

О ВЛИЯНИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ПЕРЕХОДНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ

В.А. Бондаренко¹⁾, И.Н. Бардакова¹⁾, С. В. Блажевич¹⁾, А.В. Носков^{1,2)}, А.А Юрьева¹⁾

¹⁾Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

²⁾Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова, Белгород, Россия

В настоящей работе исследовано переходное рентгеновское излучение, генерируемое релятивистским электроном, пересекающим монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга. В рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловую плотность переходного излучения (ПИ) в виде вкладов переходных излучений от входной и выходной поверхности мишени и слагаемого, представляющего результат их интерференции. Для учета многократного рассеяния излучающих электронов в среде проведено усреднение каждого слагаемого спектрально-угловой плотности ПИ по угловому распределению электронов в пучке в виде функции Гаусса, меняющейся с длиной пути прохождения в мишени за счет многократного рассеяния. Выявлено, что спектрально-угловая плотность ПИ от выходной поверхности имеет постоянное значение в окрестности частоты Брэгга, а от входной поверхности меняется за счет динамической дифракции. Показано, что спектрально-угловая плотность ПИ зависит от многократного рассеяния электронов в среде. При многократном рассеянии электронов спектрально-угловая плотность ПИ может значительно возрасти по сравнению со спектрально-угловой плотностью ПИ без учета многократного рассеяния.

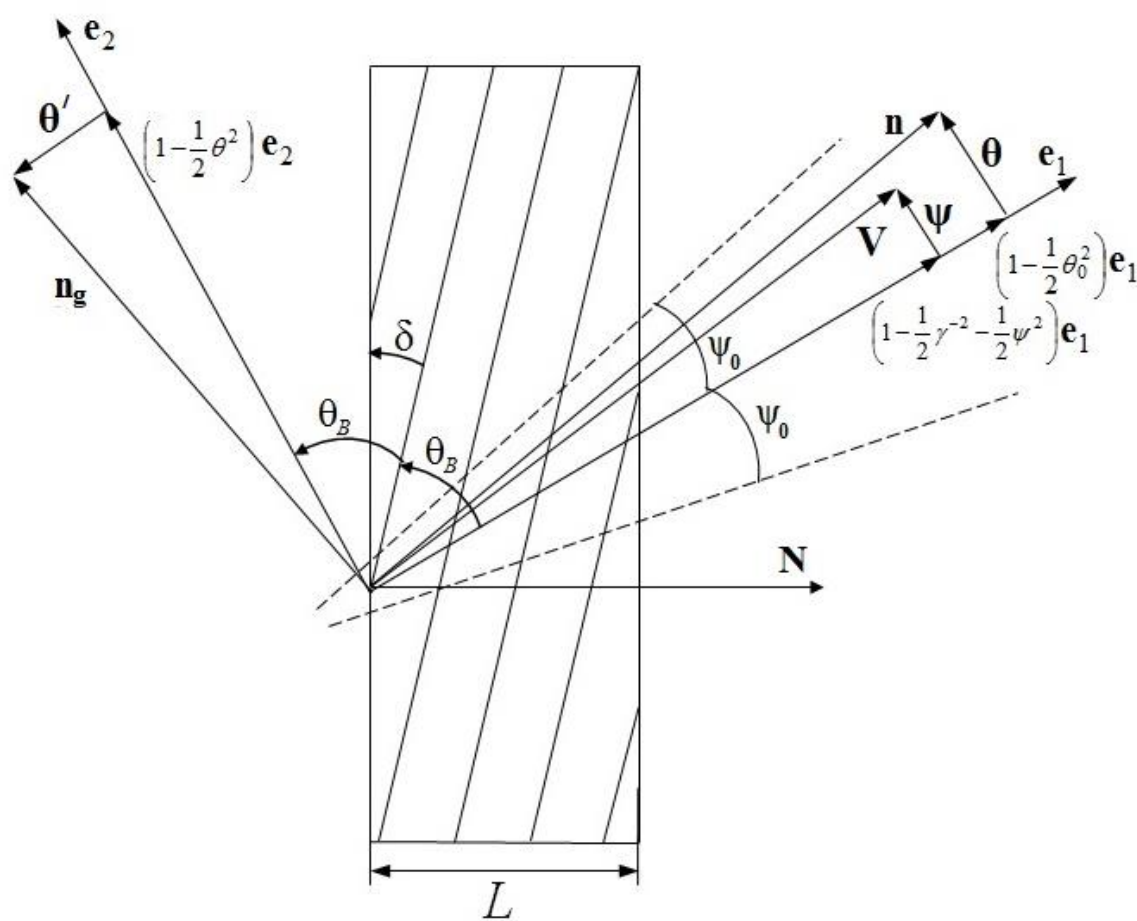


Рис.1 Геометрия процесса излучения.

Рассмотрим когерентное рентгеновское излучение релятивистских электронов, пересекающих монокристаллическую пластинку в геометрии Брэгга (Рис. 1). Будем исследовать случай асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени, когда отражающие атомные плоскости монокристалла расположены под некоторым углом δ к поверхности пластины. Получены выражение, описывающее спектрально-угловую плотность переходного излучения в случае асимметричной дифракции:

$$\omega \frac{d^3 N_{PI}^{(s)}}{d\omega d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = F^{(s)} = F_1^{(s)} + F_2^{(s)} + F_{int}^{(s)},$$

$$F_1^{(s)} = 4 \frac{e^2}{\pi^2} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Lambda} - \frac{\Omega^{(s)}}{\Lambda - \chi_0} \right)^2 \left| \frac{K^{(s)} \exp(-ib^{(s)}\Sigma^{(s)})}{\Delta^{(s)}} \right|^2, \text{ -- переходное излучение от передней границы пластины}$$

$$F_2^{(s)} = \frac{e^2}{\pi^2} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Lambda} - \frac{\Omega^{(s)}}{\Lambda - \chi_0} \right)^2, \text{ -- переходное излучение от задней границы пластины}$$

$$F_{int}^{(s)} = 4 \frac{e^2}{\pi^2} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Lambda} - \frac{\Omega^{(s)}}{\Lambda - \chi_0} \right)^2 \operatorname{Re} \left[\frac{K^{(s)} \exp(-ib^{(s)}\Sigma^{(s)})}{\Delta^{(s)}} \right], \text{ -- интерференция ПИ от передней и задней границы пластины}$$

$$\Lambda = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2, \quad \Delta^{(s)} = \left(\xi^{(s)} - i \frac{\rho^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} - K^{(s)} \right) e^{-ib^{(s)}\frac{K^{(s)}}{\varepsilon}} - \left(\xi^{(s)} - i \frac{\rho^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} + K^{(s)} \right) e^{ib^{(s)}\frac{K^{(s)}}{\varepsilon}}, \quad K^{(s)} = \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon - i\rho^{(s)}((1+\varepsilon)\xi^{(s)} - 2\kappa^{(s)}\varepsilon) - \rho^{(s)2} \left(\frac{(1+\varepsilon)^2}{4} - \kappa^{(s)2}\varepsilon \right)},$$

$$\xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1+\varepsilon}{2\nu^{(s)}}, \quad \nu^{(s)} = \frac{\chi'_g C^{(s)}}{\chi'_0}, \quad \rho^{(s)} = \frac{\chi''_0}{|\chi'_g| C^{(s)}}, \quad \kappa^{(s)} = \frac{\chi''_g C^{(s)}}{\chi''_0}, \quad \varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}, \quad \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} - \psi_{\parallel}, \quad \Omega^{(1)} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \eta^{(s)}(\omega) = \frac{2\sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi'_g| C^{(s)}} \left(1 - \frac{\omega(1+\theta_{\parallel} \cot \theta_B)}{\omega_B} \right), \quad b^{(s)} = \frac{\omega |\chi'_g| C^{(s)}}{2\sin(\delta + \theta_B)} L,$$

$\eta^{(s)}(\omega)$ – является быстрой функцией от частоты излучения

С учетом многократного рассеяния

$$\langle F_1^{(s)} \rangle = 4 \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Omega^{(s)0}}{\Lambda^0} - \frac{\Omega_{\Delta\Psi}^{(s)0}}{\Lambda_{\Delta\Psi}^0 - \chi_0} \right)^2 \left| \frac{K^{(s)} \exp(-ib^{(s)}\Sigma_{\Delta\Psi}^{(s)0})}{\Delta^{(s)}} \right|^2 \frac{1}{\pi \psi_s^2 t} \cdot e^{-\frac{\Delta\psi_{\perp}^2 + \Delta\psi_{\parallel}^2}{\psi_s^2 t}} d\Delta\psi_{\perp} d\Delta\psi_{\parallel} dt, \quad \langle F_2^{(s)} \rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Omega_{\Delta\Psi}^{(s)0}}{\Lambda_{\Delta\Psi}^0} - \frac{\Omega_{\Delta\Psi}^{(s)0}}{\Lambda_{\Delta\Psi}^0 - \chi_0} \right)^2 \frac{1}{\pi \psi_s^2 t} \cdot e^{-\frac{\Delta\psi_{\perp}^2 + \Delta\psi_{\parallel}^2}{\psi_s^2 t}} d\Delta\psi_{\perp} d\Delta\psi_{\parallel} dt,$$

$$\langle F_{int}^{(s)} \rangle = 4 \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Omega^{(s)0}}{\Lambda^0} - \frac{\Omega_{\Delta\Psi}^{(s)0}}{\Lambda_{\Delta\Psi}^0 - \chi_0} \right) \left(\frac{\Omega_{\Delta\Psi}^{(s)0}}{\Lambda_{\Delta\Psi}^0} - \frac{\Omega_{\Delta\Psi}^{(s)0}}{\Lambda_{\Delta\Psi}^0 - \chi_0} \right) \operatorname{Re} \left[\frac{K^{(s)} \exp(-ib^{(s)}\Sigma_{\Delta\Psi}^{(s)0})}{\Delta^{(s)}} \right] \frac{1}{\pi \psi_s^2 t} \cdot e^{-\frac{\Delta\psi_{\perp}^2 + \Delta\psi_{\parallel}^2}{\psi_s^2 t}} d\Delta\psi_{\perp} d\Delta\psi_{\parallel} dt,$$

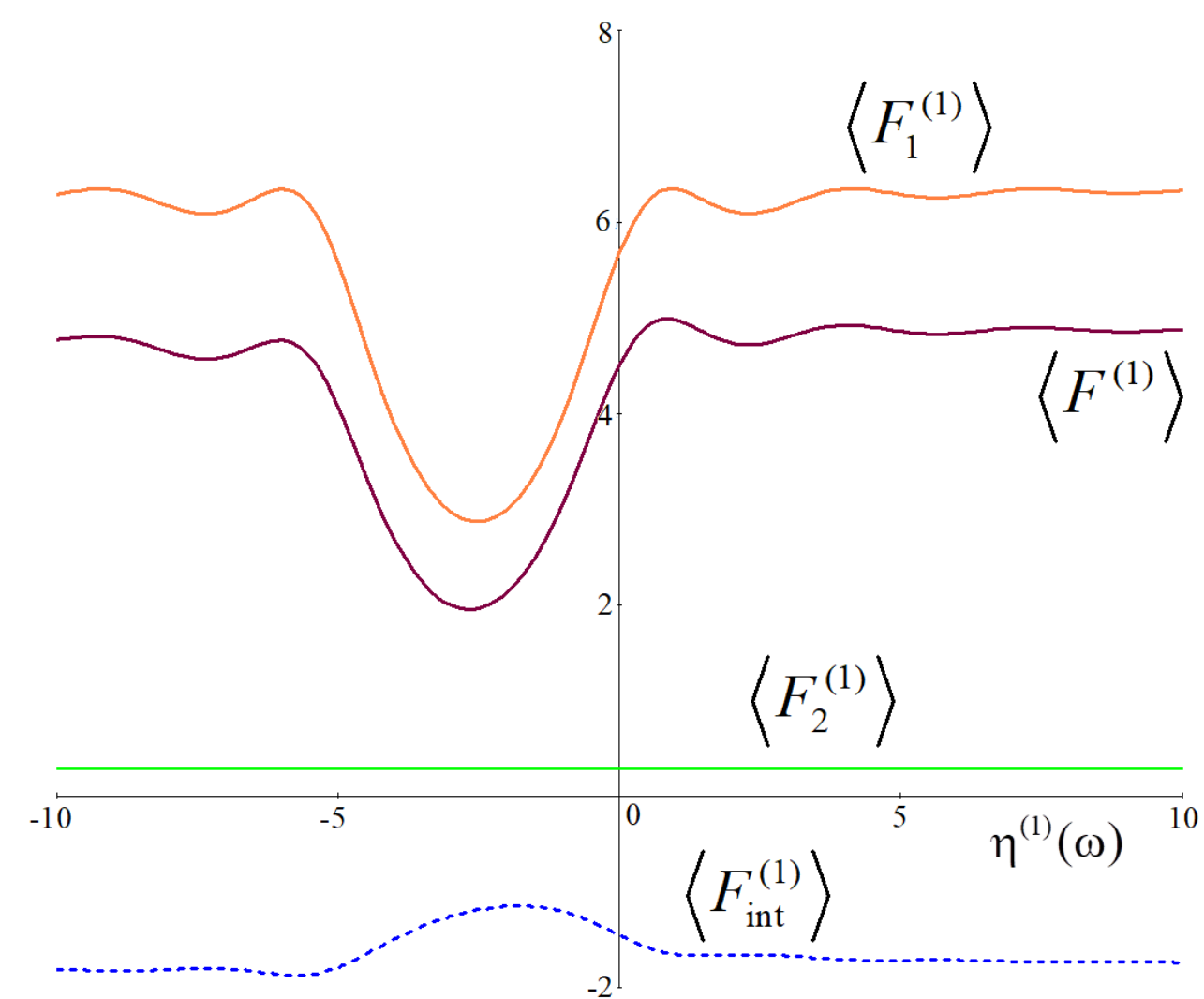
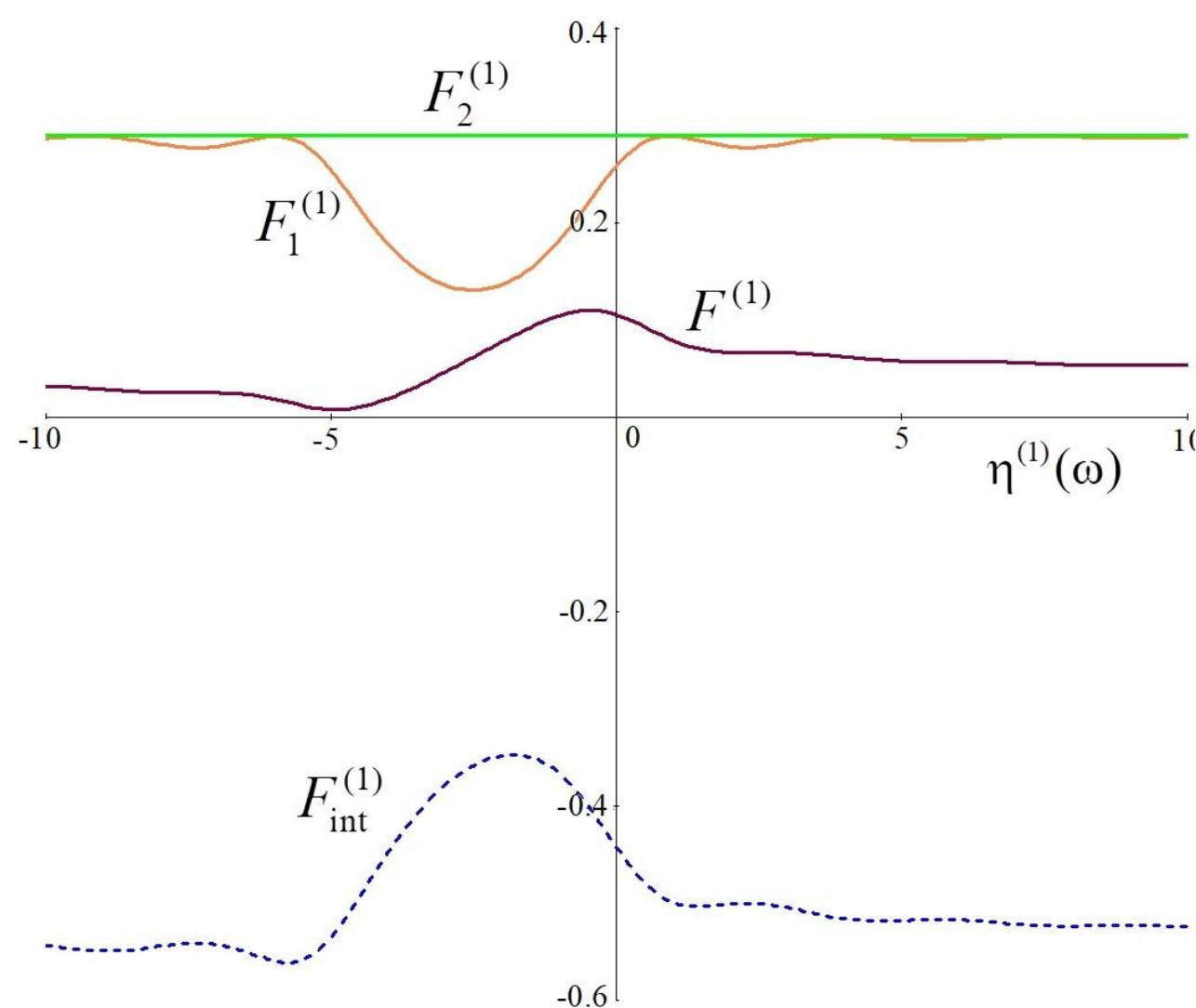
$$\Lambda_{\Delta\Psi}^0 = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \Delta\psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \Delta\psi_{\parallel})^2, \quad \Lambda^0 = \gamma^{-2} + \theta_{\perp}^2 + \theta_{\parallel}^2, \quad \Sigma_{\Delta\Psi}^{(s)0} = \sigma_{\Delta\Psi}^{(s)0} + \frac{i\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon}, \quad \Omega_{\Delta\Psi}^{(2)0} = \theta_{\parallel} - \Delta\psi_{\parallel}, \quad \Omega_{\Delta\Psi}^{(1)0} = \theta_{\perp} - \Delta\psi_{\perp},$$

$$\Omega^{(1)0} = \theta_{\perp}, \quad \Omega^{(2)0} = \theta_{\parallel}, \quad \sigma_{\Delta\Psi}^{(s)0} = \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} (\Lambda_{\Delta\Psi}^0 - \chi'_0) \cdot \psi_s^2 = \frac{E_s^2}{m^2 \gamma^2} \frac{1}{L_R} \left(1 + 0.038 L_n \left(\frac{t}{L_R} \right) \right)^2 \text{ -- средний квадрат угла многократного рассеяния электрона на единице длины}$$

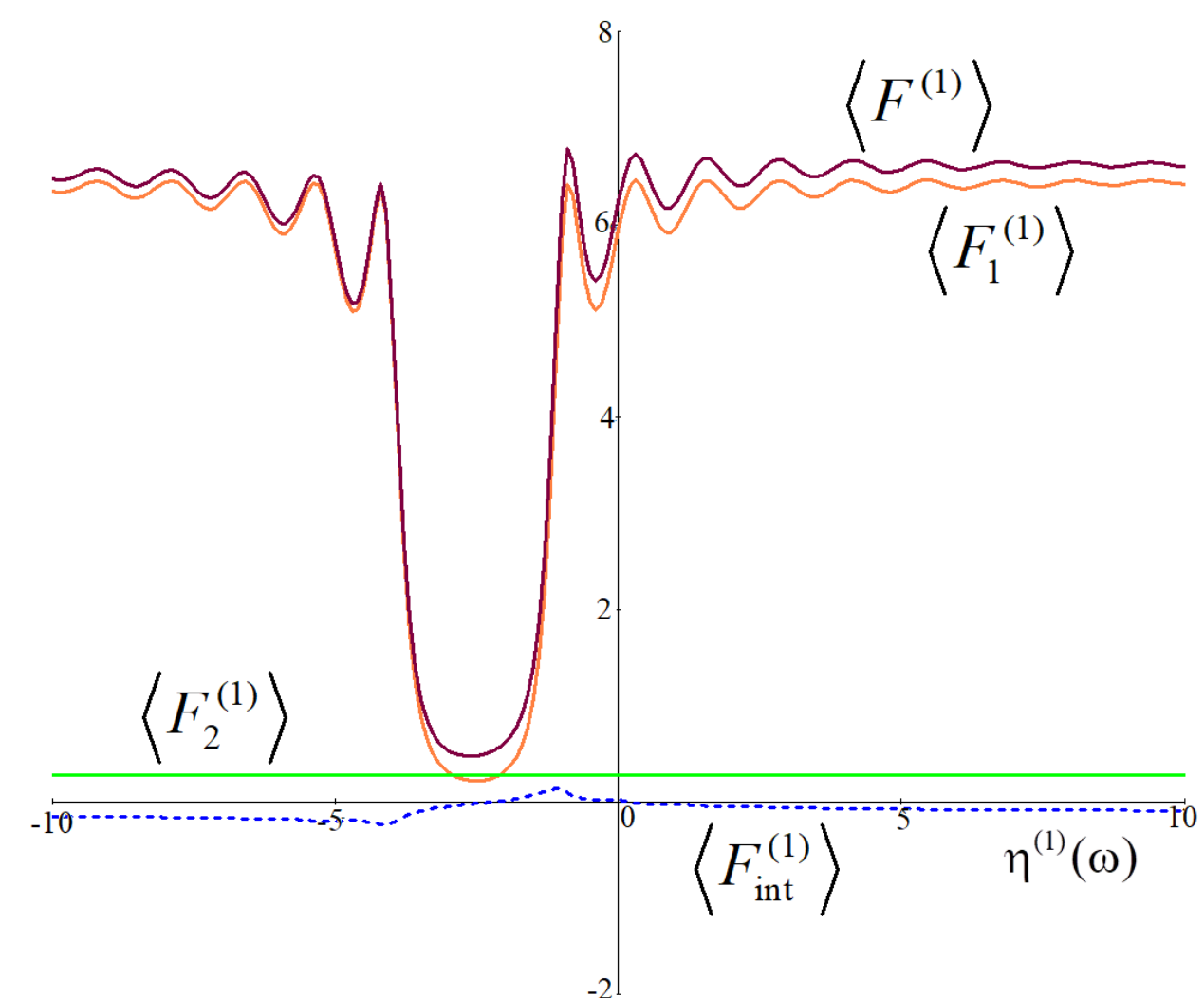
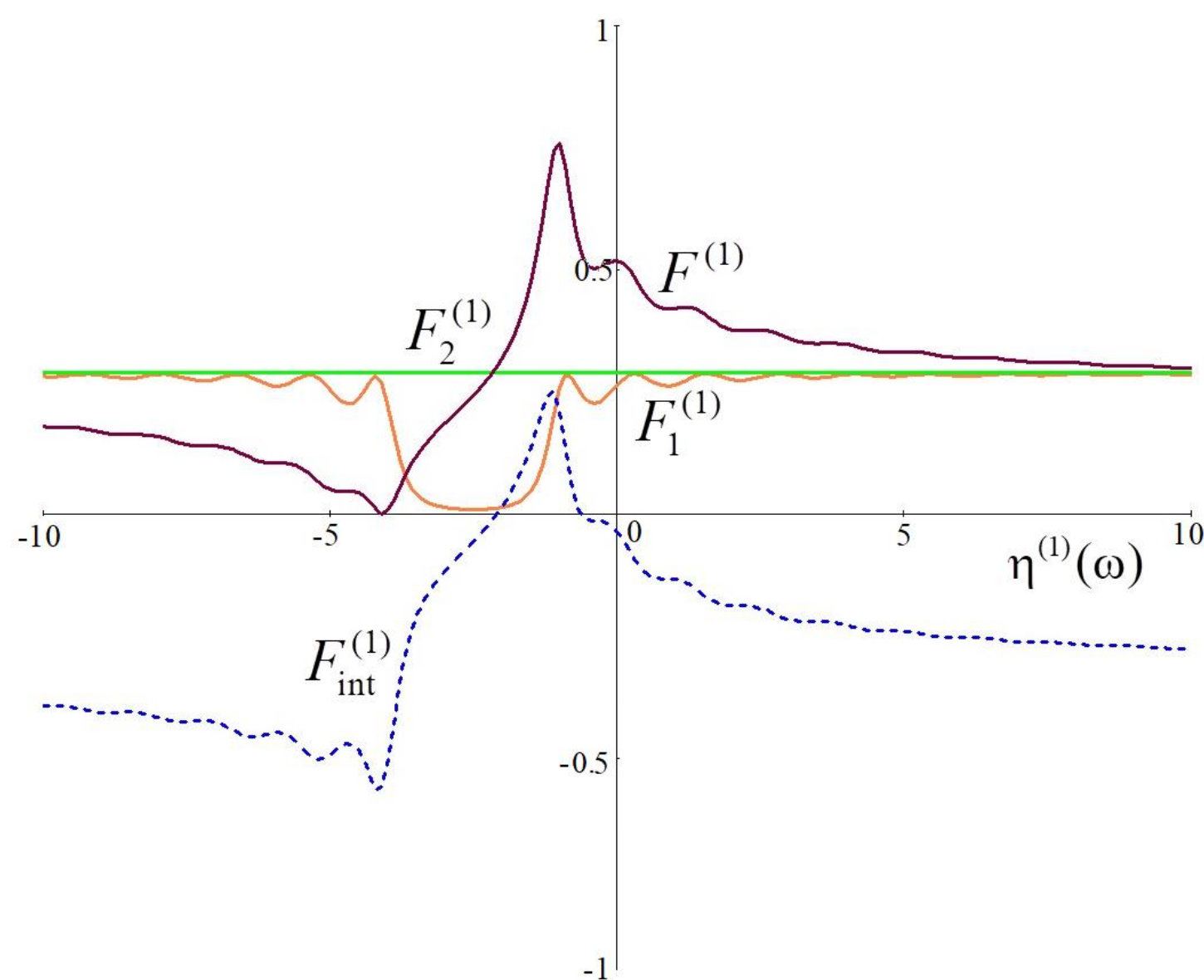
Численные расчеты

Используя полученные выше выражения, проведены численные расчеты спектрально-угловой плотности ПИ с учетом и без учёта многократного рассеяния излучающих электронов в монокристалле. Для определенности рассмотрено переходное излучение релятивистского электрона, пересекающего монокристаллическую пластину углерода С(111). Значения основных параметров: Лоренц-фактор электрона $\gamma = 200$, угол Брэгга $\theta_B = 16.2^\circ$, частота Брэгга $\omega_B = 10.9 \text{ кэВ}$. Для случая симметричного отражения $\delta = 0$ ($\varepsilon = 1$) рассмотрены σ - поляризованные ($s = 1$) волны ПИ. Из рисунков, приведенных ниже следует, что при учете многократного рассеяния (рисунки справа), при определенных условиях, спектрально-угловая плотность ПИ может существенно возрасти по сравнению со спектрально-угловой плотностью ПИ без учета многократного рассеяния (рисунки слева). Этот эффект может наблюдаться при небольшой энергии электрона, когда длина когерентности ПИ в монокристалле сравнима с длиной когерентности ПИ в вакууме. Рост происходит за счет увеличения интенсивности ПИ от передней границы.

$$L = 2 \text{ мкм} \quad \gamma = 200 \quad \theta_{\perp} = 5 \text{ мрад} \quad \theta_{\parallel} = 0.$$



$$L = 5 \text{ мкм} \quad \gamma = 200 \quad \theta_{\perp} = 5 \text{ мрад} \quad \theta_{\parallel} = 0.$$



Результаты

1. Показано, что ПИ от входной поверхности монокристаллической пластинки испытывает динамическую дифракцию в монокристаллической мишени.
2. Спектрально-угловая плотность ПИ при фиксированном угле наблюдения зависит от многократного рассеяния электронов в среде.
3. Выявлено, что при учете многократного рассеяния, при определенных условиях, спектрально-угловая плотность ПИ может существенно возрасти по сравнению со спектрально-угловой плотностью ПИ без учета многократного рассеяния.