

На правах рукописи



Федосеев Андрей Эдуардович

**ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ЭФФЕКТЫ
ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ В КОГЕРЕНТНОМ РЕНТГЕНОВСКОМ
ИЗЛУЧЕНИИ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В
МОНОКРИСТАЛЛАХ**

Специальность 1.3.8. Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Белгород 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Белгородский государственный национальный исследовательский университет»

Научный руководитель: **Носков Антон Валерьевич**, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой теоретической и экспериментальной физики, ФГАУ ВО Белгородский государственный научно-исследовательский университет.

Официальные оппоненты: **Малышевский Вячеслав Сергеевич**, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой общей физики, Федерального государственного автономного учреждения высшего образования «Южный федеральный университет»;

Каплин Валерий Викторович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Научно-производственной лаборатории «Бетатронная томография крупногабаритных объектов» Инженерной школы Неразрушающего контроля и безопасности Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет».

Защита состоится «05» декабря 2023 г. в 16:00 на заседании диссертационного совета БелГУ.21.01 на базе ФГАОУ ВО «Белгородский государственный национальный исследовательский университет» по адресу: 308015, г. Белгород, ул. Победы, 85, корпус 17, аудитория 3-33.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Белгородский государственный национальный исследовательский университет» и на сайте организации <https://www.bsuedu.ru>.

Автореферат разослан «___» _____ 2023 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



Тихонова Марина Сергеевна

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования определяется:

– необходимостью поиска возможности повышения интенсивности параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) и дифрагированного переходного излучения (ДПИ) в монокристаллической пластине за счет проявления эффектов динамической дифракции, что очень востребовано в прикладных исследованиях, так как пучки фотонов, полученные на этих механизмах излучения, являются поляризованными, квазимонохроматическими, перестраиваемыми по частоте, узконаправленными и могут быть использованы для создания альтернативных компактных источников рентгеновского излучения с небольшой энергией электронов.

– важностью учета многократного рассеяния (МР) излучающих релятивистских электронов в монокристаллической пластине для анализа и интерпретации экспериментов по исследованию спектрально-угловых свойств ПРИ и ДПИ и идентификации эффектов динамической дифракции.

Поэтому исследование влияния многократного рассеяния на возможность и степень проявления динамических эффектов при взаимодействии пучков с веществом является актуальной задачей.

Степень разработанности темы.

Теория когерентного рентгеновского излучения в монокристаллах в рамках динамической теории дифракции рассматривалась в случае симметричного отражения в работах [1, 2]. КРИ релятивистского электрона в случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени в геометрии рассеяния Лауэ в монокристалле и периодической слоистой среде было исследовано в работах [3, 4]. В работе [3] был предсказан динамический эффект изменения ширины спектра ПРИ релятивистского электрона, пересекающего монокристаллическую пластину при изменении асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени. В настоящей диссертационной работе исследуется влияние МР на проявления этого динамического эффекта.

Ярким эффектом динамической дифракции является ДПИ релятивистского электрона пересекающего монокристаллическую пластину. Так как ДПИ исследовалось ранее при больших энергиях электрона, когда длина когерентности переходного излучения в среде пренебрежимо мала по сравнению с длиной когерентности в вакууме, то влияние МР электронов в среде на спектрально-угловые характеристики ДПИ считалось пренебрежимо малым. В работах [5, 6] рассматривалось влияние многократного рассеяния на ПИ от одной границы раздела двух сред. В работе [6] описан эффект увеличения интенсивности ПИ при многократном рассеянии заряженной частицы. В рентгеновском диапазоне частот экспериментально может быть обнаружено и исследовано ДПИ от одной границы мишени, в отличие от ПИ, которое можно наблюдать только от двух границ, т. е. в условиях значительного влияния на спектрально-угловую плотность излучения

интерференции волн ПИ от разных границ и фотопоглощения волн материалом мишени. При этом ПИ имеет еще и очень широкий спектр, что значительно снижает возможности исследования влияния многократного рассеяния релятивистских электронов на спектрально-угловую плотность ПИ. ДПИ имеет очень узкий частотный диапазон, является, по сути, переходным излучением только от одной границы, поэтому, представляет собой важный и удобный объект для исследования влияния многократного рассеяния излучающих релятивистских электронов на угловую плотность ПИ. В настоящей диссертационной работе исследуется влияние МР на спектрально-угловые характеристики ДПИ.

Еще одним важным эффектом динамической дифракции рентгеновских волн в монокристалле является ПРИВ. ПРИВ было впервые подтверждено экспериментально в работах [7, 8]. Необходимо отметить, что ПРИВ сопровождается в эксперименте фоном переходного излучения, поэтому экспериментальная идентификация и исследование ПРИВ является очень затруднительной задачей. Помимо фона переходного излучения может быть существенной также интерференция механизмов излучения ПРИВ и ПИ, что может привести к дополнительным пикам в суммарной спектральной плотности когерентного рентгеновского излучения, что в свою очередь затруднит идентификацию пика ПРИВ, а также исследование свойств этого механизма излучения. Таким образом, является актуальным поиск динамических эффектов, усиливающих спектрально-угловую плотность ПРИВ. Спектрально-угловые характеристики ПРИВ, ПИ и их интерференция могут существенно зависеть от асимметрии отражения, расходимости электронного пучка и многократного рассеяния излучающих электронов в монокристалле. Теория ПРИВ релятивистского электрона, пересекающего пластину из монокристалла в геометрии рассеяния Брэгга в случае асимметричного отражения, была разработана в работе [9]. В настоящей диссертационной работе исследуется ПРИВ релятивистского электрона в геометрии рассеяния Лауэ в зависимости от асимметрии отражения и многократного рассеяния электронов в монокристалле.

Цель работы. Исследование влияния многократного рассеяния на эффекты динамической дифракции в когерентном рентгеновском излучении пучков релятивистских электронов в монокристаллах.

Задачи работы. Для достижения поставленной цели требовалось решить следующие задачи:

1. Получить и исследовать формулы для описания спектрально-угловой и угловой плотностей фотонов ПРИ без учета и с учетом многократного рассеяния на атомах монокристалла релятивистских электронов. Проанализировать влияние многократного рассеяния излучающих электронов на угловое распределение фотонов ДПИ.

2. Получить и исследовать формулы, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности фотонов ДПИ с учетом многократного рассеяния и без учета

многократного рассеяния электронов атомами монокристаллического вещества. Исследовать зависимости спектрально-угловой и угловой плотностей фотонов ДПИ от многократного рассеяния пучка релятивистских электронов.

3. Получить и исследовать формулы, описывающие спектрально-угловые плотности фотонов ПРИВ, генерируемые пучком релятивистских электронов, переходного излучения и их интерференционное слагаемое. Исследовать влияние угловой расходимости электронного пучка, асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени и многократного рассеяния электронов атомами вещества на спектрально-угловые распределения фотонов излучений.

Научная новизна полученных результатов.

1. Выявлено, что при многократном рассеянии электронов в монокристалле влияние асимметрии отражения на ширину спектрального пика ПРИ значительно. Полученные формулы показывают, что эффект изменения спектральной ширины за счет изменения асимметрии отражения будет более проявляющимся при уменьшении энергии релятивистских электронов.

2. Полученные выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности ДПИ, учитывающие многократное рассеяние излучающих электронов, показывают значительный рост спектрально-угловой и угловой плотностей фотонов ДПИ под влиянием многократного рассеяния излучающих релятивистских электронов на атомах монокристаллической мишени при небольших энергиях электрона (для монокристалла углерода $\gamma=100$). Продемонстрировано уменьшение проявления эффекта при увеличении энергии электронов, с дальнейшим увеличением энергии эффект пропадает.

3. Полученные формулы, описывающие спектрально-угловую плотность фотонов ПРИВ, ПИ и их интерференции, показывают их зависимость от параметра асимметрии отражения. Уменьшение параметра асимметрии отражения приводит к увеличению амплитуды спектра ПРИВ. Интерференция ПРИВ и ПИ может носить как конструктивный, так и деструктивный характер. Показано, что при увеличении угловой расходимости электронного пучка значительно уменьшается воздействие многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность фотонов ПРИВ.

Теоретическая и практическая значимость работы.

Определенные формулами возможные условия проявления эффектов динамической дифракции в рентгеновском излучении при многократном рассеянии релятивистских электронов атомами вещества могут быть в дальнейшем использованы для постановки новых экспериментальных исследований по изучению и исследованию параметрического рентгеновского излучения, дифрагированного переходного излучения и их интерференции, а также для интерпретации экспериментальных результатов по наблюдению динамических эффектов в излучении. Показана возможность проявления эффекта изменения ширины спектра ПРИ при изменении асимметрии отражения поля

электрона относительно поверхности мишени при многократном рассеянии электронов атомами мишени. Предсказан и доказан эффект, заключающийся в значительном росте спектрально-угловой и угловой плотностей ДПИ под влиянием многократного рассеяния излучающих электронов на атомах монокристалла. Доказана значительная зависимость спектрально-угловых плотностей ПРИВ, ПИ пучка релятивистских электронов и их интерференции от асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени.

Полученные результаты можно использовать для разработки и увеличения интенсивности компактных квазимонохроматических источников рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны при небольших энергиях излучающих релятивистских электронов в монокристалле. Показана, что интенсивность излучения может расти за счет проявления эффектов динамической дифракции в КРИ.

Методология и методы исследования. Описание процесса параметрического рентгеновского излучения в монокристаллической пластине заключается в предположении рассеяния псевдо-фотонов кулоновского поля релятивистского электрона на атомных плоскостях монокристалла по аналогии с рассеянием свободных рентгеновских волн. Процесс генерации ДПИ в монокристаллической пластине описывается как процесс динамической дифракции волн ПИ, образованных на входной поверхности мишени. Используются хорошо известные методы теоретической физики, в частности методы Фурье-преобразования дифференциальных уравнений, методы двухволнового приближения динамической теории рассеяния рентгеновских волн в монокристалле.

Положения, выносимые на защиту.

1. Существует возможность проявления эффекта изменения ширины спектра ПРИ при изменении асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени при многократном рассеянии электронов атомами мишени. При учете многократного рассеяния релятивистских электронов атомами среды влияние асимметрии отражения на ширину спектрального пика ПРИ достаточно значительно. Эффект изменения спектральной ширины за счет изменения асимметрии отражения будет более проявляющимся при уменьшении энергии релятивистских электронов.

2. Выявлен эффект, заключающийся в значительном росте спектрально-угловой и угловой плотностей ДПИ под влиянием многократного рассеяния излучающих электронов на атомах монокристалла. При небольших энергиях релятивистских электронов (для монокристалла углерода $\gamma=100$) многократное рассеяние может существенно увеличить спектрально-угловую и угловую плотности ДПИ. Показано, что при увеличении энергии электронов данный эффект становится менее значительным и с дальнейшим увеличением энергии пропадает. Данный эффект связан с уменьшением длины когерентности ПИ в монокристалле при увеличении многократного рассеяния.

3. Существует значительная зависимость спектрально-угловых плотностей ПРИВ, ПИ пучка релятивистских электронов пересекающих монокристаллическую пластинку и их интерференции от асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени. Уменьшение параметра асимметрии приводит к увеличению амплитуды спектра ПРИВ. При увеличении начального угла расходимости электронного пучка влияние многократного рассеяния релятивистских электронов на спектрально-угловую плотность фотонов параметрического рентгеновского излучения вперед уменьшается.

Степень достоверности и апробация результатов. В настоящем диссертационном исследовании использовались хорошо апробированные методы электродинамики и теоретической физики. В частности, при решении задач используется система уравнений Максвелла и методы Фурье-преобразований.

Применялись хорошо известные в теоретической физике методы учета многократного рассеяния электрона атомами мишени в виде выражения среднего квадрата угла многократного рассеяния электронов в среде. Выполнены предельные переходы к формулам, полученные ранее другими авторами.

Результаты, представленные в исследовании, докладывались на 50-й и 51-й Международных Тулиновских конференциях по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, МГУ, 2021, 2022).

Публикации. По теме исследования реализовано 4 печатные работы, в числе которых две статьи в рецензируемом журнале из перечня изданий ВАК (Scopus, Web of Science), 1 работа – в журналах, индексируемых в международной наукометрической базе Scopus и 1 работа, опубликованная в других изданиях.

Личный вклад автора. Соискатель непосредственно участвовал в постановке задач, решаемых в диссертационном исследовании, в получении формул и реализации по ним численных расчетов по всей теме диссертации, интерпретации полученных результатов и в написании текстов публикаций. Автором сформулированы основные результаты диссертационной работы и написан текст диссертации. Апробация результатов, полученных соискателем, подтверждается статьями и тезисами докладов конференций.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения. Объем диссертации составляет 120 страниц, включая 43 рисунка и список литературы из 101 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Первая глава диссертационной работы посвящена исследованию в рамках динамической теории дифракции параметрического рентгеновского излучения, генерируемого пучком релятивистских электронов в монокристаллической пластине в геометрии Брэгга в общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени.

Рассматривается пучок релятивистских электронов, пересекающих монокристалл в геометрии рассеяния Брэгга (рисунок 1).

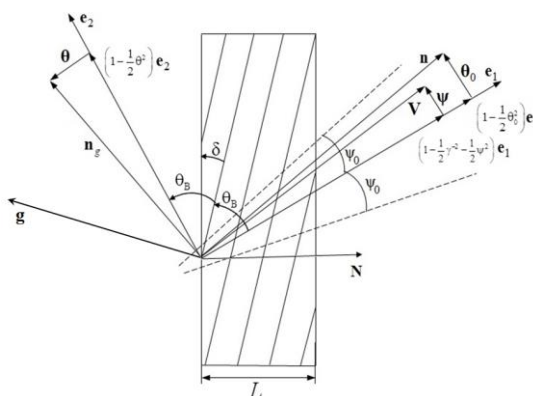


Рисунок 1 – Геометрия рассеяния излучения

Введены угловые переменные ψ , θ и θ_0 в соответствии с определением скорости выделенного в пучке релятивистского электрона V и единичных векторов: \mathbf{n} – в направлении импульса фотона, излученного вблизи направления вектора скорости электрона, и \mathbf{n}_g – в направлении рассеяния Брэгга:

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2} - \frac{1}{2}\psi^2\right)\mathbf{e}_1 + \psi, \quad \mathbf{e}_1\psi = 0, \\ \mathbf{n} &= \left(1 - \frac{1}{2}\theta_0^2\right)\mathbf{e}_1 + \theta_0, \quad \mathbf{e}_1\theta_0 = 0, \quad \mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 = \cos 2\theta_B, \\ \mathbf{n}_g &= \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)\mathbf{e}_2 + \theta, \quad \mathbf{e}_2\theta = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где θ – угол излучения, отсчитываемый от оси детектора излучения \mathbf{e}_2 , ψ – угол отклонения рассматриваемого электрона в пучке, отсчитываемый от оси электронного пучка \mathbf{e}_1 , θ_0 – угол между направлением распространения падающего псевдо-фотона или реального фотона с осью электронного пучка \mathbf{e}_1 , $\gamma = 1/\sqrt{1-V^2}$ – Лоренц-фактор электрона. Угловые переменные рассматривают в виде суммы составляющих, параллельных и перпендикулярных плоскости рисунка: $\theta = \theta_{\parallel} + \theta_{\perp}$, $\theta_0 = \theta_{0\parallel} + \theta_{0\perp}$, $\psi = \psi_{\parallel} + \psi_{\perp}$. ψ_0 – начальная угловая расходимость пучка РЭ. Угол Брэгга θ_B – угол между \mathbf{e}_1 и системой отражающих параллельных атомных плоскостей монокристалла, на которых формируется излучение.

В процессе излучения релятивистских электронов в среде они испытывают

многократное рассеяние атомами среды. Так как обычно угловое распределение электронов в пучке является распределением Гаусса, то усреднение спектрально-углового и углового распределения фотонов параметрического рентгеновского излучения проведено по функции:

$$f(\psi, t) = \frac{1}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} \exp\left(-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}\right), \quad (2)$$

где ψ_0 – начальная угловая расходимость электронов в пучке. Средний квадрат угла многократного рассеяния электрона на единице длины имеет вид:

$$\psi_s^2 = \frac{E_s^2}{m^2 \gamma^2} \frac{1}{L_R} \left(1 + 0.038 \ln\left(\frac{t}{L_R}\right)\right)^2,$$

где t – длина пройденного пути в монокристалле, $E_s \approx 21 \text{ МэВ}$.

Получены выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности ПРИ с учетом многократного рассеяния электронов на длине пути $L_e = L/\sin(\theta_B + \delta)$ в монокристаллической пластинке:

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\text{ПРИ}}^{(s)} \frac{\Omega^{(s)2}(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})}{(\Delta(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel}) - \chi_0')^2} \frac{\exp\left(-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}\right)}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} dt, \quad (3)$$

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} \frac{\exp\left(-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}\right)}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} dt. \quad (4)$$

Спектральная функция ПРИ имеет вид:

$$R_{\text{ПРИ}}^{(s)} = \frac{\left(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}\right)^2 \sin^2\left(\left(b^{(s)}/2\right)\left(\left(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}\right)/\varepsilon - \sigma^{(s)}\right)\right)}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2\left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \left(\left(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}\right)/\varepsilon - \sigma^{(s)}\right)^2}, \quad (5)$$

где

$$\Omega^{(1)} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel} \quad \sigma^{(s)} = \frac{1}{|\chi_g'| C^{(s)}} \left(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 - \chi_0'\right), \quad \xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1 + \varepsilon}{2v^{(s)}},$$

$$\eta^{(s)}(\omega) = \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi_g'| C^{(s)}} \left(1 - \frac{\omega(1 - \theta_{\parallel} \text{ctg} \theta_B)}{\omega_B}\right), \quad v^{(s)} = \frac{\chi_g' C^{(s)}}{\chi_0'}, \quad \varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)},$$

$$\Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel}) = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2, \quad d\Omega = d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}, \quad b^{(s)} = \frac{1}{2 \sin(\theta_B + \delta)} \frac{L}{L_{\text{ext}}}, \quad L_{\text{ext}}^{(s)} = 1/\omega |\chi_g'| C^{(s)},$$

$$C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = |\cos 2\theta_B|. \quad (6)$$

$\chi_0(\omega) = \chi_0' + i\chi_0''$ – средняя диэлектрическая восприимчивость монокристалла, $\chi_g(\omega) = \chi_g' + i\chi_g''$ – коэффициент разложения диэлектрической восприимчивости по векторам обратной решетки монокристалла \mathbf{g} : $\chi(\omega) = \chi_0(\omega) + \sum_{\mathbf{g} \neq 0} \chi_g(\omega) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}}$. При $s=1$ формулы описывают поля σ -поляризованные, при $s=2$ поля π -поляризованные.

Выражение для угловой плотности ПРИ имеет вид:

$$\frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi \sin^2 \theta_B |\chi'_g| C^{(s)}} \Omega^{(s)2} \varepsilon^2 \frac{\sigma^{(s)2} \varepsilon - 1}{(\sigma^{(s)2} \varepsilon - 1)^2 + 2\varepsilon \sigma^{(s)2}} b^{(s)}. \quad (7)$$

В случае, когда многократное рассеяние отсутствует либо не учитывается, необходимо усреднить спектрально-угловую и угловую плотности ПРИ по функции: $f(\psi, t) = (1/\pi\psi_0^2) \exp(-(\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2)/\psi_0^2)$. Это усреднение будет усреднением по всем возможным траекториям прямолинейного движения электронов пучка. Тогда формулы для спектрально-угловой и угловой плотности ПРИ принимают вид:

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle_{\text{расх}} \equiv \frac{1}{\pi\psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\text{ПРИ}}^{(s)} \frac{\Omega^{(s)2} (\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})}{(\Delta(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel}) - \chi'_0)^2} \exp\left(-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}\right) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (8)$$

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} \right\rangle_{\text{расх}} = \frac{1}{\pi\psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} \exp\left(-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}\right) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}. \quad (9)$$

С использованием полученных выражений проведены расчеты для определенных параметров пучка электронов и монокристаллической мишени. В расчетах пучок релятивистских электронов пересекает пластину из монокристалла углерода С, при этом система параллельных атомных плоскостей в монокристалле ответственная за формирование ПРИ выбирается (111). Энергия электронов в пучке $E = m\gamma$ определяется Лоренц-фактором γ , толщина мишени обозначается L (рисунок 1), угол Брэгга $\theta_B = 16,2^\circ$, частота Брэгга $\omega_B = 10,9 \text{ кэВ}$. Численные расчеты проведены для σ -поляризованных волн ($s = 1$).

Исследовано влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность ПРИ для фиксированного угла наблюдения. Показано, что в рассматриваемых условиях многократное рассеяние излучающих релятивистских электронов существенно влияет на спектрально-угловую плотность ПРИ. Многократное рассеяние приводит к уменьшению амплитуды спектра параметрического рентгеновского излучения и увеличению ширины спектра. Продемонстрировано, что при уменьшении толщины мишени также уменьшается влияние МР электронов на спектральное распределение фотонов ПРИ, что связано с уменьшением длины пути электрона в мишени.

Выявлено, что при увеличении расходимости пучка релятивистских электронов уменьшается спектральная плотность параметрического рентгеновского излучения, но происходит небольшое уширение спектра. Выявлено, что при увеличении начальной расходимости электронного пучка происходит небольшое, но уменьшение влияния МР на спектральную плотность ПРИ.

Проведено исследование влияния МР на спектрально-угловое распределение фотонов ПРИ при различных энергиях электронов, которое определяется Лоренц-фактором γ . Продемонстрировано значительное увеличение спектрально-углового распределения ПРИ при увеличении энергии релятивистских электронов. Многократное рассеяние релятивистских электронов

с увеличением их энергии влияет меньше на спектрально-угловое распределение ПРИ. При увеличении энергии релятивистских электронов происходит насыщение спектрально-углового распределения ПРИ, и многократное рассеяние все меньше оказывает влияние на ПРИ.

Исследовано влияние МР на угловое распределение фотонов параметрического рентгеновского излучения для различных энергий излучающих электронов. Продемонстрировано, что с увеличением толщины монокристаллической пластины, многократное рассеяние все больше влияет на угловую плотность ПРИ. Угловая плотность ПРИ возрастает в случае увеличения Лоренц-фактора электрона, вместе с этим на нее меньше становится влияние МР электронов.

Исследовано влияние асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени на спектрально-угловое и угловое распределение фотонов параметрического рентгеновского излучения в условиях многократного рассеяния. Асимметрия отражения поля электрона определяется параметром асимметрии, который в геометрии рассеяния Брэгга имеет вид: $\varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}$. Если

будет меняться угол между поверхностью мишени и отражающей системой атомных плоскостей монокристалла δ (рисунок 1), то параметр асимметрии отражения ε будет изменяться при определенном фиксированном угле Брэгга θ_B . Если параметр асимметрии $\varepsilon > 1$, то угол $\delta < 0$. Следует отметить, что на рисунке 1 указано положительное направления угла δ . Кривые будут построены при одном и том же пути электрона в мишени $L_c = L / \sin(\theta_B + \delta) = 53.8 \text{ мкм}$, при этом толщина мишени для разных асимметрий должна быть различной и определяться: $L = L_c \sin(\theta_B + \delta)$. Так как угол Брэгга равен $\theta_B = 16.2^\circ$, то при $\varepsilon = 1$ ($\delta = 0$) толщина мишени: $L_{\varepsilon=1} = 15 \text{ мкм}$, при $\varepsilon = 3$ ($\delta = -8.3^\circ$) толщина мишени $L_{\varepsilon=3} = 7.4 \text{ мкм}$, при $\varepsilon = 5$ ($\delta = -10.9^\circ$) толщина мишени $L_{\varepsilon=5} = 5 \text{ мкм}$.

В условиях существенного влияния многократного рассеяния показана возможность проявления эффекта изменения ширины спектрального распределения фотонов ПРИ в случае изменения асимметрии отражения. Данный эффект проявляется из-за того, что резонансное условие рефлекса ПРИ: $(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}) / \varepsilon - \sigma^{(s)} \approx 0$ (см.(5)) при увеличении параметра асимметрии отражения ε изменяется с изменением частоты излучения ω медленнее.

Выявлено, что при рассмотрении значительного многократного рассеяния электронов в монокристалле влияние асимметрии отражения на ширину спектрального пика ПРИ значительно. Показано, что многократное рассеяние существенно увеличивает ширину спектра ПРИ при увеличении параметра асимметрии ε , что демонстрируют кривые представленные на рисунках 2 и 3.

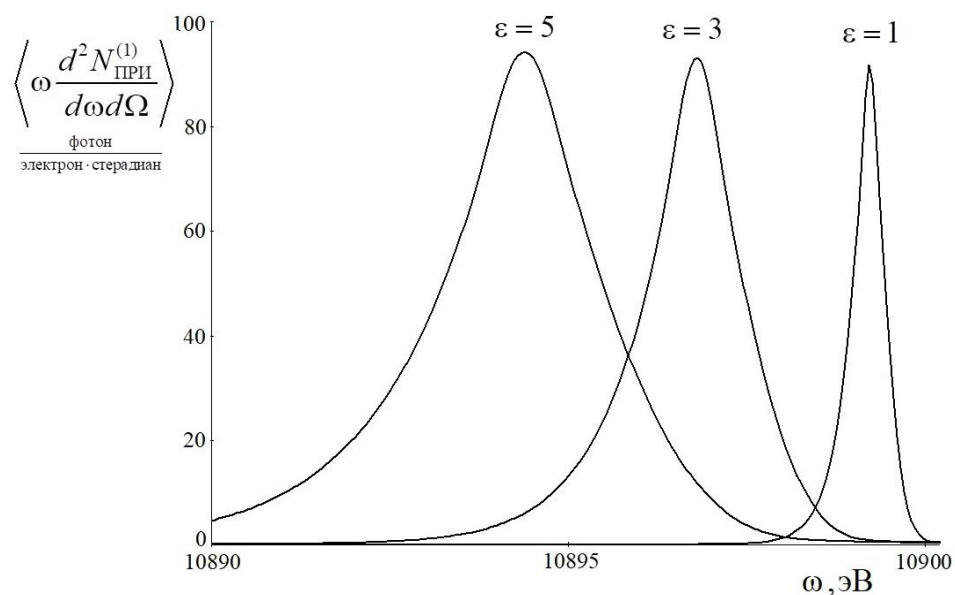


Рисунок 2 – Спектрально-угловые плотности ПРИ при различных параметрах асимметрии ε с учетом многократного рассеяния. $\gamma = 300$, $\theta_{\perp} = 4.84$ мрад, $\theta_{\square} = 0$, $\psi_0 = 0.1$ мрад

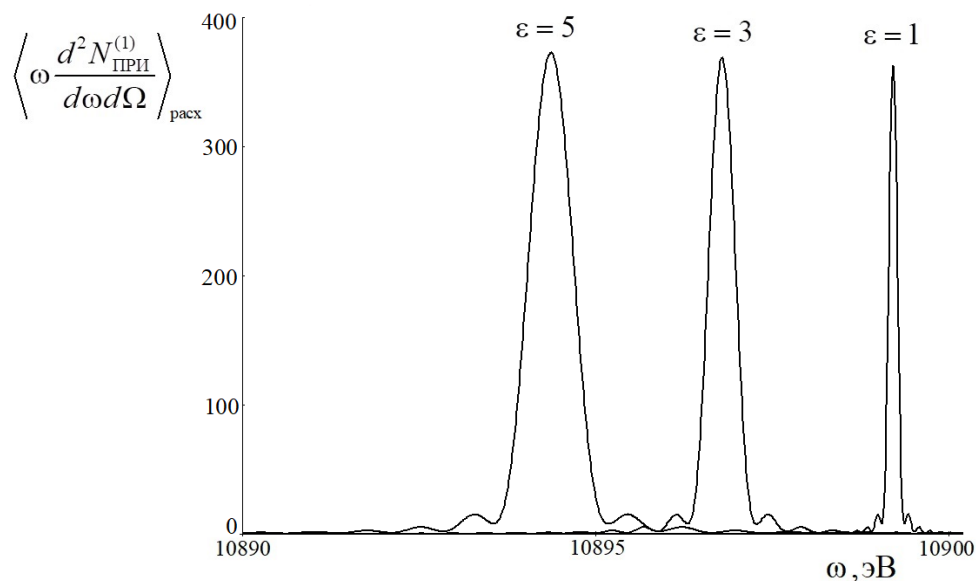


Рисунок 3 – Спектрально-угловые плотности ПРИ при различных параметрах асимметрии ε без учета многократного рассеяния. $\gamma = 300$, $\theta_{\perp} = 4.84$ мрад, $\theta_{\square} = 0$, $\psi_0 = 0.1$ мрад

Показано, что при уменьшении энергии релятивистских электронов многократное рассеяние приводит к увеличению спектральной ширины параметрического рентгеновского излучения, что делает эффект изменения спектральной ширины за счет асимметрии отражения более проявляющимся. Это демонстрируют кривые на рисунках 4 и 5.

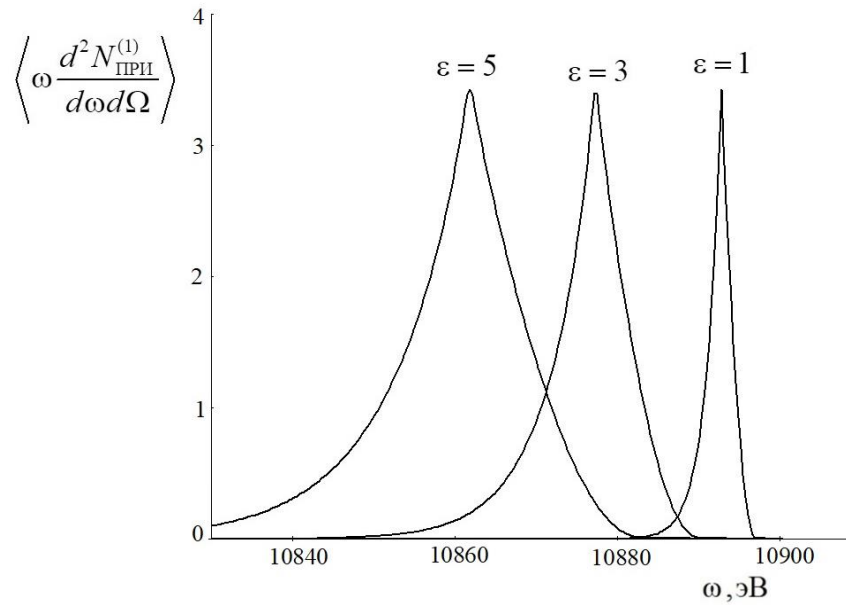


Рисунок 4 – Спектрально-угловые плотности ПРИ при различных параметрах асимметрии ε с учетом многократного рассеяния. $\gamma = 100$, $\theta_{\perp} = 11$ мрад, $\theta_{\square} = 0$, $\psi_0 = 0.1$ мрад

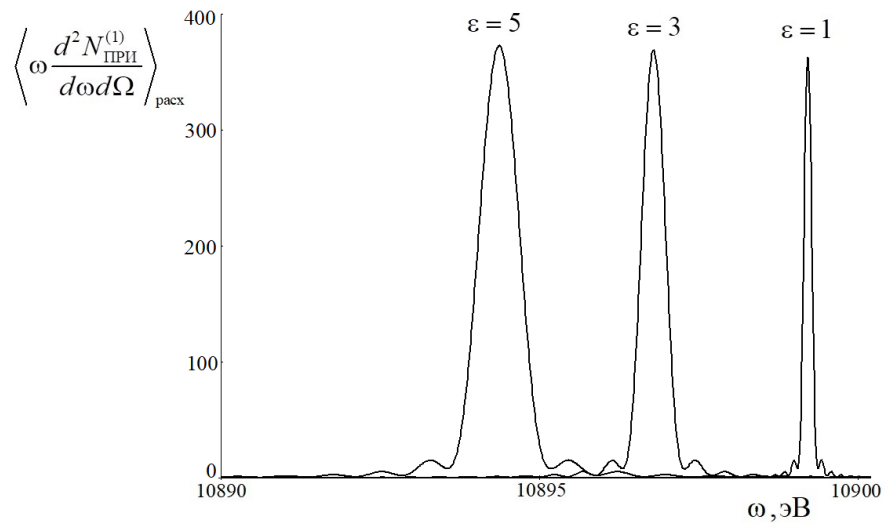


Рисунок 5 – Спектрально-угловые плотности ПРИ при различных параметрах асимметрии ε без учета многократного рассеяния. $\gamma = 100$, $\theta_{\perp} = 11$ мрад, $\theta_{\square} = 0$, $\psi_0 = 0.1$ мрад

Многократное рассеяние электронов в монокристалле не сказывается на проявление эффекта влияния асимметрии отражения на угловое распределение фотонов параметрического рентгеновского излучения. Это демонстрируют кривые на рисунке 6. При увеличении Лоренц-фактора (увеличении энергии) релятивистских электронов многократное рассеяние меньше оказывает влияние на угловую плотность ПРИ при всех рассматриваемых параметрах асимметрии.

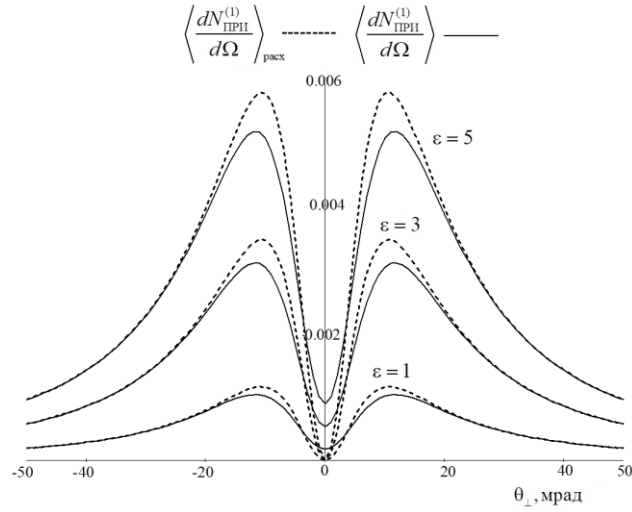


Рисунок 6 – Угловые плотности ПРИ при разных значениях параметра асимметрии ε . $\gamma = 100$, $\psi_0 = 0.1$ мрад

Вторая глава посвящена развитию теории дифрагированного переходного излучения пучка релятивистских электронов, пересекающих монокристаллическую пластину в геометрии рассеяния Брэгга, с учетом многократного рассеяния электронов. В случае асимметричной дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотность фотонов ДПИ

$$\omega \frac{d^3 N_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\omega d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \frac{e^2}{\pi^2} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel})} - \frac{\Omega^{(s)*}}{\Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel}) - \chi'_0} \right)^2 R_{\text{ДПИ}}^{(s)}, \quad (10)$$

$$R_{\text{ДПИ}}^{(s)} = \frac{\varepsilon^2}{\xi^{(s)2}(\omega) - (\xi^{(s)2}(\omega) - \varepsilon) \coth^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\varepsilon - \xi^{(s)2}(\omega)}}{\varepsilon} \right)}, \quad (10a)$$

$$\frac{d^2 N_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \frac{e^2 |\chi'_g| C^{(s)}}{\pi 2 \sin^2 \theta_B} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel})} - \frac{\Omega^{(s)*}}{\Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel}) - \chi'_0} \right)^2 \varepsilon \sqrt{\varepsilon} \operatorname{th} \left(\frac{b^{(s)}}{\sqrt{\varepsilon}} \right). \quad (11)$$

В выражениях (10) и (11) содержится отклонение направления скорости электрона V от оси пучка электронов e_1 . Это отклонение определяется углом $\psi(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$. Выражение (10a) $R_{\text{ДПИ}}^{(s)}$ является спектральной функцией, которая описывает спектр ДПИ релятивистского электрона, движущегося в пучке под углом $\psi(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$.

Рассмотрим один электрон, движущийся в составе падающего на монокристаллическую мишень пучка электронов под углом ψ относительно оси пучка e_1 . В результате многократного рассеяния на атомах мишени направление его движения по отношению к оси пучка будет изменяться как функция пройденного в мишени пути t : $\psi \rightarrow \psi + \Delta\psi(t)$

Компоненты $\Delta\psi_{\perp}, \Delta\psi_{\parallel}$ угла рассеяния $\Delta\psi$ будем описывать функцией Гаусса:

$$f(\Delta\Psi_{\perp}, \Delta\Psi_{\parallel}, t) = \frac{1}{\pi(\Psi_0^2 + \Psi_s^2 t)} \cdot e^{-\frac{\Delta\Psi_{\perp}^2 + \Delta\Psi_{\parallel}^2}{\Psi_0^2 + \Psi_s^2 t}}, \quad (12)$$

Проведем усреднение выражения (10), описывающее спектрально-угловое распределение фотонов дифрагированного переходного излучения одного электрона, движущегося вдоль оси e_1 , то есть положим $\Psi_0 = 0$ в распределении (12). В результате усреднения получим выражение, которое описывает спектрально-угловую плотность ДПИ одного электрона:

$$\left\langle \frac{d^2 N_{ДПИ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle_{\Delta\Psi} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta} - \frac{\Omega^{(s)*}}{\Delta^* - \chi_0'} \right)^2 R_{ДПИ}^{(s)} \frac{1}{\pi \Psi_s^2 t} \cdot e^{-\frac{\Delta\Psi_{\perp}^2 + \Delta\Psi_{\parallel}^2}{\Psi_s^2 t}} d\Delta\Psi_{\perp} d\Delta\Psi_{\parallel} dt. \quad (13)$$

где введено обозначение: $\Delta^*(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \Psi_{\perp} + \Delta\Psi_{\perp}, \Psi_{\parallel} + \Delta\Psi_{\parallel}) = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - (\Psi_{\perp} + \Delta\Psi_{\perp}))^2 + (\theta_{\parallel} + (\Psi_{\parallel} + \Delta\Psi_{\parallel}))^2$, $\Omega^{(1)*} = \theta_{\perp} - (\Psi_{\perp} + \Delta\Psi_{\perp})$, $\Omega^{(2)*} = \theta_{\parallel} + (\Psi_{\parallel} + \Delta\Psi_{\parallel})$.

В выражении (13) по величине t , которая представляет собой путь, пройденный электроном в монокристаллической мишени, проведено интегрирование в пределах от нуля до полной длины пути электрона в мишени L_e .

В результате аналогичного усреднения угловой плотности (11) ДПИ для случая одного электрона, получим:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{d^2 N_{ДПИ}^{(s)}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} \right\rangle_{\Delta\Psi} &= \frac{e^2 |\chi_g'| C^{(s)}}{\pi 2 \sin^2 \theta_B} \varepsilon \sqrt{\varepsilon} \operatorname{th} \left(\frac{b^{(s)}}{\sqrt{\varepsilon}} \right) \times \\ &\times \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta} - \frac{\Omega^{(s)*}}{\Delta^* - \chi_0'} \right)^2 \frac{1}{\pi \Psi_s^2 t} \cdot e^{-\frac{\Delta\Psi_{\perp}^2 + \Delta\Psi_{\parallel}^2}{\Psi_s^2 t}} d\Delta\Psi_{\perp} d\Delta\Psi_{\parallel} dt. \end{aligned} \quad (14)$$

Переходное излучение формируется в виде разности между кулоновским полем электрона, которое он имел при влете в мишень, и экранированным кулоновским полем электрона в среде. Многократное рассеяние может влиять только на составляющую поля волны ПИ, которая формируется при движении электрона в веществе мишени. В этой связи в выражениях для спектрально-угловой и угловой плотностей ДПИ (13) и (14), учитывающем многократное рассеяние электрона, введена замена $\Delta \rightarrow \Delta^*$ только во втором слагаемом, описывающем поле электрона в материале мишени.

Численные расчеты угловой плотности ДПИ в случае, когда многократное рассеяние не учитывается, проведены по формуле (11). При учете многократного рассеяния, для численных расчетов угловой плотности ДПИ будем использовать формулу (14). Рассмотрим ДПИ электрона с энергией соответствующей Лоренц-фактору $\gamma = 100$, который пересекает монокристалл углерода С, системе плоскостей монокристалла (111), $\theta_B = 16.2^\circ$ и $\omega_B = 10900 \text{ эВ}$. Рассматривается симметричное отражение поля и волн $\varepsilon = 1$.

На рисунке 7 демонстрируются кривые зависимости, следующие из формул (11) и (14), которые описывают угловую плотность ДПИ с учетом (пунктирная

кривая) и без учета (сплошная кривая) многократного рассеяния электрона в монокристаллической пластине толщиной $L = 5 \text{ мкм}$. Из рисунка 7 следует, что многократное рассеяние оказывает значительное влияние на угловую плотность ДПИ. Из рисунка следует, что учет многократного рассеяния предсказывает на порядок большую угловую плотность ДПИ, чем неучитывание многократного рассеяния. При увеличении энергии электрона (рисунок 8) до $\gamma \geq 300$, влияние многократного рассеяния на угловую плотность ДПИ будет пренебрежимо малым, то есть эффекта не будет.

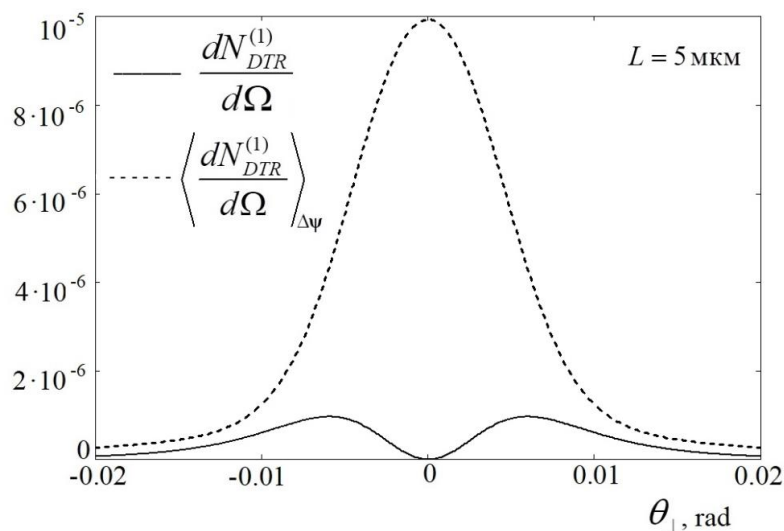


Рисунок 7 – Угловая плотность ДПИ с учетом многократного рассеяния (пунктирная кривая) и без учета многократного рассеяния (сплошная кривая), для толщины мишени $L = 5 \text{ мкм}$ $\gamma = 100$, $\psi_0 = 0.1$ мрад

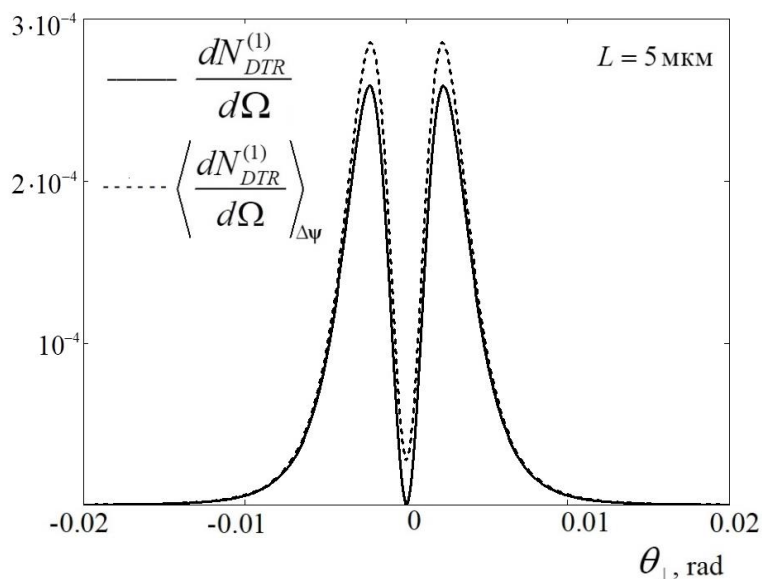


Рисунок 8 – Угловая плотность ДПИ с учетом многократного рассеяния (пунктирная кривая) и без учета многократного рассеяния (сплошная кривая), для толщины мишени $L = 5 \text{ мкм}$ $\gamma = 300$, $\psi_0 = 0.1$ мрад

Проведем анализ и определим причину значительного влияния многократного рассеяния электронов в монокристалле на угловую плотность ДПИ, для различных энергий электрона, которые определяются Лоренц-фактором γ . Угловая плотность переходного излучения на передней границе мишени, согласно (99), пропорциональна выражению

$$\left(\frac{\Omega^{(s)}}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2} - \frac{\Omega^{(s)}}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0} \right)^2. \quad (15)$$

Первый член в скобке соответствует полю электрона в вакууме, второй полю электрону в монокристалле. Видно, что в случае большой энергии электронов $\gamma^{-2} \ll |\chi'_0|$ подавляющий вклад в угловую плотность ДПИ (и ПИ) дает первое слагаемое, соответствующее полю электрона в вакууме. Так как максимум угловой плотности ДПИ в точке максимума $\theta \approx \gamma^{-1}$, то многократное рассеяние в этих условиях никак не повлияет на угловую плотность ДПИ (или ПИ), то есть не повлияет на второе слагаемое в (15), так как оно ничтожно мало по сравнению с первым. Так как в основном рассматривают и проводят эксперименты по изучению свойств ПИ, ДПИ при высоких энергиях ($\gamma^{-2} \ll |\chi'_0|$), то влияние многократного рассеяния на ДПИ (или ПИ) в этом случае не существенно и считается отсутствующим. В случае же малых энергий электронов ($\gamma^{-2} \geq |\chi'_0|$), в выражении (15) второе слагаемое будет сопоставимо с первым, что в этом случае приведет к отсутствию ДПИ (и ПИ). Многократное рассеяние может существенно повлиять на увеличения угловой плотности ДПИ (и ПИ) благодаря ему уменьшится второе слагаемое в (15). На рисунках, представленных выше в этой главе диссертации, описывающих угловую плотность ДПИ, кривые построены при значениях $\gamma^{-2} = 10^{-4}$ и $\chi'_0 = -1.2 \cdot 10^{-5}$, в этом случае $\gamma^{-2} \gg |\chi'_0|$ и переходное излучение без многократного рассеяния было бы пренебрежимо мало. Многократное рассеяние при малых энергиях релятивистского электрона ($\gamma^{-2} \gg |\chi'_0|$) может на порядки увеличивать угловую плотность ДПИ.

Таким образом, показано, что при небольших энергиях релятивистского электрона многократное рассеяние может существенно увеличить спектрально-угловую и угловую плотности ДПИ.

Третья глава диссертационной работы посвящена развитию динамической теории когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов вблизи направления скорости релятивистских электронов, пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ в общем случае асимметричного отражения.

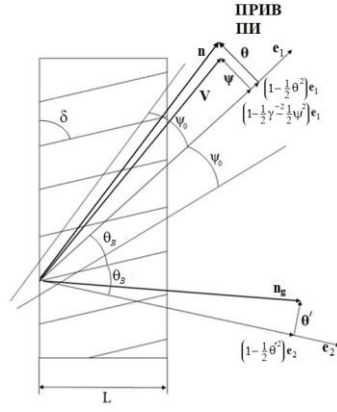


Рисунок 9 – Геометрия процесса излучения. ψ_0 - начальная угловая расходимость электронного пучка.

В рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловые плотности ПРИВ, переходного излучения и их интерференции с учетом начальной расходимости электронного пучка:

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{\pi \psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} \frac{\Omega^{(s)2}}{(\Delta - \chi_0')^2} R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} \right) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (15)$$

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{\pi \psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\Delta - \chi_0'} \right)^2 R_{\text{ПИ}}^{(s)} \right) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (16)$$

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ИНТ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{\pi \psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\Delta - \chi_0'} \right) \frac{1}{\Delta - \chi_0'} R_{\text{ИНТ}}^{(s)} \right) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}. \quad (17)$$

$$R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} = \frac{1}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \frac{\sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right)}{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}, \quad (18)$$

$$R_{\text{ПИ}}^{(s)} = \left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) + \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) + \frac{\varepsilon}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \left(\cos^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\frac{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right), \quad (19)$$

$$R_{\text{ИНТ}}^{(s)} = - \frac{1}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right) \left(\cos^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \cos \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \right) \right] + \\
& + 2 \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right) \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right]. \quad (20)
\end{aligned}$$

Полученные выражения зависят от угловой расходимости электронного пучка, которая определяется параметром ψ_0 и параметром асимметрии отражения ε . Спектральные функциональные зависимости $R_{\text{ПРИВ}}^{(s)}$, $R_{\text{ПИ}}^{(s)}$ описывают спектральные плотности ПРИВ и ПИ. Функция $R_{\text{ИНТ}}^{(s)}$ описывает влияние интерференции ПРИВ и ПИ на суммарный спектр когерентного рентгеновского излучения. Введены обозначения:

$$\begin{aligned}
d\Omega &= d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}, \quad \Omega^{(1)} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} - \psi_{\parallel}, \quad \Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel}, \gamma) = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2, \\
\xi^{(s)}(\omega) &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1 - \varepsilon}{2\nu^{(s)}}, \quad \eta^{(s)}(\omega) = \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi'_g| C^{(s)}} \left(\frac{\omega(1 - \theta_{\parallel} \cot \theta_B)}{\omega_B} - 1 \right), \quad \varepsilon = \frac{\sin(\delta + \theta_B)}{\sin(\delta - \theta_B)}, \\
b^{(s)} &= \frac{1}{2 \sin(\delta - \theta_B)} \frac{L}{L_{\text{ext}}^{(s)}}, \quad L_{\text{ext}}^{(s)} = \frac{1}{\omega |\chi'_g| C^{(s)}}, \quad \nu^{(s)} = \frac{\chi'_g C^{(s)}}{\chi'_0}, \quad C^{(1)} = 1, \\
C^{(2)} &= \cos 2\theta_B, \quad \sigma^{(s)} = \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} (\Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel}, \gamma) - \chi'_0). \quad (21)
\end{aligned}$$

Для примера проведём численные расчеты спектрально-угловых плотностей ПРИВ, ПИ и их интерференции пучка релятивистских электронов, пересекающих с энергией $E = 102.2 \text{ МэВ}$ ($\gamma = 200$) монокристаллическую пластинку алмаза С(111). Рассмотрим угол между системой дифрагирующих атомных плоскостей монокристалла и осью падающего пучка электронов (угол Брэгга) $\theta_B = 16.2^\circ$, частоту Брэгга $\omega_B = 10.9 \text{ кэВ}$. Система отражающих плоскостей (111) монокристаллической мишени расположена под углом $\delta = 151.3^\circ$ к поверхности мишени, что соответствует случаю асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени ($\varepsilon = 0.3$). В расчетах также рассматриваются значения угла $\delta = 156.4^\circ$ ($\varepsilon = 0.2$) и $\delta = 138.6^\circ$ ($\varepsilon = 0.5$). Толщина мишени $L = 17.7 \text{ мкм}$. Расчеты проведены для фиксированного угла наблюдения, соответствующего максимуму угловой плотности ПРИВ $\theta_{\perp} = \sqrt{\gamma^{-2} - \chi'_0} \approx 6 \text{ мрад}$, при этом $\theta_{\parallel} = 0$. Расчеты будем проводить для σ -поляризации ($s=1$).

Продемонстрировано влияние угловой расходимости пучка релятивистских электронов на спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию. Показано, что при увеличении расходимости электронного пучка амплитуда спектра ПРИВ уменьшается. Интерференция ПРИВ и ПИ может иметь характер конструктивный и деструктивный.

Показана зависимость спектрально-угловых распределений фотонов ПРИВ, ПИ и их интерференции от асимметрии отражения (рисунки 10-12). Уменьшение параметра асимметрии ε приводит к увеличению амплитуды спектра ПРИВ.

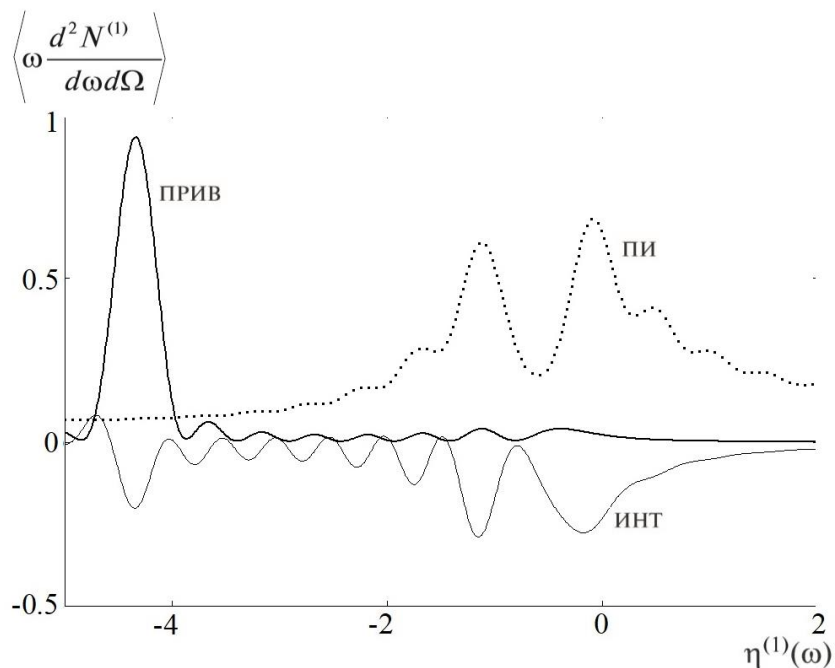


Рисунок 10 – Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция для фиксированного угла наблюдения. Толщина мишени $L = 21.1 \text{ мкм}$. Путь электрона в мишени $L_e = 25 \text{ мкм}$. $\psi_0 = 0.1 \text{ мрад}$. $\gamma = 200$. $\varepsilon = 0.5$.

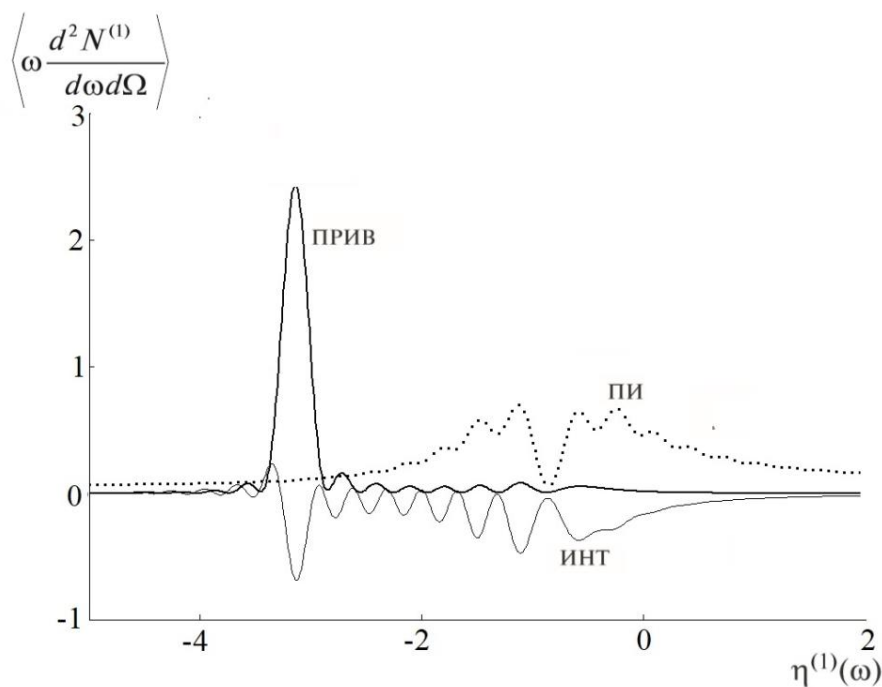


Рисунок 11 – Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция для фиксированного угла наблюдения. Толщина мишени $L = 17.6 \text{ мкм}$. Путь электрона в мишени $L_e = 25 \text{ мкм}$. $\psi_0 = 0.1 \text{ мрад}$. $\gamma = 200$. $\varepsilon = 0.3$.

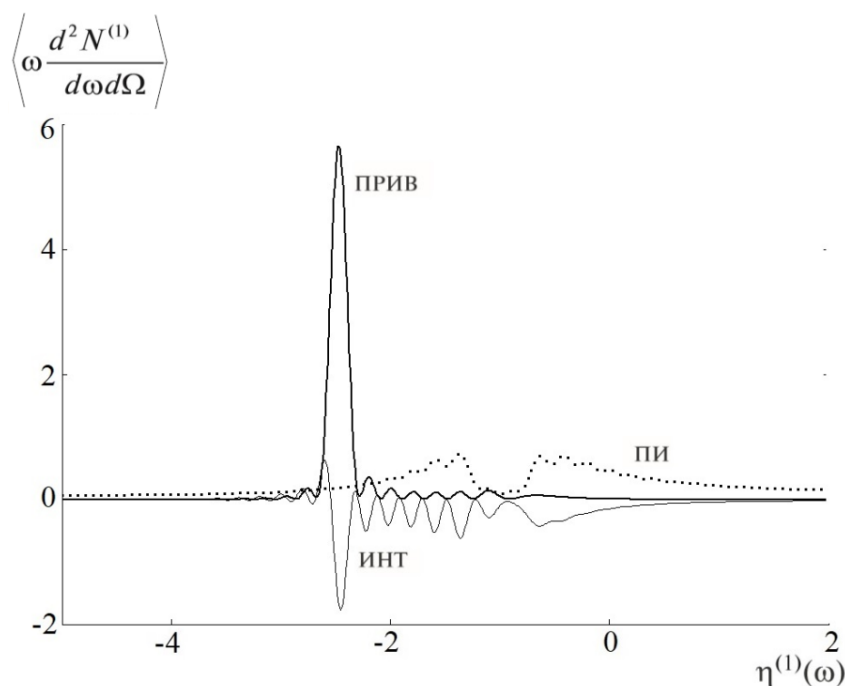


Рисунок 12 – Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция для фиксированного угла наблюдения. Толщина мишени $L = 16 \text{ мкм}$. Путь электрона в мишени $L_e = 25 \text{ мкм}$. $\psi_0 = 0.1 \text{ мрад}$. $\gamma = 200$. $\varepsilon = 0.2$.

Получено выражение, описывающее спектрально-угловую плотность ПРИВ, учитывающее многократное рассеяния электронов пучка атомами мишени. Показано, что при увеличении угловой расходимости электронного пучка влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность фотонов ПРИВ уменьшается.

Заключение

ОСНОВНЫЕ НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения в геометрии рассеяния Брэгга, генерируемого пучком релятивистских электронов в монокристаллической пластине в геометрии рассеяния Брэгга с учетом многократного рассеяния релятивистских электронов атомами среды.

Получены выражения, описывающие спектрально-угловое и угловое распределение ПРИ пучка релятивистских электронов с учетом многократного рассеяния электронов пучка атомами мишени.

Исследовано влияние асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени на спектрально-угловое и угловое распределение фотонов параметрического рентгеновского излучения при многократном рассеянии электронов. В условиях существенного влияния многократного рассеяния показана возможность проявления эффекта изменения ширины спектрального распределения фотонов ПРИ в случае изменения асимметрии отражения. Выявлено, что при рассмотрении значительного многократного рассеяния электронов в монокристалле влияние асимметрии отражения на ширину спектрального пика ПРИ значительно. Показано, что эффект изменения спектральной ширины за счет асимметрии отражения будет более проявляющимся при уменьшении энергии релятивистских электронов. Это связано с тем, что при уменьшении энергии электронов, увеличивается средний квадрат угла многократного рассеяния, что приводит к увеличению ширины спектра ПРИ.

В условиях асимметричного отражения в монокристалле развита теория ДПИ пучка релятивистских электронов, пересекающих монокристаллическую пластину в геометрии рассеяния Брэгга в условиях их многократного рассеяния. Получены формулы, которые описывают спектрально-угловую и угловую плотности фотонов ДПИ с учетом и без учета многократного рассеяния электронов пучка атомами монокристаллической пластины. Показано, что при небольших энергиях релятивистского электрона многократное рассеяние может существенно увеличить спектрально-угловую плотность ДПИ. Приведен пример для энергии электрона соответствующей Лоренц-фактору $\gamma=100$, пересекающего монокристалл углерода. Показано, что при увеличении энергии электронов данный эффект становится менее значительным. В случае увеличения энергии электронов до $\gamma > 300$ влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность ДПИ будет пренебрежимо малым, то есть эффекта не будет.

Развита теория когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов вблизи направления скорости релятивистских электронов, пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ в общем случае асимметричного отражения. В рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловую плотность ПРИВ, переходного излучения и их интерференции. Получены выражения, которые описывают нормированные на один электрон в пучке, усредненные по угловому распределению Гаусса электронов в пучке, спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию. Показано влияние угловой расходимости пучка релятивистских электронов на спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию. Выявлено, что при увеличении расходимости электронного пучка амплитуда спектра ПРИВ уменьшается. Интерференция ПРИВ и ПИ может иметь характер конструктивный и деструктивный. Продемонстрирована зависимость спектрально-угловых распределений фотонов ПРИВ, ПИ и их интерференции от асимметрии отражения. Уменьшение параметра асимметрии ε приводит к увеличению амплитуды спектра ПРИВ. Получено выражение, описывающее спектрально-угловую плотность ПРИВ, учитывающее многократное рассеяние электронов. Показано, что при увеличении угловой расходимости электронного пучка влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность фотонов ПРИВ уменьшается.

Список цитируемой литературы

1. Kubankin, A.S. An investigation of the parametric X-rays along the velocity of emitting particle / A.S. Kubankin, N.N. Nasonov, V.I. Sergienko, I.E. Vnukov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2003. – V. 201. – P. 97.
2. Nasonov, N.N. On the parametric X-rays along an emitting particle velocity / N.N. Nasonov, A.V. Noskov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2003. – V. 201. – P. 67.
3. Blazhevich, S.V. Coherent X-radiation of relativistic electron in a single crystal under asymmetric reflection condition / S.V. Blazhevich, A.V. Noskov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2008. – V. 266. – P. 3770.
4. Блажевич С.В. Когерентное рентгеновское излучение релятивистского электрона в искусственной периодической структуре / С.В. Блажевич, И.В. Колосова, А.В. Носков // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2012. – Т. 141. – № 4. – С. 627.
5. Пафомов, В.Л. Излучение электрона, пролетающего через пластинку / В.Л. Пафомов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1957. – Т. 33. – № 4. – С. 1074-1075.
6. Болотовский, Б.М. Путь формирования и его роль в излучении движущихся зарядов / Б.М. Болотовский // Труды ордена Ленина физического института им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР. – 1982. – Т. 140. – С. 95-140.
7. Kalinin, V.N. Experimental search of parametric x-ray radiation in a silicon crystal at a small angle near the velocity direction of relativistic electrons / V.N. Kalinin, G.A. Naumenko, D.V. Padalko et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2001. – V. 173. – P. 253.
8. Алейник, А.Н. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистских электронов, движущихся в кристалле вольфрама / А.Н. Алейник, А.Н. Балдин, И.Е. Внук и др. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2004. – Т. 80. – № 6. – С. 447-451.
9. Блажевич, С.В. Когерентное рентгеновское излучение, возбуждаемое пучком релятивистских электронов в монокристалле в направлении оси пучка / С.В. Блажевич, К.С. Люшина, А.В. Носков // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2019. – Т. 155. – № 2. – С. 242.

Работы, опубликованные в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, рекомендованных МБД ВАК (Scopus, Web of Science)

1. Алябьева М.В. Влияние многократного рассеяния на параметрическое рентгеновское излучение, возбуждаемое пучком релятивистских электронов в монокристалле / Алябьева М.В., Блажевич С.В., Горлов А.С., Носков А.В., Федосеев А.Э. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2021. – № 6. – с. 62–67.

2. Шкуропат Д.О. Когерентное рентгеновское излучение, возбуждаемое расходящимся пучком релятивистских электронов в монокристалле в направлении оси пучка / Шкуропат Д.О., Блажевич С.В., Горлов А.С., Носков А.В., Федосеев А.Э. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2021. – № 7. – с. 78–83.

Работы, опубликованные в рецензируемых научных изданиях, входящих в международные реферативные базы данных и системы цитирования Scopus:

3. Blazhevich S.V. Effect of multiple scattering on diffracted transition radiation of a relativistic electron crossing a single crystal target / S.V. Blazhevich, A.V. Noskov, A.E. Fedoseev // Journal of Instrumentation, 2022, 17 P05029S.

Работы, опубликованные в других изданиях:

4. Блажевич С.В. Дифрагированное переходное излучение пучка релятивистских электронов в трехслойной мишени/ Блажевич С.В., Носков А.В., Федосеев А.Э., Сиднина И.Р. // Современные проблемы математики и механики, Материалы международной научно-практической и научно-методической конференции (17 марта 2021 года). Белгород: изд-во: Автономная некоммерческая организация высшего образования «Белгородский университет кооперации, экономики и права», 2021. – с.9-16.

Тезисы докладов:

5. Блажевич С.В. Когерентное рентгеновское излучение пучка релятивистских электронов в составной мишени С.В. Блажевич, А.В. Носков, И.Р. Сиднина, А.Э. Федосеев, К.С. Люшина // Тезисы докладов 50-й международной Тулиновской конференции по физике заряженных частиц с кристаллами, Москва: Издательство: КДУ, 2021. - 200 с.

6. Блажевич С.В. Влияние многократного рассеяния на когерентное рентгеновское излучение пучка релятивистских электронов в монокристалле С.В. Блажевич, А.В. Носков, Н.С. Тимощук, А.Э. Федосеев // Тезисы докладов 50-й международной Тулиновской конференции по физике заряженных частиц с кристаллами, Москва: Издательство: КДУ, 2021. - 200 с.

7. Блажевич С.В. О влиянии параметров мишени и электронного пучка на ДПИ и ПРИ / С.В. Блажевич, О.Ю. Шевчук, А.Э. Федосеев, А.В. Носков // Тезисы докладов 51-й международной Тулиновской конференции по физике заряженных частиц с кристаллами, Москва: Издательство: КДУ, 2022. - 201 с.

8. Блажевич С.В. Влияние многократного рассеяния на дифрагированное переходное излучение/ С.В. Блажевич, А.В. Носков, А.Э. Федосеев // Тезисы докладов 51-й международной Тулиновской конференции по физике заряженных частиц с кристаллами, Москва: Издательство: КДУ, 2022. - 201 с.