

УДК 537.8

КОГЕРЕНТНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ РАСХОДЯЩИМСЯ ПУЧКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ В НАПРАВЛЕНИИ ОСИ ПУЧКА

© 2021 г. Д. О. Шкуропат^а, С. В. Блажевич^{а, *}, А. С. Горлов^б,
А. В. Носков^{а, б, **}, А. Э. Федосеев^а

^аБелгородский государственный университет, Белгород, 308015 Россия

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

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

**e-mail: noskovbupk@mail.ru

Поступила в редакцию 26.12.2020 г.

После доработки 26.01.2021 г.

Принята к публикации 30.01.2021 г.

В геометрии рассеяния Лауэ развита теория когерентного рентгеновского излучения, возбуждаемого пучком релятивистских электронов в монокристалле в направлении, близком к оси электронного пучка. Теория учитывает асимметрию отражения электронного поля относительно поверхности кристалла и расходимость электронного пучка. Получены выражения, описывающие спектрально-угловые плотности параметрического рентгеновского излучения вблизи направления скорости электрона, переходного излучения и их интерференции. Изучено влияние расходимости электронного пучка и асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени на спектрально-угловые плотности излучений.

Ключевые слова: монокристалл, параметрическое рентгеновское излучение, переходное излучение, пучок релятивистских электронов.

DOI: 10.31857/S1028096021070177

ВВЕДЕНИЕ

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) генерируется вблизи направления рассеяния Брэгга, вследствие рассеяния псевдо-фотонов кулоновского поля релятивистского электрона на системе параллельных атомных плоскостях кристалла [1–3]. Наряду с фотонами, генерируемыми в направлении рассеяния Брэгга, теория излучения предсказывает генерацию фотонов ПРИ вблизи направления скорости релятивистского электрона (ПРИ вперед (ПРИВ)) [4–6].

Первые сообщения об обнаружении ПРИВ релятивистских электронов в монокристалле в геометрии рассеяния Лауэ появились в работах [7, 8]. В эксперименте [8] регистрировалось рентгеновское излучение релятивистских электронов из толстой поглощающей монокристаллической мишени в условиях генерации ПРИВ, однако искомым рефлекс весьма слабо проявился на фоне излучения рождаемого электронами на элементах конструкции экспериментальной установки, а также на фоне переходного излучения и возможной интерференции ПРИВ и переходного излучения (ПИ).

Больше экспериментов по исследованию свойств ПРИВ не проводилось. Таким образом, теоретическое исследование свойств ПРИ вперед и поиска оптимальных условий для более яркого экспериментального наблюдения данного динамического эффекта остается актуальным.

Детальное теоретическое описание ПРИВ в монокристалле для случая симметричного отражения в геометриях рассеяния Лауэ и Брэгга было дано в работах [9, 10]. Для случая асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени, когда отражающие плоскости монокристалла расположены под произвольным углом к поверхности мишени, теория ПРИВ была развита в [11]. Влияние расходимости электронного пучка на когерентное рентгеновское излучение в направлении Брэгга в геометрии рассеяния Лауэ было рассмотрено в работах [12]. Теория когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов в монокристалле в направлении, близком к направлению оси пучка в геометрии рассеяния Брэгга была развита в работе [13], а в периодической слоистой среде – в работе [14].

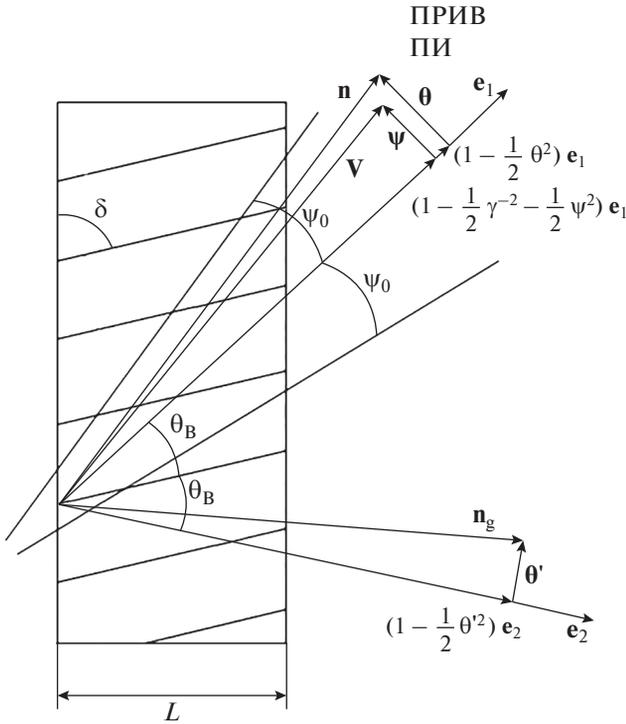


Рис. 1. Геометрия процесса излучения.

В настоящей работе, в рамках динамической теории дифракции, получены и исследованы выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики ПРИВ в геометрии рассеяния Лауэ, в общем случае асимметричного отражения. Показано влияние расходимости электронного пучка на угловую плотность ПРИВ. Показано влияние асимметрии отражения на спектрально-угловые характеристики когерентного рентгеновского излучения.

ГЕОМЕТРИЯ ПРОЦЕССА ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим излучение пучка релятивистских электронов, пересекающих монокристалл в геометрии рассеяния Лауэ (рис. 1). Пусть отражающая система параллельных атомных плоскостей монокристалла расположена под некоторым углом δ к поверхности мишени (рис. 1), что соответствует случаю асимметричного отражения поля излучения ($\delta = 0$ – частный случай симметричного отражения). Введем угловые переменные ψ , θ' и θ в соответствии с определениями скорости 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:

$$\mathbf{V} = \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2} - \frac{1}{2}\psi^2\right)\mathbf{e}_1 + \psi, \quad \mathbf{e}_1\psi = 0,$$

$$\mathbf{n} = \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)\mathbf{e}_1 + \theta, \quad \mathbf{e}_1\theta = 0, \quad \mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 = \cos 2\theta_B, \quad (1)$$

$$\mathbf{n}_g = \left(1 - \frac{1}{2}\theta'^2\right)\mathbf{e}_2 + \theta', \quad \mathbf{e}_2\theta = 0,$$

где θ' – угол излучения когерентного рентгеновского излучения (ПРИ и ДПИ) в направлении рассеяния Брэгга, отсчитываемый от направления \mathbf{e}_2 брэгговского отражения фотона, падающего вдоль оси электронного пучка \mathbf{e}_1 , ψ – угол отклонения рассматриваемого электрона в пучке, отсчитываемый от оси электронного пучка \mathbf{e}_1 , θ – угол когерентного рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона (ПРИВ), γ – Лоренц-фактор электрона. Угловые переменные рассматриваются в виде суммы составляющих, параллельных и перпендикулярных плоскости рисунка: $\theta = \theta_{\parallel} + \theta_{\perp}$, $\psi = \psi_{\parallel} + \psi_{\perp}$. ПРИВ будем рассматривать в направлении вектора \mathbf{n} (рис. 1). Угол ψ_0 будем называть начальной расходимостью пучка излучающих электронов (рис. 1). Угол ψ_0 определяет конус, ограничивающий часть пучка электронов, за пределами которого плотность электронов уменьшается более чем в e раз по сравнению с плотностью на оси пучка.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ ПЛОТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЙ

В рамках двух-волнового приближения динамической теории дифракции, методом аналогичным использованным в работе [11] получены выражения для спектрально-угловых плотностей ПРИВ, ПИ и их интерференции в случае тонкой непоглощающей мишени:

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\Omega^{(s)^2}}{(\Delta - \chi_0')^2} R_{\text{ПРИВ}}^{(s)}, \quad (2a)$$

$$R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} = \frac{1}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \times \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \times \frac{1}{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}, \quad (26)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \Omega^{(s)^2} \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\Delta - \chi_0'} \right)^2 R_{\text{ПИ}}^{(s)}, \quad (3a)$$

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

$$+ \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}\right)^2 \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) +$$

$$+ \frac{\varepsilon}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \left(\cos^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\frac{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right), \quad (36)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ИНТ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\Delta - \chi_0'} \right) \frac{1}{\Delta - \chi_0'} R_{\text{ИНТ}}^{(s)}, \quad (4a)$$

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

$$\left. \left. - \cos \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \right) \right] + 2 \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}\right) \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right), \quad (46)$$

где введены обозначения:

$$\Omega^{(1)} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} - \psi_{\parallel},$$

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

$$\eta^{(s)}(\omega) = \frac{2 \sin^2 \theta_{\text{В}}}{V^2 |\chi_{\text{г}}'| C^{(s)}} \left(\frac{\omega(1 - \theta_{\parallel} \cot \theta_{\text{В}})}{\omega_{\text{В}}} - 1 \right),$$

$$\varepsilon = \frac{\sin(\delta + \theta_{\text{В}})}{\sin(\delta - \theta_{\text{В}})}, \quad b^{(s)} = \frac{1}{2 \sin(\delta - \theta_{\text{В}})} \frac{L}{L_{\text{ext}}^{(s)}}, \quad (5)$$

$$L_{\text{ext}}^{(s)} = \frac{1}{\omega |\chi_{\text{г}}'| C^{(s)}}, \quad v^{(s)} = \frac{\chi_{\text{г}}' C^{(s)}}{\chi_0'}, \quad C^{(1)} = 1,$$

$$C^{(2)} = \cos 2\theta_{\text{В}},$$

$$\sigma^{(s)} = \frac{1}{|\chi_{\text{г}}'| C^{(s)}} \left(\Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel}, \gamma) - \chi_0' \right).$$

Функции $R_{\text{ПРИВ}}^{(s)}$, $R_{\text{ПИ}}^{(s)}$ и $R_{\text{ИНТ}}^{(s)}$ описывают спектральные плотности ПРИВ, ПИ и влияние интерференции ПРИВ и ПИ на суммарный спектр когерентного рентгеновского излучения. Отсутствие фотопоглощения означает, что длина пути фотона в пластинке L_f будет значительно меньше длины поглощения рентгеновских волн в кристалле $L_{\text{abs}} = 1/\omega \chi_0''$. Для того, чтобы проявлялись эффекты динамической дифракции рассматривается монокристаллическая пластина такой толщины, при которой длина пути электрона в пла-

стинке $L_e \approx L_f = L/\sin(\delta - \theta_{\text{В}})$ во много раз превышает длину экстинкции рентгеновских волн в монокристалле $L_{\text{ext}}^{(s)} = 1/\omega |\chi_{\text{г}}'| C^{(s)}$, т.е. $b^{(s)} \gg 1$. Параметр ε определяет асимметрию отражения поля электрона относительно поверхности мишени.

В выражениях (3) $\chi_{\text{г}}'$ и $\chi_{\text{г}}''$ определяются следующим образом:

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

$$\chi_{\text{г}}'' = \chi_0'' \exp\left(-\frac{1}{2} g^2 u_{\tau}^2\right), \quad (6)$$

где $\chi_0 = \chi_0' + i\chi_0''$ – средняя диэлектрическая восприимчивость, $F(\mathbf{g})$ – форм-фактор атома, содержащего Z электронов, $S(\mathbf{g})$ – структурный фактор элементарной ячейки, содержащей N_0 атомов, u_{τ} – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов кристалла. В работе рассматривается рентгеновская область частот ($\chi_{\text{г}}' < 0$, $\chi_0' < 0$). Выражение (2) при значении параметра $s = 1$ описывает поля σ -поляризованные, а при $s = 2$ поля π -поляризованные.

Отметим, что выражения (2)–(4) описывают спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию, генерируемые пересекающим монокристаллическую пластинку релятивистским электроном, направление скорости \mathbf{V} которого отклонено относительно оси пучка \mathbf{e}_1 на угол $\psi(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$.

Рассмотрим спектрально-угловые плотности излучений и их интерференцию с учетом угловой расходимости электронного пучка ψ_0 . Для этого усредним выражения (2)–(4) по всем возможным прямолинейным траекториям электрона в пучке. В качестве примера проведем усреднение угловой плотности ПРИВ по функции распределения Гаусса

$$f(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel}) = \frac{1}{\pi\psi_0^2} e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}}, \text{ получим выражения:}$$

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{\pi\psi_0^2} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} \frac{\Omega^{(s)2}}{(\Delta - \chi_0')^2} R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} \right) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (7)$$

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{\pi\psi_0^2} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\Delta - \chi_0'} \right)^2 R_{\text{ПИ}}^{(s)} \right) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (8)$$

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ИНТ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{\pi\psi_0^2} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\Delta - \chi_0'} \right) \frac{1}{\Delta - \chi_0'} R_{\text{ИНТ}}^{(s)} \right) \times (9)$$

$$\times d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}.$$

Необходимо отметить, важность выражений (7)–(9) для нахождения оптимальных параметров эксперимента по исследованию пика ПРИВ с точки зрения увеличения интенсивности спектрально-угловой плотности ПРИВ, а также оптимизации фона переходного излучения и интерференции ПРИВ и ПИ. Также выражения (7)–(9) можно использовать для интерпретации результатов уже проведенного эксперимента.

Для примера проведем численные расчеты спектрально-угловых плотностей ПРИВ, ПИ и их интерференции пучка релятивистских электронов, пересекающих с энергией $E = 102.2$ 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 $\omega_B = 10.9$ кэВ. Система отражающей плоскостей (111) монокристаллической мишени расположена под углом $\delta = 151.3^\circ$ к поверхности мишени, что соответствует случаю асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени ($\epsilon = 0.3$). В расчетах также рассматриваются значения угла $\delta = 156.4^\circ$ ($\epsilon = 0.2$) и $\delta = 138.6^\circ$

($\epsilon = 0.5$). Толщина мишени $L = 17.7$ мкм. Расчеты проведены для фиксированного угла наблюдения, соответствующего максимуму угловой плотности

ПРИВ $\theta_{\perp} = \sqrt{\gamma^{-2} - \chi_0'} \approx 6$ мрад, при этом $\theta_{\parallel} = 0$. Расчеты будем проводить для σ -поляризации ($s = 1$).

На рис. 2 представлены кривые, описывающие спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференции, построенные согласно формулам (7)–(9) для фиксированного угла наблюдения в случае расходимости электронного пучка $\psi_0 = 0.1$ мрад. Видно подавление частот, далеких от частоты Брэгга ($|\eta^{(s)}(\omega)| \gg 0$), за счет деструктивной интерференции волн переходного излучения, испущенных из входной и выходной поверхности мишени. Это произошло из-за того, что толщина мишени была подобрана так, чтобы выполнялось резонансное условие деструктивной интерференции волн с частотами далекими от частоты Брэгга: $b^{(s)}\sigma^{(s)} = 2\pi m$, m – натуральное число, подробнее см. в работе [14]. При этом интерференция ПРИВ и ПИ на пик ПРИВ в рассматриваемом случае влияет деструктивно. Из рис. 2 следует возможность экспериментального наблюдения пика ПРИВ в резко асимметричном случае $\epsilon = 0.3$ (симметричное отражение при $\epsilon = 1$). Рассмотрим влияние расходимости пучка релятивистских электронов на спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию. На рис. 3 и 4 представлены кривые демонстрируют те же результаты, что и на рис. 2, но при $\psi_0 = 0.5$ мрад и $\psi_0 = 1$ мрад соответственно. Из рис. 3 и 4 следует, что при таких расходимостях электронного пучка вклад в когерентное

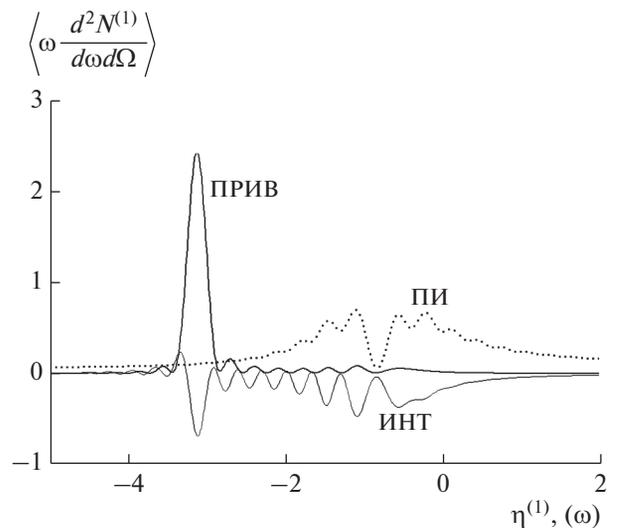


Рис. 2. Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция для фиксированного угла наблюдения. Расходимость электронного пучка $\psi_0 = 0.1$ мрад. Параметр асимметрии $\epsilon = 0.3$.

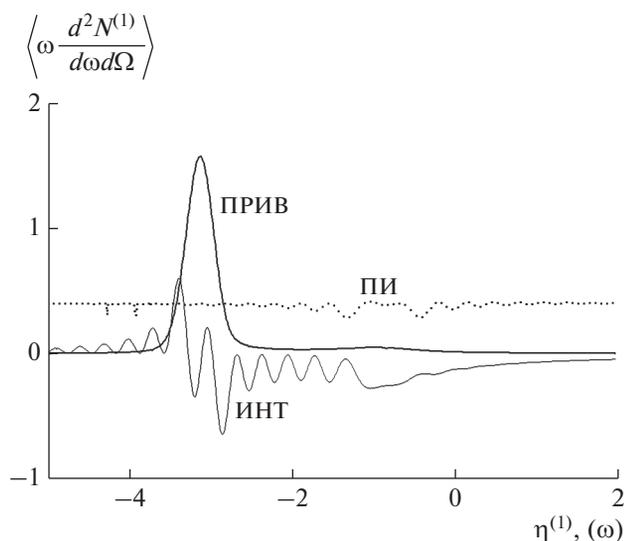


Рис. 3. Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция для фиксированного угла наблюдения. Расходимость электронного пучка $\psi_0 = 0.5$ мрад. Параметр асимметрии $\varepsilon = 0.3$.

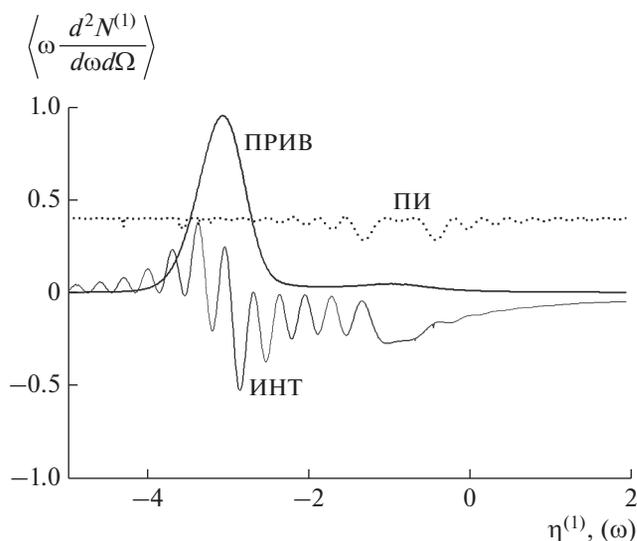


Рис. 4. Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция для фиксированного угла наблюдения. Расходимость электронного пучка $\psi_0 = 1$ мрад. Параметр асимметрии $\varepsilon = 0.3$.

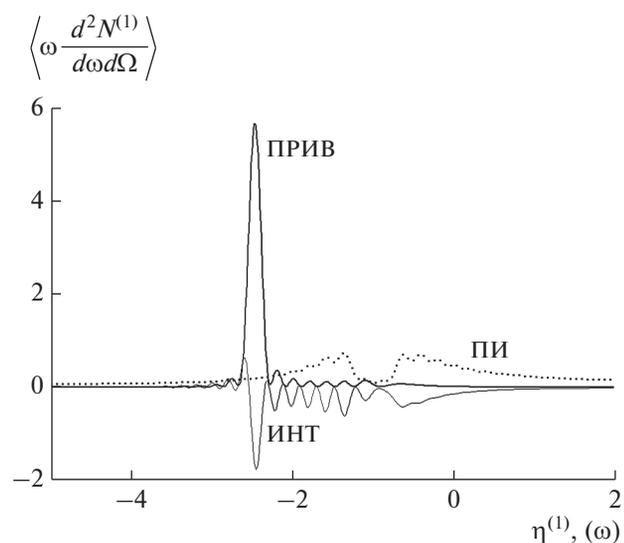


Рис. 5. Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция для фиксированного угла наблюдения. Расходимость электронного пучка $\psi_0 = 1$ мрад. Параметр асимметрии $\varepsilon = 0.2$.

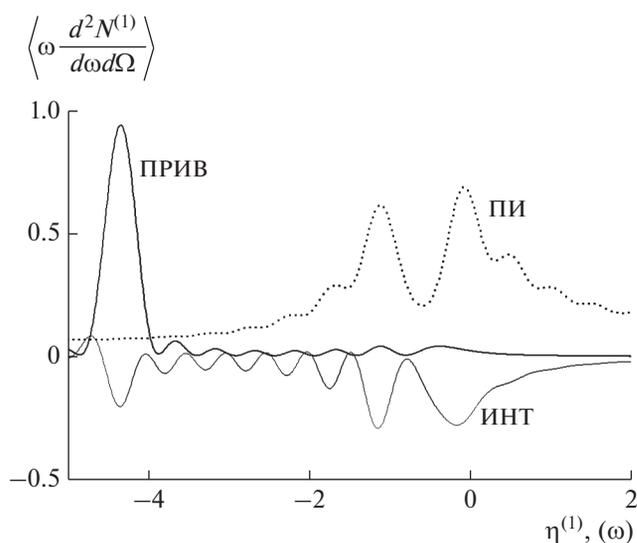


Рис. 6. Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция для фиксированного угла наблюдения. Расходимость электронного пучка $\psi_0 = 1$ мрад. Параметр асимметрии $\varepsilon = 0.5$.

рентгеновское излучение вдали от частот Брэгга ($|\eta^{(s)}(\omega)| \gg 0$) дают волны ПИ, испущенные только из выходной поверхности мишени. При этом наблюдаются небольшие колебания в спектре ПИ в окрестности частоты Брэгга, связанные с интерференцией волн, генерируемых на входной и выходной поверхностях мишени. Таким образом, расходимость электронного пучка влияет на спектрально-угловую плотность ПИ. Также из рис. 3, 4 следует заметное влияние расходимости

электронного пучка на амплитуду спектра ПРИВ. Видно, что при увеличении расходимости электронного пучка амплитуда спектра ПРИВ уменьшается.

Рассмотрим влияние асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени (параметр ε) на спектрально-угловые характеристики излучений. На рис. 2 спектрально-угловые плотности излучений построены при значении угла $\delta = 151.3^\circ$, что соответствует $\varepsilon = 0.3$. На рис. 5 и 6 построены аналогичные кривые, но

при $\delta = 156.4^\circ$ ($\epsilon = 0.2$) и $\delta = 138.6^\circ$ ($\epsilon = 0.5$) соответственно. В случае $\epsilon = 0.2$ (рис. 5) амплитуда спектра ПРИВ более чем в 2 раза превышает амплитуду спектра ПРИВ при $\epsilon = 0.3$, при этом угол δ , как мы видим, меняется незначительно. В случае же $\epsilon = 0.5$, наоборот, амплитуда спектра ПРИВ более чем в два раза меньше, чем при $\epsilon = 0.3$. При этом спектрально-угловая плотность ПИ существенно не меняется. Таким образом, спектрально-угловая плотность ПРИВ существенно зависит от асимметрии отражения. Данный факт можно использовать для постановки эксперимента по поиску и исследованию свойств ПРИВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В геометрии рассеяния Лауэ получены выражения, описывающие спектрально-угловые плотности параметрического рентгеновского излучения вблизи направления скорости электрона, переходного излучения и их интерференции. Получены выражения, описывающие нормированные на один электрон усредненные спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференции в зависимости от угла расходимости электронного пучка ψ_0 и параметра асимметрии отражения ϵ . Для примера проведены численные расчеты спектрально-угловых плотностей ПРИВ, ПИ и их интерференции для пучка релятивистских электронов, пересекающих монокристаллическую пластинку алмаза. Показано, что расходимость электронного пучка влияет на спектрально-угловую плотность ПИ: при увеличении расходи-

мости электронного пучка амплитуда спектра ПРИВ уменьшается. Показана существенная зависимость спектрально-угловой плотности ПРИВ от асимметрии отражения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Тер-Микаэлян М.Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: АН АрмССР, 1969. 459 с.
2. *Гарибян Г.М., Ян Шу* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 930.
3. *Барышевский В.Г., Феранчук И.Д.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 944.
4. *Гарибян Г.М., Ян Шу* // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 1198.
5. *Baryshevsky V.G., Feranchuk I.D.* // Phys. Lett. A. 1976. V. 57. P. 183.
6. *Baryshevsky V.G., Feranchuk I.D.* // J. Physique. 1983. V. 44. P. 913.
7. *Kalinin B.N., Naumenko G.A., Padalko D.V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. B. 2001. V. 173. P. 253.
8. *Алейник А.Н., Балдин А.Н., Богомазова Е.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. С. 447.
9. *Kubankin A.S., Nasonov N.N., Sergienko V.I., Vnukov I.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2003. V. 201. P. 97.
10. *Nasonov N., Noskov A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2003. V. 201. P. 67.
11. *Блажевич С.В., Носков А.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2010. № 4. С. 40.
12. *Блажевич С.В., Носков А.В.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. С. 875.
13. *Блажевич С.В., Люшина К.С., Носков А.В.* // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. Вып. 2. С. 242.
14. *Блажевич С.В., Дрыгина Ю.А., Шевчук О.Ю., Носков А.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 6. С. 43.

Coherent X-Ray Radiation Generated by a Beam of Relativistic Electrons in a Monocrystal in Direction of the Beam Axis

D. O. Shkuropat¹, S. V. Blazhevich^{2,*}, A. S. Gorlov², A. V. Noskov^{1,2,**}, A. E. Fedoseev¹

¹Belgorod State University, Belgorod, 308015 Russia

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

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

**e-mail: noskovbupk@mail.ru

The theory of coherent X-ray radiation excited by a beam of relativistic electrons in a single crystal in the direction close to the axis of the electron beam is developed in Laue scattering geometry. The theory takes into account the asymmetry of the reflection of the electron field relative to the surface of the crystal and the divergence of the electron beam. Expressions are obtained that describe the spectral-angular densities of parametric X-ray radiation near the direction of electron velocity, transition radiation, and their interference. The influence of the electron beam divergence, as well as the asymmetry of the reflection relative to the target surface of the electron field on the spectral-angular density of radiation is studied.

Keywords: single crystal, parametric X-ray radiation, transition radiation, beam of relativistic electrons.