ЖЭТФ, 2014, том 146, вып. 4 (10), стр. 730–740 © 2014

ДИФРАГИРОВАННОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В ТРЕХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ

С. В. Блажевич, Р. А. Загороднюк, А. В. Носков *

Белгородский государственный национальный исследовательский университет
308015, Белгород, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 2014 г.

Развита теория когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона, пересекающего трехслойную структуру, состоящую из двух аморфных и кристаллического слоев. В частности, рассматривается случай, когда второй аморфный слой является вакуумным. Получены и исследованы выражения, описывающие спектрально-угловое распределение когерентного излучения в такой структуре.

DOI: 10.7868/S0044451014100071

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время отмечается повышенный интерес физиков к исследованию рентгеновского излучения различных типов, возникающего при прохождении электронов через структурированные атомные среды. Этот интерес обусловлен возможностью создания на основе проявляющихся при этом механизмов излучения компактных источников рентгеновского излучения [1], широко востребованных для фундаментальных и прикладных исследований в области физики твердого тела, микроэлектроники, медицине, биологии и т. д. Подобные источники, созданные на основе синхротронного излучения, генерируемого в электронных накопительных кольцах с энергией около 1 ГэВ, являются громоздкими, дорогостоящими установками. В этой связи актуальным является исследование возможностей создания более компактных альтернативных источников рентгеновского излучения.

Необходимо отметить, что разрабатываемые компактные рентгеновские источники, основанные на переходном излучении релятивистских электронов в аморфных средах [2, 3], параметрическом рентгеновском излучении релятивистских электронов в кристаллах [4, 5], а также на излучении при каналировании электронов в кристаллах [6] рассматривались как главные кандидаты на использование для прикладных целей [7]. Однако расчеты и экспериментальные данные показали, что все эти источники не достаточно эффективны из-за малой интенсивности пучков излучаемых рентгеновских фотонов даже при высоком электронном токе. Таким образом, поиски механизмов генерации рентгеновского излучения релятивистскими электронами в структурированных средах, позволяющих увеличить интенсивность рентгеновского излучения, остаются актуальными.

Одним из наиболее перспективных для этих целей механизмов излучения является дифрагированное переходное излучение (DTR) релятивистских электронов в кристаллах [8–11], которое возникает вследствие динамической дифракции на атомных плоскостях кристаллической мишени фотонов переходного излучения, генерируемого на передней границе кристалла. DTR является эффектом динамической дифракции фотонов переходного излучения на системе параллельных атомных плоскостей кристалла и проявляется в направлении рассеяния Брэгга в узком спектральном диапазоне, что, безусловно, дает DTR преимущество по сравнению с обычным переходным излучением (TR), имеющим широкий спектр, при создании монохроматического источника рентгеновского излучения. Хотя переходное излучение открыто и изучается уже давно, оно и в настоящее время продолжает оставаться интересным с точки зрения различных приложений [12–17].

Когда релятивистский электрон пересекает монокристалл, его кулоновское поле рассеивается на сис-

*E-mail: noskovbupk@mail.ru

теме параллельных атомных плоскостей кристалла, порождая параметрическое рентгеновское излучение (PXR), фотоны которого движутся в направлении рассеяния Брэгга вместе с фотонами DTR. Теория когерентного рентгеновского излучения релятивистских электронов в кристалле, описывающая вклады механизмов DTR и PXR в рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции рентгеновских волн, развита в работах [18–22]. В работах [18, 19] когерентное рентгеновское излучение рассматривалось в частном случае симметричного отражения, когда отражающая система атомных плоскостей кристалла расположена параллельно поверхности мишени (в случае геометрии рассеяния Брэгга) или перпендикулярно ей (в случае геометрии рассеяния Лауэ).

В работах [20–22] развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения релятивистских электронов в кристалле для общего случая асимметричного относительно поверхности мишени отражения поля электрона, когда система параллельных отражающих слоев в мишени может располагаться под произвольным углом к поверхности мишени. При этом было показано, что меняя асимметрию отражения поля электрона, т. е. изменяя угол между поверхностью мишени и системой дифрагирующих атомных плоскостей кристалла, можно существенно увеличить спектрально-угловую плотность DTR и PXR.

Необходимо отметить, что вклад в DTR от кристаллической мишени дает только переходное излучение, возникающее на первой ее границе, что не дает возможности для увеличения выхода излучения за счет конструктивной интерференции волн TR от разных границ. В работе [23] когерентное рентгеновское излучение релятивистского электрона рассматривалось в двухслойной структуре, состоящей из аморфного и кристаллического слоев, и была показана возможность увеличения интенсивности DTR в такой структуре.

Настоящая работа направлена на поиск способов увеличения выхода когерентного рентгеновского излучения, генерируемого релятивистским электроном в структурированной среде. Конкретная задача работы — исследование вклада механизма переходного излучения в системе, состоящей из последовательности слоев, включающей несколько аморфных слоев и один монокристаллический, играющий роль отражателя для переходного излучения, возникающего на границах аморфных слоев и на передней границе самого кристаллического слоя, а также роль радиатора для параметрического излучения, формирующегося на его атомных плоскостях. Интерес представляет интерференция волн излучений, возникающих на различных границах слоев и дифрагированных в кристаллическом слое в направлении Брэгга, и PXR в том же направлении.

Исследование двухслойной системы «аморфный слой + кристаллический слой» представляет интерес с точки зрения описания излучения из монокристаллического радиатора, имеющего защитный слой на передней поверхности кристалла или аморфный слой, являющийся подложкой (например, для тонкого кристалла). Такая задача была рассмотрена авторами в предыдущей работе [23]. Случай трехслойной мишени, рассматриваемый в настоящей работе, также представляет особый интерес, поскольку, с одной стороны, открывает переход к многослойной системе, а с другой — позволяет описать элементарную систему, состоящую из двух слоев, разделенных вакуумным слоем. Следующим шагом исследования остается лишь обобщение результатов на случай многослойной системы с произвольным количеством слоев. В данной работе спектрально-угловые распределения DTR и PXR в трехслойной структуре исследованы для случая геометрии рассеяния Лауэ в общем случае асимметричного отражения.

2. АМПЛИТУДА ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим излучение прямолинейно движущегося релятивистского электрона, пересекающего со скоростью $\mathbf{V}$ трехслойную структуру, состоящую из двух аморфных и кристаллического слоев (рис. 1) с толщинами соответственно c, a и b. Диэлектрические восприимчивости аморфных сред обозначим соответственно χ_c и χ_a, а кристаллической среды χ_0 и $\chi_{\mathbf{g}}$.

Распространение рентгеновских волн в кристаллической среде будем рассматривать в рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции. На рис. 1 $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{k} - \omega\mathbf{V}/V^2$ — составляющая импульса виртуального фотона перпендикулярная скорости частицы $\mathbf{V}$ ($\mu = \omega\theta/V$, где $\theta \ll 1$ — угол между векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{V}$), θ_B — угол Брэгга, φ — азимутальный угол излучения, отсчитываемый от плоскости, образованной вектором скорости $\mathbf{V}$ электрона и вектором обратной решетки кристалла $\mathbf{g}$. Длину вектора $\mathbf{g}$ можно выразить через угол Брэгга и частоту Брэгга ω_B: $g = 2\omega_B \sin\theta_B/V$; θ — угол между вектором $\omega\mathbf{V}/V^2$ и волновым вектором падающей волны $\mathbf{k}$, а θ' — угол между вектором $\omega\mathbf{V}/V^2 + \mathbf{g}$ и волновым вектором дифрагированной волны $\mathbf{k}_{\mathbf{g}}$.

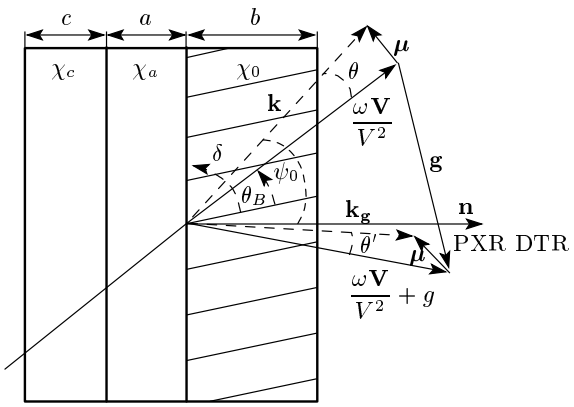

Рис. 1. Геометрия процесса излучения и система обозначений используемых величин: θ, θ' — углы излучения, θ_B — угол Брэгга (угол между скоростью электрона $\mathbf{V}$ и атомными плоскостями), δ — угол между поверхностью и рассматриваемыми атомными плоскостями кристаллического слоя, $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k_g}$ — волновые векторы подающего и дифрагированного фотона

Излучение и дифракция рентгеновских волн в кристаллическом слое в направлении $\mathbf{k_g}$ описывается в рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции [24] по аналогии с работами [22, 25] и используются такие же обозначения, как в работе [23].

Длину волнового вектора свободных фотонов в аморфных средах $k_a = \omega\sqrt{1+\chi_a}$ и $k_c = \omega\sqrt{1+\chi_c}$ удобно представить в следующем виде:

$$k_a = \omega\left(1+\frac{\chi_0}{2}\right) + \frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda'_{\mathbf{g}a} - \frac{\omega\beta}{2}\right),$$
$$k_c = \omega\left(1+\frac{\chi_0}{2}\right) + \frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda'_{\mathbf{g}c} - \frac{\omega\beta}{2}\right), \tag{1}$$

где

$$\lambda'_{\mathbf{g}a} = \lambda^*_{\mathbf{g}} - \frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\omega\left(\frac{\gamma^{-2}+\theta^2-\chi_a}{2}\right),$$
$$\lambda'_{\mathbf{g}c} = \lambda^*_{\mathbf{g}} - \frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\omega\left(\frac{\gamma^{-2}+\theta^2-\chi_c}{2}\right), \tag{2a}$$

$$\lambda^*_{\mathbf{g}} = \frac{\omega\beta}{2} + \frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\lambda^*_0, \quad \lambda^*_0 = \omega\left(\frac{\gamma^{-2}+\theta^2-\chi_0}{2}\right), \tag{2b}$$
$$\beta = \alpha - \chi_0\left(1-\frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\right), \quad \alpha = \frac{1}{\omega^2}(k_{\mathbf{g}}^2 - k^2),$$
$$\gamma_0 = \cos\psi_0, \quad \gamma_{\mathbf{g}} = \cos\psi_{\mathbf{g}},$$

ψ_0 — угол между волновым вектором подающей волны $\mathbf{k}$ и вектором нормали $\mathbf{n}$ к поверхности кристаллической пластинки, $\psi_{\mathbf{g}}$ — угол между волновым вектором $\mathbf{k_g}$ и вектором $\mathbf{n}$ (см. рис. 1), γ — лоренц-фактор, θ и θ' — углы излучения фотонов относительно соответственно скорости релятивистского электрона и направления рассеяния Брэгга.

Рассматривая процесс излучения в трехслойной структуре по аналогии с процессом излучения в двухслойной структуре [23] и используя аппарат теории динамической дифракции рентгеновских волн в кристаллической пластинке, описанный в работах [22, 25], получим выражение для амплитуды излучения $E_{\mathbf{g}}^{(s)Rad}$ в направлении рассеяния Брэгга, которую представим в виде суммы амплитуд дифрагированного переходного излучения и параметрического рентгеновского излучения:

$$E_{\mathbf{g}}^{(s)Rad} = E_{DTR}^{(s)} + E_{PXR}^{(s)}, \tag{3a}$$

$$E_{DTR}^{(s)} = \frac{8\pi^2 ieV\theta P^{(s)}}{\omega} \times$$
$$\times \exp\left\{i\left(\frac{\omega\chi_0}{2} + \lambda^*_g\right)\frac{c+a+b}{\gamma_g}\right\} \times$$
$$\times \frac{\omega^2\chi_{\mathbf{g}}C^{(s)}}{2\omega\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda^{(1)}_{\mathbf{g}} - \lambda^{(2)}_{\mathbf{g}}\right)} \times$$
$$\times \left(\exp\left\{i\frac{\lambda^{(1)}_{\mathbf{g}} - \lambda^*_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}b\right\} - \exp\left\{i\frac{\lambda^{(2)}_{\mathbf{g}} - \lambda^*_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}b\right\}\right) \times$$
$$\times \left[\left(\frac{1}{\theta^2+\gamma^{-2}-\chi_c} - \frac{1}{\theta^2+\gamma^{-2}}\right) \times\right.$$
$$\times \exp\left\{-i\frac{\omega c}{2\gamma_0}(\gamma^{-2}+\theta^2-\chi_c) - i\frac{\omega a}{2\gamma_0}(\gamma^{-2}+\theta^2-\chi_a)\right\} +$$
$$+ \left(\frac{1}{\theta^2+\gamma^{-2}-\chi_a} - \frac{1}{\theta^2+\gamma^{-2}-\chi_c}\right) \times$$
$$\times \exp\left\{-i\frac{\omega a}{2\gamma_0}(\gamma^{-2}+\theta^2-\chi_a)\right\} +$$
$$\left. + \frac{1}{\theta^2+\gamma^{-2}-\chi_0} - \frac{1}{\theta^2+\gamma^{-2}-\chi_a}\right], \tag{3b}$$

$$E_{PXR}^{(s)} = \frac{8\pi^2 ieV\theta P^{(s)}}{\omega} \times$$
$$\times \exp\left\{i\left(\frac{\omega\chi_0}{2} + \lambda^*_g\right)\frac{c+a+b}{\gamma_g}\right\} \times$$
$$\times \frac{\omega^2\chi_{\mathbf{g}}C^{(s)}}{2\omega\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda^{(1)}_{\mathbf{g}} - \lambda^{(2)}_{\mathbf{g}}\right)} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{1}{\chi_0 - \theta^2 - \gamma^{-2}} + \frac{\omega}{2\dfrac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}} \left(\lambda_{\mathbf{g}}^* - \lambda_{\mathbf{g}}^{(1)} \right)} \right) \times \right.$$

$$\times \left(\exp\left\{ i \frac{\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)} - \lambda_{\mathbf{g}}^*}{\gamma_{\mathbf{g}}} b \right\} - 1 \right) -$$

$$- \left(\frac{1}{\chi_0 - \theta^2 - \gamma^{-2}} + \frac{\omega}{2\dfrac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}} \left(\lambda_{\mathbf{g}}^* - \lambda_{\mathbf{g}}^{(2)} \right)} \right) \times$$

$$\left. \times \left(\exp\left\{ i \frac{\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)} - \lambda_{\mathbf{g}}^*}{\gamma_{\mathbf{g}}} b \right\} - 1 \right) \right]. \quad (3c)$$

Так как PXR генерируется только в кристаллическом слое, выражение для амплитуды PXR (3c) совпадает с выражением, полученным в работе [23]. Свойства и спектрально-угловые характеристики PXR в кристаллическом слое не зависят от характеристик аморфных сред. Явное выделение выражений для амплитуд PXR и DTR из рассматриваемой трехслойной структуры в настоящей работе позволило рассмотреть интерференцию этих механизмов излучения, результат которой зависит от параметров аморфных слоев.

3. СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВАЯ ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим излучение релятивистского электрона для случая, когда второй слой является вакуумом ($\chi_a = 0$) (см. рис. 2). Для выявления

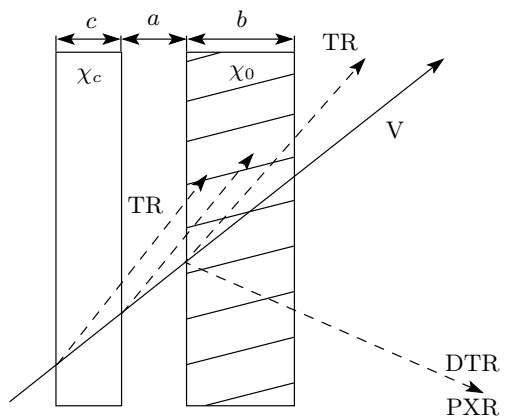

Рис. 2. Процесс рентгеновского излучения релятивистского электрона в случае, когда второй аморфный слой является вакуумным

и анализа эффектов, не связанных с поглощением, рассмотрим простой случай тонкой непоглощающей мишени $\chi_0'' = \chi_c'' = 0$. В этом случае из выражения (3b) получим выражение, описывающее спектрально-угловую плотность DTR из рассматриваемой трехслойной мишени «аморфная среда–вакуум–кристалл»:

$$\omega \frac{d^2 N_{DTR}^{(s)}}{d\omega\, d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi_0'|} T_{DTR}^{(s)}, \quad (4a)$$

$$T_{DTR}^{(s)} = T_1^{(s)} + T_2^{(s)} + T_{int}^{(s)}, \quad (4b)$$

$$T_1^{(s)} = 4\Omega^2 \left(\frac{1}{\Omega_0^2 + \chi_c'/\chi_0'} - \frac{1}{\Omega_0^2} \right)^2 \times$$
$$\times \sin^2 \left(\frac{B^{(s)}}{2} \frac{c}{b} \frac{1}{\nu^{(s)}} \left(\Omega_0^2 + \frac{\chi_c'}{\chi_0'} \right) \right) R_{DTR}^{(s)}, \quad (4c)$$

$$T_2^{(s)} = \Omega^2 \left(\frac{1}{\Omega_0^2 + 1} - \frac{1}{\Omega_0^2} \right)^2 R_{DTR}^{(s)}, \quad (4d)$$

$$T_{int}^{(s)} = 2\Omega^2 \left(\frac{1}{\Omega_0^2 + 1} - \frac{1}{\Omega_0^2} \right) \left(\frac{1}{\Omega_0^2} - \frac{1}{\Omega_0^2 + \chi_c'/\chi_0'} \right) \times$$
$$\times \left[\cos\left(B^{(s)} \frac{a}{b} \frac{1}{\nu^{(s)}} \Omega_0^2 \right) - \right.$$
$$\left. - \cos\left(B^{(s)} \frac{a}{b} \frac{1}{\nu^{(s)}} \Omega_0^2 + B^{(s)} \frac{c}{b} \frac{1}{\nu^{(s)}} \left(\Omega_0^2 + \frac{\chi_c'}{\chi_0'} \right) \right) \right] \times$$
$$\times R_{DTR}^{(s)}, \quad (4e)$$

где выражение, описывающее спектр DTR, имеет следующий вид:

$$R_{DTR}^{(s)} = \frac{4\varepsilon^2}{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon} \sin^2 \left(\frac{B^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right). \quad (5)$$

В выражениях (4) и (5) приняты следующие обозначения:

$$\Omega_0^2 = \Omega^2 + \Gamma^2, \quad \Omega = \frac{\theta}{\sqrt{|\chi_0'|}},$$
$$\Gamma = \frac{1}{\gamma\sqrt{|\chi_0'|}}, \quad \nu^{(s)} = \frac{\chi_{\mathbf{g}}' C^{(s)}}{\chi_0'}, \quad (6)$$
$$B^{(s)} = \frac{1}{2\sin(\delta - \theta_B)} \frac{b}{L_{ext}^{(s)}}, \quad \varepsilon = \frac{\sin(\delta + \theta_B)}{\sin(\delta - \theta_B)}.$$

Функции $T_1^{(s)}$ и $T_2^{(s)}$ описывают спектрально-угловые плотности DTR, соответствующие волнам переходных излучений, генерируемых соответственно в аморфном слое и на передней границе кристаллического слоя, а функция $T_{int}^{(s)}$ описывает влияние

на суммарную спектрально-угловую плотность DTR интерференции этих волн.

Параметр $B^{(s)}$ равен половине пути электрона в кристаллическом слое, выраженного в длинах экстинкции рентгеновских волн в кристалле $L_{ext}^{(s)} = 1/\omega|\chi'_{\mathbf{g}}|C^{(s)}$.

Отметим, что полученные выражения имеют удобный для теоретического анализа вид, так как содержат важные наблюдаемые характеристики, такие как относительные величины толщины слоев c/b, a/b и диэлектрических восприимчивостей аморфного и кристаллического слоев χ'_c/χ'_0. Вместо угла наблюдения θ используется нормированный на величину $\sqrt{|\chi'_0|}$ угол наблюдения (параметр Ω).

Важным в полученных выражениях является параметр

$$\varepsilon = \frac{\sin(\delta+\theta_B)}{\sin(\delta-\theta_B)},$$

который определяет степень асимметрии отражения поля в кристаллической пластинке относительно поверхности мишени.

Конструктивная интерференция волн от разных границ аморфного слоя может существенно увеличить спектрально-угловую плотность DTR. Условие конструктивной интерференции, следующее из (4c), представляет соотношение

$$\frac{B^{(s)}}{2}\frac{c}{b}\frac{1}{\nu^{(s)}}\left(\Omega_0^2+\frac{\chi'_c}{\chi'_0}\right) = \frac{\omega c}{4\sin(\delta-\theta_B)}(\theta^2+\gamma^{-2}-\chi'_c) = (2n+1)\frac{\pi}{2}, \quad n=0,1,2,\ldots \tag{7a}$$

Дополнительно спектрально-угловую плотность DTR можно увеличить за счет реализации конструктивной интерференции волн переходного излучения от аморфного слоя и передней границы кристаллического слоя, условие которой, следующее из (4e), имеет вид

$$B^{(s)}\frac{a}{b}\frac{1}{\nu^{(s)}}\Omega_0^2 = \frac{\omega a}{2\sin(\delta-\theta_B)}(\theta^2+\gamma^{-2}) = (2m+1)\pi, \quad m=0,1,2,\ldots \tag{7b}$$

Можно показать, что при $|\chi'_0| > |\chi'_c|$ интерференционное слагаемое $T_{int}^{(s)}$ может превзойти вклад каждого TR в суммарный выход DTR. В частном случае, когда $\chi'_0 = \chi'_c$ из (4) при выполнении условий (7a) и (7b) следует выражение

$$\omega\frac{d^2N_{DTR}^{(s)}}{d\omega\, d\Omega} = 9\frac{e^2}{4\pi^2}P^{(s)^2}\theta^2 \times \left(\frac{1}{\theta^2+\gamma^{-2}-\chi'_0}-\frac{1}{\theta^2+\gamma^{-2}}\right)^2 R_{DTR}^{(s)}, \tag{8}$$

из которого видно, что в рассматриваемых условиях спектрально-угловая плотность DTR из рассматриваемой трехслойной мишени в девять раз превышает спектрально-угловую плотность DTR из монокристаллического слоя.

Дифрагированное переходное излучение релятивистского электрона из рассматриваемой трехслойной структуры сопровождается параметрическим рентгеновским излучением, генерируемым в кристаллическом слое. При этом существенное влияние на спектрально-угловую плотность суммарного излучения может оказать интерференция этих механизмов излучения. Используя (3c), получим выражение, описывающее спектрально-угловую плотность PXR,

$$\omega\frac{d^2N_{PXR}^{(s)}}{d\omega\, d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2}\frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|}T_{PXR}^{(s)}, \tag{9a}$$

$$T_{PXR}^{(s)} = \frac{\Omega^2}{(\Omega^2+\Gamma^2+1)^2}R_{PXR}^{(s)}, \tag{9b}$$

$$R_{PXR}^{(s)} = 4\left(1-\frac{\xi}{\sqrt{\xi^2+\varepsilon}}\right)^2 \times \frac{\sin^2\left(\frac{B^{(s)}}{2}\left(\sigma^{(s)}+\frac{\xi-\sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right)}{\left(\sigma^{(s)}+\frac{\xi-\sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon}\right)^2}, \tag{9c}$$

где

$$\sigma^{(s)} = \frac{1}{\nu^{(s)}}(\Omega_0^2+1).$$

Используя (3c) и (3b), получим выражение, описывающее интерференцию механизмов излучения DTR и PXR в случае отсутствия поглощения $\chi''_0 = \chi''_c = 0$:

$$\omega\frac{d^2N_{int}^{(s)}}{d\omega\, d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2}\frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|}T_{PXR,DTR}^{int(s)}, \tag{10a}$$

где

$$T^{int(s)}_{PXR,DTR} = \frac{\Omega^2}{\Omega_0^2+1} \times \left[\left(\frac{1}{\Omega_0^2 + \frac{\chi'_c}{\chi'_0}} - \frac{1}{\Omega_0^2} \right) R^{(s)(1)}_{int} + \left(\frac{1}{\Omega_0^2+1} - \frac{1}{\Omega_0^2} \right) R^{(s)(2)}_{int} \right], \quad (10b)$$

$$R^{(s)(1)}_{int} = -8\varepsilon \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2}+\varepsilon}}{\xi^{(s)^2}+\varepsilon} \times \sin\left(\frac{B^{(s)}}{2} \frac{c}{b} \frac{1}{\nu^{(s)}} \left(\Omega_0^2 + \frac{\chi'_c}{\chi'_0} \right) \right) \times \sin\left(\frac{B^{(s)}\sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon} \right) \times \sin\left(\frac{B^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \times \sin\left(\frac{B^{(s)}}{2} \left(\frac{a}{b} \frac{2}{\nu^{(s)}} \Omega_0^2 + \frac{c}{b} \frac{1}{\nu^{(s)}} \left(\Omega_0^2 + \frac{\chi'_c}{\chi'_0} \right) + \sigma^{(s)} + \frac{\xi + \sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right), \quad (11a)$$

$$R^{(s)(2)}_{int} = 4\varepsilon \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2}+\varepsilon}}{\xi^{(s)^2}+\varepsilon} \times \sin\left(B^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon} \right) \times \sin\left(\frac{B^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \times \cos\left(\frac{B^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi + \sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right). \quad (11b)$$

Интерференционные спектральные функции $R^{(s)(1)}_{int}$ и $R^{(s)(2)}_{int}$ описывают соответственно интерференцию PXR и DTR от аморфного слоя и интерференцию PXR и DTR от передней границы кристаллического слоя.

Полученные выражения (4), (9) и (10), описывающие соответственно спектрально-угловые распределения DTR, PXR в рассматриваемой трехслойной мишени и их интерференционное слагаемое, получены впервые и являются главным результатом настоящей работы. Данные выражения учитывают все возможные в такой структуре интерференционные эффекты, а также эффекты, связанные с асимметрией отражения (параметр ε). Эти выражения могут быть использованы для анализа спектрально-угловых характеристик излучения релятивистского электрона в рассматриваемой трехслойной структуре в зависимости от параметров, составляющих мишень слоев и энергии излучающих электронов. Выражения для угловой плотности DTR, PXR и слагаемого, описывающего интерференцию этих механизмов излучения, запишем в следующем виде:

$$\frac{dN^{(s)}_{DTR}}{d\Omega} = \frac{e^2 P^{(s)^2}}{8\pi^2 \sin^2\theta_B} \left(F^{(s)}_1(\theta) + F^{(s)}_2(\theta) + F^{(s)}_{int}(\theta) \right), \quad (12a)$$

где

$$F^{(s)}_{1,2,int}(\theta) = \nu^{(s)} \int_{-\infty}^{\infty} T^{(s)}_{1,2,int} d\eta^{(s)}(\omega), \quad (12b)$$

$$F^{(s)}_{DTR}(\theta) = F^{(s)}_1(\theta) + F^{(s)}_2(\theta) + F^{(s)}_{int}(\theta), \quad (12c)$$

$$\frac{dN^{(s)}_{PXR}}{d\Omega} = \frac{e^2 P^{(s)^2}}{8\pi^2 \sin^2\theta_B} F^{(s)}_{PXR}(\theta), \quad (13a)$$

$$F^{(s)}_{PXR}(\theta) = \nu^{(s)} \int_{-\infty}^{\infty} T^{(s)}_{PXR} d\eta^{(s)}(\omega), \quad (13b)$$

$$\frac{dN^{(s)}_{int}}{d\Omega} = \frac{e^2 P^{(s)^2}}{8\pi^2 \sin^2\theta_B} F^{(s)}_{int}(\theta), \quad (13c)$$

$$F^{(s)}_{int}(\theta) = \nu^{(s)} \int_{-\infty}^{\infty} T^{int(s)}_{PXR,DTR} d\eta^{(s)}(\omega). \quad (13d)$$

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫХ СВОЙСТВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Используем полученные в настоящей работе выражения для исследования спектрально-угловых свойств излучения. На рис. 3 представлены построенные по формулам (4c)–(4e) кривые, демонстрирующие относительные вклады в суммарный спектр DTR волн переходного излучения от аморфной пластинки волн TR, от передней границы кристаллического слоя и их интерференционного слагаемого. Кривые на рис. 3 построены для условий максимума угловой плотности переходного излучения

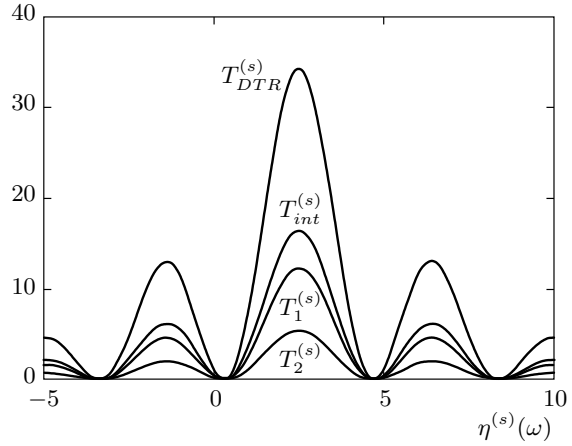

Рис. 3. Вклад волн TR от аморфной пластинки $T_1^{(s)}$, волн TR от передней границы кристаллического слоя $T_2^{(s)}$ и их интерференционного слагаемого $T_{int}^{(s)}$ в суммарный спектр DTR $T_{DTR}^{(s)}$. Кривые построены при условии конструктивной интерференции: $\Omega = \Gamma = 0.5$ (в максимуме угловой плотности), $\chi_c'/\chi_0' = 0.5$, $B^{(s)} = 5$, $\nu^{(s)} = 0.8$, $\varepsilon = 5$, $a/b = 2m+1$, $c/b = 0.5(2n+1)$

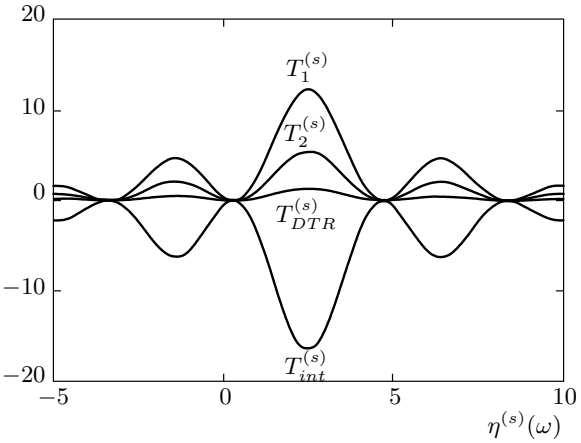

Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для условий деструктивной интерференции волн TR от аморфного слоя и входной поверхности кристалла ($a/b = 2(2m+1)$)

$\Omega = \Gamma$ ($\theta = \gamma^{-1}$) и конструктивной интерференции всех волн TR, т. е. для случая, когда выполняются оба условия (7). Конструктивная интерференция достигалась путем подбора толщин аморфного слоя (параметра c/b) и вакуумного слоя (параметра a/b), при этом остальные параметры фиксировались. В частности, фиксировался параметр $B^{(s)}$, равный половине пути электрона в кристаллическом

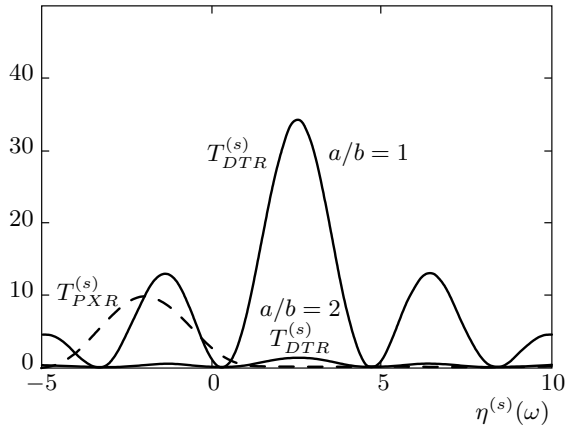

Рис. 5. DTR в условиях конструктивной ($a/b = 2m+1$) и деструктивной ($a/b = 2(2m+1)$) интерференции на фоне PXR

слое, выраженной в длинах экстинкции рентгеновских волн в кристалле, а значит, и сама величина толщины кристаллического слоя b (см. (6)). Параметр $\nu^{(s)}$ (см. (6)), принимающий значения в промежутке $0 \le \nu^{(s)} \le 1$, определяет степень отражения поля от системы параллельных атомных плоскостей кристаллического слоя, обусловленную характером интерференции волн, отраженных от разных плоскостей: конструктивным ($\nu^{(s)} \approx 1$) или деструктивным ($\nu^{(s)} \approx 0$).

Кривые на рис. 3 демонстрируют случай, когда слагаемое в суммарном спектре DTR, определяемое конструктивной интерференцией волн переходных излучений от аморфного слоя и передней границы кристаллического слоя, может дать вклад в суммарный спектр DTR больший, чем каждая из волн в отдельности. При этом амплитуда суммарного спектра $T_{DTR}^{(s)}$ существенно превышает амплитуду спектра TR из аморфного слоя, если бы кристалл использовался только для сепарирования фотонов по частоте (кривая $T_1^{(s)}$). В случае деструктивной интерференции волн переходного излучения из аморфного слоя и передней границы кристаллического слоя суммарное DTR может подавляться, что демонстрируют кривые, представленные на рис. 4. В этом случае по сравнению с рис. 3 изменилась только толщина вакуумного слоя в мишени.

На рис. 5 построены кривые суммарного спектра DTR при конструктивной (параметр $a/b = 2m+1$) и деструктивной (параметр $a/b = 2(2m+1)$) интерференции волн TR на фоне PXR. Кривая, описывающая спектр PXR, построена по формуле (9b). Хотя, как отмечалось выше, спектрально-угловая плот-

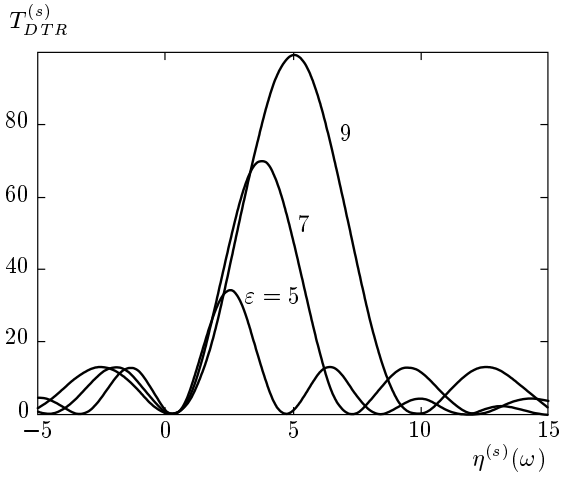

Рис. 6. Влияние асимметрии отражения в кристаллическом слое на спектр DTR. Значения параметров те же, что на рис. 3

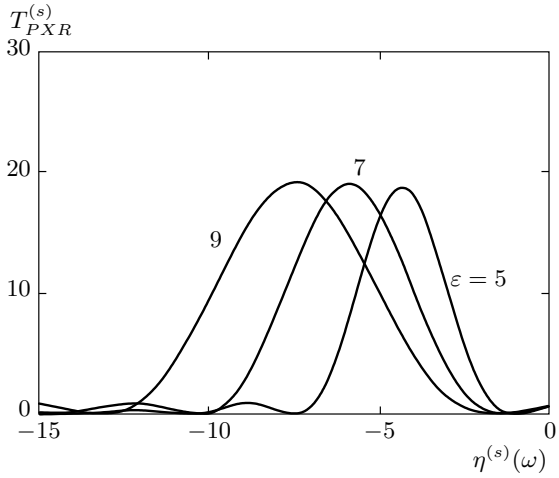

Рис. 7. Влияние асимметрии отражения поля на спектр PXR. Значения параметров те же, что на рис. 3. Кривые построены при $\Gamma = 0.5$, $\Omega = 1$ (в максимуме угловой плотности PXR), $B^{(s)} = 5$, $\nu^{(s)} = 0.8$

ность PXR не зависит от параметров аморфного слоя, однако слагаемое в выражении для плотности результирующего излучения, являющееся результатом интерференции PXR и DTR, зависит от них. Это слагаемое в формуле (10b) в рассматриваемых условиях пренебрежимо мало влияет на спектр суммарного излучения, поэтому не показано на рисунке. Из рис. 5 следует, что, меняя толщину a вакуумного слоя при фиксированной толщине кристаллического слоя b, можно за счет деструктивной интерференции волн переходного излучения от аморфного слоя и передней границы кристаллического слоя подавлять спектр DTR для заданного угла наблюдения. Этот эффект дает возможность исследовать и (или) использовать в приложениях PXR из тонких кристаллических мишеней (когда переходное излучение от каждой поверхности становится сравнимым по амплитуде с параметрическим) без фона DTR.

В настоящей работе выражения (4) и (9), описывающие спектрально-угловые плотности DTR и PXR, получены для общего случая отражения электромагнитного поля в кристаллическом слое асимметричного относительно поверхности кристаллического слоя. Асимметрия отражения характеризуется параметром ε, определяющим при фиксированном угле Брэгга θ_B угол δ между системой параллельных атомных плоскостей в кристаллическом слое и его поверхностью. Заметим, что для фиксированного угла θ_B угол падения электрона на поверхность мишени $\delta - \theta_B$ уменьшается при увеличении параметра ε. В случае симметричного отражения $\varepsilon = 1$ и $\delta = \pi/2$.

На рис. 6 представлены кривые, описывающие спектрально-угловую плотность DTR для фиксированного угла наблюдения θ. Кривые демонстрируют существенный рост амплитуды спектра DTR при увеличении параметра асимметрии ε (уменьшении угла падения электрона на мишень $\delta - \theta_B$) при фиксированном θ_B. Таким образом, изменяя асимметрию отражения, можно существенно увеличить спектрально-угловую плотность DTR из рассматриваемой трехслойной структуры. При увеличении параметра ε растет ширина спектра PXR. Данный динамический эффект связан с тем, что при увеличении ε зависимость знаменателя $\sigma^{(s)} + (\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon})/\varepsilon$ в формуле (9c) от спектральной переменной $\eta^{(s)}(\omega)$ становится слабее. Другими словами, при увеличении ε выход из резонанса $\sigma^{(s)} + (\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon})/\varepsilon = 0$ в выражении (9c) становится более медленным. Из условия этого резонанса определяется частота ω_*, в окрестности которой сосредоточен спектр фотонов PXR, излучаемых под фиксированным углом наблюдения θ, и которая соответствует условию равенства действительных частей волновых векторов реального и виртуального фотонов (рис. 7).

Рассмотрим угловую плотность излучения. Представленные на рис. 8 кривые, построенные по формуле (12b), описывают вклад в суммарную угловую плотность DTR $F^{(s)}_{DTR}$ (см. (12c)) волн TR от аморфной пластинки (кривая $F^{(s)}_1$), волн TR от передней границы кристаллического слоя (кривая $F^{(s)}_2$) и их интерференционного слагаемого ($F^{(s)}_{int}$). Кривые по-

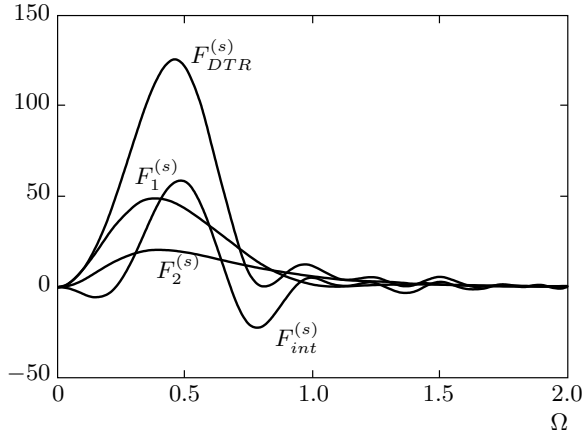

Рис. 8. Вклады волн TR от аморфной пластинки $F_1^{(s)}$, волн TR от передней границы кристаллического слоя $F_2^{(s)}$ и их интерференционного слагаемого $F_{int}^{(s)}$ в суммарную угловую плотность DTR $F_{DTR}^{(s)}$. Кривые построены при $\Gamma = 0.5$, $\chi_c'/\chi_0' = 0.5$, $B^{(s)} = 5$, $\nu^{(s)} = 0.8$, $\varepsilon = 5$, $a/b = 2m+1$, $c/b = 0.5(2n+1)$ для условий конструктивной интерференции в максимуме угловой плотности

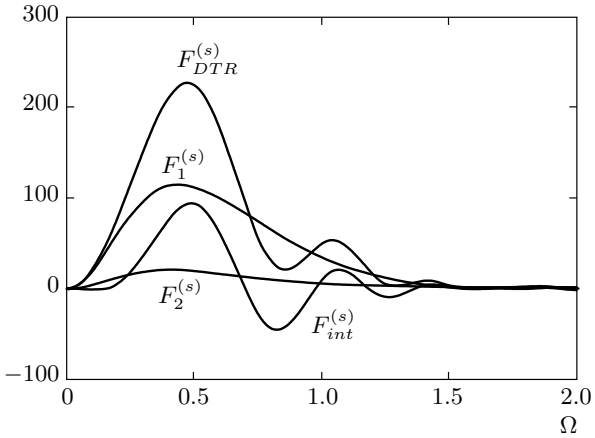

Рис. 9. То же, что на рис. 8, но для параметров $\Gamma = 0.5$, $\chi_c'/\chi_0' = 2$, $B^{(s)} = 5$, $\nu^{(s)} = 0.8$, $\varepsilon = 5$, $a/b = 2m+1$, $c/b = 0.2(2n+1)$ при условии конструктивной интерференции в максимуме угловой плотности

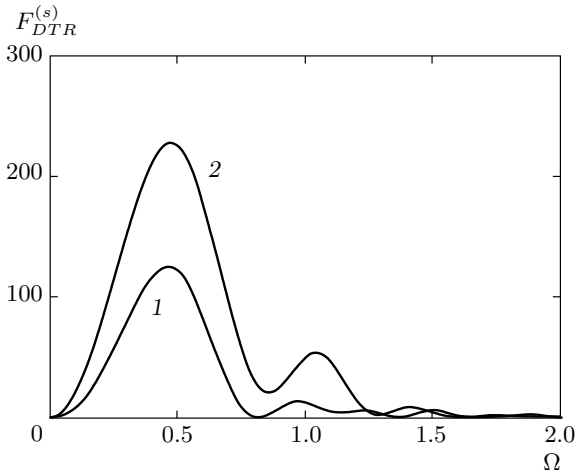

Рис. 10. Угловая плотность DTR при конструктивной интерференции в максимуме угловой плотности для разных соотношений χ_c'/χ_0'; $\Gamma = 0.5$, $B^{(s)} = 5$, $\nu^{(s)} = 0.8$, $\varepsilon = 5$, $a/b = 1$. Кривая *1* построена при $\chi_c'/\chi_0' = 0.5$, $c/b = 0.5(2n+1)$, кривая *2* — при $\chi_c'/\chi_0' = 2$, $c/b = 0.2(2n+1)$

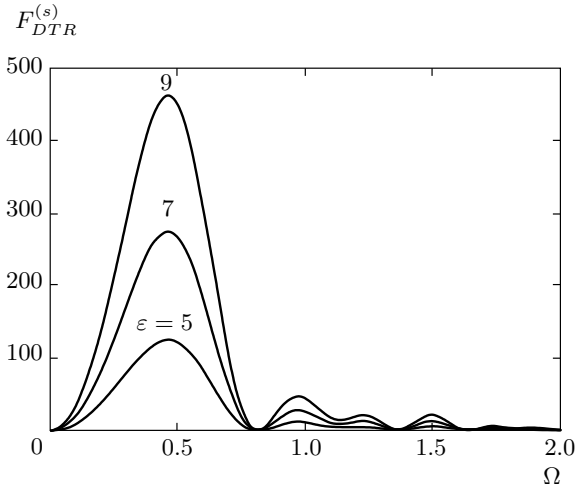

Рис. 11. Влияние асимметрии отражения в кристаллическом слое на угловую плотность DTR. Параметры те же, что на рис. 8

строены при тех же параметрах, что и кривые на рис. 3. На рис. 8 видно, что для увеличения угловой плотности DTR за счет конструктивной интерференции волн TR от аморфного слоя и передней границы кристаллического слоя достаточно, чтобы условия интерференции были выполнены в максимуме угловой плотности DTR, положение которого зависит от энергии электрона. На рис. 9 представлены кривые, описывающие угловую плотность DTR в случае, когда плотность материала аморфного слоя, а точнее, реальная часть его диэлектрической восприимчивости, больше, чем кристаллического ($\chi_c'/\chi_0' = 2$). Чтобы сохранить условия конструктивной интерференции волн от разных границ аморфного слоя (см. (14a)), кривые на рис. 9 построены при соотношении c/b отличном от этого соотно-

шения на рис. 8. Рисунок 9 показывает, что вклад интерференционного слагаемого может быть существенным даже при небольшом вкладе в суммарную угловую плотность DTR волн TR от передней границы кристаллического слоя. Сравнения суммарной угловой плотности DTR при разных значениях соотношения χ_c'/χ_0' представлено на рис. 10. Видно, что при увеличении соотношения χ_c'/χ_0' суммарная угловая плотность существенно растет. Кривые на рис. 11 демонстрируют сильное влияние на угловую плотность DTR из рассматриваемой трехслойной структуры асимметрии (относительно поверхности кристаллического слоя) отражения кулоновского поля электрона (параметр ε). Кривые на рис. 12, 13, построенные по формулам (12c), (13b) и (14b), демонстрируют относительные вклады угловых плотностей DTR, PXR и их интерференционного слагаемого в суммарную угловую плотность. Кривые на рис. 13 построены для энергии электрона в 2 раза превышающей энергию, для которой строились кривые на рис. 12. Видно, что при этом угловая плотность DTR в своем максимуме выросла практически в десять раз.

Таким образом, полученные в работе выражения позволяют оптимизировать спектрально-угловые характеристики когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона, пересекающего рассматриваемую трехслойную мишень. Возможность значительного (в несколько раз) увеличения спектрально-угловой плотности DTR в рассматриваемой мишени за счет подбора ее параметров, открывает перспективу использования описанной трехслойной мишени в качестве радиатора интенсивного монохроматического перестраиваемого рентгеновского источника на основе дифрагированного переходного излучения релятивистского электрона.

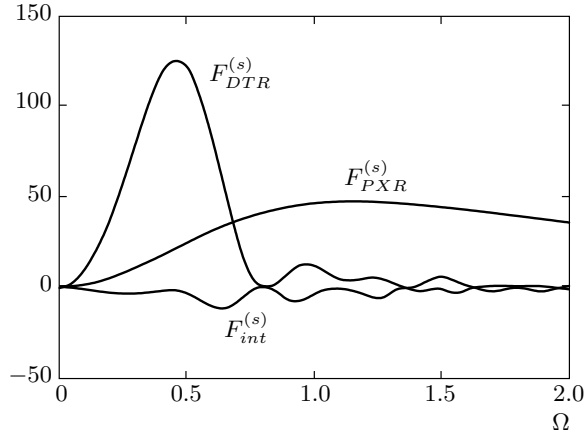

Рис. 12. Относительные вклады PXR, DTR и их интерференционного слагаемого в суммарную угловую плотность. Параметры те же, что на рис. 8

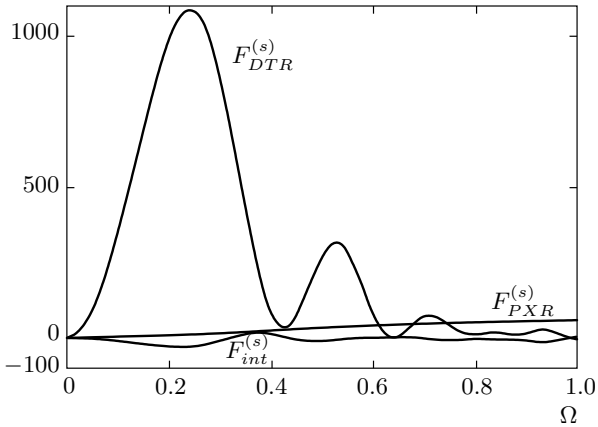

Рис. 13. Относительные вклады PXR, DTR и их интерференционного слагаемого в суммарную угловую плотность. Энергия излучающего электрона в два раза больше ($\Gamma = 0.25$), чем на рис. 12. Кривые построены при параметрах $\chi_c'/\chi_0' = 0.5$, $B^{(s)} = 5$, $\nu^{(s)} = 0.8$, $\varepsilon = 5$, $a/b = 4(2m+1)$, $c/b = 0.8(2n+1)$ при условии конструктивной интерференции в максимуме угловой плотности

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы условия когерентного сложения волн переходного излучения релятивистского электрона в трехслойном радиаторе, состоящем из двух аморфных и одного монокристаллического слоя, в частности, в радиаторе, второй слой которого является вакуумным. Определены оптимальные для выбранной частоты излучения геометрические параметры слоев радиатора и веществ, из которых они состоят. Показана возможность девятикратного увеличения интенсивности дифрагированного переходного излучения, генерируемого релятивистским электроном в такой мишени.

В рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции рентгеновских волн в кристалле получены выражения, описывающие спектральные и угловые характеристики дифрагированного переходного излучения, параметрического рентгеновского излучения релятивистского электрона в рассматриваемой структуре и их интерференцию. Показана возможность существенного увеличения выхода DTR за счет суммарного вклада переходных излучений от аморфного слоя и передней границы кристаллического слоя в условиях их кон-

структивной интерференции. Показано, что в случае деструктивной интерференции волн TR существуют условия полного подавления DTR в рассматриваемой трехслойной структуре, что дает возможность безфонового наблюдения PXR в тонкой кристаллической пластинке, для которой пики спектров DTR и PXR трудно различимы.

Показано, что асимметрия отражения поля электрона в кристаллическом слое существенно влияет на спектрально-угловые характеристики излучений, и что существует возможность увеличения угловой плотности DTR за счет использования аморфного слоя высокой плотности. Полученные результаты могут быть использованы при создании интенсивного квазимонохроматического источника рентгеновского излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проектная часть государственного задания № 3.500.2014/K в сфере научной деятельности и государственное задание № 2014/420).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Rullhusen, X. Artru, and P. Dhez, *Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons*, World Scientific, Singapore (1999).
2. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ **16**, 15 (1946).
3. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, Наука, Москва (1984).
4. Г. М. Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ **61**, 930 (1971).
5. В. Г. Барышевский, И. Д. Феранчук, ЖЭТФ **61**, 944 (1971).
6. M. A. Kumakhov, Phys. Lett. A **5**, 17 (1976).
7. R. Carr, Nucl. Instr. Meth. B **122**, 625 (1994).
8. A. Caticha, Phys. Rev. A **40**, 4322 (1989).
9. V. Baryshevsky, Nucl. Instr. and Meth. A **122**, 13 (1997).
10. X. Artru and P. Rullhusen, Nucl. Instr. and Meth. B **145**, 1 (1998).
11. N. Nasonov, Phys. Lett. A **246**, 148 (1998).
12. А. В. Кольцов, А. В. Серов, ЖЭТФ **143**, 844 (2013).
13. А. В. Серов, Б. М. Болотовский, ЖЭТФ **131**, 994 (2007).
14. М. И. Рязанов, ЖЭТФ **125**, 543 (2004).
15. A. P. Potylitsyn and R. O. Rezaev, Nucl. Instr. and Meth. B **252**, 44 (2006).
16. D. Yu. Sergeeva, A. A. Tishchenko, and M. N. Strikhanov, Nucl. Instr. and Meth. B **309**, 189 (2013).
17. N. F. Shul'ga and V. V. Syshchenko, Nucl. Instr. and Meth. B **201**, 78 (2003).
18. N. Nasonov, Phys. Lett. A **292**, 146 (2001).
19. N. Nasonov and A. Noskov, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B **201**, 67 (2003).
20. S. Blazhevich and A. Noskov, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B **252**, 69 (2006).
21. S. V. Blazhevich and A. V. Noskov, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B **266**, 3770 (2008).
22. С. В. Блажевич, А. В. Носков, ЖЭТФ **136**, 1043 (2009).
23. С. В. Блажевич, А. В. Носков, ЖЭТФ **145**, 633 (2014).
24. З. Г. Пинскер, *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах*, Наука, Москва (1974).
25. С. В. Блажевич, И. В. Колосова, А. В. Носков, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования № 4, 65 (2012).
26. В. А. Базылев, Н. К. Жеваго, *Излучение быстрых частиц в веществе и внешних полях*, Наука, Москва (1987).