных кристаллах дифракция фотонов ПРИ обычно 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 (9)-(13) определялись блоки мозаики, на которых этот фотон может дифрагировать. Отсюда, учитывая распределение блоков мозаики и вероятность отражения, 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 рассчитывалась аналогичным образом. Более подробно методика расчёта выхода ДТИ в мозаичных кристаллах описана в [12,19].

### 3. Однокристалльная схема

На рис.1 приведена типичная схема для генерации и применения пучка ПРИ. Электронный пучок падает на кристалл, развернутый на угол  $\Theta_B \approx \Theta_D/2$ . Угол расположения детектора  $\Theta_D$  выбирается так, чтобы 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.

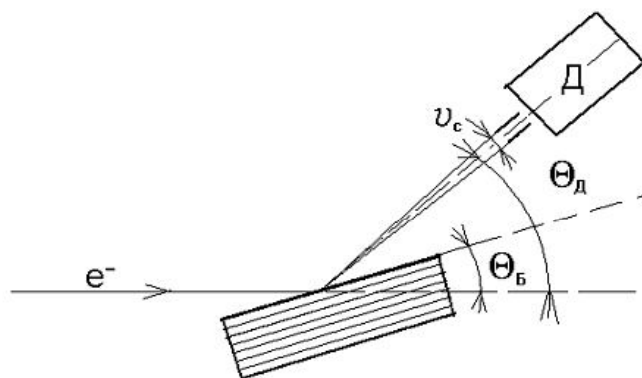


Рис. 1: Схема для генерации и применения пучка ПРИ.

Выход ПРИ пропорционален толщине кристалла, поэтому естественным способом повышения интенсивности излучения является увеличение толщины мишени. На рисунке 2 приведена расчетная зависимость выхода ПРИ для отражения (220) и  $\Theta_B = \Theta_D/2$  от толщины кристалла кремния (кривая 1). Расчёт проведён для следующих условий: энергия электронов  $E_e=45$  МэВ, расходимость электронного пучка  $\vartheta_e=1.5$  мрад, объект облучения расположен под углом  $\Theta_D=16.7^\circ$  ( $\omega \sim 33$  кэВ). Круглый коллиматор диаметром 5 мм расположен на расстоянии 3 м от кристалла ( $\vartheta_c = 0.85$  мрад).

Использование мозаичных кристаллов класса b позволяет получить существенно больший выход излучения за счёт вклада ДТИ [12,13]. На этом же рисунке приведена зависимость выхода ДТИ для мозаичного образца с  $\sigma_m$

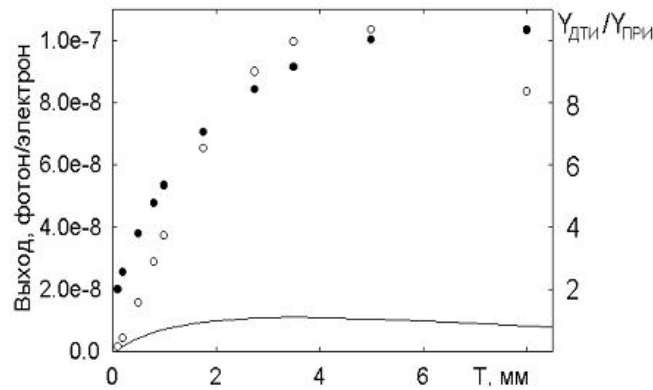


Рис. 2: Зависимость интенсивности ПРИ и ДТИ от толщины кристалла кремния. Кривая - ПРИ,  $\circ$  - ДТИ,  $\bullet$  -  $Y_{\text{ДТИ}}/Y_{\text{ПРИ}}$ .

$=1$  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. Поскольку выход ПРИ слабо зависит от мозаичности образца [20], а выход ДТИ из совершенного кристалла меньше выхода ПРИ [27], мозаичный кристалл практически всегда обеспечивает больший выход излучения, чем совершенный. Следует отметить, что при выполнении условия  $\sigma_m < \vartheta_c$  спектр ДТИ уже спектра ПРИ [13], например, для  $\sigma_m=0.6$  мрад и  $T=3.5$  мм полная ширина спектра (на уровне 10% от максимума)  $\Delta\omega_{\text{ДТИ}}=1.2$  кэВ меньше, чем для спектра ПРИ  $\Delta\omega_{\text{ПРИ}}=1.95$  кэВ, а отношение интенсивностей  $\sim 8$ .

Как видно из рисунка, максимум выхода ПРИ и ДТИ достигается для толщины кристалла порядка длины поглощения фотонов. Поэтому с уменьшением энергии фотонов преимущество мозаичных кристаллов перед совершенными падает. Например, для  $E_e=45$  МэВ, кристалла кремния и энергии фотонов  $\omega \approx 18$  кэВ отношение выходов ДТИ и ПРИ для мишени оптимальной толщины уменьшилось до  $\sim 4$  [19].

Поиск или изготовление образцов для реализации преимущества мозаичных кристаллов представляет отдельную задачу, поэтому рассмотрим, какую интенсивность фотонного пучка можно получить при использовании распространенных и сравнительно дешевых кристаллов широлитического графита, мозаичность которых согласно литературным данным варьируется в пределах  $0.2^\circ - 0.5^\circ$ . Недавно в работе [5] предложен проект установки для маммографии, использующей ПРИ электронов в таком кристалле, и показано, что

этот источник обладает рядом преимуществ перед традиционным на основе электронной пушки с молибденовым анодом.

На рис.3 приведены спектры для условий цитируемой работы:  $E_e=35$  МэВ, угол коллимации излучения  $1.24 \times 80$  мрад<sup>2</sup>, толщина кристалла 10 мм. Угол расположения объекта облучения  $\Theta_d = 2\Theta_B = 10.46^\circ$ . Кривая 1 ( $Y = 3.72 \cdot 10^{-6}$  фот./электр.) – спектр ПРИ, рассчитанный без учёта мозаичности кристалла. Именно такой спектр приведён и обсуждается в работе [5]. Кривая 2 ( $Y = 4.70 \cdot 10^{-6}$  фот./электр.) рассчитана для  $\sigma_m=4$  мрад и гауссовского распределения мозаичности, но без учёта дифракция фотонов ПРИ. С учетом этого эффекта  $Y = 2.7 \cdot 10^{-6}$  фот./электр (кривая 3).

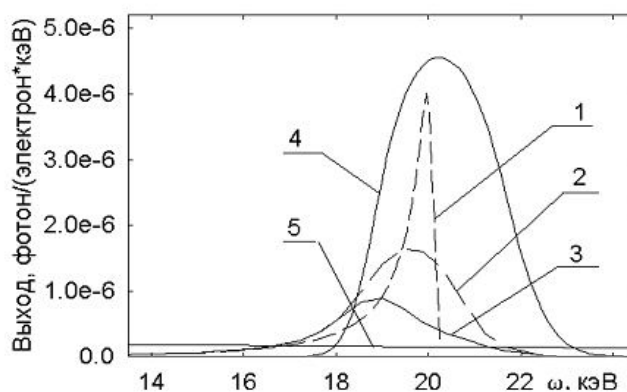


Рис. 3: Спектры излучения в мозаичном кристалле пиролитического графита с  $\sigma_m=1$  мрад для условий работы [5]:  $E_e=35$  МэВ,  $\Delta\theta_x\Delta\theta_y=1.24 \times 80$  мрад<sup>2</sup>,  $T=10$  мм. Кривые: 1 - спектр ПРИ в совершенном кристалле; 2 - спектр ПРИ в мозаичном кристалле без учёта переотражения фотонов; 3 - спектр ПРИ с учётом переотражения; 4 - спектр ДТИ; 5 - спектр ТИ.

Из рисунка видно, что наличие мозаичности привело к уменьшению амплитуды в пике спектра и его сдвигу в область меньших значений  $\omega$ , что обусловлено сильной зависимостью отражающей способности от энергии фотонов  $\sim \omega^{-2}$  [14]. 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 энергией, соответствующей максимуму в распределении блоков мозаики (см. зависимость 4).

Из приведённого на этом же рисунке спектра ДТИ (зависимость 4,  $Y_{calc} = 1.32 \cdot 10^{-5}$  фот./электр.) видно, что, как и для мозаичного кристалла кремния,

выход ДТИ существенно превышает выход ПРИ и оценки полученные в цитируемой работе. Однако, ширина спектра ДТИ  $\Delta\omega_{\text{ДТИ}} \sim 2.86$  кэВ больше, чем спектра ПРИ  $\Delta\omega_{\text{ПРИ}} \sim 2.25$  кэВ и, тем более, спектра ПРИ из совершенного (не существующего в природе) кристалла пиролитического графита  $\Delta\omega_{\text{ПРИ}} \sim 0.6$  кэВ, что обусловлено большим значением  $\sigma_m$  по сравнению с углом коллимации излучения.

Основной проблемой, возникающей при использовании кристаллов оптимальной толщины для генерации излучения, является не ширина спектра, а большая величина фона тормозного излучения в месте расположения объекта облучения. По-видимому, это главная причина почему предложение авторов [5] осталось не реализованным. Из приведённого на рис. 3 спектра ТИ видно, что его вклад порядка 3% от амплитуды пика в спектре ДТИ.

Поскольку спектр ТИ тянется вплоть до конечной энергии электронов, число фотонов ТИ и ДТИ, попадающих на объект облучения при использовании кристаллов оптимальной толщины, как правило, оказываются сопоставимыми, а полная энергия на несколько порядков больше полной энергии полезного излучения. Например, для кристалла кремния толщиной 3.5 мм и условий рис. 2  $Y_{\text{ДТИ}} \approx 9.4 \cdot 10^{-8}$  фот./электр., а  $Y_{\text{ТИ}} \sim 7 \cdot 10^{-8}$  фот./электр., несмотря на то, что его уровень был меньше 1% от амплитуды в максимуме спектра ДТИ, а полная энергия ТИ  $W_{\text{ТИ}} \sim 1 \cdot 10^{-4}$  кэВ/электрон почти на два порядка больше полной энергии полезного излучения  $W_{\text{ДТИ}} \approx 3.1 \cdot 10^{-6}$  кэВ/электрон. Для кристалла графита и условий [5] из-за большего фона ТИ соотношение полных энергий в несколько раз хуже.

Для подтверждения адекватности приведённых оценок можно сослаться на результаты эксперимента [28], где вклад фона ТИ в кристаллах фторида лития толщиной 5.8 мм и 1.55 мм был замечен даже для  $E_e=57$  МэВ и углов наблюдения  $\Theta_d=30^\circ$  и  $60^\circ$ . Ясно, что при использовании совершенных кристаллов оптимальной толщины и механизма ПРИ эти соотношения будут на порядок хуже. Соотношение доз от фонового и полезного излучения, определяемое протяжённостью и составом объекта облучения, будет несколько меньше соотношения полных энергий излучения и должно оцениваться отдельно.

#### 4. Двухкристальная схема

Одним из решений проблемы высокого уровня фона в месте расположения объекта облучения может быть использование двухкристальной схемы. Недавно в работе [29] реализована система из двух совершенных кристал-

лов для генерации ПРИ в тонком кристалле и его последующей дифракции в другом, более толстом. Подобные схемы используются в двухкристальных монохроматорах ещё с тридцатых годов прошлого века [14]. Главное достоинство такой схемы – узкая ширина спектра приводит к низкой интенсивности излучения. При проведении исследований тонкой структуры поглощения рентгеновского излучения на этой установке типичное время экспозиции составляло десятки минут [29]. 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 допустимо, то использование мозаичных кристаллов вместо совершенных может увеличить выход излучения на несколько порядков [13].

На рис.4 приведена схема установки, реализующей этот метод. Как и в работе [29], электронный пучок падает на кристалл, установленный в гониометре и развернутый на угол  $\Theta_B$  для получения требуемой энергии фотонного пучка, и сбрасывается в могильник. Рожденные 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, чтобы 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 установки, реализующей предлагаемую схему, размеры второго кристалла могут быть выбраны такими, чтобы он перекрывал только требуемый телесный угол. В этом случае отсутствует необходимость 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 [29].

Основным отличием от схемы [29], кроме установки мозаичных кристаллов вместо совершенных, является использование геометрии Лауэ вместо геометрии Брэгга. При использовании геометрии Брэгга для генерации жёсткого

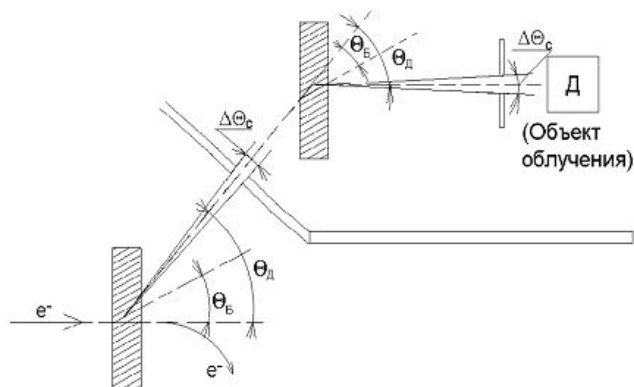


Рис. 4: Схема установки для реализации двухкристальной системы.

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 ( $\Delta z = \Delta x / \text{tg } \Theta_B \sim 20$  мм) и, как следствие, к уширению спектра и уменьшению интенсивности излучения.

Результаты расчёта для идентичных кристаллов пиролитического графита толщиной 15 мм и мозаичностью  $\sigma_m = 4$  мрад приведены на рис.5. Вторым кристалл расположен под углом  $\Theta_D = 6.4^\circ$  ( $\omega \approx 33$  кэВ). Как и для меньших энергий фотонов (рис. 3) основной вклад в спектр после первого кристалла даёт ДТИ. Вклад ПРИ  $Y_{\text{при}} = 1.68 \cdot 10^{-7}$  фот./электр. почти на порядок меньше вклада ДТИ  $Y_{\text{дти}} = 1.54 \cdot 10^{-6}$  фот./электр., причём спектр ДТИ  $\Delta\omega \approx 11$  кэВ уже спектра ПРИ  $\Delta\omega \approx 16.2$  кэВ.

Как видно из рисунка, использование второго кристалла обеспечивает не только подавление фона ТИ, но и уменьшение ширины спектра излучения, попадающего на объект облучения. Уменьшение выхода излучения  $Y = 2.38 \cdot 10^{-8}$  фот./электр. по сравнению с однокристальной схемой обусловлено как сужением спектра, так и поглощением во втором кристалле. Тем не менее, с учетом 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  $Y = 1.57 \cdot 10^{-8}$  фот./электр. Причём ширина спектра  $\Delta\omega_{\text{дти}} = 1$  кэВ в два раза меньше, чем для кремния  $\Delta\omega_{\text{при}} = 1.95$  кэВ.

Основной недостаток однокристальной схемы – большой фон тормозного излучения, при использовании двухкристальной схемы приводит к дополни-

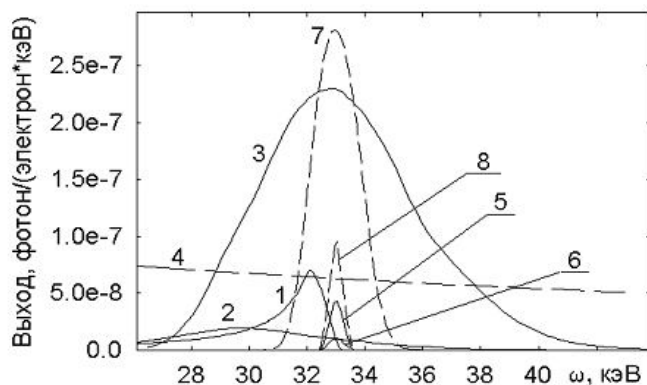


Рис. 5: Спектры излучения для мозаичных кристаллов пиролитического графита.  $\sigma_m=4$  мрад,  $E_e=45$  МэВ,  $\Theta_D=6.4^\circ$ ,  $\vartheta_c=1$  мрад,  $T_1 = T_2=15$  мм. Кривые: 1 - спектр ПРИ в совершенном кристалле; 2 - спектр ПРИ в мозаичном кристалле; 3 - спектр ДТИ в мозаичном кристалле; 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  $T_1=4$  мм.

тельному вкладу монохроматического излучения в месте расположения объекта облучения  $Y = 0.55 \cdot 10^{-8}$  фот./электр. Фотоны ПРИ из первого кристалла так же могут дифрагировать во втором. Но из-за низкой интенсивности ПРИ в требуемой спектральной области вклад этого процесса в суммарный выход 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 почти в два раза (см. кривые 7 и 8).

Для реализации достоинств мозаичных кристаллов при получении интенсивных пучков рентгеновского излучения необходимы образцы с малым  $z$  и  $\sigma_m < 0.4-0.6$  мрад. Нижний предел  $\sigma_m$  и требуемые размеры микроблоков определяются границами применимости модели мозаичного кристалла класса b, а именно,  $\sigma_m \gg \Delta\theta$  и  $l \ll l_{ex}$ . Эти же кристаллы могут быть использованы и на пучках синхротронного излучения вместо кристаллов с асимметричной вырезкой или изогнутых кристаллов [31], когда нужна высокая интенсивность излучения и нет жестких требований на его монохроматичность. С точки зрения минимума поглощения весьма перспективными

представляются кристаллы нитрида и карбида бора. Следует отметить, что увеличение энергии электронов ведёт к квадратичному росту выхода ДТИ из-за сужения конуса тормозного излучения и ослабления влияния многократного рассеяния. Поэтому вышеприведенные значения выхода излучения на электрон следует рассматривать как оценочные.

## 5. Выбор кристаллов

Для большинства приложений, где требуется высокая монохроматичность излучения, применение кристаллов пиролитического графита ограничено из-за большого значения характерного угла мозаичности  $\mu$ , вследствие этого, большой ширины спектра дифрагированного излучения. Как отмечено в работах [13,19], такими же достоинствами должны обладать и другие кристаллы, удовлетворяющие условию  $\sigma_m \gg \Delta\Theta$  и  $l \ll l_{ex}$ , то есть мозаичные кристаллы класса  $b$ . Выбор кристаллов с малой мозаичностью легко осуществляется с помощью обычных методов рентгеноструктурного анализа. Оценка размеров микроблоков и углов их относительной разориентации является более сложной экспериментальной задачей, которая обычными методами успешно решается только для поверхностных слоев (см., например, [34]).

Ширина «столика» Дарвина и длина первичной экстинкции зависят от порядка отражения и энергии фотонов. В связи с этим весьма интересно проанализировать результаты измерений для одного и того же несовершенного кристалла и разных энергий фотонов. Несмотря на преимущества мозаичных кристаллов перед совершенными [21,13] в экспериментах по генерации ПРИ, как правило, использовались совершенные кристаллы. Возможное влияние несовершенства структуры, даже если оно и отмечалось, не комментировалось, а сами измерения проводились для одного угла наблюдения. Можно отметить только измерения, выполненные на томском синхротроне для алмазных мишеней и углов наблюдения  $\Theta_d=90^\circ$  [32] и  $\Theta_d=4^\circ$  [13]. Предварительные результаты обоих экспериментов опубликованы в [35,36] для углов наблюдения  $\Theta_d=90^\circ$  и  $\Theta_d=4^\circ$ , соответственно.

В качестве мишеней в обоих экспериментах использовались кристаллы, вырезанные из одного и того же образца природного алмаза [37], с размерами  $6 \times 10 \times 0.35$  мм<sup>3</sup> [32] и  $6 \times 10 \times 2$  мм<sup>3</sup> [13], и поверхностной мозаичностью  $\sigma_m \approx 0.2$  мрад [38]. Ось  $\langle 110 \rangle$  была практически перпендикулярна большой грани, а вертикальная и горизонтальная грани кристалла были параллельны плоскостям  $(1\bar{1}0)$  и  $(001)$ .



На рис.6 приведены результаты измерения вертикального углового распределения выхода излучения для отражения (220) из кристалла естественного алмаза размерами  $6 \times 10 \times 0.35 \text{ мм}^3$  в эксперименте [32] (точки) для следующих экспериментальных условий: энергия электронов 900 МэВ, угол наблюдения  $\Theta_{\text{д}}=90^\circ$ , угол коллимации излучения  $\vartheta_c=1.88$  мрад. Кристалл установлен в геометрии Брэгга ( $\Theta_{\text{Б}}=45^\circ$ ) так, что толщина мишени по ходу электронного пучка была  $\approx 0.5$  мм.

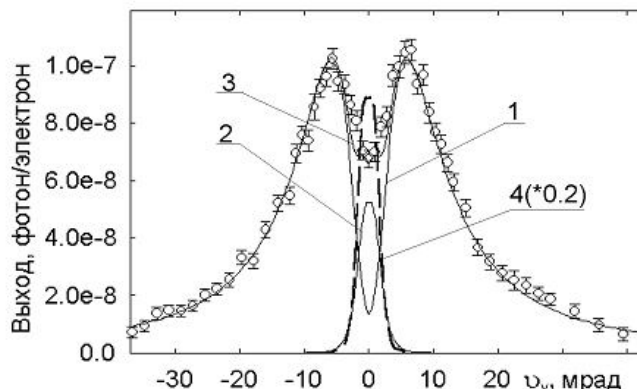


Рис. 6: Вертикальное угловое распределение фотонов первого разрешенного порядка отражения для эксперимента [32].  $E_0=900$  МэВ;  $T=0.5$  мм;  $\Theta_{\text{д}} = 90^\circ$ ;  $\vartheta_c=1.88$  мрад. Точки – эксперимент. Кривые – расчет: 1 – ПРИ в совершенном кристалле; 2 – ДПИ в совершенном кристалле; 3 – ПРИ+ДПИ в совершенном кристалле; 4 – ДПИ в мозаичном кристалле класса  $6\alpha$ .

Зависимость 1 представляет результаты расчёта по кинематической теории ПРИ [16] в предположении, что кристалл является совершенным. Как показано в работах [19,13], при выполнении условия  $\sigma_m \ll \Theta_{ph}$ , как в данном случае, мозаичность практически не сказывается на спектр и угловое распределение ПРИ. Как и в цитируемой экспериментальной работе из-за погрешности абсолютизации ( $\sim 20\text{-}30\%$ ) результаты измерений нормированы на результаты расчёта в области углов вылета фотонов  $\vartheta_v \geq 5$  мрад. Из рисунка видно, что расчетная зависимость хорошо описывает результаты эксперимента только для углов  $\vartheta_v \geq 5\text{-}7$  мрад. Для меньших углов экспериментальные точки идут значительно выше расчетной кривой, что свидетельствует о вкладе излучения с более узким угловым распределением, чем ПРИ, то есть вкладе дифракции реальных фотонов. В данном случае  $\omega \sim 6.97$  кэВ  $\ll \gamma\omega_p \sim 67$  кэВ, что соответствует дифрагированному переходному излучению.

Зависимость 2 - результаты расчёта вертикального углового распределения выхода ДПИ, выполненного в соответствии с методикой работы [33], для

совершенного кристалла. В расчете учтены геометрические размеры детектора и поперечные размеры пучка электронов на кристалле [25]. Кривая 3 – результирующее угловое распределение ПРИ+ДШИ удовлетворительно описывает результаты эксперимента. Тем не менее, в центре углового распределения экспериментальная и расчетная зависимости несколько отличаются. Это может быть связано как с неопределенностью ряда параметров, используемых в процессе расчёта (поперечных размеров электронного пучка и его расходимости), так и, скорее всего, с мозаичностью кристалла (см. ниже).

Характерный угол мозаичности  $\sigma_m \sim 0.2$  мрад сопоставим с шириной области полного отражения для этой энергии фотонов  $\Delta\Theta \sim 0.02$  мрад. Поэтому по степени разориентации блоков этот кристалл следует отнести к классу  $\alpha$ . Для проверки применимости к этому образцу приближения мозаичного кристалла класса  $b$  был проведен расчёт углового распределения ДШИ в рамках этого приближения по методике [26] (кривая 4). Из рисунка видно, что угловые распределения ДШИ для совершенного и мозаичного кристаллов подобны, но отличаются по интенсивности практически на порядок. Примерно такого соотношения и следовало ожидать поскольку для мозаичных кристаллов класса  $b$  отражающая способность  $Q \sim N^2\lambda^2$  [14,24], то есть для относительно больших длин волн вероятность отражения рентгеновского излучения образцом такой толщины как и для совершенного кристалла близка к единице, а характерный угол мозаичности примерно на порядок больше ширины области полного отражения.

Зависимость 3 ближе к экспериментальным точкам, чем сумма зависимостей 2 и 4, поэтому кристалл алмаза, использованный в эксперименте [32], следует отнести к классу  $a\alpha$ , то есть размеры составляющих его кристаллитов больше длины первичной экстинкции  $l_{ex} \sim 7 \mu\text{м}$ . Различие между зависимостью 3 (ПРИ+ДШИ в совершенном кристалле) и результатами измерений обусловлено тем, что для фотонов с  $\omega=6.97$  кэВ длина поглощения  $l_a \sim 0.43$  мм  $\gg l_{ex}$ . Поэтому блоки, расположенные в глубине кристалла и разориентированные относительно блоков на поверхности на угол больше  $\Delta\Theta$ , могут давать вклад в выход регистрируемого излучения. Величина этот вклада очень мала по сравнению с соотношением величин  $\sigma_m$  и  $\Delta\Theta$  (см. выше и рис. 6). Поэтому характерный размер кристаллитов значимо больше  $l_{ex}$ .

На рис.7 точками показана зависимость выхода фотонов первого порядка отражения от угла разориентации плоскости (110) относительно направления брэгговского отражения, полученная в эксперименте [13] после вычета фона, уровень которого не превышал 30% от выхода в максимуме. Эксперимент

выполнен в геометрии Лауэ на кристалле естественного алмаза с размерами  $6 \times 8 \times 2 \text{ мм}^3$ , вырезанном из того же образца, что и мишень, использованная в эксперименте [32]. Условия эксперимента: энергия электронов 500 МэВ, угол наблюдения  $\Theta_{\text{Д}}=4^\circ$ , энергия фотонов первого порядка отражения  $\omega \sim 145 \text{ кэВ}$ , угол коллимации  $\vartheta_c = 1.9 \text{ мрад}$ .

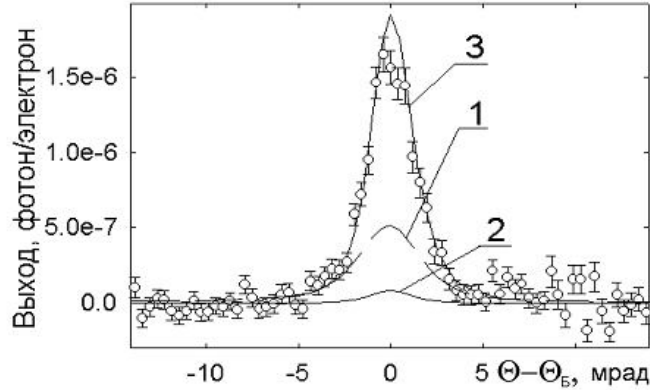


Рис. 7: Ориентационная зависимость выхода излучения для первого порядка отражения для эксперимента [13].  $E_0=500 \text{ МэВ}$ ;  $T=2 \text{ мм}$ ;  $\Theta_{\text{Д}} = 4^\circ$ ;  $\vartheta_c=1.9 \text{ мрад}$ . Точки – эксперимент. Кривые – расчет: 1 – ПРИ в совершенном кристалле; 2 – ДТИ в совершенном кристалле; 3 – ПРИ+ДТИ в мозаичном кристалле класса  $b\alpha$ .

Здесь же (кривая 1) показана расчетная зависимость, полученная в рамках кинематической теории ПРИ. Основными факторами, определяющими форму ориентационной зависимости выхода излучения, 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  $\Delta\Theta_{calc}=3.97 \text{ мрад}$  и  $\Delta\Theta_{exp} = (2.9 \pm 0.2) \text{ мрад}$  превышает экспериментальную погрешность (шаг измерения ОЗ  $\approx 0.4 \text{ мрад}$ ) и свидетельствует о вкладе излучения с более узким угловым распределением, чем ПРИ. Для экспериментальных условий цитируемой работы  $\omega \approx 145 \text{ кэВ} \gg \gamma\omega_p \sim 35 \text{ кэВ}$ , что соответствует дифрагированному тормозному излучению.

Оценка вклада ДТИ по методике работы [27] в предположении, что кристалл является совершенным, (кривая 2) показала, что в этом случае интенсивность ДТИ не превышает 25% от выхода ПРИ и не может объяснить результаты эксперимента. Учёт мозаичности кристалла по методике [12] в предположении однородного распределения блоков мозаики с размерами меньше длины первичной экстинкции  $l_{ex} = 148 \text{ мкм}$  по толщине кристалла, то есть его

принадлежности к мозаичным кристаллам класса *b*, показал, что наблюдаемое различие действительно обусловлено мозаичностью кристалла. Результирующая зависимость ПРИ+ДТИ, рассчитанная с учетом мозаичности для обеих компонент, (кривая 3) близка к экспериментальной. Рассчитанные значения выхода  $Y_{calc} = 1.94 \cdot 10^{-6}$  фот./электр., и ширины ориентационной зависимости  $\Delta\Theta_{calc} = 2.67$  мрад удовлетворительно согласуются с результатами измерений  $Y_{exp} = (1.63 \pm 0.008) \cdot 10^{-6}$  фот./электр. и  $\Delta\Theta_{exp} = (2.9 \pm 0.2)$  мрад. Ошибки статистические и не включают погрешность определения числа электронов, прошедших через кристалл ( $\sim 10-15\%$ ). Разница между результатами расчёта и эксперимента может быть обусловлена погрешностью нормировки, предположением об однородности распределения мозаичности по толщине кристалла и использованной оценкой  $\sigma_m$ . В зависимости от величины  $\sigma_m$  и соотношения "мозаичной" и "совершенной" компонент кристалла будет меняться выход излучения и ширина ОЗ.

Как уже отмечалось, оба мишени были вырезаны из одного и того же кристалла естественного алмаза. Следовательно, их микроструктура должна быть примерно одинаковой. Тем не менее, как показано выше, результаты измерений для них описываются в рамках разных моделей. Для угла наблюдения  $90^\circ$  результаты измерений описываются в рамках предположения, что это мозаичный кристалл класса *aa*, тогда как из измерений для угла  $4^\circ$  следует, что там использовался мозаичный кристалл класса *ba*.

Разное проявление структуры одинаковых кристаллов обусловлено разницей энергий регистрируемого излучения. С увеличением энергии фотонов  $l_{ex}$  возрастает, а  $\Delta\Theta$  уменьшается. Поэтому с увеличением энергии фотонов для любого несовершенного кристалла становится применимым приближение мозаичного кристалла класса *b*. То есть, меняя угол наблюдения, можно отследить переход из одного описания в другое и, следовательно, оценить средние размеры микроблоков, из которых состоит используемый кристалл.

Теория ПРИ в кинематическом приближении описывает результаты измерений в совершенных кристаллах с погрешностью не хуже  $10-15\%$  [15]. Примерно с такой же точностью теория дифракции рентгеновского излучения в мозаичных кристаллах описывает выход дифрагированных реальных фотонов из кристаллов класса *b* [12]. Поэтому измерив угловые распределение или ориентационные зависимости выхода излучения под брэгговскими углами для нескольких углов наблюдения и сопоставив его с предсказаниями кинематической теорией ПРИ можно зарегистрировать вклад дифракции реальных фотонов и по его соотношению с выходом ПРИ сделать вывод о

средних размерах микроблоков, из которых состоит исследуемый образец.

В соответствии с (3)-(5) такое же изменение  $\Delta\Theta$  и  $l_{ex}$ , как и при использовании разных углов наблюдения, происходит и с увеличением порядка отражения из-за уменьшения  $F(\vec{g})$  и множителя  $n^{-1}$ . Поэтому информация о размерах блоков может быть получена и за более короткое время из измерений выхода излучения для одного угла наблюдения, но нескольких порядков отражения. Следовательно, из измерений угловых распределений или ориентационных зависимостей выхода излучения для одного угла наблюдения и разных порядков отражения и их сопоставления с результатами расчёта выхода ПРИ и ДТИ+ДПИ для совершенного кристалла и мозаичного кристалла класса *b* можно определить для какого порядка отражения начинается переход из одного описания в другое, то есть оценить средний размер блоков в исследуемом образце.

Измерения для нескольких углов наблюдения требуют больших временных затрат, как на проведение измерений, так и на перестановку детекторов излучения и выбор оптимальных режимов работы ускорителя и экспериментальной аппаратуры. Поскольку в эксперименте обычно уверенно регистрируется от 3 до 6-7 порядков отражения в зависимости от типа исследуемого кристалла и используемой регистрирующей аппаратуры (см., например, [12,32]), то измерение спектров излучения в каждой точке углового распределения или ориентационной зависимости для одного угла наблюдения являются более эффективным и информативным с точки зрения определения средних размеров микроблоков в исследуемом образце и оценки перспектив его применимости для получения интенсивных пучков квазимонохроматического рентгеновского излучения.

Дополнительным преимуществом такой постановки эксперимента с методической точки зрения, является тот факт, что отсутствует необходимость в точном определении выхода излучения на электрон, требуемая для корректного сравнения результатов измерений для разных углов наблюдения. Как правило, эта величина определяется с точностью не лучше 10-15%, что существенно усложняет интерпретацию результатов измерений. Проблема набора необходимой статистики для старших порядков отражения, обусловленная резким уменьшением выхода излучения с увеличением порядка отражения, может быть решена использованием фильтров, поглощающих мягкое излучение первых порядков отражения и практически не влияющих на выход более жесткого излучения (см., например, [32,39]).

## 6. Область возможных применений

Как отмечено во введении, с самого начала работ по обнаружению и исследованию ПРИ предполагалось, что основной областью применения этого типа излучения может стать медицина, где востребованы малогабаритные источники рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией для лечения и диагностики (см., например, [6,7,31] и цитируемую там литературу). Опубликованные в последнее время работы по применению ПРИ также, в основном, посвящены медицинским применениям [28,29].

В последние десять лет началось активное использование в медицине пучков монохроматического рентгеновского излучения, получаемых на синхротронах. Это позволяет сопоставить параметры пучков, которые можно получить с помощью механизмов ПРИ и ДТИ в совершенных и мозаичных кристаллах, с требуемыми для этой области применения.

Наиболее известным и требовательным к интенсивности и монохроматичности пучка излучения является метод цифровой ангиографии. В этом методе исследования одновременно используются два пучка квазимонохроматических фотонов с энергией выше и ниже порога фотопоглощения используемого реагента. Для ангиографии сердца и крупных сосудов в качестве реагента используется йод  $\omega_K=33.17$  кэВ, а для бронхографии легких – ксенон с  $\omega_K=34.56$  кэВ. Различают артериальную и венозную коронарную ангиографию по месту ввода реагента в организм обследуемого пациента. Последняя предпочтительнее из-за меньшего риска при введении реагента, но требует существенно большей интенсивности излучения из-за его низкой концентрации в исследуемом органе.

Для реализации метода требуются большие потоки излучения  $\sim 10^{11}$  фотон/(мм<sup>2</sup>·с) (см. например, [40]), что в первую очередь обусловлено необходимостью проведения обследования в течение одной фазы сердечного цикла ( $\sim 0.25$  с). Требования к монохроматичности излучения не очень жесткие  $\Delta\omega/\omega \leq 1\%$ , что позволяет использовать изогнутые кристаллы и кристаллы с асимметричной вырезкой для увеличения интенсивности излучения. Известны методы и с использованием одного фотонного пучка [41] с энергией выше порога фотопоглощения реагента. Для реализации метода требуется примерно такая же интенсивность и монохроматичность, как в предыдущем случае.

Другой областью применения монохроматических пучков рентгеновского излучения является компьютерная томография. Следует отметить, что здесь главным преимуществом монохроматических пучков по сравнению с непре-

равными пучками от рентгеновских трубок на энергию 150-200 кэВ является уменьшение поглощенной дозы. При одинаковом соотношении сигнал/шум использование монохроматического излучения уменьшает дозовые нагрузки примерно в два раза [4,5,7]. Использование монохроматического излучения с соответствующей энергией является необходимым при компьютерной томографии с использованием реагентов (I, Ba, Gd) [31], позволяющей более точно определить внутреннюю структуру исследуемого органа. Из-за меньших ограничений во времени по сравнению с коронарной ангиографией требуемые потоки на несколько порядков меньше, то есть  $\sim 10^6 - 10^7$  фотон/(мм<sup>2</sup>·с) на площади  $\sim 100$  см<sup>2</sup>.

Еще одной областью применения пучков жесткого рентгеновского излучения может стать радиационная терапия злокачественных опухолей [42]. Многие опухоли обладают повышенной способностью адсорбировать некоторые элементы (йод, платина). При облучении их пучками рентгеновского излучения с энергиями на 15-20 кэВ выше, чем порог фотопоглощения реагента, фотоэлектроны теряют свою энергию вблизи точки рождения, то есть непосредственно внутри опухоли. Сечение взаимодействия фотонов таких энергий с биологической тканью достаточно мало, поэтому доза облучения, полученная организмом не велика. Требуемые потоки и монохроматичность излучения  $\sim 10^7 - 10^8$  фотон/(мм<sup>2</sup>·с) и  $\Delta\omega/\omega \leq 1-2\%$ , соответственно.

Одним из уже традиционных применений квазимонохроматического рентгеновского излучения в медицине является маммография, то есть диагностика злокачественной опухоли молочной железы на ранних стадиях заболевания. В этом методе диагностики объект исследования облучают пучком монохроматического излучения с целью обнаружения более плотных участков, то есть зародышей опухоли. Традиционно такие исследования ведутся с использованием рентгеновских трубок большой мощности с молибденовым анодом. Для монохроматизации пучка излучения он пропускается через молибденовый фильтр (см., например, [5] и цитируемую там литературу). Как отмечено в цитируемой работе, энергия фотонов  $\omega \approx 17$  кэВ, получаемых в таких установках, не всегда достаточна. Для получения оптимального соотношения сигнал/шум и минимизации поглощенной дозы в зависимости от размеров объекта исследования необходимо менять энергию фотонов от 17 кэВ до 25 кэВ, что в традиционной схеме невозможно. Требуемые потоки и монохроматичность излучения  $\sim 10^5$  фотон/(мм<sup>2</sup>·с) на объекте площадью 100 см<sup>2</sup> и  $\Delta\omega/\omega \leq 5-10\%$ , соответственно.

Параметры фотонных пучков, достижимые с помощью излучения быст-

рых электронов в совершенных и мозаичных кристаллах, зависят от характеристик используемого ускорителя: энергии электронов и среднего тока. Если считать, что энергия ускорителя 100 МэВ, а средний ток 5  $\mu\text{А}$  как в эксперименте [29], то при использовании двухкристальной схемы и мозаичных кристаллов с  $\sigma_m \leq 0.4-0.6$  мрад можно добиться потоков излучения  $\sim 10^6$  фотон/(мм<sup>2</sup>·с) для энергии квантов  $\omega=33$  кэВ, что может быть достаточно для применения в компьютерной томографии и радиационной терапии онкологических заболеваний. Так как с уменьшением энергии фотонов выход ДТИ и ПРИ электронов средних энергий возрастает пропорционально  $\lambda^2$ , то для использования в маммографии, где нужны меньшие энергии фотонов, можно использовать и ускоритель на меньшие энергии.

Как показано выше, применение однокристалльной схемы генерации излучения в медицине невозможно. Тем не менее, поскольку достижимые значения выхода излучения в этом случае почти на два порядка выше, то такие пучки могут найти свое применение там, где условие отсутствия дополнительного вклада непрерывного тормозного излучения не являются определяющими.

## 7. Заключение

Результаты проведенных исследований можно сформулировать следующим образом.

1. Использование мозаичных кристаллов вместо совершенных существенно увеличивает выход квазимонохроматического рентгеновского излучения. Эти кристаллы наиболее эффективны для генерации жестких фотонов ( $\omega > 20$  кэВ), поскольку большая длина поглощения позволяет увеличить толщину кристалла и выход излучения. Мозаичность  $\sigma_m < \vartheta_c$  обеспечивает увеличение выхода излучения без заметного ухудшения монохроматичности излучения.

2. Однокристалльная схемы 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 для малых толщин.

3. Использование мозаичных кристаллов с  $\sigma_m \sim 0.2-0.6$  мрад вместо совершенных в двухкристальной схеме генерации излучения позволяет существенно увеличить выход жестких фотонов при некотором ухудшении монохроматичности.

4. Зависимость интенсивности излучения быстрых электронов в кристалле от несовершенства его структуры позволяет ставить задачу отбора образцов



с требуемой структурой и свойствами по характеристикам регистрируемого излучения.

5. Регистрация выхода излучения под брэгговскими углами (ДШИ+ПРИ+ДТИ) для разных углов наблюдения (разных порядков отражения) и сопоставление с результатами расчёта для этих экспериментальных условий позволяет получить информацию о характерных размерах блоков, из которых состоит исследуемый образец, и его применимости для получения интенсивных пучков квазимонохроматического рентгеновского излучения.

6. При использовании ускорителя с соответствующими параметрами двухкристальная схема генерации квазимонохроматического рентгеновского излучения с использованием мозаичных кристаллов с  $\sigma_m \sim 0.2-0.6$  мрад может найти применение в маммографии, компьютерной томографии и радиационной терапии онкологических заболеваний.

Авторы выражают благодарность соавторам работ [12,32,35,36] за участие в разработке и реализации методик, использованных в процессе исследований, и помощь при проведении измерений. Работа выполнена при частичной поддержке программы внутренних грантов БелГУ.

### Литература

1. Rullhusen R. Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons / R.Rullhusen, X.Artru, P.Dhez. – World Scientific: Singapore. – 1999.
2. Гарибян Г.М., Ян Ши, Квантовая макроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле // ЖЭТФ. – 1971. – 61. – С.930-943.
3. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О переходном излучении гамма-квантов в кристалле // ЖЭТФ. – 1971. – 61. – С.944-948.
4. Baldelli P., Taibi A., Tuffanelli A., Gambaccini M. Dose comparison between conventional and quasimonochromatic systems for diagnostic radiology // Physics in Medicine and Biology. – 2004. – 49. – P.4125-4146.
5. Peistrup M.A., Xizing Wu, Kaplin V.V., Uglov S.R., Cremer J.T., Rule D.W., Fiorito R.B. A design of mammography units using a quasimonochromatic X-ray source // Review of Scientific Instruments. – 2001. – 72. – P.2159-2170.

6. 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. – 145. – P.25-30.
7. Freudenberger J., Hell E., Knupher W. Perspectives of medical X-ray imaging // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2001. – 466. – P.99-104.
8. 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. – Т.4. – 1991. – С.129-225.
9. Лобко А.С. Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения / А.С. Лобко – Минск: БГУ, 2006. – 201с.: ил-ISBN 985-485-593-7.
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. – 76. – P.3647-3649.
11. Kaplin V.V., Uglov S.R., Bulaev O.F., 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. – 80. – P.3427-3429.
12. Bogomazova E.A., Kalinin B.N., Naumenko G.A., Padalko D.V., Potylitsyn A.P., Sharafutdinov A.F. and Vnukov I.E. Diffraction of real and virtual photons in a pyrolytic graphite crystal as source of intensive quasimonochromatic X-ray beam // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2003. – 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. – 33;14. – С.87-94.
14. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей / Р. Джеймс – М.: Изд. Иностран. Лит. – 1950, 464 с.
15. Brenzinger K.-H., Limburg B., Backe H. et al. How narrow is the linewidth of parametric X-ray radiation // Phys. Rev. Lett. – 1997. – 79. – P.2462-2465.

16. Nitta H. Kinematical theory of parametric X-ray radiation // *Phys. Lett. A.* – 1991. – 158. – P.270-274.
17. Cromer D.T. and Waber J.T. Scattering factors computed from relativistic Dirac-Slater wave functions // *Acta Cryst.* – 1965. – 18. – P.104-109.
18. Potylitsin A. Influence of Beam Divergence and Crystal Mosaic Structure Upon Parametric X-Ray Radiation Characteristics // *arXiv:cond-mat/9802279*, v1 26 Feb 1998.
19. 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.* – 2006. – 744, сер.физ., "Ядра, частицы, поля"; 3(31). – С.51-65.
20. Афанасьева А.М., Агинян М.А. Излучение ультрарелятивистских частиц при прохождении через идеальные и мозаичные кристаллы // *ЖЭТФ.* – 1978. – 74;2. – С.570-579.
21. Внуков И.Е., Жандармов Ю.В., Шатохин Р.А. Источник рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией для медицинских целей // *Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина.* – 2008. – 808, сер.физ., "Ядра, частицы, поля"; 2(38). – С.25-36.
22. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях / М.Л.Тер-Микаэлян – Ереван: Изд. АН АРМ ССР. – 1969, 459с.
23. Базылев В.А. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях / В.А.Базылев, Н.К.Жеваго. – Москва: Наука, 1987. – 272с.
24. Chabot M., Nicolai P., Wohrer K., Rozet J.P., Touati A., Chetioui 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. – 61. – P.377-384.
25. 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. – 44. – 3. – С.53-65.

26. 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. – 44;3. – С.71-80.
27. Бакланов Д.А., Балдин А.Н., Внуков И.Е., Нечаенко Д.А., Шатохин Р.А. Соотношение вкладов дифрагированного тормозного излучения и параметрического рентгеновского излучения в совершенных кристаллах // Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. – 2007. – 763, сер.физ., "Ядра, частицы, поля"; 1(33). – С.41-56.
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. – 227. – P.22-31.
29. 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. – 252. – P.102-110.
30. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика / З.Г.Пинскер – М.: Наука; 1982. – 392с.
31. Arfelli F. Synchrotron light and imaging system for medical radiology // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 2000. – 454. – P.11-25.
32. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Каратаева Е.А. О вкладе дифракции реальных фотонов в наблюдаемые спектры параметрического рентгеновского излучения электронов в совершенных кристаллах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2006. – вып.4. – С.72-85.
33. Adishev Y.N. et al. Angular distribution of X-ray radiation by 500 MeV electrons in a tungsten crystal // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2003. – 201. – P.114-122.
34. Ohler M., Baruchel J., Moore A.W., Galez Ph., Freund A. Direct observation of mosaic blocks in highly oriented pyrolytic graphite // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 1997. – 129. – P.257-260.
35. Верзилов В.А., Внуков И.Е., Зарубин В.В. и др. Экспериментальное исследование параметрического рентгеновского излучения в образцах из

- алмаза и графита. // Тез. докл. XXVII Межд. конф. по физике взаимодей. заряж. частиц с кристаллами. – М.: Изд. МГУ, 1997. – С.72.
36. Chefonov O.V., Kalinin B.N., Naumenko G.A., Padalko D.V., Potylitsin A.P., Vnukov I.E. Radiation from relativistic electron in carbon samples with different structure at large angles ( $\gg \gamma^{-1}$ ) // IV International Symposium "Radiation from relativistic electrons in periodic structures" September 13-16, 1999, Lake Baikal, Russia.
  37. Потылицын А.П. Исследование электромагнитного излучения ультрарелятивистских электронов в кристаллах // Известия ТПУ. – 2000. – 301(1). – С.55-60.
  38. Розум Е.И. Изготовление, исследование и некоторые применения монокристаллических мишеней для каналирования // ред. жур. Известия ТПУ. Физика. – Томск, 1979. – деп. В ВИНТИ 03.10.79, № 3459
  39. Амосов К.Ю., Андряшкин М.Ю., Верзилов В.А. и др. Параметрическое рентгеновское излучение в мозаичном кристалле пиролитического графита // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – 60. – Вып.7. – С.506-510.
  40. Dix W.-R., Dill T., Hamm C.W., Jung M., Kupper W., Lohmann M., Reime B. and Ventura R. Intravenous coronary angiography with synchrotron radiation at HASYLAB // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 1999. – 654. – P. 1043-1046.
  41. Takeda T., Itai Y., Wu J., Ohtsuka S., Hyodo K., Ando M., Nishimura K., Hasegawa S., Akatsuka T., Akisada M. Two-dimensional intravenous coronary arteriography using above K-edge monochromatic synchrotron x-ray // Acad. Radiol. – 1995. – 2. – P.602-608.
  42. Thomlinson W., Suortti P., Chapman D. Recent advances in synchrotron radiation medical research // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 1999. – 543. – P.288-296.

## TUNABLE X-RAY SOURCE BASED ON MOSAIC CRYSTALS USING FOR PRACTICAL APPLICATIONS

**D.A. Baklanov, I.E. Vnukov, Yu.V. Zhandarmov, Zyong Tkhi Zhang,  
S.A.Laktionova, R.A. Shatokhin**

Belgorod State University,

Studencheskaya str., 14, Belgorod, 308007, Russia, e-mail: [vnukov@bsu.edu.ru](mailto:vnukov@bsu.edu.ru)

The creation prospect of the X-ray source with tunable wavelength on the base of the middle energy electron accelerator and oriented crystals is analyzed. It is proved that the mosaic crystals provide the essentially greater yield of hard radiation than perfect crystals due to the contribution of diffracted bremsstrahlung. It is shown that the one-crystal scheme of the X-ray generation is not acceptable for medicine applications due to the contribution of bremsstrahlung background at the location of irradiated object. The double-crystal scheme is analyzed when one of crystals is located directly on the electron beam for the radiative generation and the other is used for its monochromatization and parallel transfer of the X-ray beam. The choosing method of crystals possessing necessary characteristics on contributions of the parametric X-ray and the diffracted bremsstrahlung into the radiation yield is proposed.

Key words: parametric X-ray radiation, crystal structure, mosaicity, radiation yield, diffracted bremsstrahlung, diffraction.