

УДК 537.533.7

СООТНОШЕНИЕ ВКЛАДОВ ДИФРАГИРОВАННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Д.А. Бакланов, А.Н. Балдин, И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко, Р.А. Шатохин

Лаборатория радиационной физики, Белгородский государственный университет,

ул. Студенческая 14, 308007, г. Белгород, Россия

e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

Поступила в редакцию 22 февраля 2007 г.

Предложена и реализована простая модель для расчёта выхода дифрагированного тормозного излучения (ДТИ) из совершенных кристаллов с толщиной много больше длины первичной экстинкции, экспериментально подтвержденная в измерениях выхода тормозного излучения в направлении прямо - вперед. Показано, что в зависимости от условий измерений вклады ДТИ и параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) могут быть сопоставимы. Вклад ДТИ значим только для угла ориентации плоскости кристалла $\Theta \approx \Theta_d / 2$, где Θ и Θ_d - углы ориентации плоскости кристалла и расположения детектора, то есть там, где зависимости энергий фотонов ПРИ и ДТИ от угла разориентации плоскости практически идентичны. Поэтому при использовании детекторов с $\Delta\omega > 150$ эВ измеренная зависимость энергии пика в спектре регистрируемого излучения от угла ориентации будет почти всегда совпадать с предсказаниями теории ПРИ, что и наблюдалось экспериментально.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: параметрическое рентгеновское излучение, электрон, кристалл, выход излучения, дифрагированное тормозное излучение, дифракция

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), генерируемое при прохождении быстрых заряженных частиц через кристаллы, активно изучается в течение последних 20 лет (см., например, [1-3] и цитируемую там литературу). Интерес к этому типу излучения обусловлен, в основном, поиском новых источников интенсивного рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны, альтернативных накопителям. В первом приближении ПРИ может рассматриваться как когерентное рассеяние собственного электромагнитного поля частицы на электронных оболочках периодически расположенных атомов мишени [4, 5]. По аналогии с дифракцией рентгеновских лучей в кристаллах существует два подхода к описанию ПРИ. Так называемый кинематический подход предполагает, что многократное отражение фотонов ПРИ на плоскостях кристалла пренебрежимо мало. Если вероятность этого процесса не является малой, то необходимо использовать динамическую теорию. В последнее время предлагается рассматривать процесс ПРИ как когерентное поляризационное излучение релятивистских заряженных частиц в монокристаллах [6]. В рамках этого подхода показано [7], что для совершенных кристаллов вклад динамических эффектов в ПРИ не превышает 10%, поэтому кинематического приближения должно быть вполне достаточно для описания экспериментальных данных.

В том же направлении, что и ПРИ может распространяться и дифрагированное в кристалле рентгеновское и γ - излучение, рождённое непосредственно внутри мишени или на её поверхности. В первом случае можно говорить о дифрагированном тормозном излучении (ДТИ), а во втором о дифрагированном переходном излучении (ДПИ). Поскольку интенсивность переходного излучения резко падает для энергий фотонов $\omega > \gamma\omega_p$, где γ - Лоренц-фактор, ω_p - плазменная частота среды, а интенсивность тормозного излучения (ТИ) в области частот $\omega < \gamma\omega_p$ подавлена из-за эффекта поляризации среды [8], вклады ДТИ и ДПИ, как правило, наблюдаются для разных экспериментальных условий.

По-видимому, впервые вклад ДПИ в выход излучения из совершенных кристаллов уверенно наблюдался в экспериментах [9, 10]. Подробный анализ результатов последнего эксперимента приведён в [11]. Вклад дифракции реальных фотонов в измеряемые спектры ПРИ в цитируемых работах не превышал 10-15% от полной интенсивности и наблюдался для углов ориентации кристалла $\Theta \approx \Theta_b = \Theta_d / 2$. В [9] сообщалось о примерно одинаковой интенсивности ДПИ и ДТИ для третьего порядка отражения ($\omega \approx 13,5$ кэВ), но поскольку вклад дифракции реальных фотонов определялся фитированием измеренной зависимости выхода фотонов от угла разориентации плоскости кристалла суммой ориентационных зависимостей выхода ПРИ, ДТИ и ДПИ, а подавление ТИ из-за эффекта поляризации среды не учитывалось, вклад ДТИ был, по-видимому, завышен.

Вопрос о вкладе ДТИ в экспериментально измеряемый спектр ПРИ электронов в кристаллах обсуждался в обзоре [1], где подчёркивалось, что в зависимости от условий эксперимента вклад ДТИ может быть сопоставим с вкладом ПРИ, и привлекался в ряде работ для объяснения отклонения результатов измерений от предсказаний кинематической теории ПРИ (см., например, [12]). Недавно эта же проблема анализировалась в [13], где указывалось, что при отсутствии проявления эффекта подавления тормозного излучения Ландау-Померанчука-Мигдала суммарное электромагнитное поле электрона, включающее виртуальные фотоны кулоновского поля и свободные фотоны тормозного излучения, на длине формирования излучения мало отличается от обычного поля ПРИ, излучаемого электроном, движущимся с постоянной скоростью. Исходя из этого авторы цитируемой работы сделали вывод, что в обычных условиях вклад ДТИ в наблюдаемые спектры ПРИ должен быть мал.

Этот же вопрос специально исследовался в экспериментах [14-17]. В эксперименте [14] для кристалла алмаза, энергии электронов $E_0=4,5$ ГэВ и углов наблюдения $\Theta_D = 60^\circ$ и 70° ($\omega \ll \gamma\omega_p$) установка дополнительного радиатора тормозного излучения перед кристаллом не привела к увеличению выхода монохроматического излучения. В эксперименте [15] для кристалла кремния толщиной 0,017 мм, угла наблюдения $\Theta_D=305,9$ мрад ($\omega \approx 12,9$ кэВ $\gg \gamma\omega_p \sim 1-1,5$ кэВ) и энергии электронов $E_0=15,7$ МэВ и 25,7 МэВ анализировалась зависимость энергии регистрируемого излучения от угла ориентации плоскости (111). Измерения показали, что эта зависимость хорошо описывается кинематической теорией ПРИ. Иными словами, вклад дифрагированного тормозного излучения в измеряемые спектры ПРИ в этих экспериментах с точки зрения авторов цитируемых работ отсутствовал. На основе аналогичных измерений для кристаллов кремния толщиной 0,5 мм и фторида лития толщиной 1,5 мм такой же вывод был сделан в работе [16]. С другой стороны, в работе [17], где, как и в эксперименте [14], перед кристаллом кремния устанавливалась дополнительная мишень для генерации тормозного излучения, было показано, что уменьшение энергии электронов с 900 МэВ до 300 МэВ приводит к сужению ориентационной зависимости выхода регистрируемого излучения по сравнению с предсказаниями кинематической теории ПРИ. Поскольку в этом случае энергия регистрируемых фотонов становится сопоставимой с $\gamma\omega_p$, то есть уменьшается подавление тормозного излучения из-за эффекта поляризации среды, авторы цитируемой работы связали полученные результаты с вкладом ДТИ.

Противоречия между результатами экспериментальных и теоретических работ, посвящённых анализу вклада ДТИ в измеряемые спектры ПРИ в совершенных кристаллах в спектральной области $\omega > \gamma\omega_p$, и уверенное наблюдение вклада ДТИ для энергий фотонов $\omega \ll \gamma\omega_p$ свидетельствуют, что вопрос о вкладе дифракции реальных фотонов в наблюдаемые спектры ПРИ экспериментально не разрешён и требует дальнейших исследований. Отрицательный результат эксперимента [14], где следовало ожидать дополнительного вклада ДТИ ($\omega \ll \gamma\omega_p$), с нашей точки зрения обусловлен поглощением переходного излучения с входной грани радиатора тормозного излучения внутри мишени. Добавка, обусловленная вкладом дифрагированного в кристалле переходного излучения от выходной грани радиатора, сопоставима с ДТИ от кристалла алмаза и по своей величине не превышает 10-15% от интенсивности ПРИ. К тому же следует отметить, что увеличение расходимости электронного пучка из-за рассеяния частиц в дополнительной мишени маскирует вклад ДТИ.

О необходимости оценки вклада ДТИ говорят и результаты эксперимента [18], где также выполнялось условие $\omega > \gamma\omega_p$. В цитируемой работе отмечено, что разница между значениями поляризации излучения, предсказываемыми теорией ПРИ, и результатами проведённых измерений для некоторых точек в угловом распределении ПРИ в принципе может быть обусловлена вкладом ДТИ (~10% от интенсивности ПРИ). Однако сделан вывод, что эта величина неоправданно велика. С другой стороны, в эксперименте [19] было зарегистрировано уверенное подавление выхода фотонов тормозного излучения вдоль направления движения падающих на совершенный кристалл вольфрама электронов обусловленное дифракцией тормозного излучения в самом кристалле, что свидетельствует о существенности вклада ДТИ в выход излучения, регистрируемого под брэгговскими углами. Более подробный анализ результатов этого эксперимента будет проведён ниже. Подчёркнём, что для мозаичных кристаллов вклад дифрагированных реальных фотонов тормозного излучения в выход регистрируемого излучения сопоставим с вкладом ПРИ и даже превышает его [11, 20, 21].

В последнее время появился ряд экспериментальных работ, где для получения интенсивных пучков жёсткого рентгеновского излучения предлагается использовать кристаллические монохроматоры, устанавливаемые на пучке тормозного (когерентного) излучения электронов средних энергий в аморфной мишени [22-24] (в ориентированном кристалле [21]). Ясно, что если генерация излучения и его последующая дифракция происходят в одной и той же кристаллической мишени, то получаемый таким способом источник рентгеновского излучения является более компактным. Если учесть, что в этом случае в брэгговском

направлении испускаются и фотоны ПРИ, то эффективность такого источника должна быть существенно выше, а соотношение вкладов ПРИ и ДТИ будет определять спектрально-угловое распределение и поляризацию регистрируемого излучения. Исходя из вышеизложенного, анализ соотношения вкладов параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного тормозного излучения в спектр регистрируемого под брэгговскими углами излучения электронов средних энергий в совершенных кристаллах представляется важным и актуальным.

ОЦЕНКА ВЫХОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

Для энергий фотонов $\omega \ll \gamma\omega_p$ максимумы угловых распределений ПРИ и ДПИ разнесены в пространстве. ДПИ испускается почти строго в брэгговском направлении, а максимум интенсивности ПРИ регистрируется под углом порядка $\Theta_{ph} = \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2}$ относительно брэгговского направления, поэтому в эксперименте их вклады достаточно легко разделяются по форме ориентационной зависимости [9] или углового распределения излучения [10,11]. При выполнении противоположного условия, то есть $\omega \gg \gamma\omega_p$, характерный угол вылета фотонов ПРИ отличается от характерного угла тормозного излучения γ^{-1} только за счёт добавки малого слагаемого $(\omega_p/\omega)^2 \ll \gamma^{-2}$, что делает практически невозможным экспериментальное разделение вкладов ПРИ и ДТИ. Многократное рассеяние электронов в кристалле, размывающее угловые распределения ПРИ и ДТИ, усугубляет эту проблему. Следовательно, для определения вклада этих механизмов излучения в результирующий спектр необходим расчёт, адекватно учитывающий все экспериментальные условия.

Как отмечалось в [7] и показано в ряде экспериментальных работ (см., например, [25] и цитированную там литературу) кинематическая теория ПРИ описывает результаты измерений для энергий электронов от нескольких МэВ до единиц ГэВ с погрешностью не хуже 10-15%, поэтому для расчета выхода ПРИ использовалась формула спектрально-углового распределения, полученная в кинематическом приближении в работе [26]:

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

Здесь и далее используется система единиц $\hbar = m_e = c = 1$. Здесь $\varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, $\vec{\beta} = \beta\vec{n}_0$ - вектор скорости электрона, \vec{n}_0 , \vec{n} - единичные векторы в направлении налетающего электрона и излученного фотона (с

энергией ω и импульсом \vec{k}), \vec{g} - вектор обратной решетки, \vec{e}_{k_v} - поляризационные векторы, $\vec{e}_{k_1} = \frac{[\vec{n}, \vec{n}_0]}{[\vec{n}, \vec{n}_0]}$,

$\vec{e}_{k_2} = [\vec{e}_{k_1}, \vec{n}]$, \perp - индекс, обозначающий проекции векторов на плоскость, перпендикулярную к \vec{n}_0 .

Остальные обозначения являются общепринятыми. Через $|\chi_g|^2$ обозначена величина:

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

где $|S(\vec{g})|^2$ - 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 [27].

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

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

Учёт зависимости спектрально-углового распределения ПРИ от угла между направлением движения электрона и плоскостью кристалла основан на результатах работы [28]. Расходимость электронного пучка, падающего на мишень, многократное рассеяние электронов в кристалле, коллимация излучения и остальные экспериментальные факторы учитывались согласно методике, приведённой в [20, 21].

Для электронов средних энергий ($E_0 \leq 100$ МэВ), а использование ускорителей на большие энергии для генерации рентгеновского излучения при взаимодействии электронов с твёрдотельными мишенями экономически не целесообразно, основным источником фотонов, которые после отражения в кристалле могут лететь в том же направлении, что и фотоны ПРИ, является тормозное излучение. В этом же направлении возможно наблюдение дифрагированных фотонов излучения при каналировании [1, 29] и когерентного тормозного излучения (КТИ) [30]. Для реализации этих эффектов необходимо выполнение вполне определённых соотношений между энергией электронов и ориентацией плоскостей кристалла с учётом трёхмерности его структуры, поэтому эффект дифракции фотонов излучения при каналировании, рождённых в этом же кристалле, до настоящего времени не наблюдался, а о наблюдении дифракции фотонов КТИ сообщалось только в работе [30].

Энергия дифрагированных фотонов с направлением \vec{n}' зависит от ориентации вектора \vec{g} плоскости кристалла, на которой происходит дифракция, и направления первичного фотона \vec{n} следующим образом:

$$\omega_{\text{ДТИ}} = \frac{|\vec{g}|^2}{2\sqrt{\epsilon_0}|\vec{n}\vec{g}|}. \quad (4)$$

Из сопоставления зависимостей (3), (4) и учета соотношения $\vec{n}\vec{g} \approx \vec{n}'\vec{g}$ следует, что энергии фотонов ДТИ и ПРИ, имеющих одно и тоже направление относительно плоскости, на которой происходит дифракция, несколько отличаются даже при выполнении брэгговского условия. С увеличением угла между направлением вылета отражённого фотона и плоскостью кристалла эта разница увеличивается. Именно этот факт и был использован в работах [15,16] для доказательства утверждения, что в цитируемых экспериментах регистрировались фотоны ПРИ, а не ДТИ.

Для релятивистских частиц и мягких фотонов ($\omega \ll E_e$) спектрально-угловое распределение интенсивности тормозного излучения на единице длины пути в аморфном веществе без учёта эффекта подавления ТИ из-за поляризации среды и эффекта подавления тормозного излучения Ландау-Померанчука-Мигдала может быть представлено в виде [31]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{\gamma^2}{\pi L} \frac{1 + \gamma^4 \theta^4}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2}, \quad (5)$$

где θ - угол вылета фотона относительно направления движения электрона, а L - радиационная длина.

Известно (см., например, [8,32]), что тормозное излучение в среде в области частот $\omega \leq \gamma\omega_p$ подавлено вследствие эффекта поляризации среды, а степень подавления зависит как от энергий фотона и электрона, так и угла вылета фотона. В работе использовался приближённый метод учёта влияния эффекта поляризации среды на спектрально-угловое распределение ТИ, предложенный в работе [20]. Сравнение этого подхода с точным решением этой задачи, полученным в работе [33], показало, что разница спектров излучения, рассчитанных согласно обоим подходам, не превышает 10% для $\omega \approx \gamma\omega_p$ и резко падает для больших энергий фотонов.

Ориентационная зависимость выхода ДТИ в коллиматор (см., например, [9]) может быть представлена в виде:

$$N_{\text{ДТИ}}(\Theta) = \int_0^T dt \int d\omega \int \frac{d^2 I_{\text{ТИ}}^*}{d\omega d\Omega} R(\omega, \vec{n}, \vec{g}, \vec{n}', t) S(\omega, \vec{n}, \vec{n}', t) d\Omega, \quad (6)$$

где $\frac{d^2 I_{\text{ТИ}}^*}{d\omega d\Omega}$ спектрально-угловое распределение интенсивности тормозного излучения с учётом многократного рассеяния электронов в мишени, $R(\omega, \vec{n}, \vec{g}, \vec{n}', t)$ отражающая способность для данного направления векторов \vec{n} , \vec{n}' и \vec{g} , связанного с углом ориентации кристалла Θ , $S(\omega, \vec{n}, \vec{n}', t)$ - коэффициент, учитывающий поглощение излучения в материале мишени и геометрию эксперимента, T - толщина кристалла. Интегрирование ведётся по всем углам вылета и энергиям фотонов с учётом попадания дифрагированного излучения в коллиматор.

Известно, см., например, [34], что отражающая способность совершенного (без мозаичного) кристалла зависит от длины пути, проходимого фотоном от точки влёта (рождения) до вылета из кристалла. Если толщина кристалла T превышает длину первичной экстинкции l_{ex} ($l_{\text{ex}} \sim 0,1-100$ мкм в зависимости от энергии фотонов и используемого порядка отражения [35]), то в узком диапазоне углов вблизи брэгговского направления $\Delta\Theta$ (в области так называемого столика Дарвина) при отсутствии поглощения отражающая способность близка к единице, а вне этого диапазона очень быстро падает. Вследствие многократного переотражения излучения в совершенном кристалле большой толщины ($T \gg l_{\text{ex}}$) можно считать, что в любой

точке кристалла в среднем половина излучения, удовлетворяющего брэгговскому условию для данной ориентации, распространяется вдоль первичного направления, а другая половина в брэгговском направлении. Для учёта отличия формы распределения отражающей способности от прямоугольной, ширина области полного отражения в первом приближении может быть увеличена в 4/3 раза [34].

Следовательно, можно считать, что для фиксированного направления распространения излучения \vec{l} из пучка с спектрально-угловым распределением $\frac{d^2 I_{\text{TH}}^*}{d\omega d\Omega}$ при выполнении брэгговского условия для излучения с

энергией ω отразятся только фотоны в энергетическом интервале

$$\Delta\omega = \omega \cos(\Theta)\Delta\Theta / \sin(\Theta). \quad (7)$$

Согласно [34] для неполяризованного излучения и отсутствия поглощения

$$\Delta\Theta = 2 \cdot \gamma \Delta\theta_0, \quad (8)$$

где $\Delta\theta_0 = \frac{2\delta}{\sin 2\Theta}$ - поправка к углу Брэгга Θ из-за преломления волны в кристалле, $\delta = (\omega_0/\omega)^2$ - отличие показателя преломления от 1, а $\gamma = \frac{1}{2} \frac{f'(g)}{f(0)} (1 + \cos 2\Theta)$.

Расходимость электронного пучка, падающего на мишень, многократное рассеяние электронов в кристалле, спектрально-угловое распределение излучения, поглощение первичного и дифрагированного пучков излучения, коллимация дифрагированного излучения и остальные экспериментальные факторы учитывались согласно методике, приведённой в [21,36].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные данные, подтверждающие необходимость учёта вклада дифрагированного тормозного излучения в выход фотонов, регистрируемых под брэгговскими углами, и адекватность развитой методики учёта этого эффекта получены на внутреннем электронном пучке томского синхротрона «Сириус» в ходе исследований по обнаружению параметрического рентгеновского излучения под малыми углами к скорости частицы в кристалле (ПРИ вперед) [19].

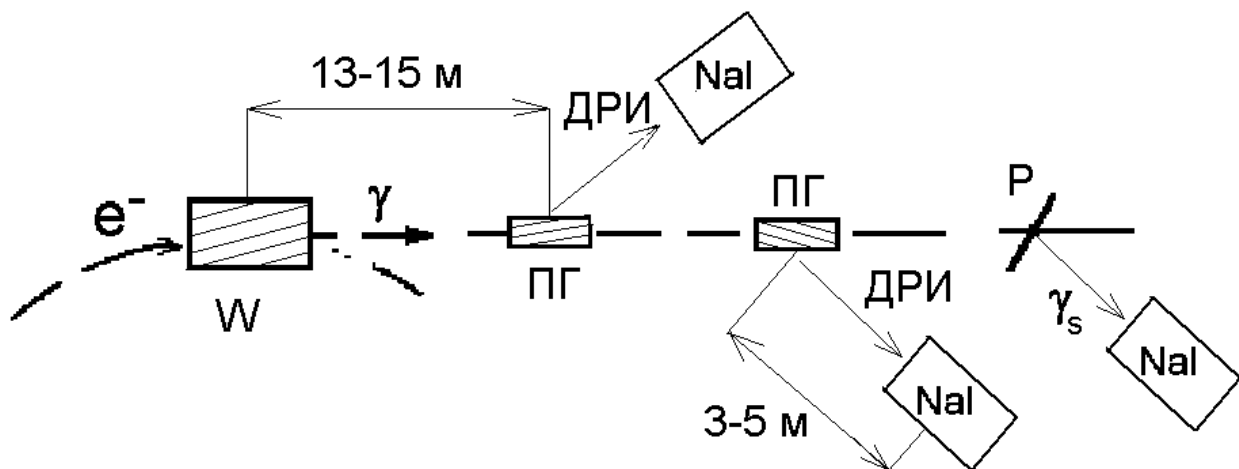


Рис. 1. Схема эксперимента.

W - кристалл вольфрама; ПГ - кристаллы пиролютического графита; NaI - NaI(Tl) спектрометры; P - рассеиватель.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Электроны, ускоренные до конечной энергии $E_0=500$ МэВ, сбрасывались на монокристаллическую мишень, установленную в гониометре. Исследуемое излучение проходило через коллиматор, очищалось магнитом и поступало в экспериментальный зал, где была установлена регистрирующая аппаратура. Кристалл ориентировался относительно направления электронного пучка по показаниям NaI(Tl) детектора, расположенного в комптоновской кинематике и регистрирующего фотоны излучения при каналировании и тормозного излучения с энергией $\omega > 0,5$ МэВ, рассеянные в конвертере P. Параметры электронного пучка, экспериментальной аппаратуры и методика ориентации приведены в [37,38].

Как показано в [39,40], оптимальным методом поиска ПРИ вперед является измерение зависимости числа фотонов в узком спектральном диапазоне от ориентации кристалла. Для энергий фотонов $\omega \geq 20-25$ кэВ брэгговское условие может быть выполнено только для нескольких низко индексных плоскостей и вполне определенных ориентаций кристалла. Критерием обнаружения эффекта должно являться наблюдение пика в

ориентационной зависимости (ОЗ) выхода фотонов с фиксированной энергией для углов ориентации, соответствующих брэгговскому отражению этих фотонов.

Для выделения узкого спектрального диапазона использовались два кристалл-дифракционных спектрометра на основе кристаллов пиролитического графита с размерами $2,5 \times 6,5 \times 22,5$ мм³ и $3,5 \times 5,5 \times 20$ мм³, установленных в гониометрах на расстоянии 13 – 15 м от мишени, где генерировалось исследуемое излучение, и NaI(Tl) детекторов с размерами $\varnothing 40 \times 1$ мм³, расположенных на расстоянии 3 – 5 м от кристаллов графита. Для этих условий энергетическое разрешение спектрометров слабо зависит от мозаичности кристаллов, а определяется их угловой апертурой ($\Delta\theta_x \sim \pm 0,1$ мрад, $\Delta\theta_y = \pm 0,6$ мрад) и углом коллимации дифрагированного излучения [36]. Угол коллимации излучения в плоскости дифракции (горизонтальной) $\Delta\Theta_x = 0,4-0,7$ мрад обеспечивал разрешение спектрометров $\Delta\omega/\omega \sim 1\%$.

На рис. 2 в качестве примера приведены результаты расчета эффективности спектрометра при использовании кристалла графита толщиной 5,5 мм для следующих условий: угол разворота отражающей плоскости (002) $\Theta_B = 1,11^\circ$, энергия фотонов первого порядка отражения $\omega \approx 95$ кэВ, угол коллимации отраженного излучения в плоскости дифракции $\Delta\Theta_x = 0,34$ мрад, угловой захват в плоскости дифракции $\Delta\theta_x = \pm 0,14$ мрад, аксептанс $\Delta\theta_x \Delta\theta_y = 3,25 \cdot 10^{-7}$ ср. Зависимости 1 и 2 - спектры первичного и дифрагированного пучков излучения, соответственно. Зависимость 3 (точки) - эффективность. Первичный спектр генерировался электронами с энергией 500 МэВ в аморфной вольфрамовой мишени толщиной 0,41 мм в соответствии с выражением (5) предыдущего раздела с учётом эффекта плотности Тер-Микаэляна и поглощения излучения в веществе мишени. Подробное описание методики расчёта, параметров кристаллов графита, характеристик спектрометров и методики проведения измерений приведено в [36].

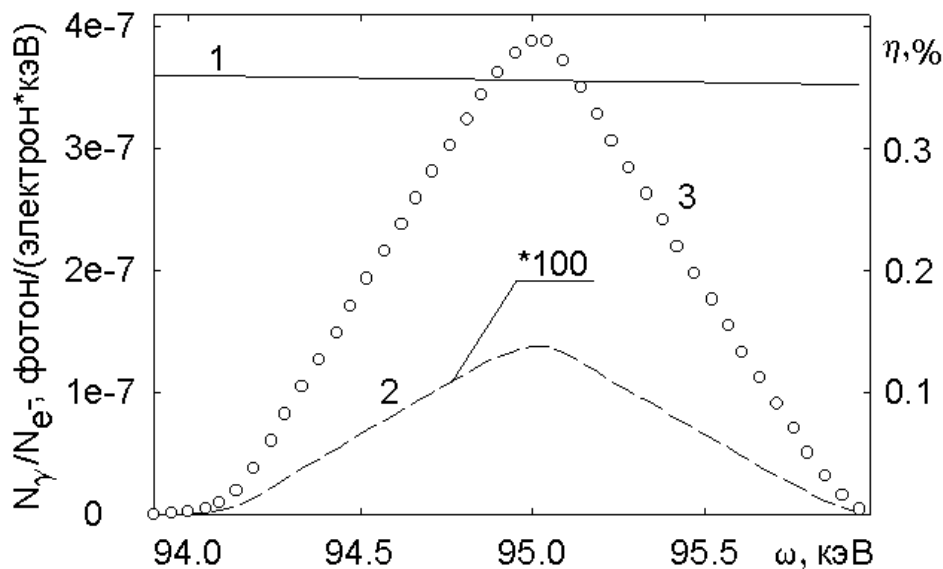


Рис. 2. Расчетные характеристики дифрактометра для кристалла графита и $T = 5,5$ мм. $\Theta_B = 1,11^\circ$, $\omega \approx 95$ кэВ, $\Delta\Theta_x = 0,34$ мрад, $\Delta\theta_x = \pm 0,14$ мрад, $\Delta\theta_x \Delta\theta_y = 3,25 \cdot 10^{-7}$ ср. 1 - спектр первичного излучения, 2 - спектр дифрагированного излучения, 3 - эффективность кристалл-дифракционного спектрометра.

Измерения выполнены для монокристалла вольфрама с размерами $\varnothing 8,5 \times 0,41$ мм³, ориентацией $\langle 111 \rangle$ и поверхностной мозаичностью $\sigma \leq 0,2$ мрад. На кристаллах, изготовленных по такой же технологии, наблюдалось аномальное прохождение рентгеновских лучей в вольфраме [41]. Кристалл был установлен в гониометре так, что плоскость $(11\bar{2})$ была близка к вертикальной. Это позволяло исследовать динамические эффекты в излучении как для $(11\bar{2})$, так и двух плоскостей типа (110) , развёрнутых относительно неё на 30° . Измерение ОЗ выхода рассеянных фотонов излучения при плоскостном каналировании (см. рис. 3а, кривая 1) показало, что плоскость $(11\bar{2})$ развёрнута относительно вертикальной на угол $\beta = 3,5^\circ \pm 0,2^\circ$. Следовательно, динамические эффекты в излучении для каждой из плоскостей кристалла должны были наблюдаться для разных углов ориентации Θ (см. рис. 3б).

В соответствии с предсказаниями [40] интенсивность ПРИ вперёд в кристалле вольфрама становится сравнима с интенсивностью переходного излучения только для энергий фотонов $\omega \leq \gamma\omega_p \sim 80$ кэВ и должна

быть пропорциональна длине поглощения. Поэтому в первой серии экспериментов измерения были проведены для энергий фотонов $\omega = 67 \text{ кэВ} < \gamma_{\text{р}}$ и $\omega = 95 \text{ кэВ} > \gamma_{\text{р}}$. Для контроля отсутствия вклада излучения при плоскостном каналировании с помощью "комптоновского" NaI(Tl) детектора одновременно измерялся выход фотонов с $\omega \geq 0,5 \text{ МэВ}$. Этот же детектор использовался для совмещения направления пучка электронов с осью кристалла, от которой отсчитывались углы разориентации плоскостей.

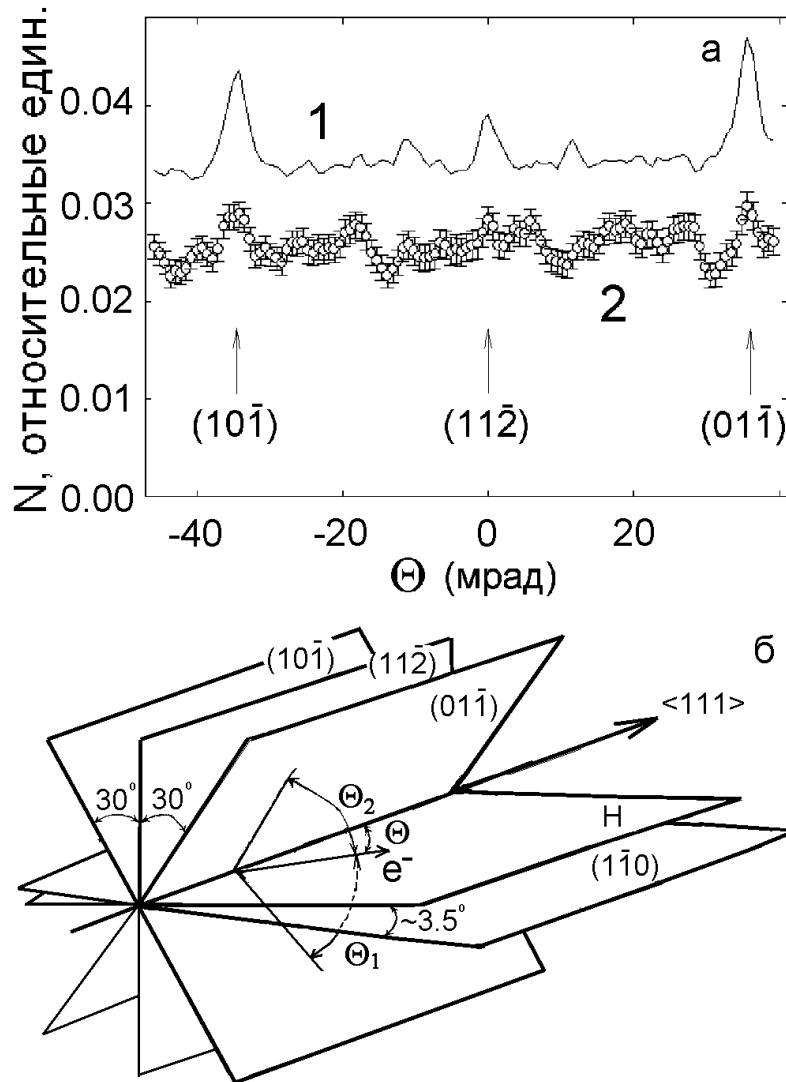


Рис. 3. Ориентация кристалла вольфрама

- а) Ориентационные зависимости выхода излучения. 1 - Показания детектора комптоновских фотонов $\omega \geq 0,5 \text{ МэВ}$, 2 - $\omega = 67 \text{ кэВ}$. б) Схема расположения плоскостей кристалла. Θ - угол разворота оси $\langle 111 \rangle$ относительно направления пучка электронов, Θ_1 и Θ_2 - углы между направлением движения электронов и плоскостями кристалла.

Измерения показали, что для выбранных энергий фотонов пики, связанные с проявлением ПРИ вперед, отсутствуют. Наличие кристаллической структуры проявилось в уменьшении числа фотонов, регистрируемых спектрометрами, при совпадении брэгговской энергии для данной ориентации кристалла вольфрама с энергией, на которую настроены кристалл-дифракционные спектрометры (см. рис. 4). Положение минимумов в ОЗ соответствует кинематическим условиям дифракции для фотонов, направленных вдоль траектории электронного пучка, с погрешностью не хуже процента. Например, для $\omega = 67 \text{ кэВ}$ расчётные положения минимумов для отражений $(10\bar{1})$, $(01\bar{1})$ и $(11\bar{2})$ - 46,6 мрад, 49,9 мрад и 72,2 мрад. Тогда как измеренные значения - 46,3 мрад, 49,5 мрад и 71,9 мрад. Глубина минимумов меняется от 12-15% для $\omega = 67 \text{ кэВ}$, до ~10% для $\omega > 90 \text{ кэВ}$. Типичное значение полной ширины минимума $\Delta\Theta \sim 1,5 - 2 \text{ мрад}$. Другими словами, наличие провалов в ОЗ выхода жёстких фотонов обусловлено дифракцией тормозного излучения внутри кристалла. Проявление ПРИ вперед было зарегистрировано только для меньших энергий фотонов - $\omega = 40 \text{ кэВ}$ (см. рис. 4, кривая 3) и $\omega = 28,3 \text{ кэВ}$. Позднее аналогичные результаты на этом же кристалле вольфрама, то есть провал для

энергии фотонов $\omega = 120$ кэВ $\sim \gamma\omega_p \approx 134$ кэВ и пик для $\omega = 40$ кэВ, были получены в эксперименте [42] для энергии электронов $E_0=855$ МэВ.

На рис. 5 приведены ориентационные зависимости выхода рентгеновского излучения для этих энергий фотонов при пересечении плоскости (110), рассчитанные в соответствии с выражениями (5)-(8) для условий эксперимента [19] с учётом эффективности спектрометров.

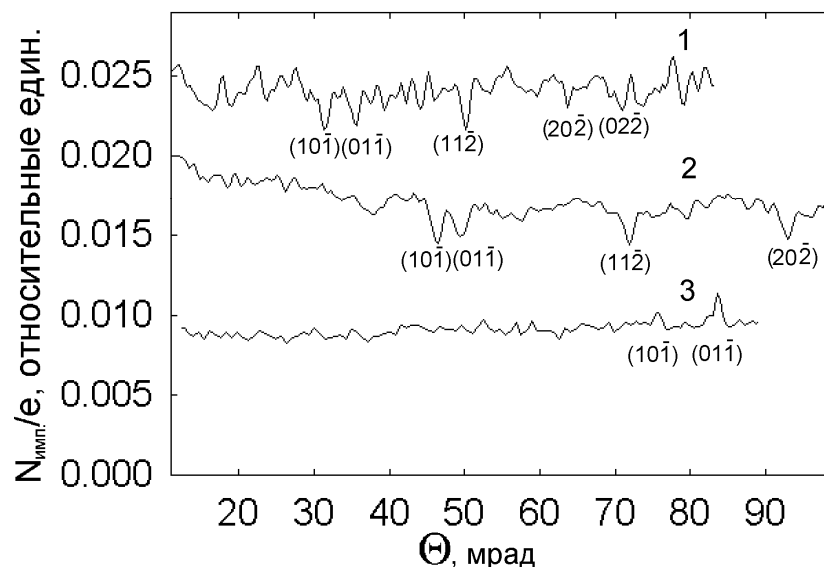


Рис. 4. Ориентационные зависимости выхода рентгеновского излучения.
1 - $\omega = 95$ кэВ; 2 - $\omega = 67$ кэВ; 3 - $\omega = 40$ кэВ.

При проведении расчёта предполагалось, что отражающая плоскость кристалла вольфрама не развернута относительно рабочих плоскостей кристаллов графита, а направлена вертикально. В отличие от подхода работы [36] при расчёте эффективности учтено пространственное распределение пучка электронов, падающих на кристалл вольфрама (см. [20]), и более корректно учтена геометрия эксперимента.

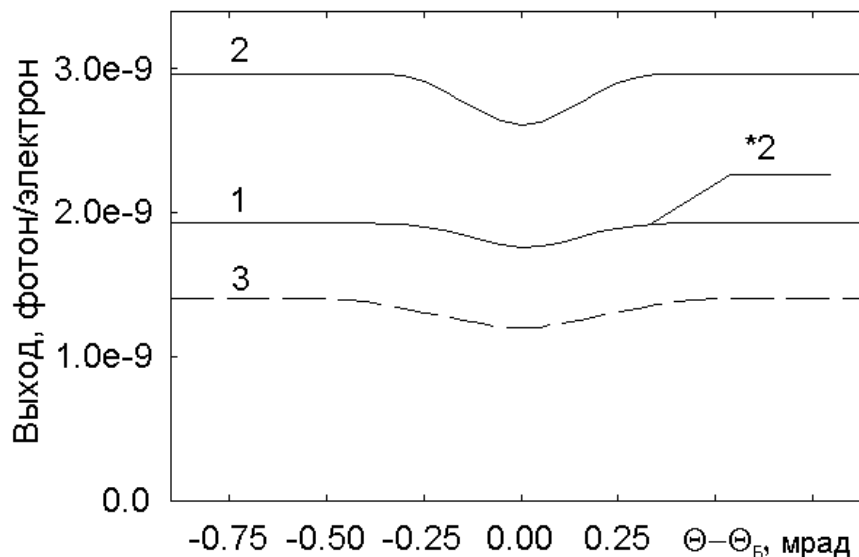


Рис. 5. Расчётные зависимости выхода излучения для отражающей плоскости (110).
1 - $\omega = 95$ кэВ; 2 - $\omega = 67$ кэВ; 3 - $\omega = 40$ кэВ.

Из рисунка видно, что глубина провалов в расчётных ориентационных зависимостях для энергий фотонов 67 кэВ и 95 кэВ, соответственно 12% и 8%, достаточно хорошо совпадает с результатами измерений. Худшее согласие формы зависимостей (расчётные зависимости уже экспериментальных в полтора - два раза) обусловлено отсутствием учёта разворота плоскостей кристалла вольфрама относительно рабочих плоскостей кристалл-дифракционных спектрометров и приближённым характером используемой модели, в соответствии с

которой отражение и поглощение фотонов рассматриваются независимо. Для кристаллов с малой длиной поглощения выход из этого приближения должен привести к большей ширине области отражения [34] и, как следствие, к более широкой ориентационной зависимости выхода фотонов. Предполагается более подробно обсудить этот вопрос в одной из следующих работ. Отсутствие провала на ориентационной зависимости выхода фотонов с $\omega=40$ кэВ в эксперименте [19] обусловлено вкладом ПРИ вперёд компенсирующим потерю выхода излучения из-за дифракции фотонов тормозного излучения внутри кристалла для энергетического диапазона $\omega < \gamma\omega_p$ [43].

Отрицательный результат предыдущего эксперимента по поиску ПРИ вперёд в кристалле кремния на томском синхротроне [39], где было зарегистрировано отсутствие статистически значимых пиков и провалов в ориентационных зависимостях для энергий фотонов $\omega=36,6$ кэВ и $\omega=29,4$ кэВ ($\omega \sim \gamma\omega_p = 31,3$ кэВ), обусловлен недостаточным разрешением экспериментальной аппаратуры. Расчётная глубина провала в ОЗ для энергии фотонов $\omega=40$ кэВ и отражения (220) не превышает 1,5%, то есть находится в пределах статистической погрешности для условий этого эксперимента – 1%-2%.

АНАЛИЗ ЛИТЕРАТУРНЫХ ДАННЫХ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Область энергий фотонов $\omega > \gamma\omega_p$, где может наблюдаться вклад ДТИ, в типичных экспериментах по генерации ПРИ ($\Theta_d \geq 10^\circ$) реализуется для энергий электронов $E_0 \leq 50$ МэВ (см., например, [44-47]). Для проверки предположения о значимости вклада ДТИ в измеряемые спектры ПРИ при выполнении условия $\omega > \gamma\omega_p$ проведено сравнение результатов этих экспериментов с расчётом в рамках кинематической теории ПРИ по методике, описанной в первом разделе и в работах [20, 21].

Результаты проведённого анализа показывают, что при использовании мишеней толщиной до 50 $\mu\text{м}$ [44-46] вклад ДТИ существенен только для углов ориентации $\Theta \approx \Theta_d / 2$ и проявляется в изменении соотношения интенсивностей излучения в минимуме и максимуме ориентационной зависимости. Например, в эксперименте [44] для энергии электронов 15 МэВ и кристалла кремния были получены следующие значения спектрально-угловой плотности излучения для отражения (111) в максимумах и минимуме ориентационной зависимости: $I_{\text{exp}} \approx 7,5 \cdot 10^{-5}$ фот./электр./ср, $I_{\text{exp}} \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$ фот./электр./ср и $I_{\text{exp}} \approx 2,5 \cdot 10^{-5}$ фот./электр./ср. Результаты нашего расчёта $I_{\text{calc}} = 7,02 \cdot 10^{-5}$ фот./электр./ср, $I_{\text{calc}} = 3,58 \cdot 10^{-5}$ фот./электр./ср и $I_{\text{calc}} = 0,94 \cdot 10^{-5}$ фот./электр./ср удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента в максимумах ориентационной зависимости, тогда как в минимуме ОЗ зарегистрированная интенсивность излучения более, чем в два раза превышает результаты расчёта. Различие в экспериментальном и расчётном соотношениях спектрально-угловых плотностей излучения в максимумах ОЗ обусловлено, по-видимому, интерференцией ПРИ и КТИ [45], не учитываемой в наших расчётах.

Такое же различие экспериментального и расчётного соотношений интенсивностей в максимумах и минимуме ориентационных зависимостей наблюдается для всех проанализированных нами экспериментальных работ. Измеренное значение интенсивности излучения в минимуме ОЗ в два, два с половиной раза превышает результаты расчёта, а полученное из результатов измерений отношение интенсивностей в минимуме и максимуме, соответственно, в два раза больше расчётного. Методика оценки выхода ДТИ из совершенных кристаллов, приведённая в первом разделе, работоспособна только при выполнении условия $T \gg l_{\text{ex}}$ и поэтому не может быть использована для анализа результатов [44-46]. Более подробное сопоставление результатов этих и других экспериментов с расчётом, учитывающим вклад ДТИ для произвольной толщины кристалла, выходит за рамки настоящей статьи и будет сделано в следующей работе.

Это условие выполняется для кристаллов, использованных в эксперименте [47], где проведены измерения ориентационных зависимостей выхода фотонов ПРИ для энергии электронов 45 МэВ, отражения (220), нескольких углов наблюдения и мишеней из кремния различной толщины, установленных в геометрии Лауэ. Основная часть измерений проведена для угла наблюдения $\Theta_d = 20,9^\circ$, и поэтому далее будут анализироваться экспериментальные результаты только для этого угла наблюдения.

Сравнение результатов эксперимента [47] с расчётами по кинематической теории ПРИ показало, что экспериментальные зависимости на 15-20% уже расчётных. Например, для мишеней толщиной 0,3 мм и 0,625 мм полученные в эксперименте значения ширин ориентационных зависимостей (FWHM) $\Delta\Theta^{\text{exp}} \approx 1,5^\circ$ и $\Delta\Theta^{\text{exp}} \approx 1,7^\circ$, а рассчитанные нами $\Delta\Theta^{\text{calc}} = 1,85^\circ$ и $\Delta\Theta^{\text{calc}} = 2,07^\circ$. Похожая картина наблюдается и для зависимости интенсивности излучения от средней энергии детектируемых фотонов для каждой точки ориентационной зависимости, приведённой в цитируемой работе. Расчётные зависимости на 15-20% шире экспериментальных. Зарегистрированное в эксперименте отношение интенсивностей в максимуме ОЗ для толщин кристаллов 0,625 мм и 0,3 мм не превышает 1,2-1,3, тогда как расчёт по кинематической теории ПРИ с учётом поглощения излучения в материале мишени даёт отношение $\sim 1,6$.

В расчёте учтены увеличение расходимости пучка электронов, падающего на кристаллы кремния, вследствие многократного рассеяния на пути от выходного фланца ускорителя до кристаллической мишени ($l_{air} \approx 18$ см), коллимация излучения и другие экспериментальные факторы. Вычисления показали, что учёт поглощения излучения в воздухе на пути от кристаллической мишени до кремниевого детектора, используемого в цитируемой работе, и его эффективности не в состоянии объяснить различие приведённых в [47] экспериментальных данных от результатов расчёта. Единственной возможной причиной этих разногласий является вклад дифракции реальных фотонов тормозного излучения.

В цитируемой работе не приведены в явном виде значения выхода фотонов на один электрон, отсутствует информация о толщине и материале выходного фланца ускорителя и толщине рабочей зоны детектора, поэтому можно сравнить только средние характеристики экспериментальных и расчётных зависимостей. На рис. 6 приведены ориентационные зависимости выхода ПРИ и ДТИ для кристалла кремния толщиной 0,3 мм рассчитанные в соответствии с методикой, описанной в первом разделе, соответственно кривые 1 и 2. Зависимость 3 отражает вклад дифракции в этом кристалле тормозного излучения от воздуха. Здесь же приведены ОЗ выхода результирующего излучения в кристаллах толщиной 0,3 мм и 0,625 мм, соответственно, кривые 4 и 5.

Из рисунка видно, что для толщины кристалла 0,3 мм и энергии электронов $E_0 = 45$ МэВ в ориентационной зависимости выхода ПРИ как и для более тонких кристаллов (см., например, [15]) заметен небольшой провал для брэгговской ориентации $\Theta = \Theta_D / 2$, непроявившийся, как это было отмечено авторами [47], в эксперименте даже для кристалла толщиной 0,2 мм. Малая глубина провала (порядка 1-2%) по сравнению с результатами [15] ($\sim 70\%$ от амплитуды в максимуме ОЗ) обусловлена большей толщиной кристалла и, в основном, многократным рассеянием электронов в воздухе и выходном патрубке (см. рис. 7).

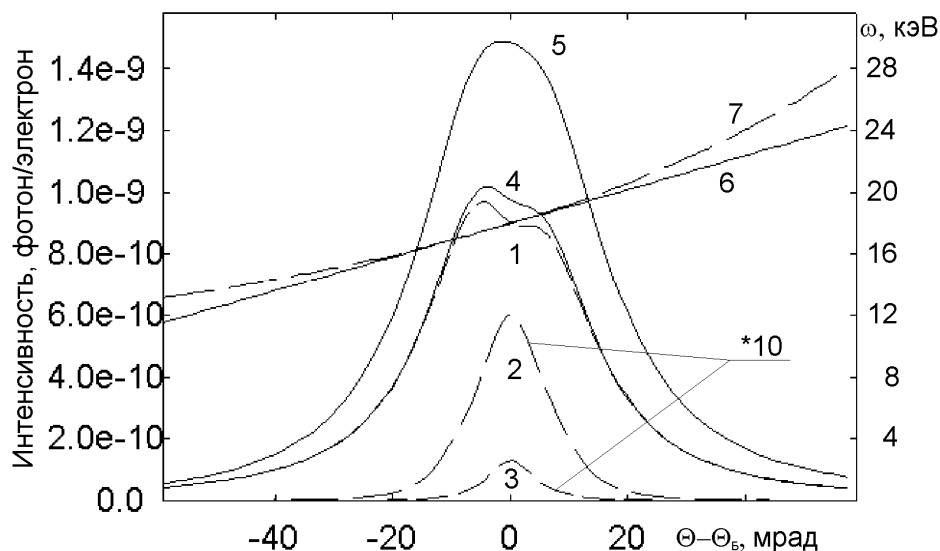


Рис. 6. Ориентационные зависимости выхода фотонов для условий эксперимента [47] и толщины кристалла 0,3 мм: 1 - ПРИ; 2 - ДТИ, рождённое в самом кристалле; 3 - ДТИ от тормозного излучения, рождённого в воздухе; 4 - ПРИ+ДТИ; 5 - ПРИ+ДТИ для кристалла с $T = 0,625$ мм; 6 - зависимость средней энергии пучка ПРИ от ориентации кристалла; 7 - зависимость средней энергии пучка ДТИ от ориентации кристалла.

Вклад дифракции тормозного излучения, генерируемого электронами в самой кристаллической мишени (кривая 2) и в воздухе (кривая 3), имеющий максимальную величину именно в этой области углов ориентации и резко спадающий при разориентации кристалла относительно брэгговского направления, так же "замывает" этот провал.

Как видно из рисунка, учёт вклада ДТИ ($\sim 7\%$ от выхода ПРИ в максимуме) практически не сказался на форме ориентационных зависимостей выхода излучения и соотношении интенсивностей для кристаллов разной толщины. Ширина ОЗ уменьшилась с 32 мрад до 31,2 мрад, то есть меньше чем на 3%. Отношение интенсивностей в максимуме ОЗ для кристаллов толщиной 0,625 мм и 0,3 мм уменьшилось до $\sim 1,5$, тогда как в эксперименте зарегистрировано отношение 1,2-1,3. Проверка возможности влияния вклада ДТИ, обусловленного тормозным излучением в выходном патрубке ускорителя, так же не привела к согласию результатов расчёта и эксперимента. Оценки показывают, что для сужения расчётной ОЗ до уровня экспериментальной и получения зарегистрированного соотношения выходов излучения для кристаллов разной толщины необходим вклад ДТИ на уровне 60-70% от выхода ПРИ, для чего толщина выходного фланца должна достигать нескольких миллиметров. Столь значимое увеличение слоя вещества перед кристаллом

сопровождается увеличением расходимости электронного пучка, падающего на кристалл, и, как следствие, увеличением ширины ориентационной зависимости выхода ПРИ.

Одной из возможных причин расхождения результатов расчёта и эксперимента может быть несовершенство кристаллов, использованных в этом эксперименте. Как показано в [48], наличие даже незначительной мозаичности ($\sigma_m < 0,2$ мрад) приводит к существенному увеличению выхода излучения и сужению экспериментальной ОЗ вследствие вклада ДТИ. Причём в зависимости от соотношения мозаичной и совершенной компонент и характерного угла мозаичности отличие результирующего спектра (ПРИ+ДТИ) от предсказаний теории ПРИ варьируется в широких пределах. В качестве косвенного подтверждения такой возможности можно привести тот факт, что в работе [47] отсутствует информации о качестве структуры кристаллов, а угол разориентации кристаллографических плоскостей относительно поверхности мишеней менялся от образца к образцу.

Ориентационная зависимость выхода ДТИ в первом приближении определяется свёрткой угловых распределений электронов и тормозного излучения, а её ширину (FWHM) можно оценить величиной $\Delta\Theta \approx \sqrt{\mathcal{G}_{ms}^2 + \gamma^{-2}}$, где \mathcal{G}_{ms} - среднеквадратичный угол многократного рассеяния электронов в кристалле. Вклад ДТИ в ориентационную зависимость выхода излучения будет наблюдаться до тех пор, пока в угловом распределении излучения есть фотоны, для которых выполняется условие $\Theta \pm \theta \approx \Theta_D / 2$, где Θ и θ углы ориентации плоскости кристалла и вылета фотона относительно направления электронного пучка, соответственно. Мозаичность кристалла, угловой захват коллиматора и угол наблюдения, в свою очередь, определяют интенсивность и ширину спектра регистрируемого излучения.

Одним из часто используемых доводов об отсутствии вклада ДТИ в экспериментально наблюдаемые спектры излучения (см., например, [15, 16, 47]) является зависимость энергии пиков в измеренных спектрах от ориентации кристалла, совпадающая с предсказаниями теории ПРИ и отличающаяся от аналогичной зависимости для ДТИ. Зависимости средней энергии ПРИ и ДТИ от угла ориентации, рассчитанные для кристалла толщиной 0,3 мм и условий эксперимента [47], приведены на рис. 6, соответственно кривые 6 и 7. Из сопоставления этих зависимостей и ОЗ выхода ПРИ и ДТИ (кривые 1 и 2) следует, что вклад ДТИ является значимым только для малых углов разориентации отражающей плоскости относительно брэгговского направления, то есть там, где зависимости энергий фотонов ПРИ и ДТИ от угла ориентации кристалла практически идентичны. Другими словами, при использовании детектора с разрешением $\Delta\omega \sim 150-200$ эВ зависимость энергии пиков регистрируемого излучения (ПРИ+ДТИ) будет совпадать с предсказаниями теории ПРИ, что и наблюдалось в цитируемых экспериментальных работах. В соответствии с результатами расчёта отклонение значений средней энергии пика в спектре излучения (ПРИ+ДТИ) от предсказаний теории ПРИ для этих условий не превышает 0,2%. Такое отклонение не может быть зарегистрировано с помощью обычно используемых спектрометров рентгеновского излучения. Зафиксировать вклад ДТИ с их помощью можно лишь по асимметрии измеренных спектров излучения, либо путем сопоставления расчётных и экспериментальных ориентационных зависимостей.

Использование кристалл-дифракционных спектрометров в принципе позволяет провести прецизионные измерения формы спектра и зарегистрировать вклад ДТИ. Недавно в работе [16] с помощью полупроводникового детектора были проведены измерения спектра дифрагированного в другом кристалле пучка ПРИ из кристалла LiF, установленного в геометрии Брэгга, для $\Theta_B = 15^\circ$. Угол ориентации и положение кристалла анализатора, в качестве которого использовался такой же кристалл LiF, подбирались исходя из максимального выхода дифрагированного излучения. Спектр дифрагированного излучения оказался сдвинут относительно спектра результирующего излучения (ПРИ+ДТИ), измеренного детектором, расположенным за первым кристаллом на расстоянии около 3 м, на 0,12 кэВ в область больших энергий. Одной из причин наблюдаемой разницы в спектрах первичного и дифрагированного излучения может быть то, что в цитируемой работе наблюдалась, в основном, дифракция фотонов ДТИ, а не ПРИ, поскольку спектр ДТИ является более жёстким (см. рис. 6).

Здесь следует отметить, что в соответствии с результатами расчёта разница в положениях максимумов спектров ПРИ и ДТИ для условий наблюдения ПРИ в эксперименте [16] не превышает 20 эВ, что значительно меньше, чем получено в эксперименте. Поэтому наиболее вероятно, что различие в положениях максимумов спектров первичного и дифрагированного излучения, зарегистрированное в цитируемой работе, обусловлено условиями эксперимента. Для геометрии Брэгга и $\Theta_B = 15^\circ$ угловой размер пучка излучения, падающего на кристалл анализатор, значительно больше угла коллимации излучения при измерении спектра ПРИ. Поскольку для кристаллов большой толщины с увеличением угла коллимации спектры ПРИ и ДТИ уширяются в область как низких, так и высоких энергий, то излучение, которое может дифрагировать в кристалле анализаторе, обладает заведомо более широким спектром, чем измеренный спектр ПРИ. Из-за малого угла между поверхностью мишени и направлением электронного пучка продольный размер области, в которой генерируется излучение, так же достаточно велик ($\sim 8-10$ мм).

Поэтому при изменении угла ориентации кристалла анализатора можно, в принципе, получить как спектр более мягкий, чем спектр ПРИ, так и более жёсткий. Эта ситуация близка к задаче дифракции тормозного излучения в кристалле рассмотренной выше. Выход дифрагированного излучения будет наблюдаться до тех пор, пока в пучке излучения, падающего на кристалл анализатор, есть фотоны, могущие после отражения попасть в детектор. Область энергий фотонов, где интенсивность дифрагированного излучения максимальна, определяется спектрально-угловым распределением излучения, падающего на кристалл анализатор, геометрическими размерами излучающей области и апертурой детектора. Для корректного сравнения спектров пучки излучения, падающего на кристалл анализатор и регистрируемого детектором ПРИ, должны быть идентичны, что может быть обеспечено, например, установкой коллиматора между кристаллами, чего не было сделано в цитируемой работе. Следовательно, сделать окончательный вывод о том, какое излучение более эффективно отражается от кристалла анализатора - ПРИ или ДТИ, на основании результатов [16] невозможно.

С увеличением порядка отражения соотношение вкладов ПРИ и ДТИ в полную интенсивность регистрируемого излучения меняется. На рис. 7 приведены результаты расчёта ориентационных зависимостей выхода ПРИ и ДТИ для кристалла толщиной 0,3 мм и условий эксперимента [47] без учёта увеличения расходимости электронного пучка в воздухе и вклада дифрагированных фотонов тормозного излучения, рождённых в нём. Из рисунка видно, что с увеличением порядка отражения относительный вклад ДТИ возрастает. Для второго порядка отражения вклад ДТИ около 25-30% от выхода ПРИ, а для третьего порядка отражения выходы ДТИ и ПРИ сопоставимы. Наблюдаемый эффект связан с разной зависимостью интенсивности ПРИ и отражающей способности рентгеновского излучения совершенными кристаллами от порядка отражения. Выход ПРИ пропорционален квадрату Фурье-компоненты пространственного распределения электронов в атоме кристалла, а выход ДТИ пропорционален первой степени этой величины (см. первый раздел, выражения (1), (2) и (7)). Поэтому с увеличением порядка отражения выход ПРИ спадает быстрее, чем выход ДТИ. По этой же причине следует ожидать, что для кристаллов с структурой алмаза относительный вклад ДТИ должен быть максимален и минимален для плоскостей (001) и (111), соответственно.

Как видно из рис. 7, для угла наблюдения $\Theta_d \sim 20^\circ$ и первого разрешённого порядка отражения выход ДТИ не превышает 6-7% от выхода ПРИ. С уменьшением угла наблюдения относительный вклад ДТИ возрастает. На рис. 8 приведена расчётная зависимость выхода ПРИ и ДТИ для отражения (220) и их отношения от угла наблюдения, соответственно, зависимости 1-3. Энергия электронов $E_0=45$ МэВ, коллиматор $\varnothing 2$ мм расположен на расстоянии 3 м от кристалла кремния толщиной 0,3 мм.

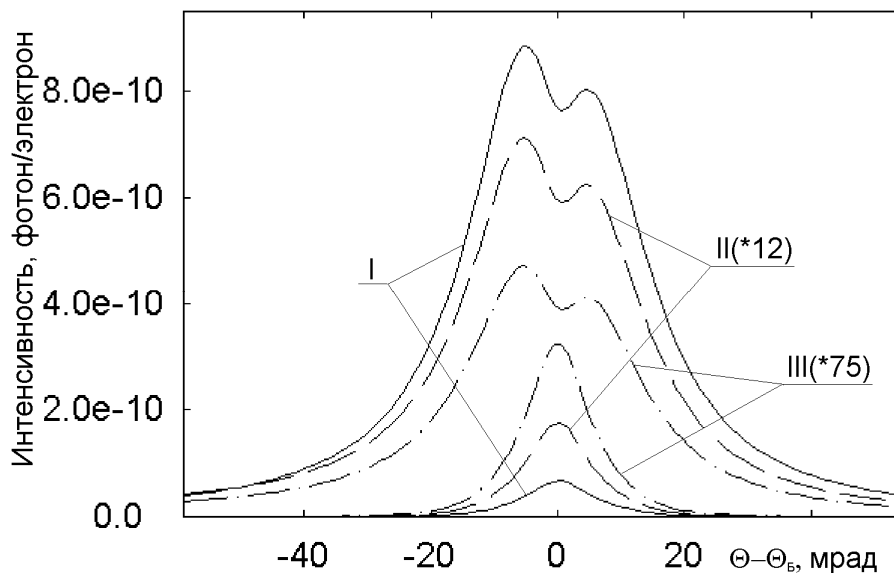


Рис. 7. Ориентационная зависимости выхода фотонов ПРИ и ДТИ для условий эксперимента [47] и толщины кристалла 0,3 мм без учёта вклада воздуха:

I - отражение (022); II - отражение (044); III - отражение (066).

Из рисунка видно, что выход ПРИ максимален для $\Theta_d \approx 25^\circ$ и плавно спадает при отклонении от этого значения. Выход ДТИ с уменьшением угла наблюдения плавно растёт вплоть до угла $\Theta_d \sim 10^\circ$. Поэтому с уменьшением угла наблюдения их отношение возрастает. Для старших порядков отражения этот эффект выражен ещё более заметно. Для угла наблюдения $\Theta_d \sim 5^\circ$ и отражения (660) выход ДТИ более чем в три раза

превышает выход ПРИ. По-видимому, этим эффектом и объясняется отличие зависимости отношения выходов излучения для разных порядков отражения от энергии электронов и угла коллимации излучения от предсказаний теории ПРИ, зарегистрированное в эксперименте [49] для отражающей плоскости (110) кристалла германия и диапазона энергии фотонов $\omega \geq \gamma\omega_p$.

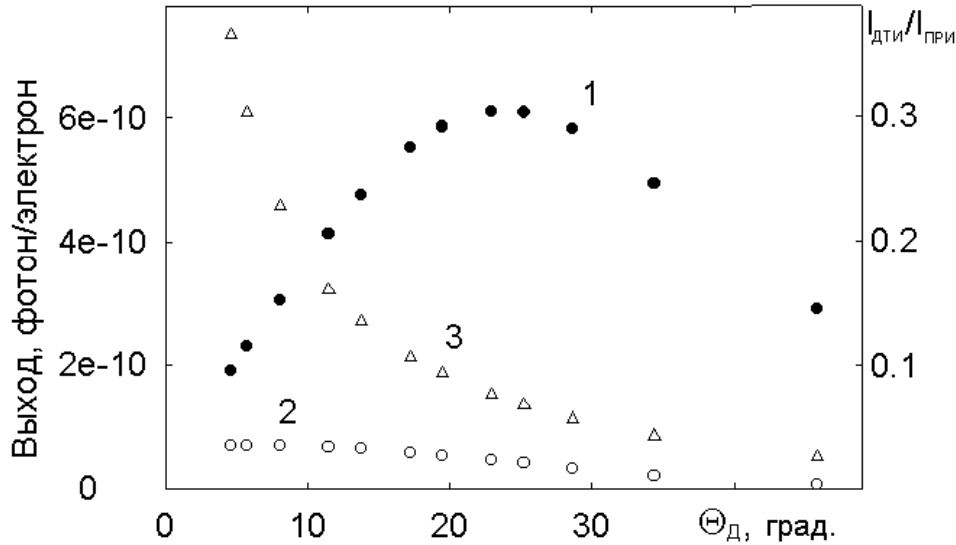


Рис. 8. Зависимости выхода излучения мм от угла наблюдения:

Кремний. Отражение (220); $T = 0,3$ мм; $E_0 = 45$ МэВ; $\vartheta_C = 0,33$ мрад. Кривые: 1 - выход ПРИ; 2 - выход ДТИ; 3 - $I_{ДТИ}/I_{ПРИ}$.

С увеличением энергии фотонов и порядка отражения длина первичной экстинкции возрастает, поэтому соотношение выходов ПРИ и ДТИ может оказаться несколько иным, чем предсказывает использованная нами модель, предполагающая соотношение $T \gg l_{ex}$ выполненным. Однако можно утверждать, что отмеченные нами закономерности сохраняются, тем более, что для условий эксперимента, описанного в предыдущем разделе, где было получено удовлетворительное согласие результатов измерений с расчётом, это условие не выполняется. Длина экстинкции сопоставима с длиной поглощения, на которой генерируется регистрируемое излучение. Изменение соотношения выхода ПРИ и ДТИ в пользу последнего с ростом толщины кристалла [24] возможно только при условии $T \leq l_{ex}$ или для мозаичных кристаллов, где интенсивность дифрагированного излучения ограничивается эффектом переотражения и поглощением излучения в веществе мишени, и можно ожидать почти квадратичного увеличения выхода не коллимированного ДТИ с ростом толщины мишени до тех пор, пока длина поглощения и толщина мишени не станут сопоставимыми [36].

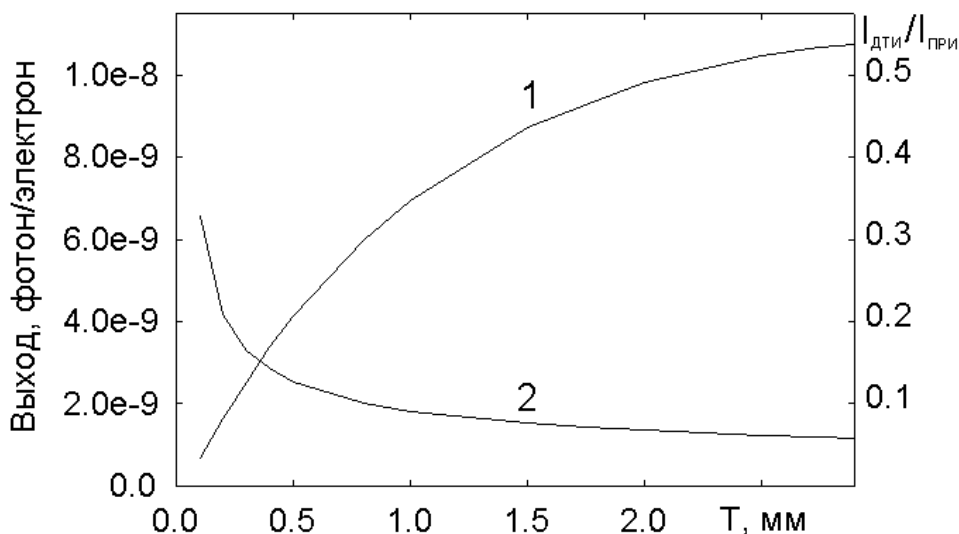


Рис. 9. Зависимости выхода излучения от толщины мишени из кремния:

Отражение (220); $E_0 = 45$ МэВ; $\Theta_D = 11,23^\circ$. $\vartheta_C = 1,7$ мрад. Кривые: 1 - выход ПРИ; 2 - $I_{ДТИ}/I_{ПРИ}$.

Для совершенных кристаллов при выполнении условия $T \gg l_{ex}$ наблюдается обратная тенденция - уменьшение относительного вклада ДТИ в выход излучения с ростом толщины кристалла. На рис. 9 приведены зависимость выхода ПРИ от толщины кристалла кремния для отражения (220), энергии электронов $E_0=45$ МэВ и угла расположения детектора $\Theta_d = 11,23^\circ$ и отношение выходов ДТИ и ПРИ, соответственно, кривые 1 и 2. Выбор кристалла и угла наблюдения обусловлен тем, что этих условий энергия фотонов первого разрешённого порядка отражения $\omega \approx 33$ кэВ. Фотоны с такими энергиями могут быть использованы для цифровой ангиографии по краю полосы фотопоглощения йода [50]. Как видно из рисунка, с уменьшением толщины кристалла отношение выходов ДТИ и ПРИ, рассчитанное в рамках использованного приближения, растёт. Ясно, что этот рост должен прекратиться при нарушении условий применимости модели ($T \gg l_{ex}$), то есть, отношение выходов ДТИ и ПРИ должно иметь вид кривой с максимумом в районе нескольких длин экстинкции.

Уменьшение относительного вклада ДТИ с ростом толщины кристалла обусловлено различием спектрально-угловых распределений виртуальных и реальных фотонов. Угловое распределение виртуальных фотонов, отражение которых на плоскостях кристалла приводит к эффекту параметрического рентгеновского излучения, шире, чем угловое распределение тормозного излучения, поэтому уширение углового распределения электронов с ростом толщины кристалла слабее сказывается на выходе ПРИ, чем на выходе ДТИ. Форма спектра ДТИ при этом изменяется очень слабо, поскольку она определяется только углом коллимации и поглощением излучения в мишени, а в спектре ПРИ увеличивается доля низкоэнергетичных фотонов.

В уже цитированной работе [13] был сделан вывод о малости вклада ДТИ в наблюдаемые спектры параметрического рентгеновского излучения при отсутствии проявления эффекта подавления тормозного излучения Ландау-Померанчука-Мигдала. С нашей точки зрения кажущееся противоречие с нашими результатами обусловлено тем, что в [13] анализировалась ситуация, когда длина формирования тормозного излучения (длина когерентности) l_{coh} и длина первичной экстинкции сопоставимы. Следовательно, процессы излучения и дифракции нельзя рассматривать независимо. В исследуемой нами области энергий электронов и фотонов выполняется противоположное условие $l_{coh} \sim \gamma^2 \lambda \ll l_{ex}$, поэтому процессы излучения и дифракции практически независимы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Результат проведённых исследований кратко может быть сформулирован следующим образом:

- 1) Предложена и реализована простая модель для расчета выхода дифрагированного тормозного излучения из кристаллов с толщиной много больше длины первичной экстинкции.
- 2) Экспериментально доказана значимость эффекта дифракции тормозного излучения в формировании выхода излучения в направлении прямо-вперёд и подтверждена развитая методика расчёта выхода ДТИ из совершенных кристаллов.
- 3) Вклад дифракции реальных фотонов в измеряемый спектр ПРИ из совершенных кристаллов так же, как и при использовании мозаичных кристаллов, не является пренебрежимо малым. Для условия $\omega \ll \gamma\omega_p$ это дифрагированное переходное излучение, а для условия $\omega \geq \gamma\omega_p$ это дифрагированное тормозное излучение. В зависимости от условий измерений вклады ДТИ и параметрического рентгеновского излучения могут быть сопоставимы.
- 4) Для малых толщин кристаллов вклад ДТИ проявляется в "заплывании" минимума в ориентационной зависимости выхода излучения или угловом распределении, а в кристаллах большой толщины приводит к некоторому увеличению интенсивности и сужению углового распределения излучения. При выполнении условия $T \gg l_{ex}$ с увеличением толщины кристалла относительный вклад ДТИ в спектр регистрируемого излучения уменьшается. С увеличением порядка отражения относительный вклад ДТИ возрастает.
- 5) При использовании детекторов с разрешением $\Delta\omega \geq 150-200$ эВ зависимость энергии пиков результирующего излучения (ПРИ+ДТИ) будет всегда совпадать с предсказаниями теории ПРИ. Зависимости, полученные в работах [15, 16], не являются доказательством отсутствия вклада ДТИ в спектр регистрируемого излучения.

Авторы выражают благодарность участникам эксперимента [19] за помощь при проведении измерений. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648), программ "Развитие научного потенциала высшей школы", подпрограмма 3, раздел 3.1, РНП.2.1.1.3263 и программы внутренних грантов БелГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Дифракционные явления в процессах спонтанного и коллективного излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах //Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. - М.: ВИНТИ. - 1991. - Т.4. - С.129-225.
2. Потылицын А.П. Параметрическое рентгеновское излучение - обнаружение, исследования, возможности применения //Изв. ВУЗов "Физика". - 1998. - Т.41.- Вып.4. - С.26-31.
3. Лобко А.С. Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения. - Мн.: БГУ, 2006. - 201с.
4. Гарибян Г.М., Ян Ши Квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле //ЖЭТФ. - 1971. - Т.61. - Вып.9. - С.930-943.
5. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О переходном излучении гамма-квантов в кристалле //ЖЭТФ. - 1971. -Т.61.- Вып.9. - С.944-948.
6. Лапко В.П., Насонов Н.Н. О параметрическом механизме излучения быстрых заряженных частиц в конденсированной среде //ЖТФ. - 1990. - Т.60. - Вып.1. - С.160-162.
7. Nitta H. Theoretical notes on parametric X-ray radiation //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.-1996.- V.115. - P.401-404.
8. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. - Ереван: Изд. АН АРМ ССР - 1969. - 459с.
9. Brenzinger K.-H., Herberg C., Limburg V. et al. Investigation of the production mechanism of parametric X-ray radiation //Z. Phys. A. - 1997. - V. 358 - P.107-114.
10. 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 Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. - М.: Изд. МГУ, 1997. - С.72.
11. 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.
12. Адищев Ю.Н., Апанасевич А.П., Афанасенко В.П. и др. Экспериментальное исследование параметрического рентгеновского излучения кристаллов кремния, кварца и алмаза //Материалы XVIII Всесоюзн. совещ. по физике взаимод. заряд. частиц с кристаллами. - М.: Изд. Моск. ун-та, 1989. - С.99-101.
13. Nasonov N.N., Pokhil G.P., Zhukova P.N. Peculiarities in the spectrum of coherent emission from relativistic electrons crossing a thin aligned crystal // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. - 2005. - V.227. - P.121-136.
14. Avakyan R.O., Avetisyan A.E., Potylitsin A.P. et al. Quasi-Cerenkov radiation from 4.5 - GeV electrons in diamond (experimental) // JETP Lett. - 1987. - V.45, №6. - P.396-399.
15. Shchagin A. V., Pristupa V. I., Khizhnyak N. A. A fine structure of parametric X-ray radiation from relativistic electrons in a crystal //Phys. Lett. A. - 1990. - V.148. - P.485-488.
16. 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. -V.227.- P.22-31.
17. Верзилов В.А., Калинин Б.Н., Потылицын А.П. Сравнение интенсивностей дифракции тормозных фотонов и параметрического рентгеновского излучения //Материалы XXII Межнац. совещ. по физике взаимод. заряд. Частиц с кристаллами. - М.: Изд. Моск. ун-та, - 1993. - С.79-81.
18. D. Pugachov, J. They, D. Buschhorn, R. Kotthaus, V.L. Morokhovskii, H. Genz, A. Richter, A. Ushakov Polarimetry of coherent polarization radiation // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. - 2003. - V.201.- P.55-66.
19. 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. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистских электронов, движущихся в кристалле вольфрама //Письма в ЖЭТФ. - 2004. - Т.80. - Вып.6. - С.446-451.
20. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Падалко Д.В., Потылицын А.П. Параметрическое рентгеновское излучение электронов в мозаичных кристаллах //Известия ВУЗов "Физика". - 2001. - Т.44, №3. - С.53-65.
21. 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. - V.201. - P.276-291.
22. Bertschy M., Crittin M., Jolie J., Warr N., Mondelaers W. (1995) First results of the tunable monochromatic gamma-ray source at the Ghent 15 MeV linac //Nuclear Instruments and Methods B. - 1995. - V.99. - P.286-288.
23. Adishev Yu.N., Zabaev V.N., Potylitsyn A.P., U.S. Salikhaev, A.N. Safarov, B.A. Skripnik, Y.Y. Stepnov, I. Khakberdiev The quasimonochromatic X-ray radiation source on the basis of the electron beam of the microtrone //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. - 2003. - V.201.- P.300-306.
24. Адищев Ю.Н., Забаев В.Н., Кузнецов С.И., Потылицын А.П., Разин С.В., Углов С.Р. Монохроматизация тормозного излучения электронов с энергией 5,7 МэВ в тонкой аморфной мишени //Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2005. - №3. - С.99-101.
25. Brenzinger K.-H., Limburg V., Backe H., Dambach S., Euteneuer H., Hagenbuck F., Herberg C., Kaiser K.H., Ketting O., Kube G. et al. How narrow is the linewidth of parametric X-ray radiation //Phys. Rev. Lett. - 1997. - V.79.- №13. - P.2462-2465.
26. Nitta H. Kinematical theory of parametric X-ray radiation. //Phys. Lett. A. -1991.- V.158 - P.270-274.
27. Cromer D.T. and Waber J.T. Scattering factors computed from relativistic Dirac-Slater wave functions //Acta Cryst. - 1965.- V.18. - P.104-109.
28. Potylitsin A. Influence of Beam Divergence and Crystal Mosaic Structure Upon Parametric X-Ray Radiation Characteristics //arXiv:cond-mat/9802279 - V.1 - 1998.
29. Ikeda T., Matsuda Y., Nitta H. and Ohtsuki Y.H. Parametric X-ray radiation by relativistic channeled particles // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. - 1996. - V.115. - P.380-383.

30. Chouffani K., Andreyashkin M.Yu., Endo I., Masuda J., Takahashi T., Takashima Y. Parametric X-radiation and diffracted transition radiation at REFER electron ring // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2001. – V.173. – P.241-252.
31. В.А. Базылев, Н.К. Жеваго Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. - Москва: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 272с.
32. Anthony P.L., Becker-Srendy R., Bosted P.E., Cavalli-Sforza M., Keller L.P., Kelley L.A., Klein S.R., Niemi G., Perl M.L., Rochester L.S., White J.L. Measurement of dielectric suppression of bremsstrahlung //Phys. Rev. Lett. – 1996. – V.76, №19. – P.3350-3353.
33. Клейнер В.П., Насонов Н.Н., Шляхов Н.А. Поляризационное тормозное излучение быстрого заряда в конденсированной среде //УФЖ. – 1992. - Т.57, №1. - С.48-62.
34. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. - М.: Изд. Иностран. Лит., 1950. - 464с.
35. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. - М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. - 392с.
36. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Кирьяков А.А., Науменко Г.А., Падалко Д.В., Потылицын А.П., Мягкая компонента излучения каналированных электронов в кристалле кремния //Известия ВУЗов "Физика". – 2001. – Т.44, №3. - С.53-65.
37. Адищев Ю.Н., Воробьев С.А., Забаев В.Н. и др. Экспериментальное исследование гамма-излучения электронов при каналировании в кристалле алмаза// Ядерная Физика. - 1982. - №1. - С.108-116.
38. Калинин Б.Н., Коновалова Е.И., Плешков Г.А., Потылицын А.П., Тарасов В.М., Томчаков В.К., Хакбердыев И., Автоматизированная система ориентирования монокристаллических мишеней в электронном ускорителе //Приборы и техника эксперимента. – 1985. - №3. - С.31-35.
39. Kalinin B.N., Naumenko G.A., Padalko D.V., Potylitsyn A.P., Vnukov I.E. Experimental search of parametric X-ray radiation at a small angle near the velocity direction of relativistic electrons in a silicon crystal //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2001. – V.173.- P.253-261.
40. Kubankin A., Nasonov N., Sergienko V., Vnukov I. An investigation of the parametric X-rays along the velocity of emitting particle // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2003. - V.201.– P.97-113.
41. Бдикин И.К., Божко С.И., Семенов В.Н., Смирнова И.А., Глебовский В.Г., Ермолов С.Н., Шехтман В.Ш. Наблюдение аномального прохождения рентгеновских лучей в монокристаллах вольфрама //Письма ЖТФ. - 1999. - Т.25, №23. - С.16-20.
42. Backe H., Lauth W., Sharafutdinov A.F., Kunz P., Tabrizi M., Weber T., Gogolev A.S., and Potylitsyn A.P. Observation of forward diffracted parametric X radiation from a single crystals at ultrarelativistic electron energy //Channeling 2006 2 International conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena. Book of Abstracts - P.36.
43. Likhachev V., Nasonov N., Tulinov A., Zhukova P. On the parametric X-rays along the velocity of an emitting particle // Вестник Воронежского государственного университета. - 2005.- №2.- С.89-103.
44. Shchagin A.V., Khizhnyak N.A. Differential properties of parametric X-ray radiation from a thin crystal. //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 1996. –V.119.- P.115-122.
45. Blazhevich S.V., Bocek G.L., Gavrikov V.B., Kulibaba V.I., Maslov N.I., Nasonov N.N., Pyrogov B.H., Safronov A.G., Tolgovkin A.V. First observation of interference between parametric X-ray and coherent bremsstrahlung //Phys. Lett. A. – 1994. – V.195. - P.210-212.
46. Adejishvili D.I., Gavrikov V.B., Romanov On the absolute intensity of parametric X-radiation //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 1999. – V.152.- P.406-408.
47. Akimoto T., Tamura M., Ikeda J., Aoki Y., Fujita F., Sato K., Honma A., Sawamura T., Narita M., Imai K. Generation and use of parametric X-rays with an electron linear accelerator // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 2001.- V.459.– P.78-86.
48. Балдин А.Н., Внуков Е.Е., Нечаенко Д.А., Шатохин Р.А. Влияние мозаичности кристаллов на наблюдаемые характеристики параметрического рентгеновского излучения //Тезисы докладов IV конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. Харьков: ННЦ "Харьковский физико-технический институт" 27 февраля-3 марта 2006 г. - С.88.
49. Amosov C.Yu., Kalinin B.N., Kustov D.V., et al. Characteristics of parametric X-ray radiation near threshold //Proceedings of RREPS-93, Tomsk, 1993. - P.53-61.
50. Freudenberger J., Hell E., Knupher W. Perspectives of medical X-ray imaging // Nucl. Instr. and Meth. A. - 2001. - V.466. - P. 99-104.

RELATION CONTRIBUTION OF DIFFRACTED BREMSSTRAHLUNG AND PARAMETRIC X-RAY RADIATION IN PERFECT CRYSTALS

D.A. Baklanov, A.N. Baldin, I.E. Vnukov, D.A. Nechaenko, R.A. Shatokhin

Laboratory of Radiation Physics, Belgorod State University,

14 Studencheskaya str., 308007 Belgorod, Russia

e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

A simple model for calculating of diffracted bremsstrahlung (DB) from perfect crystals thickness of by far greater than extinction length is suggested and realized. The model was experimentally confirmed in measurements of bremsstrahlung yield in forward direction. It is shown that in the dependence of experimental condition the DB and parametric X-ray radiation (PXR) contributions may be comparable. The DB contribution is essential for $\Theta \approx \Theta_D / 2$ only, where Θ and Θ_D are the plane orientation angle and the detector position one, where the DB and PXR photons energy dependencies are practically the same. Therefore for detector energy resolution $\Delta\omega > 150$ eV measured dependence of radiation peak energy from the crystal orientation angle will be coincide with prediction of the PXR theory as was observed experimentally.

KEY WORDS: parametric X-ray radiation, electron, crystal, radiation yield, diffracted bremsstrahlung, diffraction