

УДК 537.8

ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВУЮ ПЛОТНОСТЬ ДИФРАГИРОВАННОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2023 г. С. В. Блажевич^а, А. С. Горлов^б, А. В. Носков^{а, б, *}, А. Э. Федосеев^а

^аБелгородский государственный национальный исследовательский университет,
Белгород, 308015 Россия

^бБелгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова,
Белгород, 308012 Россия

*e-mail: noskovbupk@mail.ru

Поступила в редакцию 10.07.2022 г.

После доработки 14.10.2022 г.

Принята к публикации 14.10.2022 г.

В работе исследуется дифрагированное переходное излучение релятивистского электрона пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга. Получены выражения, описывающие спектрально-угловую плотность дифрагированного переходного излучения с учетом и без учета многократного рассеяния релятивистского электрона в монокристаллической пластинке. Показано влияние многократного рассеяния на спектр дифрагированного переходного излучения релятивистского электрона.

Ключевые слова: многократное рассеяние, дифрагированное переходное излучение, релятивистский электрон.

DOI: 10.31857/S1028096023050035, **EDN:** ALIMQZ

1. ВВЕДЕНИЕ

При пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред возникает переходное излучение (ПИ) [1, 2]. Влияние многократного рассеяния заряженной частицы атомами среды на спектрально-угловую плотность ПИ в аморфной среде обсуждалось в работах [3–5]. В работах [3, 4] влияние многократного рассеяния, соответственно, на спектр и угловую плотность ПИ рассматривалось на качественном уровне, а в работе [5] — с использованием строгого кинетического подхода к усреднению спектрально-угловой плотности ПИ по всем возможным траекториям движения электрона в веществе.

Переходное излучение, возникающие на передней границе монокристаллической мишени, дифрагирует на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, образуя в направлении близком к направлению рассеяния Брэгга в узком спектральном диапазоне дифрагированное переходное излучение (ДПИ) [6–8]. Важно отметить, что 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 поглощения 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, по мнению авторов, является важным и удобным объектом для исследования влияния многократного рассеяния излучающих релятивистских электронов на угловую плотность ПИ.

В работах [9–11] влияние расходимости электронного пучка на спектрально-угловые характеристики ДПИ и параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) исследовалось в геометрии рассеяния Лауэ.

Настоящая работа посвящена исследованию ДПИ, возбуждаемого пучком релятивистских электронов, пересекающих монокристаллическую пла-

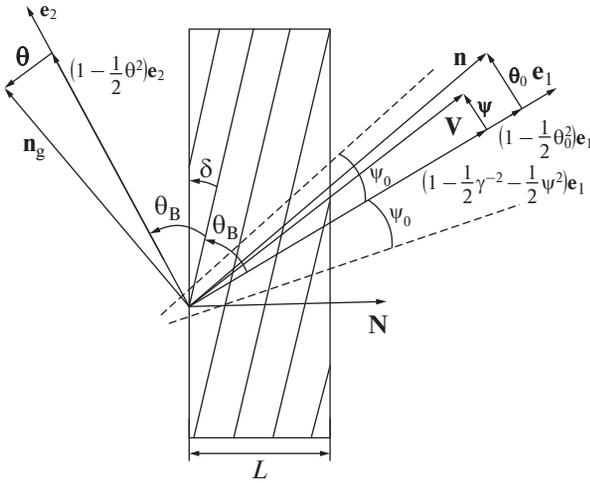


Рис. 1. Геометрия процесса излучения.

стинку произвольной толщины в геометрии рассеяния Брэгга с учетом многократного рассеяния пучка релятивистских электронах на атомах мишени. Для учета многократного рассеяния используется традиционный метод усреднения спектрально-угловой и угловой плотностей излучений по расширяющемуся пучку прямолинейных траекторий электронов.

2. ГЕОМЕТРИЯ ПРОЦЕССА ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим пучок релятивистских электронов, пересекающих монокристалл в геометрии рассеяния Брэгга (рис. 1). Введем угловые переменные ψ , θ и θ_0 в соответствии с определениями скорости выделенного в пучке релятивистского электрона \mathbf{V} и единичных векторов: \mathbf{n} – в направлении импульса фотона, излученного вблизи направления вектора скорости электрона, и \mathbf{n}_g – в направлении рассеяния Брэгга:

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

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

фотона и осью \mathbf{e}_1 , $\gamma = 1/\sqrt{1-V^2}$ – Лоренц-фактор электрона. Угловые переменные рассматриваются 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 расходимость электронного пучка, \mathbf{N} – нормаль к поверхности мишени, δ – угол между кристаллографической дифрагирующей плоскостью и поверхностью мишени, θ_B – угол Брэгга.

3. СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВАЯ И УГЛОВАЯ ПЛОТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе [12] в рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции была разработана теория когерентного рентгеновского излучения, возбуждаемого в монокристалле в геометрии рассеяния Брэгга пучком релятивистских электронов в направлении \mathbf{n} (рис. 1) близком к направлению \mathbf{e}_1 оси пучка. Были получены выражения, описывающие амплитуды напряженностей электрических полей волн параметрического рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона (ПРИВ) и переходного излучения (ПИ). На их основе были получены и исследованы выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики ПРИВ, ПИ и их интерференционное слагаемое.

Используя обозначения и рассуждения аналогичные проведенным в работе [11], в настоящей работе мы получили выражение для амплитуды напряженности когерентного рентгеновского излучения $E_{\text{Rad}}^{(s)}$, возбуждаемого в тонкой непоглощающей монокристаллической мишени релятивистским электроном, движущегося в пучке под углом $\psi(\psi_{\parallel}, \psi_{\perp})$ к оси пучка \mathbf{e}_1 . Амплитуда поля излучения была представлена в виде суммы полей, одно из которых соответствует вкладу механизма ПРИ ($E_{\text{PXR}}^{(s)}$), а другое вкладу ДПИ ($E_{\text{DTR}}^{(s)}$). Амплитуда поля ДПИ имеет вид:

$$\begin{aligned} E_{\text{ДПИ}}^{(s)} &= \frac{8\pi^2 i e V \Omega^{(s)} \omega^2 \chi_g C^{(s,\tau)}}{\omega 2\omega\Delta} \times \\ &\times \left[\frac{1}{\left| \frac{\gamma_0}{|\gamma_g|} \left(-\chi_0(\omega) - \frac{2}{\omega} \frac{\gamma_0}{\gamma_g} \lambda_g^* + \beta \frac{\gamma_0}{\gamma_g} \right) \right|} + \frac{\omega}{2 \left| \frac{\gamma_0}{|\gamma_g|} \lambda_0^* \right|} \right] \times \quad (2) \\ &\times \left(\Delta^{(2)} - \Delta^{(1)} \right), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= \lambda_g^{(2)} \exp\left(i \frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(2)}}{\gamma_g} L\right) - \lambda_g^{(1)} \exp\left(i \frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(1)}}{\gamma_g} L\right), \\ \Delta^{(2)} &= \exp\left(i \frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(2)}}{\gamma_g} L\right), \quad \Delta^{(1)} = \exp\left(i \frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(1)}}{\gamma_g} L\right), \\ C^{(s,\tau)} &= (-1)^\tau C^{(s)}, \quad C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = |\cos 2\theta_B|, \\ T\lambda_g^{(1,2)} &= \frac{\omega |\chi_g' C^{(s)}|}{2} \left(\xi^{(s)} \pm \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}\right), \\ \lambda_g^* &= \frac{\omega |\chi_g' C^{(s)}|}{2} \left(2\xi^{(s)} - \varepsilon\sigma^{(s)}\right), \\ \xi^{(s)}(\omega) &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1 + \varepsilon}{2v^{(s)}}, \\ \sigma^{(s)} &= \frac{1}{|\chi_g' C^{(s)}|} \left(\gamma^{-2} + (\theta_\perp - \psi_\perp)^2 + (\theta_\parallel + \psi_\parallel)^2 - \chi_0'\right), \\ \eta^{(s)}(\omega) &= \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi_g' C^{(s)}|} \left(1 - \frac{\omega(1 - \theta_\parallel \text{ctg} \theta_B)}{\omega_B}\right), \\ v^{(s)} &= \frac{\chi_g' C^{(s)}}{\chi_0'}, \quad \varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}, \end{aligned} \quad (3)$$

χ_0' – действительная часть средней диэлектрической восприимчивости монокристалла, χ_g' – действительная часть коэффициента Фурье разложения диэлектрической восприимчивости монокристалла по векторам обратной решетки g :

$$\chi(\omega, \mathbf{r}) = \sum_g \left(\chi_g'(\omega) + i\chi_g''(\omega)\right) \exp(i\mathbf{g}\mathbf{r}),$$

$$\chi_g' = \chi_0' (F(g)/Z)(S(g)/N_0) \exp\left(-\frac{1}{2} g^2 u_\tau^2\right),$$

где $F(g)$ – форм фактор атома, содержащего Z электронов; $S(g)$ – структурный фактор элементарной ячейки, содержащей N_0 атомов; u_τ – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов кристалла. В работе рассматривается рентгеновская область частот ($\chi_g' < 0, \chi_0' < 0$).

Так как в области рентгеновских частот выполняется неравенство $\frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi_g' C^{(s)}|} \gg 1$, то $\eta^{(s)}(\omega)$

является быстрой функцией от частоты ω . Для дальнейшего анализа спектров ПРИ и ДПИ удобно рассматривать $\eta^{(s)}(\omega)$ (или $\xi^{(s)}(\omega)$) в качестве спектральной переменной, характеризующей частоту ω .

Параметр $v^{(s)}$, принимающий значения в промежутке $0 \leq v^{(s)} \leq 1$, определяет степень отражения поля волны излучения от рассматриваемой системы параллельных атомных плоскостей монокристалла, которая обуславливается характером интерференции волн, отраженных от разных плоскостей. Параметр ε для фиксированного значения θ_B определяет ориентацию входной поверхности мишени относительно отражающей системы параллельных атомных плоскостей монокристалла.

Подставляя (2) в известное выражение для спектрально-угловой плотности рентгеновского излучения:

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \omega^2 (2\pi)^{-6} \sum_{s=1}^2 \left| E_{\text{ДПИ}}^{(s)} \right|^2, \quad (4)$$

получаем выражение для спектрально-угловой плотности ДПИ релятивистского электрона, учитывающие отклонение направления его скорости \mathbf{V} относительно оси электронного пучка \mathbf{e}_1 (угол $\Psi(\psi_\perp, \psi_\parallel)$):

$$\begin{aligned} \omega \frac{d^2 N_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} &= \\ &= \frac{e^2}{\pi^2} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta(\theta_\perp, \theta_\parallel, \psi_\perp, \psi_\parallel)} - \frac{\Omega^{(s)}}{\Delta(\theta_\perp, \theta_\parallel, \psi_\perp, \psi_\parallel) - \chi_0'} \right)^2 R_{\text{ДПИ}}^{(s)}, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$R_{\text{ДПИ}}^{(s)} = \frac{\varepsilon^2}{\xi^{(s)2} - (\xi^{(s)2} - \varepsilon) \text{cth}^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\varepsilon - \xi^{(s)2}}}{\varepsilon} \right)}, \quad (5b)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta(\theta_\perp, \theta_\parallel, \psi_\perp, \psi_\parallel) &= \\ &= \gamma^{-2} + (\theta_\perp - \psi_\perp)^2 + (\theta_\parallel + \psi_\parallel)^2, \\ \Omega^{(1)} &= \theta_\perp - \psi_\perp, \quad \Omega^{(2)} = \theta_\parallel + \psi_\parallel, \end{aligned} \quad (6)$$

$$b^{(s)} = \frac{1}{2 \sin(\theta_B + \delta)} \frac{L}{L_{\text{ext}}^{(s)}}, \quad L_{\text{ext}}^{(s)} = 1/\omega |\chi_g' C^{(s)}|.$$

4. УЧЕТ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ

Рассмотрим один электрон, движущийся в составе падающего на монокристаллическую мишень пучка электронов под углом Ψ относительно оси пучка \mathbf{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, меняющейся с длиной пути прохождения в мишени t :

$$f(\Delta\psi_{\perp}, \Delta\psi_{\parallel}, t) = \frac{1}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} e^{-\frac{\Delta\psi_{\perp}^2 + \Delta\psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}}, \quad (7)$$

ψ_0 – начальная расходимость электронного пучка,

$\psi_s^2 = \frac{E_s^2}{m^2 \gamma^2 L_R} \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{t}{L_R}\right)\right)^2$ – средний квадрат угла многократного рассеяния электрона на единице длины как функция пути t , пройденного электроном в монокристаллической мишени [13], $E_s \approx 21$ МэВ.

В результате усреднения выражения (5) для спектрально-угловой плотности ДПИ одного электрона, полагая $\psi_0 = 0$ в (7), получим:

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle_{\Delta\psi} = \frac{e^2}{\pi^2 L_e} \int_0^{L_s} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta} - \frac{\Omega^{(s)}}{\Delta^* - \chi_0'} \right)^2 R_{\text{ДПИ}}^{(s)} \frac{1}{\pi \psi_s^2 t} \times \quad (8)$$

$$\times e^{-\frac{\Delta\psi_{\perp}^2 + \Delta\psi_{\parallel}^2}{\psi_s^2 t}} d\Delta\psi_{\perp} d\Delta\psi_{\parallel} dt,$$

где $\Delta^*(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp} + \Delta\psi_{\perp}, \psi_{\parallel} + \Delta\psi_{\parallel}) = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - (\psi_{\perp} + \Delta\psi_{\perp}))^2 + (\theta_{\parallel} + (\psi_{\parallel} + \Delta\psi_{\parallel}))^2$.

По величине t , которая представляет путь, пройденный электроном в мишени, мы проводим интегрирование в пределах от нуля до полной длины пути электрона в мишени L_e .

Проанализируем влияние многократного рассеяния электронов атомами среды на спектрально-угловую плотность дифрагированного переходного излучения для различных значений энергии электрона, которая определяется Лоренц-фактором γ . Угловая плотность ПИ на передней границе мишени, согласно (5а) пропорционально следующему выражению:

$$\left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta} - \frac{\Omega^{(s)}}{\Delta^* - \chi_0'} \right)^2 = \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2} - \frac{\Omega^{(s)}}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 - \chi_0'} \right)^2. \quad (9)$$

Первый член в скобке соответствует полю электрона в вакууме, второй – полю электрона в монокристалле. Видно, что в случае большой

энергии электронов ($\gamma^{-2} \ll |\chi_0'|$), подавляющий вклад в угловую плотность ДПИ, а значит и ПИ, дает первое слагаемое, соответствующее полю электрона в вакууме. Так как максимум угловой плотности ДПИ соответствует углу $\theta \approx \gamma^{-1}$, то многократное рассеяние в веществе в этих условиях никак не повлияет на угловую плотность ДПИ (или ПИ), поскольку второе слагаемое ничтожно мало по сравнению с первым. Так как эксперименты по изучению свойств ПИ, ДПИ проводятся в основном 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 (9) второе слагаемое по величине будет сопоставимо с первым, что приведет практически к отсутствию ДПИ (и ПИ). Многократное рассеяние может существенно повлиять на угловую плотность ДПИ (и ПИ), поскольку приведет к уменьшению второго слагаемого в (9) и ослаблению компенсации первого слагаемого вторым. Таким образом, многократное рассеяние при малых энергиях релятивистского электрона ($\gamma^{-2} \gg |\chi_0'|$) может на порядки увеличить угловую плотность ДПИ. Данный эффект многократного рассеяния в угловой плотности ДПИ (и ПИ) ранее никем не заявлялся и не исследовался ни теоретически, ни экспериментально.

Переходное излучение формируется в виде разности между полем электрона, которое он имел при влете в мишень, и экранированным полем электрона в среде. Многократное рассеяние может влиять только на составляющую поля волны переходного излучения, которая формируется при движении электрона в веществе мишени. В этой связи в выражении для спектрально-угловой плотности ДПИ (8), учитывающем многократное рассеяние электрона, мы ввели замену $\Delta \rightarrow \Delta^*$ только во втором слагаемом, описывающем поле электрона в материале мишени.

Усредняя выражение (8) по всем возможным начальным прямолинейным траекториям электрона в пучке, получим выражение, описывающее спектрально-угловую плотность ДПИ пучка релятивистских электронов, с учетом многократного рассеяния в монокристалле, нормированную на один электрон:

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle_{\Delta\psi} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{L_e} \frac{1}{\pi\psi_0^2} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta} - \frac{\Omega^{(s)}}{\Delta^* - \chi_0'} \right)^2 R_{\text{ДПИ}}^{(s)} \times \right. \quad (10)$$

$$\times \frac{1}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} e^{-\frac{\Delta\psi_{\perp}^2 + \Delta\psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}} d\Delta\psi_{\perp} d\Delta\psi_{\parallel} dt \left. \times \right.$$

$$\left. \times e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} \right]$$

В выражении (10) излучение рассматривается в виде суммы вкладов электронов пучка с различными значениями углов падения относительно оси пучка ψ , которые задаются нормированной функцией углового распределения пучка электронов. Вклад многократного рассеяния представлен добавкой к ширине распределения $\psi_0^2 \Rightarrow \psi_0^2 + \psi_s^2 t$. ψ_0 — начальная расходимость электронного пучка. Фактически, таким образом мы проводим усреднение угловой плотности ДПИ по расширяющемуся пучку прямолинейных траекторий излучающих электронов. Выражения (8) и (10), описывающее спектрально-угловую плотность ДПИ с учетом многократного рассеяния релятивистских электронов в монокристалле, является главным результатом настоящей работы.

Поскольку электроны в пучке возбуждают излучение не когерентно, то мы можем рассматривать влияние многократного рассеяния на угловую плотность ДПИ на примере одного излучающего электрона, пересекающего переднюю границу монокристаллической мишени вдоль оси e_1 ($\psi = 0$). Численные расчеты спектрально-угловой плотности ДПИ без учета многократного рассеяния проведем по формуле (5), а с учетом по формуле (8). Будем рассматривать релятивистский электрон с энергией $\gamma = 100$, пересекающий монокристалл углерода C(111), с параметрами процесса: $\theta_B = 16.2^\circ$, $\omega_B = 10900$ эВ, $\varepsilon = 1$.

На рис. 2 представлены кривые, построенные по формуле (5), описывающие спектрально-угловую плотность ДПИ при фиксированном угле наблюдения без учета многократного рассеяния. Рисунок демонстрирует рост амплитуды спектра ДПИ при увеличении толщины мишени и насыщении роста приблизительно при $L = 5$ мкм. Рассматриваемые условия показали, что такая толщина монокристалла является предельной для генерации ДПИ.

На рис. 3 представлены кривые, описывающие спектрально-угловые плотности ДПИ для различных углов наблюдения θ_{\perp} , при $\theta_{\parallel} = 0$. Из ри-

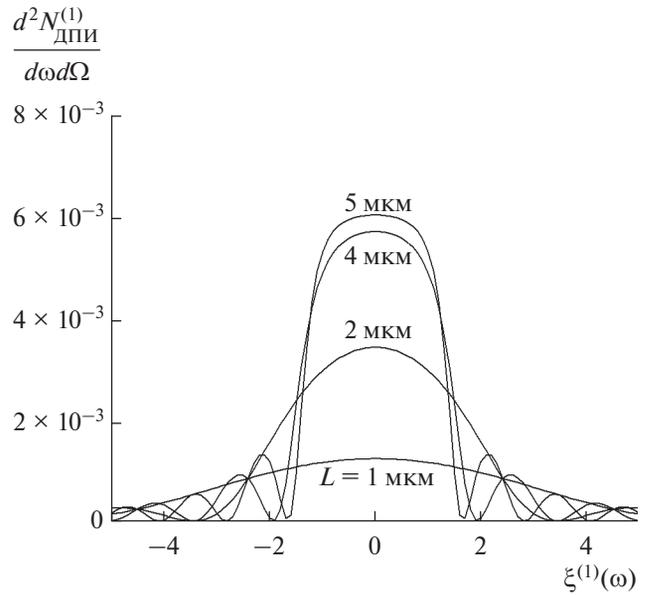


Рис. 2. Спектрально-угловые плотности ДПИ для различной толщины монокристалла при фиксированных углах наблюдения: $\theta_{\perp} = 10$, $\theta_{\parallel} = 0$. $\gamma = 100$.

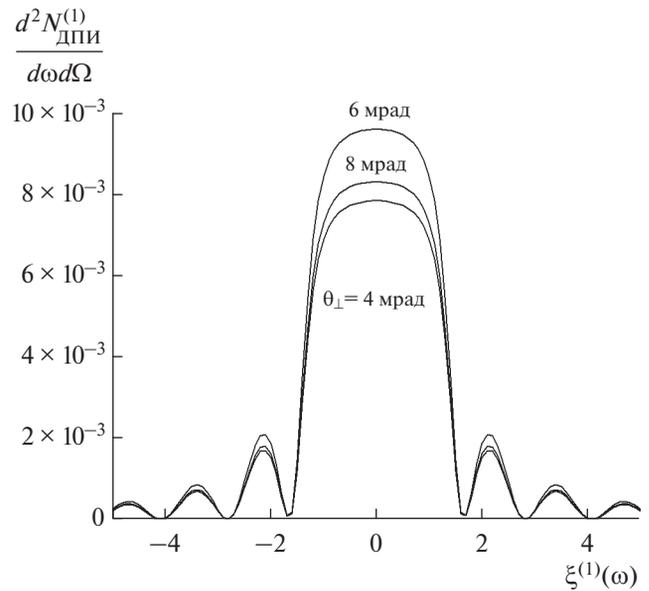


Рис. 3. Спектрально-угловые плотности ДПИ для различных углов наблюдения θ_{\perp} , $\theta_{\parallel} = 0$. $\gamma = 100$.

сунка видно, что спектрально-угловая плотность максимальна при угле приближенном $\theta_{\perp} = 6$ мрад.

На рис. 4 представлены кривые, построенные по формулам (5) и (8), которые описывают спектр ДПИ с учетом (пунктирная кривая) и без учета (сплошная кривая) многократного рассеяния электрона на атомах мишени толщиной $L = 5$ мкм и уг-

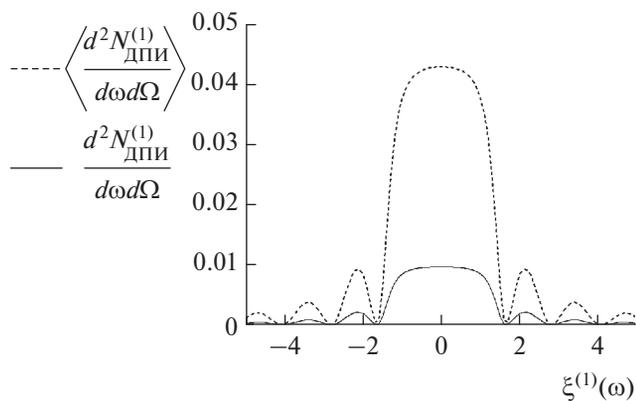


Рис. 4. Спектрально-угловые плотности ДПИ с учетом (пунктирная кривая) и без учета (сплошная кривая) многократного рассеяния: $\gamma = 100$, $L = 5$ мкм, $\theta_{\perp} = 6$ мрад.

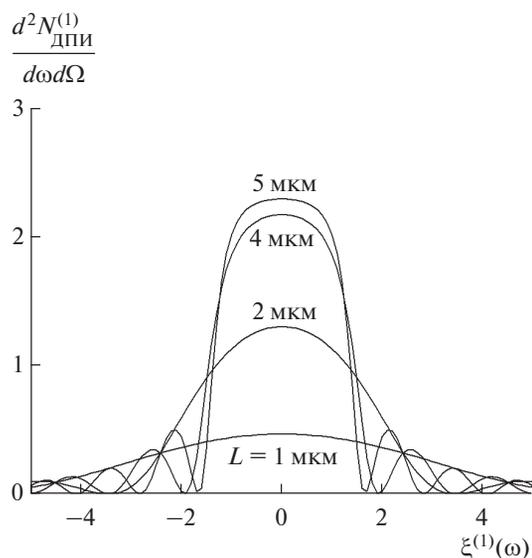


Рис. 5. Спектрально-угловые плотности ДПИ для различной толщины монокристалла при фиксированных углах наблюдения: $\theta_{\perp} = 3$ мрад, $\theta_{\parallel} = 0$, $\gamma = 300$.

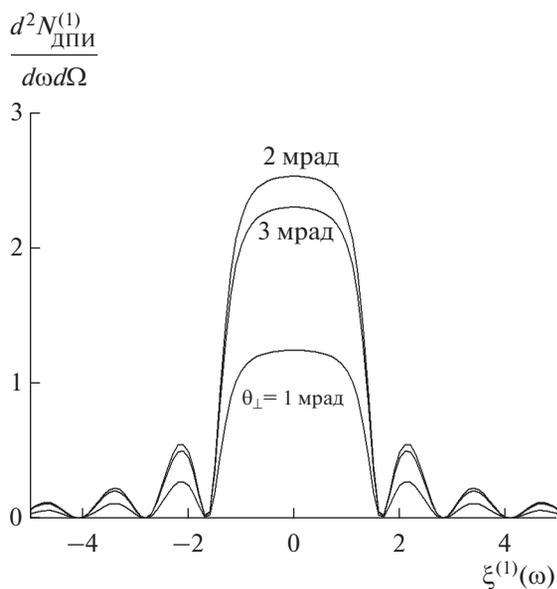


Рис. 6. Спектрально-угловые плотности ДПИ для различных углов наблюдения θ_{\perp} , $\theta_{\parallel} = 0$. $\gamma = 300$, $L = 5$ мкм.

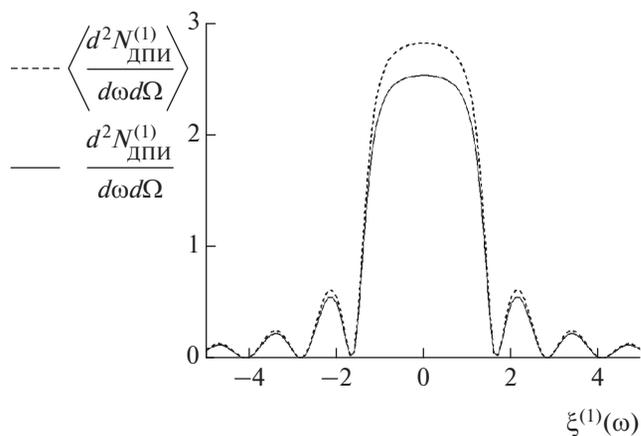


Рис. 7. Спектрально-угловые плотности ДПИ с учетом (пунктирная кривая) и без учета (сплошная кривая) многократного рассеяния: $\gamma = 300$, $L = 5$ мкм, $\theta_{\perp} = 2$ мрад.

ле наблюдения $\theta_{\perp} = 6$ мрад, $\theta_{\parallel} = 0$. Из рисунка следует, что в рассматриваемых условиях учет многократного рассеяния дает приблизительно пятикратное увеличение амплитуды спектрально-угловой плотности ДПИ по сравнению с расчетом без учета многократного рассеяния. Кривые на рис. 2–4 построены для энергии электрона, соответствующей Лоренц-фактору ($\gamma = 100$). Аналогичные кривые на рис. 5–7 по-

строены для большей энергии электрона ($\gamma = 300$). При такой энергии электрона (рис. 7) влияние многократного рассеяния электронов на атомах среды на спектрально-угловую плотность излучения становится значительно более слабым. В случае увеличения энергии электронов $\gamma > 300$ влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность ДПИ будет пренебрежимо малым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развита динамическая теория дифрагированного переходного излучения, генерируемого пучком релятивистских электронов в монокристаллической пластине в геометрии рассеяния Брэгга в условиях многократного рассеяния падающих частиц. Получены выражения, описывающие спектрально-угловую плотность ДПИ как с учетом, так и без учета многократного рассеяния электронов пучка атомами мишени. Исследовано влияние многократного рассеяния электрона на спектрально-угловую плотность ДПИ. Расчеты угловой спектрально-угловой плотности ДПИ демонстрируют рост угловой плотности ДПИ при увеличении толщины мишени. Главным новым результатом работы является установление факта значительного роста спектрально-угловой плотности дифрагированного переходного излучения в условиях многократного рассеяния излучающих электронов на атомах монокристаллической мишени.

Результаты данной работы могут быть полезными при постановке новых экспериментов по исследованию свойств ПРИ и ДПИ и интерпретации результатов экспериментов при небольших

энергиях электронов ($\gamma \leq 100$), в которых принципиально важно правильно учитывать вклад ДПИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В.Л., Франк И.М. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 15.
2. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. // Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984.
3. Пафомов В.Е. // Докл. АН СССР. 1960. Т. 133. № 6. С. 1315.
4. Болотовский Б.М. // Труды ФИАН. 1982. Т. 140. С. 95.
5. Гарибян Г.М. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. Вып. 2. С. 332.
6. Caticha A. // Phys. Rev. A. 1989. Т. 40. С. 4322.
7. Varyshevsky V. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 1997. Т. 122. С. 13.
8. Nasonov N. // Phys. Lett. A. 1998. Т. 246. С. 148.
9. Блажевич С.В., Носков А.В. // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. С. 875.
10. Блажевич С.В., Носков А.В. // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 643.
11. Блажевич С.В., Бронникова М.В., Носков А.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 9. С. 66.
12. Блажевич С.В., Люшина К.С., Носков А.В. // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. С. 242.
13. Particle Data Group, Barnett R.M. et al. // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 1.

Effect of Multiple Scattering on the Spectral-Angular Density of Diffracted Transition Radiation

S. V. Blazhevich¹, A. S. Gorlov², A. V. Noskov^{1, 2, *}, A. E. Fedoseev¹

¹Belgorod State National Research University, Belgorod, 308015 Russia

²Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov, Belgorod, 308012 Russia

*e-mail: noskovbupk@mail.ru

The paper investigates the diffracted transition radiation of a relativistic electron crossing a single-crystal plate in the Bragg scattering geometry. Expressions are obtained that describe the spectral-angular density of diffracted transition radiation with and without allowance for multiple scattering of a relativistic electron in a single-crystal plate. The influence of multiple scattering on the spectrum of diffracted transition radiation of a relativistic electron is shown.

Keywords: multiple scattering, diffracted transition radiation, relativistic electron.