

УДК 537.533.9

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ С АСИММЕТРИЧНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ ОТРАЖЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

© 2023 г. А. В. Бердниченко^а, И. Е. Внуков^{а, *}, Ю. А. Гопонов^а, Ю. Такабайаши^б

^аБелгородский государственный национальный исследовательский университет (НИУ «БелГУ»), Белгород, 308015 Россия

^бSAGA Light Source, Tosu, Saga 841-0005 Japan

*e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

Поступила в редакцию 26.06.2022 г.

После доработки 14.07.2022 г.

Принята к публикации 14.07.2022 г.

Настоящая статья посвящена перспективам использования кристаллов с асимметричной геометрией отражения для определения поперечного размера пучков релятивистских электронов по результатам измерений угловых распределений их излучения в тонком кристалле для двух расстояний между ним и координатным детектором. Проведена экспериментальная проверка этой методики с помощью рентгенографической пластины в качестве двумерного позиционно-чувствительного детектора. Полученные значения горизонтального и вертикального размеров пучка $\sigma_x = 0.32 \pm 0.02$ мм и $\sigma_y = 1.35 \pm 0.02$ мм удовлетворительно согласуются с результатами измерений с помощью оптического переходного излучения. Обсуждена возможность характеристики рентгенографических пластин по результатам сопоставления измеренных и рассчитанных угловых распределений параметрического рентгеновского излучения для нескольких отражающих плоскостей кристаллов с асимметричной геометрией отражения и параметром асимметрии ϵ меньше единицы.

Ключевые слова: кристалл, параметрическое рентгеновское излучение, асимметрия отражения поля частицы, параметр асимметрии, рентгенографическая пластина, характерный размер пучка.

DOI: 10.31857/S1028096023020024, EDN: DSADTP

ВВЕДЕНИЕ

Расходимость и поперечный размер пучков ускоренных частиц являются важными параметрами для ускорителей. В линейных ускорителях для измерения этих параметров пучка часто используют оптическое переходное излучение [1]. Однако недавно было показано, что оптическое переходное излучение нельзя использовать для измерения профиля пучков ускорителей, предназначенных для реализации рентгеновского лазера на свободных электронах [2], так как оптическое переходное излучение становится когерентным, если размеры пучка сопоставимы с длиной волны регистрируемого излучения [3].

Когерентных эффектов можно избежать, если использовать излучение с меньшей длиной волны, в частности, параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), возникающее при движении электронов в кристаллах [4, 5]. Возможность определения размера пучка с помощью измерения угловых распределений ПРИ с использованием координатных детекторов подтверждена экспериментально [5–7]. Однако методика опре-

деления размеров пучка и, самое главное, оценка границ ее применимости не были указаны.

Для решения этой проблемы в статье [8] была разработана методика учета влияния размера пучка на угловое распределение ПРИ и предложен модельно независимый метод измерения размеров электронного пучка по результатам измерения угловых распределений ПРИ для двух расстояний между кристаллом и координатным детектором. В статье [9] было показано, что минимальные измеряемые с помощью метода [8] размеры пучка $\sigma_{x,y}$ ограничены расстоянием между кристаллом и детектором и определяются условиями $\sigma_{x,y} > \Delta$ и $\sigma_{x,y}/R > 0.1\Theta_{ph}$, а поэтому не могут быть менее 50–60 мкм. Здесь Δ – размер пикселя координатного детектора, R – расстояние между кристаллом и детектором, $\Theta_{ph} = (\gamma^{-2} + (\omega_p/\omega)^2)^{1/2} \sim 2\text{--}5$ мрад – характерный угол вылета фотонов ПРИ [10], γ – фактор Лоренца, а ω и ω_p – энергии фотонов и плазмонов вещества соответственно.

Для электронов с энергией выше 5 ГэВ вклад ПРИ в центре углового распределения излучения

пренебрежимо мал, а наибольшей угловой плотностью интенсивности излучения обладает дифрагированное переходное излучение с характерным углом излучения $\Theta_{ch} \sim \gamma^{-1}$ [11]. Это уменьшает минимальные размеры, которые могут быть измерены с помощью метода [8], и ограничивает их только размером элемента координатного детектора $\sigma_{x,y} \geq \Delta \sim 10\text{--}15$ мкм [9]. Этот же метод можно использовать для определения размера пучка рентгеновского лазера на свободных электронах с малым продольным размером [12] и определения эмиттанса пучков электронов с энергиями больше 5–10 ГэВ [13].

В недавно опубликованных работах [14, 15] показана возможность определения расходимости электронных пучков с энергией выше 5–10 ГэВ с помощью измерения углового распределения дифрагированного переходного излучения электронов в тонких кристаллах. Однако предложенный в цитируемых работах метод измерения может быть использован только при выполнении условия $\sigma_{x,y}/R \ll \theta'_{x,y}$, где $\theta'_{x,y}$ – расходимость электронного пучка [13].

Эта же группа авторов обратила внимание на существенное изменение интенсивности ПРИ и дифрагированного переходного излучения в случае асимметричной геометрии отражения поля частицы в кристалле, когда отражающая плоскость не перпендикулярна или не параллельна поверхности кристалла, через которую выходит отраженное излучение [16]. Экспериментальная проверка этого утверждения и послужила причиной нашего интереса к кристаллам, где можно наблюдать это явление [17, 18]. Следует отметить, что наши измерения не подтвердили вывода работы [16] о значимом влиянии асимметрии отражения поля частицы в кристалле на интенсивность ПРИ.

Исходя из вышеизложенного, экспериментальная проверка метода определения размеров пучка [8], поиск путей улучшения его чувствительности и разработка методики исследования характеристик аппаратуры для его реализации представляются важными и актуальными.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Приведем краткое описание методики [8], акцентируя внимание на вопросах, недостаточно подробно освещенных в этой и последующих наших статьях, посвященных использованию этой методики для определения параметров пучков релятивистских электронов. Пучок электронов падает на установленный в геометрии Лауэ тонкий кристалл, вырезанный в форме параллелепипеда, грани которого параллельны основным кристаллографическим плоскостям, и генерирует ПРИ в

результате Брэгговского отражения поля частицы от атомных плоскостей в кристалле. Плоскость, от которой происходит отражение, перпендикулярна поверхности кристалла и направлена вертикально. Как это обычно принято, предполагаем, что распределение электронов в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, можно описать двумерным гауссовским распределением с неизвестными характерными значениями размеров пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях σ_x и σ_y , а угловое распределение электронов и генерируемое ими излучение не зависит от точки попадания частиц на кристалл.

Угловое распределение излучения имеет колоколообразную форму с локальным минимумом в центре, положение которого соответствует направлению Брэгговского отражения $\Theta_{min} = 2\Theta_B$, где Θ_B – угол между направлением электронного пучка и отражающей плоскостью кристалла [19]. Характерный угол разлета фотонов равен Θ_{ph} в случае генерации ПРИ и γ^{-1} для дифрагированного переходного излучения и электронов высоких энергий.

Излучение регистрируется плоским координатно-чувствительным детектором с размером пикселей $\Delta_x \times \Delta_y$, измеряющим энергию, оставленную излучением в каждом пикселе прибора. Детектор расположен под углом $\Theta_d = 2\Theta_B$ относительно направления электронного пучка, а его поверхность перпендикулярна направлению Брэгговского отражения. Расстояние между кристаллом и детектором R много больше $\sigma_{x,y}$. В качестве детектора может быть использована рентгенографическая пластина, как в эксперименте [5], или рентгеновская камера высокого разрешения, как в эксперименте [7].

Электроны, движущиеся на расстоянии x от оси пучка, попадают на кристалл в точке l' , расположенной на расстоянии $x/\cos\Theta_B$ от точки пересечения поверхности кристалла и оси пучка, которое измеряется вдоль поверхности кристалла. Центр рефлекса излучения, обусловленного этими электронами, регистрируется на расстоянии l'' от центра рефлекса, генерируемого электронами, двигающимися вдоль оси пучка (в центре пучка). Несложно показать, что для выбранной геометрии измерений $l'' = l' \cos\Theta_B = x$. Изменение положения излучающей точки по вертикали приводит к аналогичному сдвигу центра рефлекса в вертикальном направлении. Другими словами, для такого взаимного расположения отражающей плоскости, рабочих поверхностей кристалла и детектора распределение точек попадания центров рефлексов излучения на плоский детектор повторяет поперечное распределение электронного пучка в ускорителе.

Произвольная точка детектора $\mathbf{r}(x, y)$ регистрирует излучение, испущенное из точки пересечения кристалла и оси симметрии пучка, под углом $\theta(\theta_x, \theta_y) \sim \mathbf{r}/R$. За начало системы координат взят центр рефлекса. Для электронов, движущихся на расстоянии $\mathbf{r}'(x', y')$ относительно центра пучка, в эту же точку попадает излучение, испущенное под углом $\theta(\theta'_x, \theta'_y) \sim (\mathbf{r} - \mathbf{r}')/R$. Учитывая выполнение условий $\Theta_{ph} \ll 1$ и $\sigma_{x,y} \ll R$, мы можем использовать приближение малых углов и пренебречь различие телесных углов, обусловленным несовпадением расстояния между излучающей точкой кристалла и областью регистрации излучения для электронов, двигающихся на разных расстояниях от оси пучка.

Из-за выполнения условия $\sigma_{x,y}/R \ll 1$ различием энергий фотонов, испущенных из разных точек кристалла, но попавших в одну и ту же точку детектора, $\Delta\omega/\omega \approx \text{ctg}\Theta_B \sigma_x/R \sim 10^{-2}$ можно пренебречь, что позволяет говорить только об угловом распределении излучения, падающего на детектор, установленный на расстоянии R , и записать его в следующем виде:

$$Y(\theta_y, \theta_x) = \iint Y(\theta'_y, \theta'_x) G(\theta'_y \rightarrow \theta_y, \theta'_x \rightarrow \theta_x) d\theta'_y d\theta'_x, \quad (1)$$

где $\theta_{x,y}$ – углы вылета фотона в горизонтальном и вертикальном направлениях, отсчитываемые относительно центра рефлекса от электронов, движущихся вдоль оси пучка; $Y(\theta_y, \theta_x)$ и $Y(\theta'_y, \theta'_x)$ – угловые распределения излучения для протяженного и точечного пучков частиц, соответственно. Интегрирование выполнено в пределах полного телесного угла. Функцией $G(\theta'_y \rightarrow \theta_y, \theta'_x \rightarrow \theta_x)$ описывают связь между переменными каждого из этих распределений, и для двумерного гауссовского распределения электронного пучка в поперечной плоскости она может быть представлена в виде:

$$G(\theta'_y \rightarrow \theta_y, \theta'_x \rightarrow \theta_x) = \frac{1}{2\pi\sigma'_y\sigma'_x} \exp\left[-\frac{(\theta_y - \theta'_y)^2}{2(\sigma'_y)^2}\right] \exp\left[-\frac{(\theta_x - \theta'_x)^2}{2(\sigma'_x)^2}\right], \quad (2)$$

где $\sigma'_{x,y} = \sigma_{x,y}/R$ можно назвать эффективными углами расходимости в горизонтальной и вертикальной плоскостях, поскольку изменение расходимости электронного пучка сопровождается таким же изменением регистрируемого углового распределения излучения. Как видно из приведенных выражений, изменение расстояния между кристаллом и детектором приводит к изменению регистрируемого углового распределения

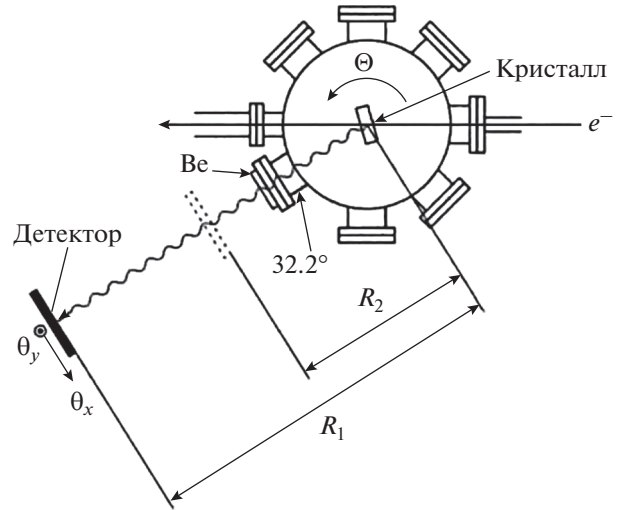


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению размеров пучка. РП – рентгенографическая пластина.

излучения, что и было использовано в работе [8] для разработки нового метода определения размера пучка путем сопоставления угловых распределений излучения для разных расстояний между кристаллом и детектором (рис. 1).

В случае кристалла с асимметричной геометрией отражения, т.е. когда отражающая плоскость не перпендикулярна выходной поверхности [16, 17], ситуация меняется. Теперь электроны, движущиеся на расстоянии x от оси пучка, попадают на кристалл в точке l' , расположенной на расстоянии $x/\cos(\delta \pm \Theta_B)$ от точки пересечения поверхности кристалла с осью пучка, где δ угол между отражающей плоскостью и нормалью к поверхности кристалла. Центр рефлекса излучения, обусловленного этими электронами, регистрируется на расстоянии l'' от центра рефлекса, генерируемого электронами, двигающимися вдоль оси пучка. Можно показать, что $l'' = l' \cos(\delta \mp \Theta_B) = x \cos(\delta \pm \Theta_B)/\cos(\delta \mp \Theta_B) = x\epsilon$, где $\epsilon = \cos(\delta \pm \Theta_B)/\cos(\delta \mp \Theta_B)$ – параметр асимметрии [16, 17]. Другими словами, асимметрия отражения сжимает (растягивает) отображение размера пучка на детекторе в горизонтальной плоскости в ϵ раз в зависимости от величины и знака угла δ [18] (рис. 16). Это приводит к изменению эффективной расходимости в горизонтальной плоскости, которую теперь можно записать как $\sigma'_x = \sigma_x \epsilon/R$.

Для детектора, расположенного на расстоянии R , измеряемое им двумерное распределение интенсивности излучения $Y_R(\theta_y, \theta_x)$ можно записать в следующем виде:

$$Y_R(\theta_{y_i}, \theta_{x_j}) = \iint_{\Delta\Omega(y_i, x_j)} Y_R(\theta_y, \theta_x) d\theta_y d\theta_x, \quad (3)$$

где $Y_R(\theta_y, \theta_x)$ можно определить в соответствии с выражениями (1), (2); $\Delta\Omega(y_i, x_j)$ – телесный угол, перекрываемый элементом координатного детектора, расположенным в точке y_i, x_j , по которому ведется интегрирование.

Различие распределений $Y_{R_1}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$ и $Y_{R_2}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$, измеренных для расстояний R_1 и R_2 и нормированных на количество электронов, прошедших через кристалл, обусловлено только асимметрией отражения, размерами пучка и расстояниями между кристаллом и детектором. Считаем, что $R_1 = kR_2$, где k – целый коэффициент, не равный единице, а телесные углы, перекрываемые детекторами, в каждом измерении одинаковы. То есть значение $Y_{R_1}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$ в каждой точке углового распределения равно интенсивности излучения, зарегистрированной матрицей из $k \times k$ элементов, перекрывающей тот же телесный угол, что и элемент детектора, установленного на расстоянии R_2 .

Для определения искоемых размеров пучка на мишени использовали метод наименьших квадратов, минимизации подлежала квадратичная форма:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \left[Y(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})_{R_2} - \frac{1}{2\pi\sigma'_x\sigma'_y} \sum_{i'=1}^n \sum_{j'=1}^m Y(\theta_{y_{i'}}, \theta_{x_{j'}})_{R_1} \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{(\theta_{y_i} - \theta_{y_{i'}})^2}{2(\sigma'_y)^2}\right) \exp\left(-\frac{(\theta_{x_j} - \theta_{x_{j'}})^2}{2(\sigma'_x)^2}\right) \right]^2, \quad (4)$$

где m и n число точек измеряемых распределений в горизонтальном и вертикальном направлениях; σ'_x и σ'_y – подгоночные параметры, позволяющие минимизировать эту форму, связанные с размерами пучка на мишени $\tilde{\sigma}_y, \tilde{\sigma}_x$ следующим образом [8]:

$$\tilde{\sigma}_{y,x} \approx \frac{kR_2}{\sqrt{k^2 - 1}} \sigma'_{y,x} / \epsilon. \quad (5)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент выполнен на линейном ускорителе SAGA Light Source (SAGA-LS) (Япония) с использованием электронов с энергией 255 МэВ ($\gamma \sim 500$). Частота следования импульсов составляла 1 Гц, а средний ток пучка ~ 7 нА. Расходимость электронного пучка составляла $\theta'_x \sim 0.1$ мрад и $\theta'_y \sim 0.1$ мрад по горизонтали и вертикали соответственно. Горизонтальный и вертикальный раз-

меры пучка электронов на мишени измеряли с помощью оптического переходного излучения по методике [6] и получили значения $\sigma_x = 0.28 \pm 0.01$ мм и $\sigma_y = 1.33 \pm 0.02$ мм соответственно. Как отмечено выше, предполагали, что угловое и пространственное распределение пучка можно описать двумерными гауссовскими распределениями со стандартными отклонениями θ'_x, θ'_y и σ_x, σ_y , соответственно.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Кристалл кремния толщиной 20 мкм был установлен на двухкоординатном гониометре в вакуумной камере. Ось $\langle 001 \rangle$ кристалла была перпендикулярна его поверхности. Образец был установлен так, чтобы плоскость $(1\bar{1}0)$ была направлена горизонтально, а плоскость (110) , перпендикулярная поверхности, была направлена вертикально, другими словами, измерения проведены для $\epsilon = 1$, т.е. асимметрия отражения отсутствовала.

Для регистрации ПРИ на плоскости (110) кристалл разворачивали на угол $\Theta_B = 16.1^\circ$. За начало точки отсчета углов ориентации кристалла взято совпадение нормали к поверхности кристалла и направления электронного пучка. Генерируемое в кристалле излучение проходило через бериллиевую фольгу толщиной 250 мкм и регистрировалось двумерным позиционно-чувствительным детектором, расположенным под углом $\Theta_d = 32.2^\circ$.

В качестве детектора использовали рентгенографическую пластину размерами 250×200 мм, с химическим составом BaSrFBrI:Eu^{2+} и толщиной рабочего слоя 112 мкм (тип IPU, производства Baker Hughes) [20]. Как показано в работе [19], такие пластины очень удобны для наблюдения угловых распределений ПРИ, благодаря большой площади, высокому пространственному разрешению и линейной зависимости степени локальной ионизации вещества пластины от интенсивности регистрируемого излучения.

В процессе облучения пластины ионы Eu^{2+} ионизировались до Eu^{3+} , а освободившиеся электроны захватывались дефектами решетки [20, 21]. После экспонирования пластины на фотонном пучке скрытое рентгеновское изображение считывалось в цифровом виде посредством процесса фотостимулированной люминесценции с использованием считывающего устройства CRxVision, Baker Hughes. Размер пятна лазерного пучка 35×35 мкм. Для упрощения последующего описания будем называть участок пластины такого размера одним пикселем прибора.

Измерения проведены для двух расстояний между кристаллом и координатным детектором – $R_1 = 1$ и $R_2 = 0.5$ м. Длина пути фотонов в вакууме составляла 0.33 м, а путь в воздухе 0.17 и 0.67 м.

Для уменьшения фонового рентгеновского излучения рентгенографическую пластину располагали в свинцовой защите. Предварительные результаты эксперимента без сопоставления с результатами расчета приведены в [22].

Фоновые условия определяются режимом работы ускорителя и зависят от места расположения детектора и угла ориентации кристалла [18]. Для определения углового распределения фона для каждого из расстойных кристалл разориентировали на угол $\pm 3^\circ$ от рабочего положения. В качестве фонового распределения мы брали половину суммы угловых распределений для этих углов ориентации кристалла (19.1° и 13.1°). Как и в эксперименте [18], интенсивность фона не превышала 20–30% от величины полезного эффекта в максимуме углового распределения интенсивности, поэтому такая замена неизвестного нам распределения фона для угла ориентации 16.1° достаточно корректна.

Максимум рефлекса ПРИ от плоскости (110) для углов ориентации кристалла 19.1° и 13.1° должен наблюдаться при углах расположения детектора 38.2° и 26.2° соответственно. Поскольку угловая ширина рефлекса ПРИ превышает характерные углы вылета фотонов не более, чем в 5–7 раз [19], а величина $\Theta_{ph} \sim 0.3^\circ \ll 6^\circ$, вклад этого механизма излучения в просматриваемую детектором угловую область $32.2^\circ \pm 2^\circ$ для углов ориентации 19.1° и 13.1° пренебрежимо мал.

Методика [8] предполагает идентичность условий измерения за исключением расстояния между кристаллом и детектором. Поскольку измерения проведены на воздухе, излучение, регистрируемое детектором, установленным на расстоянии $R_1 = 1$ м, поглощается сильнее, чем излучение, регистрируемое на расстоянии $R_2 = 0.5$ м. Для компенсации этого различия в процессе измерений для меньшего расстояния перед детектором была установлена каптоновая пленка толщиной 675 мкм. Различие в значении коэффициентов прохождения $T = \exp(-\mu t)$, где μ – линейный коэффициент поглощения, а t – длина пути излучения в веществе, для слоя сухого воздуха толщиной 50 см при нормальных условиях и пленки не превышает 0.5–1% для фотонов с энергией 11.64, 23.29 и 34.39 кэВ, что соответствует максимумам трех первых порядков отражения [23].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В процессе измерений было получено 6 двумерных распределений интенсивности излучения в виде матриц размерами 861×861 пиксель и 1731×1731 пиксель при трех ориентациях кристалла и двух расстояниях между кристаллом и детектором. Время измерения каждого распреде-

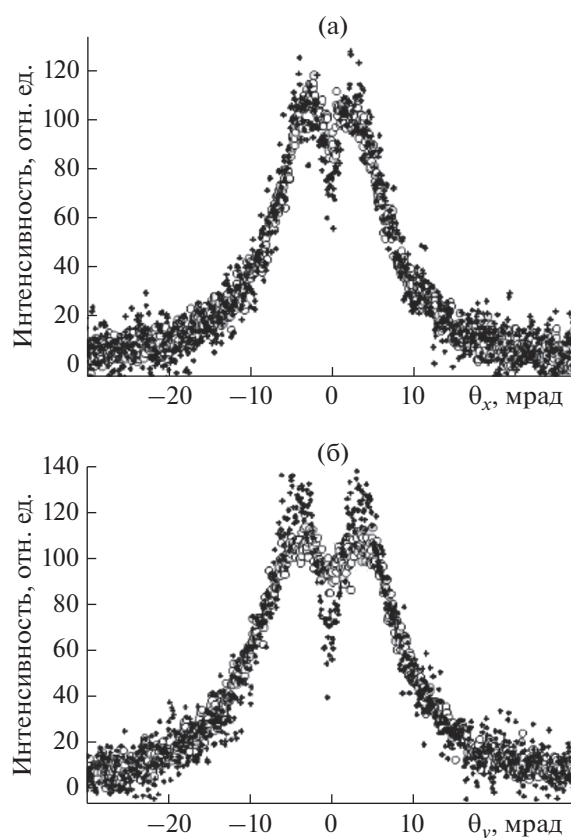


Рис. 2. Горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения угловых распределений излучения для двух расстояний между кристаллом и детектором. Кружки – $R_2 = 0.5$ м, крестики – $R_1 = 1$ м.

ления составило 600 с. Для получения $Y_{R_1}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$ и $Y_{R_2}(\theta_{y_j}, \theta_{x_j})$ из распределений при угле ориентации $\Theta = 16.1^\circ$ вычитали угловое распределение фона, а распределение для расстояния 1 м было дополнительно сжато в два раза по каждой из координат с целью достижения равенства телесных углов. Затем определяли положение центра рефлекса излучения для каждого расстояния кристалл–детектор с целью компенсации их относительного сдвига для последующего сопоставления (~ 0.7 мрад и 0.28 мрад по горизонтали и вертикали). На рис. 2 приведены сечения полученных угловых распределений интенсивности излучения, проходящие через центр рефлекса ПРИ в горизонтальном (а) и вертикальном (б) направлениях, для расстояний кристалл–детектор 0.5 и 1 м и площади элемента детектора 35×35 мкм и 70×70 мкм соответственно.

Из рис. 2 видно, что распределения для разных расстояний практически совпадают между собой за исключением области вблизи центра рефлекса $\theta_{x,y} < 7\text{--}8$ мрад, где распределение для $R_1 = 1$ м является существенно более рельефным. Верти-

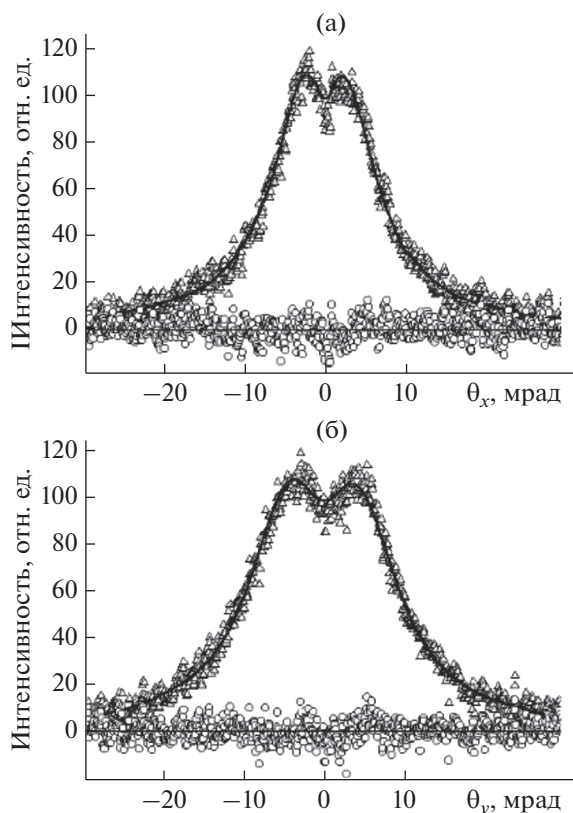


Рис. 3. Сечения угловых распределений излучения в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях. $Y_{R_2}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$ – (треугольники) и подогнанная зависимость – кривая, кружки – разность между подгоняемой и подогнанной зависимостями.

кальные распределения отличаются сильнее, поскольку вертикальный размер пучка значимо больше горизонтального.

Определение размеров пучка в соответствии с выражениями (4), (5) осуществляли методом наименьших квадратов с помощью варьирования параметров свертки $\sigma'_{x,y}$ с использованием метода Монте-Карло. Область подгонки ± 25 и ± 20 мрад относительно центра рефлекса для горизонтального и вертикального направлений была выбрана так, чтобы потери интенсивности излучения на краях распределений из-за сглаживания не влияли на достоверность результатов подгонки. На рис. 3 приведены горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения экспериментальной зависимости $Y_{R_2}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$ (треугольники) и подогнанной зависимостей (второе слагаемое в выражении (4), сплошная линия на рис. 3) для центра рефлекса, а также разности между ними (кружки).

Из рис. 3 видно, что подогнанная зависимость интенсивности излучения достаточно хорошо

совпадает с $Y_{R_2}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$, а их разность практически симметрична относительно нуля за исключением области $|\theta_{y_i}| > 25$ мрад, где сказывается уменьшение подгоночного распределения из-за ограничения области подгонки. В тоже время, следует отметить, что в центре рефлекса ПРИ рассчитанная зависимость проходит несколько выше, чем $Y_{R_2}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$.

Полученные в результате подгонки значения размеров пучка $\sigma_x = 0.32 \pm 0.02$ мм и $\sigma_y = 1.35 \pm 0.02$ мм, где в качестве оценки ошибки результатов подгонки взяли разброс получаемых значений размеров пучка в серии повторных фитирований, удовлетворительно согласуются с результатами измерений с помощью оптического переходного излучения $\sigma_x = 0.28 \pm 0.01$ мм и $\sigma_y = 1.33 \pm 0.02$ мм по методике [6]. Отличие значений размера пучка, полученных с помощью разных методик, как и отмеченное ранее различие $Y_{R_2}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$ и подогнанной зависимости может быть связано с экспериментальными ошибками и неполной компенсацией поглощения излучения в слое воздуха толщиной 50 см с помощью каптоновой пленки.

Для нормальных условий отношения коэффициентов прохождения излучения в каптоновой пленке толщиной 675 мкм и слое воздуха толщиной 50 см для фотонов трех первых порядков отражения с энергиями $\omega \approx 11.64, 23.29$ и 34.39 кэВ меняются от 0.995 до 0.991 [23]. То есть полученное нами с помощью каптоновой пленки угловое распределение $Y_{R_2}(\theta_{y_i}, \theta_{x_j})$ имеет меньшую интенсивность, чем она должна быть при условии полной идентичности экспериментальных условий в обоих измерениях за исключением расстояния между кристаллом и координатным детектором. Для компенсации этого различия программа подгонки завышает значения эффективной расходимости и получаемых из нее размеров пучка.

Следует подчеркнуть, что энергия фотонов ПРИ зависит от угла их вылета относительно Брэгговского направления и меняется от 10.59 до 12.82 кэВ для фотонов первого порядка отражения, что изменяет отношение коэффициентов прохождения с 0.997 до 0.993 и делает невозможным использование масштабирующей поправки на различие коэффициентов поглощения фотонов в воздухе и дополнительном поглотителе. Следует отметить и погрешность в оценке поглощения фотонов в воздухе из-за неопределенности давления воздуха и его температуры в процессе измерений.

Согласие результатов измерений размера пучка с помощью разных методик позволяет утверждать, что модельно независимая методика [8]

может быть успешно использована для измерения поперечных размеров пучков электронов с энергией от нескольких десятков МэВ до ~ 1 ГэВ с помощью ПРИ и свыше нескольких ГэВ – с помощью дифрагированного переходного излучения, то есть там, где тот или иной механизм формирования излучения является определяющим [9, 11].

В области промежуточных энергий, где нет определяющего механизма генерации излучения, угловое распределение излучения зависит от толщины кристалла, энергетической зависимости эффективности регистрирующей аппаратуры, энергии электронов и фотонов [24]. В этом случае метод [8], по-прежнему, остается работоспособным, однако определение условий его применимости требуют дополнительных оценок, учитывающих толщину кристалла, зависимость эффективности регистрирующей аппаратуры от энергии фотонов, вклад всех механизмов излучения и порядков отражения [25].

Использование кристаллов с асимметричной геометрией отражения и асимметрией больше единицы позволяет в ϵ раз увеличить влияние размера пучка на угловое распределение регистрируемого излучения и тем самым во столько же раз уменьшить нижнюю границу определяемого размера пучка. Для условий измерений в эксперименте [17] и регистрации излучения от плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ $\epsilon \sim 1.5$, а для плоскостей типа $\{112\}$, развернутых относительно плоскости (110) на угол $\delta = 54.7^\circ$ порядка $\epsilon \sim 2.3$, что позволяет в 1.5–2 раза уменьшить нижнее значение нормализованного эмиттанса ускорителя, предназначенного для реализации рентгеновского лазера на свободных электронах, которое можно измерить с помощью методики [13].

Изменение угла наблюдения или выбор других отражающих плоскостей позволяет повысить значение ϵ вплоть до 4–5, т.е. во столько же раз уменьшить минимальное значение размера пучка электронов с энергией выше 5 ГэВ, который можно измерить с помощью методики [9]. В частности, для такого же кристалла и угла наблюдения 45° , как в эксперименте [26], значения асимметрии для плоскостей $(\bar{1}\bar{1}1)$ и (112) равны 1.83 и 3.82 соответственно.

Дополнительным преимуществом использования кристаллов с асимметричной геометрией рассеяния является увеличение выхода дифрагированного излучения в $2\epsilon/(1 + \epsilon)$ раз [18]. То есть для угла наблюдения 32.2° и этих плоскостей следует ожидать увеличение интенсивности дифрагированного переходного излучения на 20 и 40%, что, несомненно, уменьшит статистическую погрешность результатов измерения размера пучка и его эмиттанса [13].

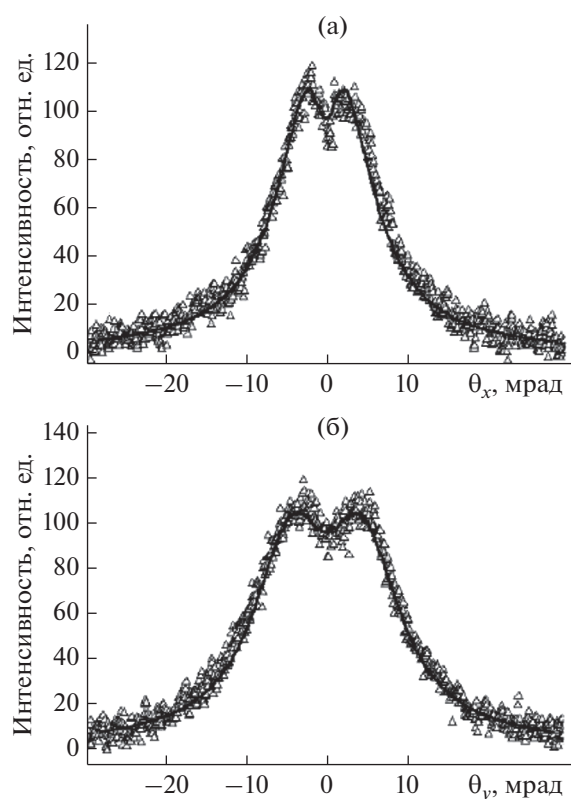


Рис. 4. Сечения угловых распределений излучения в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях для ближнего расположения детектора. Треугольники – эксперимент, линия – расчет.

СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЕТОВ

Для проверки гипотезы о значимости влияния воздуха и характеристик рентгенографической пластины на результаты измерений и дальнейшей верификации методики учета влияния размера пучка на наблюдаемые угловые распределения ПРИ [8] проведено сопоставление результатов измерений и расчетов угловых распределений излучения при расстояниях кристалл–детектор 0.5 и 1 м, результаты которого приведены на рис. 4, 5.

Как и в предыдущих работах [8, 18, 25, 27], учтены размеры и расходимость пучка, вклады трех первых порядков и механизмов излучения: ПРИ, дифрагированного переходного излучения и дифрагированного тормозного излучения, а также поглощение излучения в материале кристалла и воздухе на пути от кристалла до детектора, эффективность регистрации рентгенографической пластины и энергия, переданная фотонами электронам в материале детектора. При определении эффективности и переданной энергии учитывали информацию о химическом составе рентгенографической пластины, приведенную в [20].

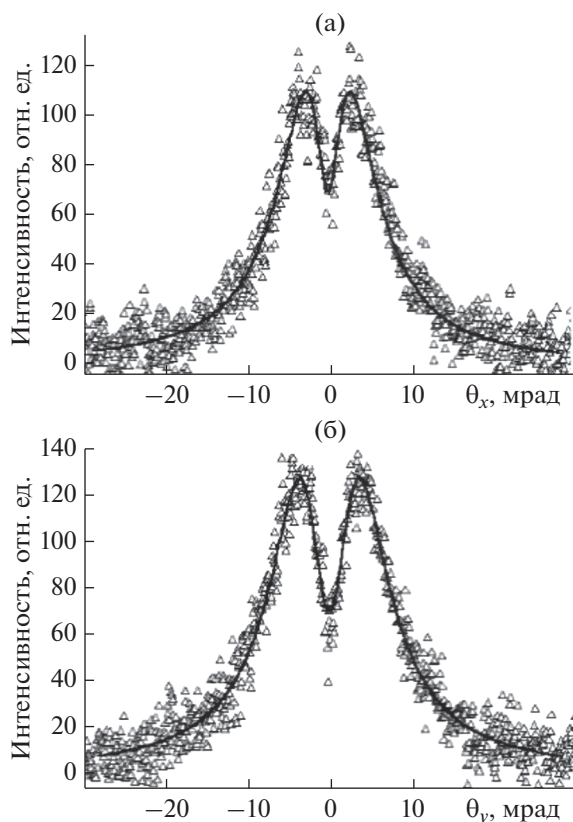


Рис. 5. Сечения угловых распределений излучения в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях для дальнего расположения детектора. Треугольники – эксперимент, линия – расчет.

Предполагали, что энергия, переданная фотонами вторичным электронам, осуществляющим ионизацию атомов вещества детектора, поглощается непосредственно в точке взаимодействия фотона с материалом детектора, то есть вылет вторичных электронов из детектора и пикселя, где произошло взаимодействие, в соседние не учитывали. Методика расчета эффективности детектирования и энергии, оставленной фотонами в веществе детектора, аналогична описанной в работах [24, 27].

Расчет выполнен для пересечения центра углового распределения излучения квадратным детектором размером 0.07×0.07 мм и 0.14×0.14 мм для ближнего (0.5 м) и дальнего (1 м) положений детектора соответственно. Шаг перемещения детектора 0.07 мм и 0.14 мм. Для ближнего расположения детектора учтено наличие каптоновой пленки перед ним. Из-за отсутствия информации об абсолютной нормировке показаний детектора рассчитанные и измеренные распределения сопоставлены с помощью одинакового для всех зависимостей масштабного множителя.

Наблюдаемое на рис. 4 и 5 согласие результатов измерений и расчетов подтверждает правильность методики учета размеров пучка, предложенной в работе [8]. Вместе с тем необходимо отметить, что рельефность расчетных кривых в центре углового распределения несколько хуже, чем экспериментальных. Локальный минимум в центре экспериментального распределения интенсивности излучения глубже, а максимумы, наоборот, выше.

За центр углового распределения излучения отвечают процессы дифракции реальных фотонов и старшие порядки отражения [18, 24, 25]. На лицо несоответствие соотношений вкладов разных порядков отражения в измеренные и рассчитанные угловые распределения полной интенсивности излучения, поскольку соотношение вкладов ПРИ и дифрагированных реальных фотонов описывается методиками расчета, использованными в настоящей работе и в [8], с погрешностью не более 15–20% [25].

В экспериментах, как правило, измеряли только выход и угловое распределение фотонов первого порядка отражения, как показано в обзорах [28, 29], поэтому нам остается полагать, что теория ПРИ описывает выход фотонов старших порядков отражения на электрон, с той же точностью, что и для первого порядка отражения, то есть на уровне 15–20% [30].

Наиболее вероятной причиной наблюдаемого разногласия является отмеченная ранее неопределенность давления и температуры воздуха, приводящая к ошибке определения поглощения излучения в нем, так же изменяющая соотношение вкладов разных порядков отражения. Другой причиной может быть погрешность в определении эффективности рентгенографической пластины из-за неопределенности ее химического состава [18] и энергии, оставленной вторичными электронами в ней вследствие отсутствия учета вылета вторичных электронов из материала рентгенографической пластины. Для подтверждения либо опровержения этих утверждений необходимы дополнительные исследования, которые мы планируем провести позднее.

С целью проверки утверждения о несоответствии реального и рассчитанного соотношений вкладов старших порядков отражения в угловое распределение излучения с помощью метода наименьших квадратов сделана оценка этого вклада для каждого порядка отражения. В качестве экспериментальной функции использовали вертикальное либо горизонтальное угловое распределение излучения, полученное в результате измерений с помощью рентгенографической пластины, $Y^{\text{exp}}(\theta_j)$ (рис. 2–5), а в качестве подгоночных – рассчитанные угловые распределения $Y_i^{\text{calc}}(\theta_j)$,

где i – порядок отражения. Параметры подгонки a_i – вклад i -го порядка отражения в итоговое распределение. Минимизации подлежало выражение:

$$\sum_{j=1}^m \left(Y^{\text{exp}}(\theta_j) - \sum_{i=1}^3 a_i Y_i^{\text{calc}}(\theta_j) \right)^2. \quad (6)$$

Здесь $Y_i^{\text{calc}}(\theta_j) = C \eta(\omega(\theta_j)) J(\omega, \theta_j)$, где C – нормировочная константа, включающая число электронов, прошедших через кристалл, и выход фотонов фотостимулированного излучения на единицу поглощенной энергии; $\eta(\omega(\theta_j))$ – средняя энергия, переданная вторичным электронам фотоном с энергией ω и углом вылета θ_j в материале детектора; $J^{\text{calc}}(\omega, \theta_j)$ – угловое распределение фотонов i -го порядка отражения с учетом вклада всех механизмов излучения.

На рис. 6а в качестве примера приведены рассчитанные горизонтальные угловые распределения излучения для расстояния между кристаллом и детектором $R_1 = 1$ м и трех порядков отражения, соответственно кривые 1–3, умноженные на тот же самый нормирующий коэффициент, что и зависимости на рис. 4 и 5. Для удобства сопоставления формы угловых распределений всех порядков излучения, распределение для третьего разрешенного порядка отражения увеличено в пять раз. Кривая 4 – сумма зависимостей (1)–(3).

На рис. 6б в качестве примера приведен результат сопоставления измеренного (точки) и подогнанного (линия) горизонтальных угловых распределений для расстояния 1 м.

Из рис. 6 видно, что подогнанное распределение значимо лучше согласуется с результатами измерений, чем результат расчета, в котором учтены все механизмы и порядки отражения (рис. 5а и 6б). Анализ результатов подгонки показывает, что во всех случаях вклад фотонов первого порядка отражения оказывался на 3–4% выше расчетного, а вклад второго порядка на 35–40% ниже. Из-за сравнительно большого размера пучка, особенно в вертикальной плоскости, и сопоставимых значений Θ_{ph} форма углового распределения фотонов второго и третьего порядков отражения с характерным углом вылета $\Theta_{\text{ph}}^{440} \sim 2.379$ мрад и $\Theta_{\text{ph}}^{660} \sim 2.177$ мрад практически совпадает (рис. 6а), что приводит к увеличению погрешности результатов подгонки.

Полученные результаты подтверждают вышесказанное о причинах разногласий между экспериментальными и расчетными распределениями и позволяют предполагать, что в случае контроля условий эксперимента (давления и температуры воздуха) такие измерения могут быть использованы для паспортизации рентгенографических пла-

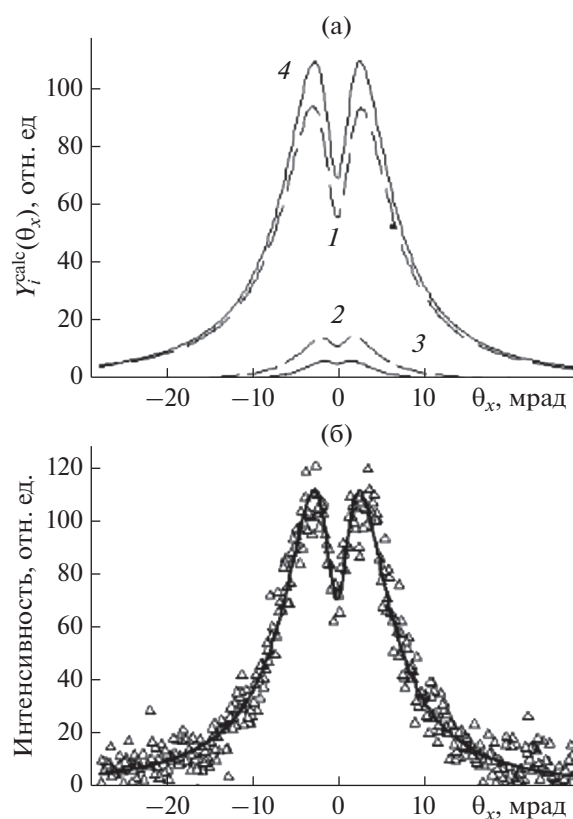


Рис. 6. Сечения угловых распределений излучения в горизонтальной плоскости для дальнего расположения детектора.

а – Рассчитанные угловые распределения для разных порядков отражения. Кривые 1–3 – порядки отражения. 4 – Результирующая зависимость. б – Измеренное и подогнанное распределения. Треугольники – эксперимент, линия – результат подгонки.

стин, что представляет из себя достаточно сложную экспериментальную задачу [21]. В случае использования кристаллов с асимметричной геометрией рассеяния, как в экспериментах [17, 26], позволяющих получить для одного и того же кристалла несколько рефлексов ПРИ с разными энергиями, такие измерения могут перекрыть сравнительно большой энергетический диапазон и быть выполнены достаточно быстро (в течение нескольких часов).

Для кристалла кремния и угла наблюдения 32.2° анализируемый энергетический диапазон простирается от $\omega_{111} \sim 7.11$ кэВ до $\omega_{448} \sim 20$ кэВ. В случае использования геометрии с $\epsilon < 1$ можно предположить, что выделение вклада третьего разрешенного порядка отражения из-за уменьшения влияния горизонтального размера пучка будет успешным. Это расширит энергетический диапазон измеряемой зависимости чувствительности рентгенографической пластины от энергии фотонов и увеличит число экспериментально полученных точек на ней. Другим вариантом реше-

ния задачи расширения исследуемого диапазона энергетической зависимости чувствительности рентгенографической пластины может быть увеличение энергии электронов, что уменьшит вклад характерного угла излучения γ^{-1} в характерный угол вылета фотонов ПРИ Θ_{ph} и увеличит различия между распределениями излучения для второго и третьего порядков отражения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные измерения подтвердили работоспособность предложенной в работе [8] методики определения размеров пучка электронов с помощью измерения угловых распределений излучения электронов в тонком кристалле при двух расстояниях между кристаллом и координатным детектором. Способ может быть использован для измерения параметров пучков электронов с энергией больше нескольких десятков МэВ с погрешностью на уровне 5–7%. Согласно методике, для электронов с энергиями ниже 1 ГэВ используется ПРИ, а для электронов с энергиями выше 5 ГэВ — дифрагированное переходное излучение. Основными требованиями применимости метода являются выполнение условий $\sigma_{x,y} > 1.5\Delta_{x,y}$, где $\Delta_{x,y}$ — размер пикселя детектора, и $\sigma' > 0.1\Theta_{ch}$, где Θ_{ch} совпадает с Θ_{ph} или γ^{-1} для механизмов ПРИ либо ДПИ соответственно. Для уменьшения погрешности результатов измерений необходимо проводить их в вакууме.

Использование кристаллов с асимметричной геометрией отражения и асимметрией больше единицы позволяет в ϵ раз увеличить влияние размера пучка на угловое распределение регистрируемого излучения и, тем самым, во столько же раз уменьшить нижнюю границу определяемого размера пучка. Это может быть полезно для определения поперечного размера и эмиттанса пучка электронов с энергией свыше 5–10 ГэВ [13] с помощью дифрагированного переходного излучения, где основным ограничением применимости метода [8, 9] является размер пикселя рентгеновского координатного детектора.

Наблюдаемое разногласие между результатами измерений и расчетов угловых распределений излучения обусловлены неопределенностью параметров эксперимента: характеристик рентгенографической пластины, давления и температуры воздуха. В случае контроля параметров среды и, желательнее, увеличении энергии электронов сопоставление результатов измерений и расчетов угловых распределений ПРИ позволит провести паспортизацию рентгенографических пластин в достаточно широком диапазоне энергий фотонов, особенно в случае использования кристаллов с асимметрией отражения и величиной $\epsilon < 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fiorito R.B. Recent advances in OTR beam diagnostics // Materials of Proceedings of Particle Accelerator Conference 09. Vancouver, Canada. May 4–8, 2009. P. 741.
2. The European X-ray Free-Electron Laser Technical Design Report // DESY 2006–097. 2007
3. Loos H., Akre R., Decker F.-J., Ding Y., Dowell D., Emma P., Frisch J., Gilevich S., Hays G.R., Hering P., Huang Z., Iverson R., Limborg–Deprey C., Miahnahri A., Nuhn H.-D., Turner J.L., Welch J., White W., Wu J., Raimon D. Observation of Coherent Optical Transition Radiation in the LCLS Linac // Materials of Proceedings of FEL08. Gyeongju, Korea. August 24–29, 2008. P. 485.
4. Gogolev A., Potylitsyn A., Kube G. // J. Phys. Conf. Ser. 2012. V. 357. P. 012018. <https://www.doi.org/10.1088/1742–6596/357/1/012018>
5. Takabayashi Y. // Phys. Lett. A. 2012. V. 376. P. 2408. <https://www.doi.org/10.1016/j.physleta.2012.06.001>
6. Takabayashi Y., Sumitani K. // Phys. Lett. A. 2013. V. 377. P. 2577. <https://www.doi.org/10.1016/j.physleta.2013.07.035>
7. Kube G., Behrens C., Gogolev A.S., Popov Yu.P., Potylitsyn A.P., Lauth W., Weisse S. // Proceedings of IPAC2013. 2013. P. 491.
8. Внук И.Е., Гопонов Ю.А., Сиднин М.А., Шатохин Р.А., Sumitani K., Takabayashi Y. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 6. С. 57. <https://www.doi.org/10.1134/S0207352819060143>
9. Goponov Yu.A., Laktionova S.A., Shatokhin R.A., Sidnin M.A., Sumitani K., Takabayashi Y., Vnukov I.E. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2019. V. 22. P. 082803. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.082803>
10. Rullhusen R., Artru X., Dhez P. Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons. Singapore: World Scientific, 1999. 212 p.
11. Goponov Yu.A., Laktionova S.A., Pligina O.O., Sidnin M.A., Vnukov I.E. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2015. V. 355. P. 150. <https://www.doi.org/10.1016/j.nimb.2015.03.068>
12. Goponov Yu.A., Shatokhin R.A., Sidnin M.A., Sumitani K., Takabayashi Y., Vnukov I.E., Volkov I.S. // JINST 15. 2020. № C04025. <https://www.doi.org/10.1088/1748–0221/15/04/C04025>
13. Goponov Yu.A., Shatokhin R.A., Sumitani K., Takabayashi Y. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2021. V. 996. P. 165132. <https://www.doi.org/10.1016/j.nima.2021.165132>
14. Blazhevich S.V., Bronnikova M.V., Noskov A.V. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126321. <https://www.doi.org/10.1016/j.physleta.2020.126321>
15. Блажевич С.В., Бронникова М.В., Носков А.В. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 9. С. 66. <https://www.doi.org/10.31857/S1028096020080051>
16. Blazhevich S.V., Noskov A.V. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2019. V. 441. P. 119. <https://www.doi.org/10.1016/j.nimb.2018.12.043>

17. *Berdnichenko A.V., Shatokhin R.A., Takabayashi Y., Vnukov I.E.* // Phys. Lett. A. 2021. V. 409. P. 127537. <https://www.doi.org/10.1016/j.physleta.2021.127537>
18. *Бердниченко А.В., Внуков И.Е., Гопонов Ю.А., Шатохин Р.А., Takabayashi Y.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2022. № 5. С. 94. <https://www.doi.org/10.31857/S1028096022050053>
19. *Takabayashi Y., Shchagin A.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2012. V. 278. P. 78. <https://www.doi.org/10.1016/j.nimb.2012.02.021>
20. *Silva A.S.S., Gomes C.S., Machado A.S., Nascimento J.R., Santos R.S., Oliveira D.F., Dos Anjos M.J., Lopes R.T.* // X-ray Spectrometry. 2019. V. 48. Iss. 5. P. 375. <https://www.doi.org/10.1002/xrs.3016>
21. *Meadowcroft A.L., Bentley C.D., Stott E.N.* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. <https://www.doi.org/10.1063/1.296478>
22. *Berdnichenko A.V., Goponov Yu.A., Shatokhin R.A., Takabayashi Y., Vnukov I.E.* // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research. A. 2022. V. 1032. P. 166619. <https://www.doi.org/10.1016/j.nima.2022.166619>
23. *Berger M.J., Hubbell J.H.*, 2017. Photon Cross Sections Database. NIST. <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>. Cited 21 March, 2022.
24. *Goponov Yu.A., Sidnin M.A., Vnukov I.E., Behrens C., Kube G., Lauth W., Gogolev A.S., Potylitsyn A.P.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2017. V. 402. P. 83. <https://www.doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.006>
25. *Goponov Yu.A., Laktionova S.A., Sidnin M.A., Vnukov I.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2017. V. 402. P. 92. <https://www.doi.org/10.1016/j.nimb.2017.02.068>
26. *Brenzinger K.H., Herberg C., Limburg B., Backe H., Dambach S., Euteneuer H., Hagenbuck F., Hartmann H., Johann K., Kaiser K.H., Kettig O., Knies G., Kube G., Lauth W., Schöope H., Walcher Th.* // Z. Phys. 1997. V. 358. P. 107. <https://www.doi.org/10.1007/s002180050283>
27. *Внуков И.Е., Волков И.С., Гопонов Ю.А., Сиднин М.А., Шатохин Р.А.* // Прикладная математика и физика. 2020. № 52(2). С. 152. <https://www.doi.org/10.18413/2687-0959-2020-52-2-152-168>
28. *Потилицын А.П.* // Изв. ВУЗов “Физика”. 1998. Т. 41. № 4. С. 26.
29. *Лобко А.С.* Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения. Минск: БГУ, 2006. 201 с.
30. *Brenzinger K.-H., Limburg B., Backe H., Dambach S., Euteneuer H., Hagenbuck F., Herberg C., Kaiser K.H., Kettig O., Kube G.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. № 13. P. 2462. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.2462>

The Use of Crystals with an Asymmetric Reflection Geometry to Measure the Parameters of Electron Beams

A. V. Berdnichenko¹, I. E. Vnukov^{1, *}, Y. A. Goponov¹, Y. Takabayashi²

¹Belgorod National Research University, Belgorod, 308015 Russia

²SAGA Light Source, Tosu, Saga 841-0005 Japan

*e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

The prospects of using crystals with asymmetric reflection geometry to determine the transverse size of relativistic electron beams based on the results of measurements of angular distributions of their radiation in a thin crystal for two distances between it and a coordinate detector are discussed. An experimental test of this technique was carried out using an imaging plate as a two-dimensional position-sensitive detector. Measurements were made for the electron energy of 255 MeV and reflection (220) in a silicon crystal with a thickness of 20 microns and a pixel size of $35 \times 35 \mu\text{m}^2$. The distances between the crystal and the detector were 0.5 and 1 m. The obtained values of the horizontal and vertical beam sizes $\sigma_x = 0.32 \pm 0.02$ mm and $\sigma_y = 1.35 \pm 0.02$ mm are in satisfactory agreement with the measurement results for optical transition radiation. The possibility of characterizing X-ray plates by comparing the measured and calculated PXR angular distributions for several reflecting planes of crystals with an asymmetric reflection geometry and an asymmetry parameter ϵ less than unity is discussed.

Keywords: crystal, parametric X-ray radiation, particle field reflection asymmetry, asymmetry parameter, imaging plate, characteristic beam size.