

УДК 537.533.9

ВЛИЯНИЕ АСИММЕТРИИ ОТРАЖЕНИЯ НА ВЫХОД ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

© 2022 г. А. В. Бердниченко^а, И. Е. Внуков^{а, *}, Ю. А. Гопонов^а, Р. А. Шатохин^а, Y. Takabayashi^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 18.07.2021 г.

После доработки 20.09.2021 г.

Принята к публикации 25.09.2021 г.

С помощью рентгенографической пластины в качестве двумерного позиционно-чувствительного детектора измерены угловые распределения параметрического рентгеновского излучения электронов с энергией 255 МэВ в тонком кристалле кремния в асимметричной геометрии Лауэ для отражающих плоскостей (111) и ($\bar{1}\bar{1}$). Соотношение измеренных интенсивностей излучения для этих плоскостей хорошо согласуется с расчетами в рамках кинематической теории параметрического рентгеновского излучения с учетом вклада дифракции фотонов, возбуждаемых за счет механизмов тормозного и переходного излучений, и влияния на этот процесс эффекта асимметрии отражения.

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

DOI: 10.31857/S1028096022050053

ВВЕДЕНИЕ

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), генерируемое при прохождении быстрых заряженных частиц через кристаллы и обнаруженное более тридцати лет назад, до сих пор продолжает оставаться в фокусе внимания теоретиков и экспериментаторов. Оно монохроматическое и удобно в использовании, поскольку испускается под большим углом к направлению движения частиц, определяемым разворотом плоскости кристалла, на которой происходит процесс дифракции. Интерес к излучению этого типа связан в основном с поиском новых источников интенсивного рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны, альтернативных накопителям, и с разработкой новых методов диагностики пучков линейных ускорителей электронов.

В первом приближении ПРИ можно рассматривать как когерентное рассеяние собственного электромагнитного поля частицы на электронных оболочках периодически расположенных атомов мишени [1, 2]. По аналогии с процессом дифракции рентгеновских лучей в кристаллах [3] существуют два подхода к описанию ПРИ. Кинематический подход предполагает, что многократное отражение фотонов ПРИ от плоскостей кристал-

ла пренебрежимо мало, и его можно не учитывать [4, 5]. В динамической теории ПРИ, например [1, 2, 6–9], этот процесс учитывается явным образом и считается определяющим.

С позиций более общей теории поляризационного тормозного излучения быстрых заряженных частиц на атомах среды показано, что в случае совершенных кристаллов вклад динамических эффектов в ПРИ не превышает 10%, поэтому кинематического приближения должно быть вполне достаточно для описания результатов измерений [10]. К такому же выводу недавно пришли авторы работы [11], в которой показано, что различие результатов расчета при обоих подходах не превышает 6–7% и проявляется в уменьшении выхода излучения в расчетах с использованием динамической теории. Сопоставление результатов измерений с расчетами [12, 13] также показало, что кинематическая теория ПРИ описывает экспериментальные данные для совершенных кристаллов с погрешностью не хуже 10–15%.

Единственным наблюдаемым проявлением динамических эффектов в ПРИ является так называемое “ПРИ вперед” — излучение, вылетающее из кристалла в направлении движения первичной частицы [14], обнаруженное в кристаллах воль-

фрама и кремния в [15, 16] в области энергии фотонов $\omega < \gamma\omega_p/2$, где γ – фактор Лоренца частицы, а ω и ω_p – энергия излученного фотона и плазмона среды. Подчеркнем, что в случае ПРИ под большими углами к направлению движения частицы такого ограничения нет.

Из динамической теории дифракции рентгеновского излучения в совершенных кристаллах (например, [17]) известно, что в случае так называемой асимметричной дифракции, когда отражающая плоскость не перпендикулярна выходной поверхности в случае геометрии Лауэ (не параллельна ей в геометрии Брэгга), интенсивности дифрагированного излучения и излучения, вылетевшего из кристалла вдоль первоначального направления, различаются.

В [8, 9] и других работах этих авторов, посвященных теоретическому описанию ПРИ в рамках динамической теории, утверждается, что такое же различие должно наблюдаться и в случае ПРИ. Степень этого различия зависит от величины асимметрии отражения:

$$\varepsilon = \sin(\delta + \Theta_B) / \sin(\delta - \Theta_B).$$

Здесь δ – угол между поверхностью мишени и отражающими плоскостями, а Θ_B – угол между направлением движения электрона и отражающей плоскостью. В тонком непоглощающем кристалле при наличии асимметрии отражения поля частицы отношение интенсивностей ПРИ, рассчитанных с использованием динамической и кинематической теорий, должно быть близко к величине ε [8, 18]. В случае измерений для двух идентичных отражающих плоскостей с асимметрией больше и меньше единицы отношение интенсивностей регистрируемого излучения в соответствии с динамической теорией должно быть близко к ε^2 [8].

В одной из последних работ этой группы [18] интерпретированы результаты эксперимента [19], в котором проведены измерения ПРИ электронов с энергией 255 МэВ в кристалле алмаза для плоскостей (110) и (111). Кристалл в форме параллелепипеда был вырезан и установлен так, что поверхность, на которую падают электроны, совпадает с плоскостью (001). Плоскость (110) перпендикулярна поверхности мишени, т.е. $\varepsilon = 1$, а две плоскости {111} развернуты относительно нее на угол $\pm 35.2644^\circ$, что позволяет в одних и тех же экспериментальных условиях проводить измерения для $\varepsilon = 0.66$ и 1.51. Эксперимент [19] выполнен для ориентации $\varepsilon = 0.66$, поэтому регистрируемый выход излучения должен быть в полтора раза меньше, чем результаты расчета с использованием кинематической теории ПРИ [18].

Не все согласны с утверждением об определяющей роли угла между направлением отражающей плоскости и поверхностью мишени в процессе генерации ПРИ. В частности, в работе [20],

дискутирующей с авторами [18], подчеркивается, что асимметрия отражения поля частицы может привести к изменению соотношения между потоками “ПРИ вперед” и брэгговского отражения (ПРИ под большими углами), однако полная интенсивность рожденного в кристалле излучения не должна зависеть от угла между отражающими плоскостями и поверхностью мишени.

Большинство исследований ПРИ релятивистских частицах в кристаллах (например, обзоры [21, 22]) выполнено для кристаллов с симметричной геометрией отражения. Кроме уже обсуждавшегося эксперимента [19] можно отметить только эксперимент [4], в котором проведены измерения выходов ПРИ в кристалле кремния с ориентацией (001), как и в эксперименте [19], для отражающих плоскостей (110), (111) и (112), но без конкретизации расположения плоскостей относительно поверхности кристалла. Известно, что в кристалле с такой ориентацией плоскости (111) и (112) направлены под углом к плоскости (001), совпадающей с поверхностью кристаллической мишени, поэтому в процессе этих измерений регистрировалось ПРИ в случае асимметричного рассеяния поля частицы.

Известно (например, [4, 23]), что в брэгговском направлении кроме ПРИ распространяются дифрагированное переходное излучение (ДПИ) и дифрагированное тормозное излучение (ДТИ), на выход которых может влиять асимметрия отражения. Величина вклада, обусловленного этими механизмами излучения, в полный выход интенсивности излучения зависит от условий измерений и достаточно подробно проанализирована в [23, 24].

Разногласия в описании ПРИ в кристаллах с асимметричной геометрией рассеяния поля частицы [18, 20] наряду с влиянием асимметрии отражения на выход дифрагированного рентгеновского излучения в совершенных кристаллах [17] позволяют считать важным и актуальным экспериментальную проверку влияния асимметрии отражения на выход ПРИ и сопоставление результатов измерений и расчетов, учитывающих вклад всех возможных механизмов излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент выполнен на линейном ускорителе SAGA Light Source (SAGA-LS) (Япония) для энергии электронов 255 МэВ ($\gamma \sim 500$). Частота следования импульсов составляла 1 Гц, средний ток пучка ~ 7 нА. Расходимость электронного пучка составляла $\theta_x \sim 0.1$ мрад по горизонтали и $\theta_y \sim 0.1$ мрад по вертикали. Горизонтальный и вертикальный размеры пучка электронов на мишени были измерены по методике [25] и составляли $\sigma_x \approx 0.30(1)$ мм и $\sigma_y \approx 1.30(2)$ мм соответственно. Предполагается, что угловое и пространственное

распределения пучка описываются двумерными гауссовскими распределениями со стандартными отклонениями θ_x , θ_y , σ_x и σ_y соответственно.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Кристалл кремния толщиной 20 мкм был установлен на двухкоординатном гониометре в вакуумной камере так, чтобы плоскость (110), перпендикулярная поверхности кристалла, была направлена вертикально. Для регистрации ПРИ на плоскостях (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ кристалл разворачивали на углы -19.2° и 51.4° (рис. 1б). За начало 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 (координатным) детектором, расположенным под углом 32.2° .

В качестве детектора была использована рентгенографическая пластина размерами 250×200 мм с толщиной рабочего слоя 112 мкм и химическим составом BaSrFBrI:Eu^{2+} (тип IPU, Baker Hughes) [26]. Как показано в [27], 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.

Позиционно-чувствительный детектор измеряет пространственное распределение точек попадания на него частиц или квантов. В случае источника излучения малых размеров или большого расстояния между детектором и источником, когда его размерами можно пренебречь, обычно говорят об угловом распределении излучения (например, [28]).

Поскольку размеры электронного пучка, как правило, значительно меньше расстояния между кристаллом и детектором, не будем делать различия между пространственным и угловым распределением, как для точечного, так и протяженного электронных пучков, а будем называть их угловым распределением излучения.

В процессе облучения пластины Eu^{2+} ионизировался до Eu^{3+} , а освобожденные электроны были захвачены дефектами решетки [26, 29]. После экспонирования пластины на фотонном пучке скрытое рентгеновское изображение считывали 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 $R = 0.5$ и 1 м. Длина пути фотонов в вакууме со-

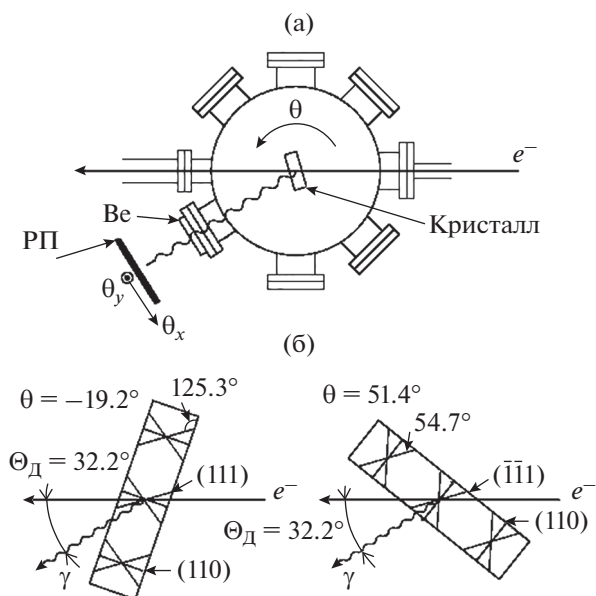


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и ориентация кристалла для получения отражений от плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ (б). РП – рентгенографическая пластина, Θ_D – угол наблюдения.

ставляла 0.33 м, а путь в воздухе 0.17 и 0.67 м. Для уменьшения фонового рентгеновского излучения рентгенографическая пластина была окружена свинцовой защитой. Предварительные результаты измерений вертикальных распределений для отражающих плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ и расстояния 0.5 м без сопоставления с результатами расчетов приведены в [30].

Фоновые условия определяются режимом работы ускорителя и зависят от ориентации кристалла. Для определения двумерного углового распределения фона измерения проводили при изменении ориентации кристалла на $\pm 3^\circ$. В качестве фонового распределения брали полусумму распределений для этих углов ориентации кристалла.

На рис. 2 в качестве примера приведены горизонтальное и вертикальное распределения интенсивности, проходящие через центр двумерного распределения рефлекса ПРИ, измеренного с помощью рентгенографической пластины [30]. Распределения получены для отражающей плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ на участках 1×20 и 20×1 пикселей с шагом 1 пиксель. Измерения проведены при углах ориентации 48.4° , 51.4° и 54.4° и расстоянии между кристаллом и детектором 1 м. Из-за близости значений интенсивности фонового излучения для углов ориентации 48.4° и 54.4° использованное для последующей обработки экспериментальных данных усредненное распределение фонового излучения не приводится. Здесь и далее приведены значения усредненных значений выхода фотостимулированного излучения из облу-

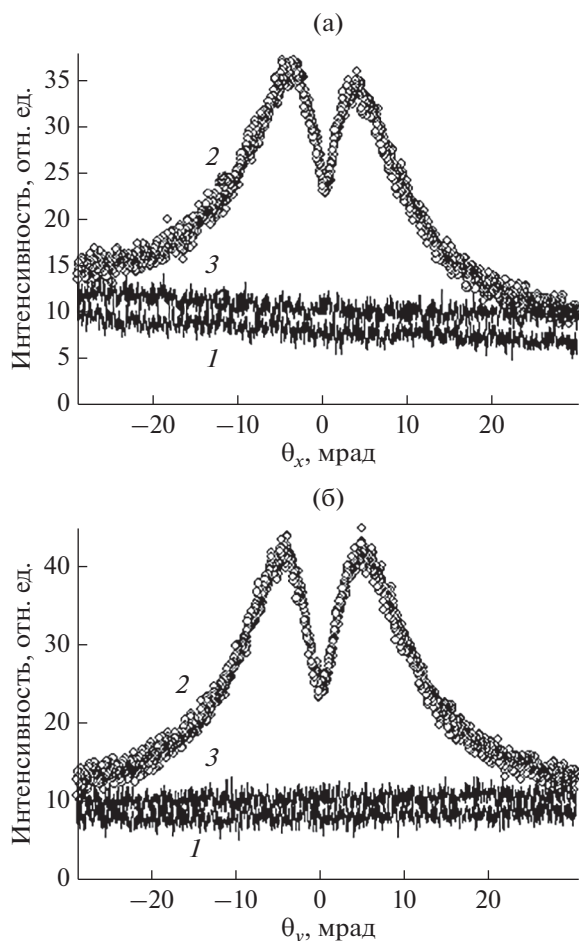


Рис. 2. Измеренные горизонтальное (а) и вертикальное (б) распределения интенсивности излучения для отражающей плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ и углов ориентации кристалла: 48.4° (1); 51.4° (2); 54.4° (3).

ченной рентгенографической пластины на один пиксель детектора. Угол наблюдения определяли по формуле $\theta = x/R$, где x – расстояние от центра рефлекса, а R – расстояние между кристаллом и координатным детектором.

Из рисунка видно, что уровень фона меняется в зависимости от угла ориентации кристалла и горизонтальной координаты точки наблюдения, в частности, при приближении к ускорителю он возрастает. Интенсивность фона не превышает 20–25% от величины полезного эффекта, поэтому замена неизвестного распределения фона для угла ориентации 51.4° полусуммой распределений для разориентации на угол $\pm 3^\circ$ достаточно корректна. Центры рефлексов ПРИ для углов ориентации кристалла 48.4° и 54.4° должны наблюдаться для углов вылета фотонов 38.2° и 26.2° соответственно. Поскольку в условиях эксперимента характерный угол вылета фотонов ПРИ $\Theta_{ph} \sim 0.3^\circ$, вклад ПРИ отражающей плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ для этих углов ориентации кристалла в про-

сматриваемую детектором угловую область вблизи угла наблюдения 32.2° пренебрежимо мал.

То же самое относится и к измерениям в случае отражающей плоскости (111) , где различие между интенсивностями фонового излучения для углов ориентации -16.1° и -21.1° не превышало нескольких процентов. Плоскость (110) развернута на угол $\pm 35.2644^\circ$ относительно отражающих плоскостей $\{111\}$, поэтому ПРИ, генерируемое при пересечении электронами этой плоскости, также не могло попасть на рентгенографическую пластину.

МЕТОДИКА И ОСОБЕННОСТЬ РАСЧЕТОВ

Поскольку для выбранных ориентаций отражающих плоскостей в соответствии с предсказаниями теоретических работ, выполненных в рамках динамической теории ПРИ, должно наблюдаться большое отличие от результатов, полученных с использованием кинематической теории, для сопоставления с результатами измерений была выбрана кинематическая теория ПРИ как более простая и наглядная. Как показано в ряде работ, в том числе и теоретических (например, [11–13, 18]), кинематическая теория ПРИ описывает результаты измерений при отсутствии асимметрии отражения поля частицы с точностью не хуже 10–15%.

Хорошо известно [4, 13], что вместе с фотонами ПРИ практически в том же направлении распространяются дифрагированные фотоны перешедшего и тормозного излучений, что позволяет говорить о существовании таких механизмов излучения быстрых электронов в кристаллах, как ДПИ и ДТИ.

Известно, что асимметрия отражения существенно влияет на выход дифрагированного рентгеновского излучения [17]. Для учета влияния асимметрии на выход излучения, обусловленного описанными механизмами, можно воспользоваться методикой, предложенной в [31] и основанной на подходе Дарвина и Принса [3, 17] о многократных отражениях фотонов от плоскостей кристалла и подробно описанной в [32]. В работе показано, что отношение выходов фотонов, вылетевших в направлении брэгговского рассеяния и в первоначальном направлении, пропорционально отношению синусов углов их вылета относительно поверхности мишени, т.е. совпадает с асимметрией отражения. Необходимо подчеркнуть, что влияние асимметрии отражения на выход дифрагированного излучения проявляется вследствие процессов многократного рассеяния фотонов на плоскостях кристалла в случае, когда толщина кристалла больше нескольких длин первичной экстинкции.

В [33] показано, что конечность размера пучка электронов на мишени приводит к искажению регистрируемого углового распределения излуче-

ния, зависящего как от размера пучка, так и от расстояния между кристаллом и детектором. Поэтому с целью сопоставления результатов измерений и расчетов при проведении расчетов учитывали три механизма излучения, расстояние между кристаллом и детектором, поперечные размеры и расходимость электронного пучка. Методика расчета подробно описана в [32, 33].

На рис. 3 приведены результаты расчета горизонтальных угловых распределений фотонов отражения первого порядка с энергией $\omega \sim 7.1$ кэВ для каждого из механизмов излучения и отражающих плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$. Расстояние между кристаллом и детектором 0.5 м. Все остальные условия совпадают с описанными в предыдущем разделе. Поглощение излучения в воздухе не учитывается. Расчет выполнен с шагом 0.07 мм для пересечения центра двумерного углового распределения излучения, регистрируемого рентгенографической пластиной – прямоугольным детектором размером 0.035×0.7 мм, что соответствует участку пластины 1×20 пикселей (описание рис. 2). Получены распределения ПРИ, ДПИ и ДТИ и суммарной интенсивности излучения.

Из рисунка видно, что при выполнении условия $\omega < \gamma\omega_p \approx 15.37$ кэВ для обеих ориентаций интенсивность ПРИ значительно выше интенсивности ДПИ, которое проявляется только вблизи центра рефлекса ПРИ, а его вклад сопоставим с выходом ПРИ в этой области углов наблюдения. Вклад ДТИ сосредоточен в той же области, что и ДПИ, но его интенсивность существенно ниже из-за эффекта подавления Тер-Микаэляна [34]. Другими словами, за большие отклонения точек попадания фотонов относительно центра рефлекса отвечает механизм ПРИ, а в центре распределения становятся существенными вклады дифракции фотонов переходного и тормозного излучений и влияния размеров пучка на кристалле. В [33] этот вопрос анализировали более подробно.

Отношение интенсивностей ПРИ для отражающих плоскостей $(\bar{1}\bar{1}1)$ и (111) ~ 1.72 обусловлено различием длин путей электронов, которое равно $\epsilon = 1.51$, и более слабым поглощением излучения в кристалле для отражающей плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ из-за меньшего пути фотонов в нем ~ 1.14 (рис. 1б).

ДПИ можно представить как отражение переходного излучения, возникающего при влете электронов в кристалл, от его плоскостей [35], поэтому отношение выходов ДПИ для отражающих плоскостей $(\bar{1}\bar{1}1)$ и (111) обусловлено только асимметрией отражения и равно 1.51. При отсутствии влияния асимметрии, например, при генерации излучения на плоскостях {110}, перпендикулярных поверхности кристаллической мишени, интенсивность ДПИ для обеих отражающих плоскостей одинакова.

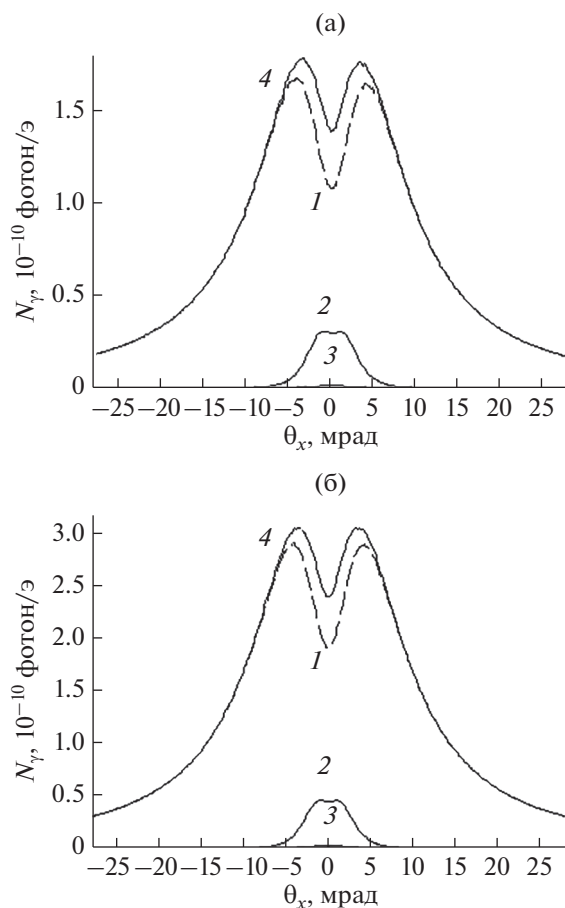


Рис. 3. Рассчитанные горизонтальные распределения выхода фотонов отражения первого порядка для отражающих плоскостей (111) (а) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ (б); 1 – ПРИ; 2 – ДПИ; 3 – ДТИ; 4 – суммарное распределение.

Выход дифрагированного тормозного излучения определяется асимметрией отражения и в то же время, как и интенсивность ПРИ, пропорционален длине пути частицы в кристалле, поэтому отношение выходов ДТИ для этих отражающих плоскостей пропорционально величине $\epsilon^2 \sim 2.31$. Именно этим фактором объясняется большая интенсивность ДТИ для отражающей плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ по сравнению с плоскостью (111) (сравним зависимости 3 на рис. 3а, 3б с учетом различия в масштабах по оси у).

Вклады ДПИ и ДТИ в полную интенсивность излучения сравнительно малы, поэтому отношение полных выходов излучения близко к отношению выходов ПРИ. Методика [33] учета размеров пучка на кристалле использует моделирование точки попадания фотонов в детектор методом Монте-Карло, поэтому приведены приближенные значения отношения выходов излучения.

Выход фотонов в случае отражений более высоких порядков 333 и 444 с более узким угловым распределением и энергией фотонов $\omega \sim 21.3$ и

28.4 кэВ более чем на порядок ниже, чем в случае отражения 111. С учетом уменьшения эффективности регистрации рентгенографической пластины при увеличении энергии фотонов их вклад в суммарную интенсивность регистрируемого излучения не превышает 5% [32]. Именно этот факт позволил авторам [18] проводить сопоставление и говорить о хорошем согласии измеренных в [19] распределений излучения электронов в кристалле алмаза с расчетными угловыми распределениями фотонов для отражения первого порядка.

Рентгенографическая пластина регистрирует энергию, переданную вторичными электронами, созданных фотонами, в каждой ее точке [27, 29, 33], т.е. измеряемое ею угловое распределение обусловлено вкладом всех возможных в эксперименте порядков отражения и механизмов излучения. Интенсивность излучения в случае отражений 555, 777 и так далее существенно ниже, чем в случае трех первых разрешенных порядков отражения, поэтому для сопоставления с результатами измерений расчеты угловых распределений выхода излучения были проведены для трех механизмов и порядков отражения.

Итоговое расчетное пространственное распределение энергии, переданной фотонами вторичным электронам (что пропорционально зависимости показаний прибора от координаты относительно центра рефлекса), было получено суммированием распределений для всех анализируемых порядков отражения с учетом зависимости эффективности прибора и средней энергии, переданной вторичным электронам в точке попадания фотонов, от их энергии. Методика определения зависимости эффективности и средней энергии, оставленной фотонами в веществе детектора, от их энергии практически совпадает с методикой, описанной в [32, 36]. В процессе моделирования использовались концентрации веществ, входящих в состав рентгенографической пластины, приведенные в [26] с погрешностью $\sim 5\text{--}7\%$.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ И РАСЧЕТОВ. ВЫВОДЫ

Для сопоставления экспериментальных и расчетных зависимостей были выбраны данные, полученные для расстояния 0.5 м между кристаллом и детектором (путь фотонов в воздухе 0.17 м) из-за сильного поглощения квантов с энергией $\omega \sim 7.1$ кэВ в воздухе. Фотоны отражений более высоких порядков с энергией 21.3 и 28.4 кэВ поглощаются существенно слабее, поэтому недостаточно точный состав пластины может сказаться на результатах сопоставления.

На рис. 4 и 5 приведены измеренные с помощью рентгенографической пластины горизонтальные и вертикальные распределения интенсивности для отражающих плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. Там же приведены рассчитанные распре-

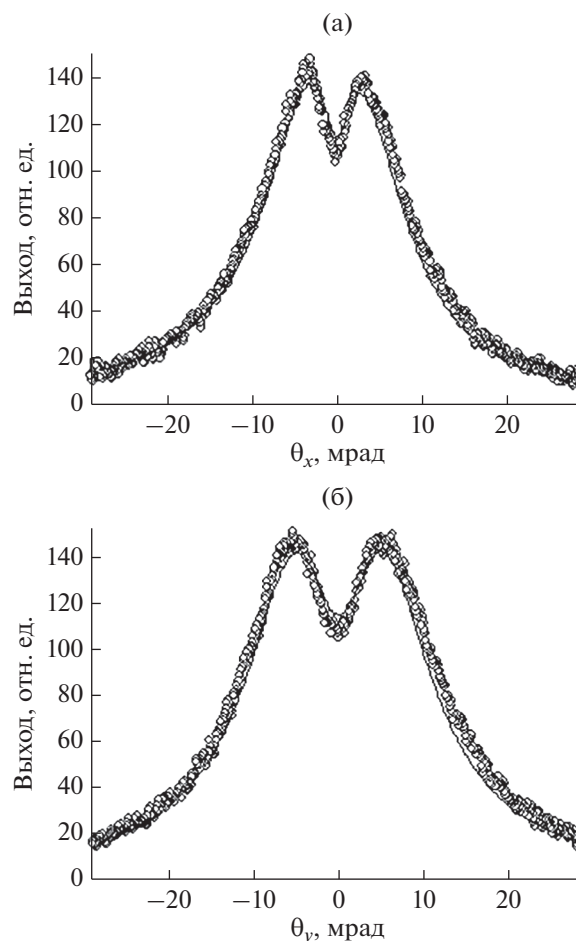


Рис. 4. Горизонтальное (а) и вертикальное (б) распределения выхода излучения для отражающей плоскости (111) и расстояния 0.5 м. Точки — экспериментальные зависимости, сплошные линии — результаты расчетов.

ления с учетом преобразования энергии излучения в детекторе и поглощения фотонов в бериллиевой фольге и воздухе на пути от фольги до пластины. Условия измерения и расчета совпадают с вышеописанными условиями (рис. 2, 3). Предполагалось, что измерения проведены в нормальных условиях и при практически нулевой влажности. Из-за отсутствия абсолютной нормировки показаний детектора рассчитанные и измеренные зависимости сопоставлены с помощью одинакового для всех распределений масштабного множителя.

Из рисунков видно, что форма рассчитанных в рамках кинематической теории ПРИ угловых распределений выхода излучения хорошо согласуется с экспериментальными зависимостями для обеих отражающих плоскостей. Наблюдаемые отличия результатов измерений и расчетов в центре рефлекса ПРИ обусловлены, по-видимому, отсутствием точной информации о химическом составе использованной рентгенографической пластины, что может привести к несколько

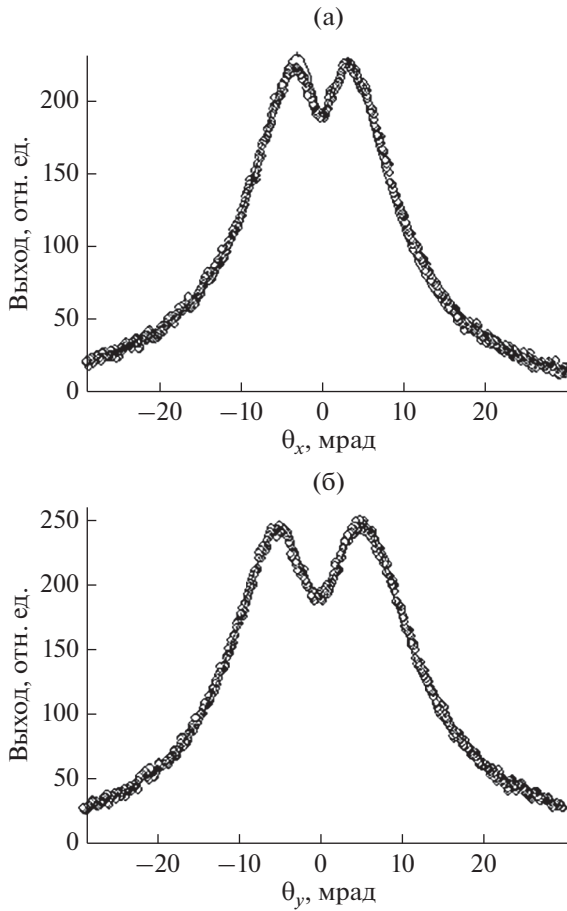


Рис. 5. Горизонтальное (а) и вертикальное (б) распределения выхода излучения для отражающей плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ и расстояния 0.5 м. Точки – экспериментальные зависимости, сплошные линии – результаты расчетов.

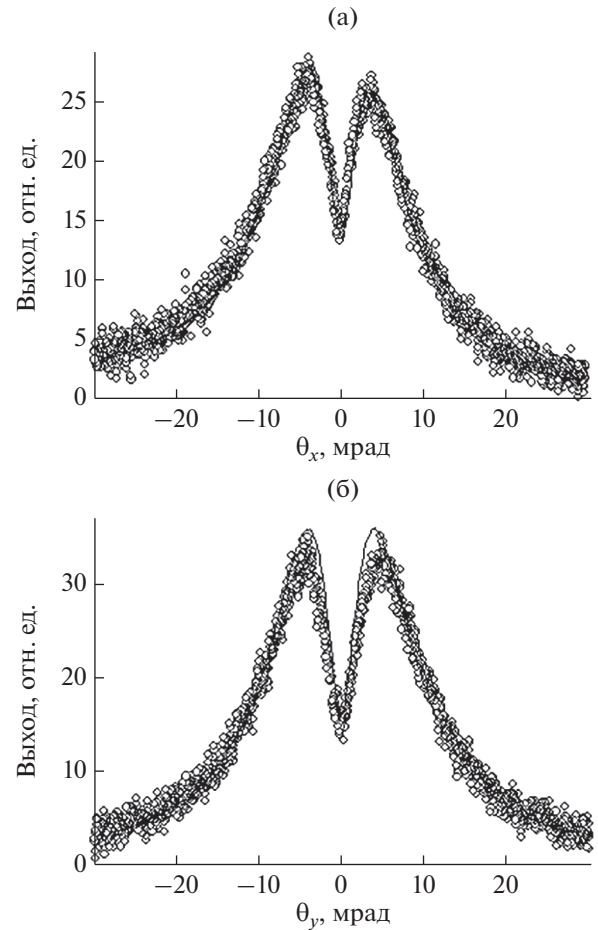


Рис. 6. Горизонтальное (а) и вертикальное (б) распределения выхода излучения для отражающей плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ и расстояния 1 м. Точки – экспериментальные зависимости, сплошные линии – результаты расчетов.

иную вкладу фотонов отражений высоких порядков, сосредоточенному в центре распределений. Достаточно сказать, что отношение количества одновалентных атомов галогенов (F, Br, I) к количеству двухвалентных атомов щелочноземельных металлов (Ba, Sr) ~ 1.65 , приведенное для пластины этого типа в [26], отличается от двух, что требуется для нормального стехиометрического состава. Другой причиной разногласия может быть погрешность определения размера пучка электронов на кристалле, сильно влияющего на центральную часть регистрируемых распределений [33].

Для подтверждения вышесказанного на рис. 6 приведены результаты сопоставления измеренного и рассчитанного угловых распределений интенсивности излучения в случае отражающей плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ и расстояния между кристаллом и детектором 1 м (путь фотонов в воздухе 0.67 м). Как и ранее, для сопоставления результатов изме-

рений и расчетов использовался тот же масштабный множитель.

Из сопоставления рис. 5 и 6 видно, что увеличение расстояния значительно уменьшило выход излучения, зарегистрированного в отдельном пикселе, из-за изменения перекрываемого им телесного угла и поглощения излучения в дополнительном слое воздуха. Не менее заметно отличается форма распределения. Провал в центре распределения стал существенно глубже, а максимумы более острыми, что подтверждает влияние размера пучка на регистрируемое угловое распределение излучения, отмеченное в [33].

Хорошее совпадение результатов измерений для идентичных отражающих плоскостей и разной асимметрии отражения поля частицы с результатами расчета по кинематической теории ПРИ позволяет утверждать, что предсказанная в рамках динамической теории ПРИ зависимость интенсивности излучения от асимметрии отражения [8, 9, 18] экспериментально не подтверждается.

Следует подчеркнуть, что неучет влияния асимметрии отражения на выход ДПИ и в меньшей степени ДТИ привел бы к ухудшению согласия измеренных и рассчитанных зависимостей выхода излучения для настоящего эксперимента и эксперимента [4], в котором использовался кристалл с такой же ориентацией. Как показано в [32], результаты эксперимента [4] для отражения 333 нельзя объяснить без учета асимметрии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гарибян Г.М., Ян Ши* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 930.
2. *Барышевский В.Г., Феранчук И.Д.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 944.
3. *Джеймс Р.* Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 464 с.
4. *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://doi.org/10.1007/s002180050283>
5. *Nitta H.* // Phys. Lett. 1991. V. 158. P. 270.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(91\)91013-4](https://doi.org/10.1016/0375-9601(91)91013-4)
6. *Барышевский В.Г., Дубовская И.Я.* // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. 1991. Т. 4. С. 129.
7. *Nasonov N., Noskov A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2003. V. 201. № 1. P. 67.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)01769-X](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)01769-X)
8. *Блажевич С.В., Носков А.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2006. № 4. С. 23.
9. *Blazhevich S.V., Noskov A.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2008. V. 266. P. 3770.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2008.01.003>
10. *Nitta H.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1996. V. 115. P. 401.
[https://doi.org/10.1016/0168-583X\(96\)0163-2](https://doi.org/10.1016/0168-583X(96)0163-2)
11. *Papadakis J., Trikalinos C.* // Phys. Stat. Sol. B. 2013. V. 250. P. 1410.
<https://doi.org/10.1002/pssb.2012.48486>
12. *Brenzinger K.-H., Backe H., Dambach S., Euteneuer H., Hagenbuck F., Herberg C., Kaiser K.H., Ketting O., Kube G.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. № 13. P. 2462.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.2462>
13. *Goponov Yu.A., Laktionova S.A., Sidnin M.A., Vnukov I.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2017. V. 402. P. 92.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.02.068>
14. *Baryshevsky V.G.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1997. V. 122. P. 13.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(96\)00686-6](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(96)00686-6)
15. *Алейник А.Н., Балдин А.Н., Богомазова Е.А., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Шарафутдинов А.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. № 6. С. 447.
<https://doi.org/10.1134/1.1830655>
16. *Backe H., Rueda A., Lauth W., Glawiter N., El-Ghazaly M., Kunz P., Weber T.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2005. V. 234. P. 138.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2005.01.014>
17. *Пинскер З.Г.* Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. 392 с.
18. *Blazhevich S.V., Noskov A.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2019. V. 441. P. 119.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2018.12.043>
19. *Takabayashi Y., Korotchenko K.B., Pivovarov Yu.L., Tukhfatullin T.A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2017. V. 402. P. 79.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.02.080>
20. *Artru X.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2019. V. 441. P. 126. DOI 1016/j.nimb.2018.12.041
21. *Потылицын А.П.* // Изв. вузов. Сер. физ. 1998. Т. 41. № 4. С. 26.
22. *Лобко А.С.* Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения. Минск: БГУ, 2006. 201 с.
23. *Балдин А.Н., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Каратаева Е.А.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2006. № 4. С. 72.
24. *Бакланов Д.А., Балдин А.Н., Внуков И.Е., Нечаенко Д.А., Шатохин Р.А.* // Вестн. Харьк. нац. ун-та им. В.Н. Каразина. 2007. Т. 763. № 1. С. 41.
25. *Takabayashi Y., Sumitani K.* // Phys. Lett. A. 2013. V. 377. P. 2577.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2013.07.035>
26. *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. 49. P. 375.
<https://doi.org/10.1002/xrs.3016>
27. *Takabayashi Y., Shchagin A.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2012. V. 278. P. 78.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2012.02.021>
28. *Goponov Yu.A., Shatokhin, R.A., Sumitani K., Takabayashi Y., Vnukov I.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2021. V. 996. P. 165132.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165132>
29. *Meadowcroft A.L., Bentley C.D., Stott E.N.* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 113102.
<https://doi.org/10.1063/1.291102>
30. *Berdnichenko A.V., Shatokhin R.A., Takabayashi Y., Vnukov I.E.* // Phys. Lett. A. 2021. V. 409. P. 127537.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2021.127537>
31. *Laktionova S.A., Pligina O.O., Sidnin M.A., Vnukov I.E.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 517. P. 012020.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/517/1/12020>
32. *Внуков И.Е., Волков И.С., Гопонов Ю.А., Сиднин М.А., Шатохин Р.А.* // Прикладная математика и физика. 2020. Т. 2. № 52. С. 152.
<https://doi.org/10.18413/2687-0959-2020-52-2-152-168>
33. *Внуков 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://doi.org/10.1134/S0207352819060143>
34. *Клейнер В.П., Насонов Н.Н., Шляхов Н.А.* // УФЖ. 1992. Т. 37. В. 1. С. 48.
35. *Chaikovska I., Chehab R., Artru X., Shchagin A.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2017. V. 402. P. 75.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.157>
36. *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://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.06>

Effect of Reflection Asymmetry on the Output of Parametric X-Ray Radiation of Electrons in Crystals

A. V. Berdnichenko¹, I. E. Vnukov^{1, *}, Y. A. Goponov¹, R. A. Shatokhin¹, Y. Takabayashi²

¹Belgorod National Research University, Belgorod, 308015 Russia

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

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

Using an imaging plate as a two-dimensional position-sensitive detector, the angular distributions of parametric X-ray radiation of electrons with an energy of 255 MeV in a thin silicon crystal were measured in the asymmetric geometry of the Laue for the reflection planes (111) and ($\bar{1}\bar{1}1$). The ratio of the measured radiation intensities for these reflection planes is in good agreement with the calculations within the framework of the kinematic theory of parametric X-ray radiation, taking into account the contribution of the diffraction of photons excited by the mechanisms of bremsstrahlung and transition radiation and the influence of the reflection asymmetry effect on this process.

Keywords: crystal, parametric X-ray radiation, asymmetry of the reflection of the particle field, asymmetry parameter, imaging plate.