

автомата, приводится решение обобщенной проблемы минимизации, основанное на построении полной системы эквивалентных преобразований.

Библиографический список

1. Rabin M.O., Scott D., Finite automata and their decision problems// IBM Journal of Research and Development, 1959, V. 3, № 2, P. 114-125. . (Русский перевод: Кибернетический сборник. 1962. № 4. С.58-91).
2. Bird R., The Equivalence Problem for Deterministic Two– tape automata//YCSS.1973.- Vol. 7, no.4, pp. 58-91.
3. Harju T. and Karhumaki J., The Equivalence of Multitape Finite Automata// Theor. Comput. Sci., 1991, V, 78, №2, P. 347-355.
4. Хачатрян В.Е. Однородные логические графы // Прикладная математика, изд-во Ереванского гос. Университета, Ереван, 1981.
5. Подловченко Р.И., Хачатрян В.Е., Чашин Ю.Г. Полная система эквивалентных преобразований для двухленточных автоматов с непересекающимися циклами //Программирование 2000. №5. С.3-17.
6. Хачатрян В.Е., Полная система эквивалентных преобразований для многоленточных автоматов// Программирование, №1, 2003. С.62-77.
7. Tamm H., On Minimality and Size Reduction of One-Tape and Multitape Finite Automata // University of Helsinki, Helsinki. 2004.
8. Подловченко Р. И., Айрапетян М. Г. О построении полной системы эквивалентных преобразований схем программ. Программирование // №1, 1996. С. 3-29.

ON THE PROBLEM OF MINIMIZATION IN MODELS OF COMPUTATION.

V.E.Khachatryan, N.V. Sherbinina

The article deals with the problem of creating minimal representative of a given object in the class of its equivalents. An algorithm has been worked out which converts initial object into its minimal equivalent.

УДК 537.533.7

РАСЧЕТ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО И ДИФРАГИРОВАННОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В КРИСТАЛЛЕ

С.В. Блажевич¹, А.В.Носков²

1 - Белгородский государственный университет;

2 - Белгородский университет потребительской кооперации

В работе на основе динамической теории дифракции [1] в геометрии рассеяния Брэгга рассматриваются параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) и дифрагированное переходное излучение (ДПИ) релятивистских электронов, падающих на полубесконечный монокристалл. Получены аналитические выражения для спектрально-углового распределения ПРИ, ДПИ и слагаемого, являющегося результатом их интерференции, учитывающие ориентацию поверхности кристалла относительно системы дифрагирующих атомных плоскостей. Показано, что при фиксированном угле падения электрона на систему атомных плоскостей кристалла спектрально-угловые характеристики ДПИ существенно зависят от указанной ориентации входной поверхности и возможно создания таких условий, когда интерференция ПРИ и ДПИ оказывает существенное влияние на спектрально-угловое распределение излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Когда быстрая заряженная частица пересекает монокристалл, ее кулоновское поле рассеивается на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, возникает параметрическое рентгеновское излучения (ПРИ) [2-4]. Различается случай геометрии

рассеяния Брэгга, когда излучение выходит через переднюю границу и случай Лауэ, при котором излучение выходит через заднюю границу. Так же хорошо известно, что при пересечении заряженной частицы границы между вакуумом и кристаллом возникает переходное излучение [5], которое впоследствии дифрагирует на системе атомных плоскостей [6-7] и называется дифрагированным переходным. Ранее считалось, что интерференция ПРИ и ДПИ пренебрежимо мала [8-9] для любых энергий электрона. Однако в цитируемых работах рассматривался частный случай, когда дифрагирующие атомные плоскости параллельны поверхности кристалла. В настоящей работе рассматривается более общий случай, когда атомные плоскости находятся под некоторым углом к входной поверхности мишени. В работе получены выражения для спектрально-углового распределения ПРИ и ДПИ и интерференции этих двух механизмов излучения с учетом различной ориентации атомных плоскостей кристалла относительно его поверхности. Показано, что интерференция может быть достаточно существенной при определенных условиях.

1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим излучение быстрой заряженной частицы пересекающей полу бесконечный кристалл с постоянной скоростью V (рис.1). При решении задачи будем рассматривать уравнения для Фурье-образа электромагнитного поля

$$E(\mathbf{k}, \omega) = \int dt d^3r E(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}). \quad (1)$$

Поскольку поле релятивистской частицы с хорошей степенью точности можно считать поперечным, то падающая $E_0(\mathbf{k}, \omega)$ и дифрагированная $E_1(\mathbf{k}, \omega)$ электромагнитные волны, определяются двумя амплитудами с разными значениями поперечной поляризации

$$\begin{aligned} E_0(\mathbf{k}, \omega) &= E_0^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{e}_0^{(1)} + E_0^{(2)}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{e}_0^{(2)}, \\ E_1(\mathbf{k}, \omega) &= E_1^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{e}_1^{(1)} + E_1^{(2)}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{e}_1^{(2)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Единичные векторы поляризации $\mathbf{e}_0^{(1)}, \mathbf{e}_0^{(2)}, \mathbf{e}_1^{(1)}$ и $\mathbf{e}_1^{(2)}$ выбираются следующим образом. Векторы $\mathbf{e}_0^{(1)}$ и $\mathbf{e}_0^{(2)}$ перпендикулярны вектору \mathbf{k} , а векторы $\mathbf{e}_1^{(1)}$ и $\mathbf{e}_1^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k} + \mathbf{g}$. Причем векторы $\mathbf{e}_0^{(2)}, \mathbf{e}_1^{(2)}$ лежат в плоскости векторов \mathbf{k} и $\mathbf{k} + \mathbf{g}$ (π -поляризация), а вектора $\mathbf{e}_0^{(1)}$ и $\mathbf{e}_1^{(1)}$ перпендикулярны ей (σ -поляризация); \mathbf{g} – вектор обратной решетки, определяющий систему отражающих атомных плоскостей кристалла. Используя двухволновое приближение динамической теории дифракции, запишем хорошо известную систему уравнений для Фурье-образа электромагнитного поля [10]

$$\begin{cases} (\omega^2(1 + \chi_0) - k^2)E_0^{(s)} + \omega^2 \chi_{-\mathbf{g}} C^{(s,\tau)} E_1^{(s)} = 8\pi^2 i e \omega \theta V P^{(s)} \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{V}), \\ \omega^2 \chi_{\mathbf{g}} C^{(s,\tau)} E_0^{(s)} + (\omega^2(1 + \chi_0) - (\mathbf{k} + \mathbf{g})^2) E_1^{(s)} = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где $\chi_{\mathbf{g}}, \chi_{-\mathbf{g}}$ – коэффициенты Фурье разложения диэлектрической восприимчивости кристалла по векторам обратной решетки \mathbf{g}

$$\chi(\omega, \mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}} \chi_{\mathbf{g}}(\omega) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} = \sum_{\mathbf{g}} (\chi'_{\mathbf{g}}(\omega) + i\chi''_{\mathbf{g}}(\omega)) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}}, \quad (4)$$

в работе рассматривается кристалл с симметрией ($\chi_{\mathbf{g}} = \chi_{-\mathbf{g}}$). $\chi_{\mathbf{g}}$ определяется выражением

$$\chi_{\mathbf{g}} = \chi_0 (F(\mathbf{g})/Z)(S(\mathbf{g})/N_0) \exp\left(-\frac{1}{2} g^2 u_{\tau}^2\right), \quad (5)$$

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.

Величины $C^{(s,\tau)}$ и $P^{(s)}$ определены в системе (3) следующим образом

$$\begin{aligned} C^{(s,\tau)} &= \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{e}_1^{(s)} = (-1)^\tau C^{(s)}, \quad C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = |\cos 2\theta_B|, \\ P^{(s)} &= \mathbf{e}_0^{(s)} (\boldsymbol{\rho} / \rho), \quad P^{(1)} = \sin \varphi, \quad P^{(2)} = \cos \varphi, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{k} - \omega \mathbf{V} / V^2$ – составляющая импульса виртуального фотона, перпендикулярная скорости частицы V ($\rho = \omega \theta / V$, где $\theta \ll 1$ – угол между \mathbf{k} и V), θ_B – угол между скоростью электрона и системой кристаллографических плоскостей (угол Брэгга), φ – азимутальный угол излучение отсчитывается от плоскости, образованной векторами V и \mathbf{g} , величина вектора обратной решетки определяется выражением $g = 2\omega_B \sin \theta_B / V$, ω_B – частота Брэгга. Система (3) при $s = 1$ и $\tau = 2$ описывает поля σ -поляризованные. При $s = 2$ π -поляризованные, причем $\tau = 2$ если $2\theta_B \leq \frac{\pi}{2}$ и $\tau = 1$ при $2\theta_B > \frac{\pi}{2}$.

Решая дисперсионные уравнения для рентгеновских волн в кристалле следующее из системы (3)

$$(\omega^2(1 + \chi_0) - k^2)(\omega^2(1 + \chi_0) - (\mathbf{k} + \mathbf{g})^2) - \omega^4 \chi_{-\mathbf{g}} \chi_{\mathbf{g}} C^{(s,\tau)^2} = 0, \quad (7)$$

стандартными методами динамической теории [6] получим выражения для волновых векторов падающей и дифрагированной волн

$$k^{(i,s)} = \omega \sqrt{1 + \chi_0} + \frac{\omega |\chi'_g| C^{(s)}}{2\varepsilon} \left(\xi^{(s)} - \frac{i\rho^{(s)}(1 + \varepsilon)}{2} \mp K^{(s)} \right), \quad (8a)$$

$$k^{(g,s)} = |\mathbf{k} + \mathbf{g}| = \omega \sqrt{1 + \chi_0} + \frac{\omega |\chi'_g| C^{(s)}}{2} \left(\xi^{(s)} - \frac{i\rho^{(s)}(1 + \varepsilon)}{2} \pm K^{(s)} \right). \quad (8b)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} K^{(s)} &= \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon - \rho^{(s)} \left((1 + \varepsilon) \xi^{(s)} + 2\kappa^{(s)} \frac{|\chi'_g|}{\chi'_g} \varepsilon \right) i - \rho^{(s)2} \left(\frac{(1 + \varepsilon)^2}{4} - \kappa^{(s)2} \varepsilon \right)}, \\ \xi^{(s)} &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{\beta^{(s)}(1 + \varepsilon)}{2}, \quad \rho^{(s)} = \frac{\chi''_0}{|\chi'_g| C^{(s)}}, \quad \beta^{(s)} = \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} (\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0), \quad \kappa^{(s)} = \frac{\chi''_g C^{(s)}}{\chi''_0} \\ \eta^{(s)}(\omega) &= \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{g})^2 - k^2}{2\omega^2 |\chi'_g| C^{(s)}} = \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi'_g| C^{(s)}} \left(\frac{\omega_B (1 + \theta \cos \varphi \cot \theta_B)}{\omega} - 1 \right), \\ \varepsilon &= \sin(\theta_B - \delta) / \sin(\theta_B + \delta), \end{aligned} \quad (9)$$

где δ – угол между входной поверхностью мишени и кристаллографической плоскостью.

Параметр $\varepsilon = \sin(\theta_B - \delta) / \sin(\theta_B + \delta)$ определяет ориентацию входной поверхности кристаллической пластинки. При $\varepsilon > 0$ кристалл сорентирован по Брэггу и излучение выходит через переднюю границу. Для фиксированного значения θ_B с уменьшением угла падения $(\theta_B + \delta)$ электрона на мишень параметр δ становится отрицательным и начинает возрастать по модулю (предельный случай $\delta \rightarrow -\theta_B$), что приводит к возрастанию ε . Напротив, при увеличении угла падения ε убывает (предельный случай $\delta \rightarrow \theta_B$).

Так как в области рентгеновских частот выполняется неравенство $2 \sin^2 \theta_B / V^2 |\chi'_g| C^{(s)} \gg 1$, то $\eta^{(s)}(\omega)$ является быстрой функцией от частоты ω , поэтому для дальнейшего анализа свойств спектра ПРИ и ДПИ очень удобно рассматривать $\eta^{(s)}(\omega)$, как спектральную переменную характеризующую ω .

Используя систему уравнений (3) получим суммарную амплитуду ПРИ и ДПИ

$$E_{Rad}^{(s)} = E_1^{(s)} + (E_{0vac}^{(s)} - E_0^{(s)}) Q^{(s,\tau)} = E^{(s)ПРИ} + E^{(s)ДПИ}, \quad (10)$$

$$E^{(s)ПРИ} = (-1)^\tau \frac{8\pi^2 ieV}{\omega} \theta P^{(s)} \left(\frac{Q^{(s)}}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0} - \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} \right) \frac{\chi_g^2 C^{(s)2}}{Z^{(s)}}, \quad (11a)$$

$$E^{(s)ДПИ} = -(-1)^\tau \frac{8\pi^2 ieV}{\omega} \theta P^{(s)} \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} \right) Q^{(s)}, \quad (11b)$$

$$Z^{(s)} = \chi_g'^2 C^{(s)2} \left(1 - \beta^{(s)} (2\eta^{(s)} + \beta^{(s)}) + \rho^{(s)2} (1 - \kappa^{(s)2}) + 2i\rho(\eta^{(s)} + \beta^{(s)} - \kappa^{(s)}) \right), \quad (11c)$$

где $Q^{(s,\tau)} = -(-1)^\tau Q^{(s)}$ - амплитудный коэффициент отражения поля от полу бесконечного кристалла. Коэффициент $Q^{(s)}$ имеет следующий вид [1]

$$Q^{(s)} = \begin{cases} Q^{(1,s)}, \eta^{(s)}(\omega) \leq \frac{2\varepsilon\kappa^{(s)}}{1+\varepsilon} - \frac{\beta^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} \\ Q^{(2,s)}, \eta^{(s)}(\omega) > \frac{2\varepsilon\kappa^{(s)}}{1+\varepsilon} - \frac{\beta^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} \end{cases}, \quad (11d)$$

$$Q^{(1,s)} = \frac{1}{\xi^{(s)} - \frac{i\rho^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} \mp \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon - i(1+\varepsilon)\rho^{(s)} \left(\xi^{(s)} - \frac{2\varepsilon\kappa^{(s)}}{1+\varepsilon} \right) - \rho^{(s)2} \left(\frac{(1+\varepsilon)^2}{4} - \kappa^{(s)2} \varepsilon \right)}}, \quad (11e)$$

$$\text{где } \xi^{(s)} = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{\beta^{(s)}(1+\varepsilon)}{2}, \quad \beta^{(s)} = \frac{|\chi_0'|}{|\chi'_g| C^{(s)}} \left(\frac{\theta^2}{|\chi_0'|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi_0'|} + 1 \right).$$

Зависимость модуля амплитудного коэффициента (11) от частотной функции $\eta^{(s)}(\omega)$ представлена на рис.2. Кривые построены для заданных значений параметров кристалла и энергии электрона, и различных значений параметра ε (см. (9)), зависящего от δ угла между дифрагирующими атомными плоскостями и входной поверхностью мишени. Из рис. 2. видим, что при уменьшении параметра ε частотная область полного отражения становится уже. Область полного отражения это область частот, в которой волновой вектор $k^{(t,s)}$ падающей волны (см.8а) принимает комплексные значения в отсутствие поглощения ($\rho^{(s)} = 0$) и волны ПИ, испущенные на входной поверхности, полностью отражаются в кристалле атомными плоскостями и вперед не проходят.

Данная область определяется согласно выражению $K^{(s)}$ из (9) следующим образом

$$-\sqrt{\varepsilon} - \beta^{(s)}(1+\varepsilon)/2 < \eta^{(s)} < \sqrt{\varepsilon} - \beta^{(s)}(1+\varepsilon)/2, \text{ или} \\ -\sqrt{\varepsilon} |\chi'_g| C^{(s)} - \beta_0 < \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2} \left(\frac{\omega_B (1 + \theta \cos \varphi \cot \theta_B)}{\omega} - 1 \right) < \sqrt{\varepsilon} |\chi'_g| C^{(s)} - \beta_0, \quad (12a)$$

где $\beta_0 = \frac{(1+\varepsilon)}{2}(\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0)$.

Ширина области $\Delta\eta^{(s)} = 2\sqrt{\varepsilon}$. Очень важно, что размер данной области зависит от ориентации кристалла. Из (19) видно, что наличие области полного отражения есть динамический эффект. В кинематическом приближении, т.е. когда $\chi'_g = 0$, данная область превращается в точку точного брегговского резонанса для псевдо фотона кулоновского поля релятивистского электрона

$$\omega'_B = \omega_B \left(1 + \theta \cos \varphi \cot \theta_B + \frac{(1+\varepsilon)V^2}{4 \sin^2 \theta_B} (\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0) \right) \quad (12b)$$

Из неравенства (12a) также следует, что область полного отражения будет смещаться вправо при уменьшении параметра ε , что и демонстрируют кривые, представленные на рис.2. Из рисунка видно, что в случае когда отражающие атомные плоскости параллельны входной поверхности кристалла ($\varepsilon = 1$), амплитудный коэффициент отражения в области полного отражения равен единице. При уменьшении параметра ε , поперечный размер фотонного пучка при отражении уменьшатся, что приводит к увеличению амплитуды отраженного поля.

Подставляя (11) в известное [10] выражение для спектрально-угловой плотности рентгеновского излучения вблизи направления вектора $\mathbf{g} + \frac{\omega}{V^2} \mathbf{V}$ (см. рис.1)

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \omega^2 (2\pi)^{-6} \sum_{s=1}^2 |E_{Rad}^{(s)}|^2, \quad (13)$$

получим выражения для спектрально-угловой плотности ДПИ, ПРИ и интерференционного слагаемого

$$\omega \frac{d^2 N^{ДПИ}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \theta^2 \sum_{s=1}^2 P^{(s)2} \left| \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} \right|^2 |Q^{(s)}|^2, \quad (13a)$$

$$\omega \frac{d^2 N^{ПРИ}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \theta^2 \sum_{s=1}^2 P^{(s)2} \left| \frac{Q^{(s)}}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0} - \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} \right|^2 \times$$

$$\times \frac{1}{\left(1 - \beta^{(s)} (2\eta^{(s)} + \beta^{(s)}) + \rho^{(s)2} (1 - \kappa^{(s)2}) \right)^2 + 4\rho^2 (\eta^{(s)} + \beta^{(s)} - \kappa^{(s)})^2}, \quad (13b)$$

$$\omega \frac{d^2 N^{ИИТ}}{d\omega d\Omega} = -2 \frac{e^2}{\pi^2} \theta^2 \sum_{s=1}^2 P^{(s)2} \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} \right) \times$$

$$\times \operatorname{Re} \left[\left(\frac{Q^{(s)}}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0} - \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} \right) \frac{Q^{(s)*}}{1 - \beta^{(s)} (2\eta^{(s)} + \beta^{(s)}) + 2i\rho(\eta^{(s)} + \beta^{(s)} - \kappa^{(s)})} \right]. \quad (13c)$$

Для анализа спектрально-угловых свойств ПРИ, ДПИ выражения (13) удобно представить в следующем виде

$$\omega \frac{d^2 N^{ДПИ}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi'_0|}{\chi'_g{}^2 C^{(s)2}} \sum_{s=1}^2 P^{(s)2} R^{(s)ДПИ} \quad (14a)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{ПРИ}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi'_0|}{\chi'_g{}^2 C^{(s)2}} \sum_{s=1}^2 P^{(s)2} R^{(s)ПРИ} \quad (14b)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{ИНТ}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi'_0|}{\chi'_g{}^2 C^{(s)2}} \sum_{s=1}^2 P^{(s)2} R^{(s)ИНТ} \quad (14c)$$

$$R^{(s)ДПИ} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left[\frac{1}{\beta^{(s)}} - \frac{1}{\beta^{(s)} - \frac{|\chi'_0|}{|\chi'_g| C^{(s)}}} \right]^2 |Q^{(s)}|^2, \quad (15a)$$

$$R^{(s)ПРИ} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left| \frac{Q^{(s)}}{\beta^{(s)}} - 1 \right|^2 \frac{1}{\left(1 - \beta^{(s)}(2\eta^{(s)} + \beta^{(s)}) + \rho^{(s)2}(1 - \kappa^{(s)2})\right)^2 + 4\rho^2(\eta^{(s)} + \beta^{(s)} - \kappa^{(s)})^2} \quad (15b)$$

$$R^{(s)ИНТ} = -2 \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left[\frac{1}{\beta^{(s)}} - \frac{1}{\beta^{(s)} - \frac{|\chi'_0|}{|\chi'_g| C^{(s)}}} \right] \times \\ \times \operatorname{Re} \left\{ \left(\frac{Q^{(s)}}{\beta^{(s)}} - 1 \right) \frac{Q^{(s)*}}{\left(1 - \beta^{(s)}(2\eta^{(s)} + \beta^{(s)}) + \rho^{(s)2}(1 - \kappa^{(s)2}) + 2i\rho(\eta^{(s)} + \beta^{(s)} - \kappa^{(s)})\right)} \right\}, \quad (15c)$$

где $\beta^{(s)} = \frac{|\chi'_0|}{|\chi'_g| C^{(s)}} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)$.

На рис.3 и рис.4 представлены кривые зависимости коэффициента отражения для указанных составляющих излучения, построенные по формулам (15) при значений параметров кристалла и энергии электрона, указанных на рисунках. Данные кривые описывают спектр ПРИ, ДПИ и интерференционное слагаемое при угле наблюдения $\theta^2/|\chi'_0| = 0,25$. Из рис.3 видно, что при значении параметра ε равным 0,5, который определяет угол между атомными плоскостями и поверхностью мишени при фиксированном значении угла Брэгга θ_B , вклад ДПИ и интерференционного слагаемого незначителен по сравнению со спектром ПРИ, при данной энергии. При увеличении параметра ε максимум спектра ДПИ будет понижаться, а средняя точка максимума смещается влево, так как спектр ДПИ пропорционален $|Q^{(s)}|^2$ (см. рис.2). При этом интерференция будет все менее существенной. При уменьшении же величины параметра ε максимум спектра ДПИ возрастает, область полного отражения уменьшается и смещается вправо в сторону максимума спектра ПРИ. что приводит к существенной конструктивной интерференции ПРИ и ДПИ (см. рис. 4).

2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на основе динамической теории дифракции, получены аналитические выражения для спектрально-углового распределения ПРИ ДПИ и их интерференции с

учетом различной ориентации поверхности кристалла относительно атомных плоскостей. Показано, что при фиксированном угле падения электрона на систему атомных плоскостей кристалла спектрально-угловые характеристики ДПИ существенно зависят от ориентации его входной его поверхности. В работе показано, что при определенных ориентациях интерференция ПРИ и ДПИ имеет существенное значение. Настоящая работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, грант № 05-02-16512.

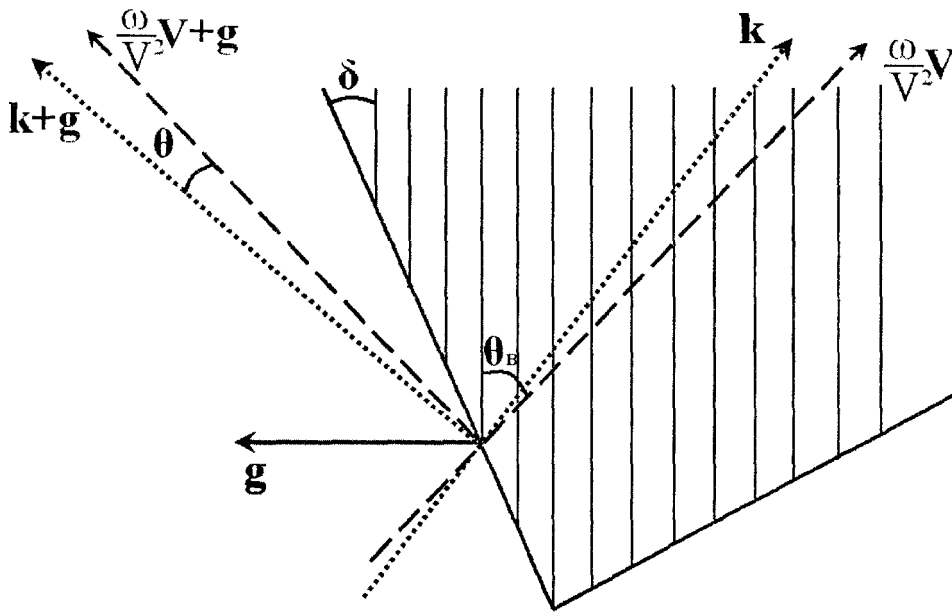


Рис.1 Геометрия процесса излучения.

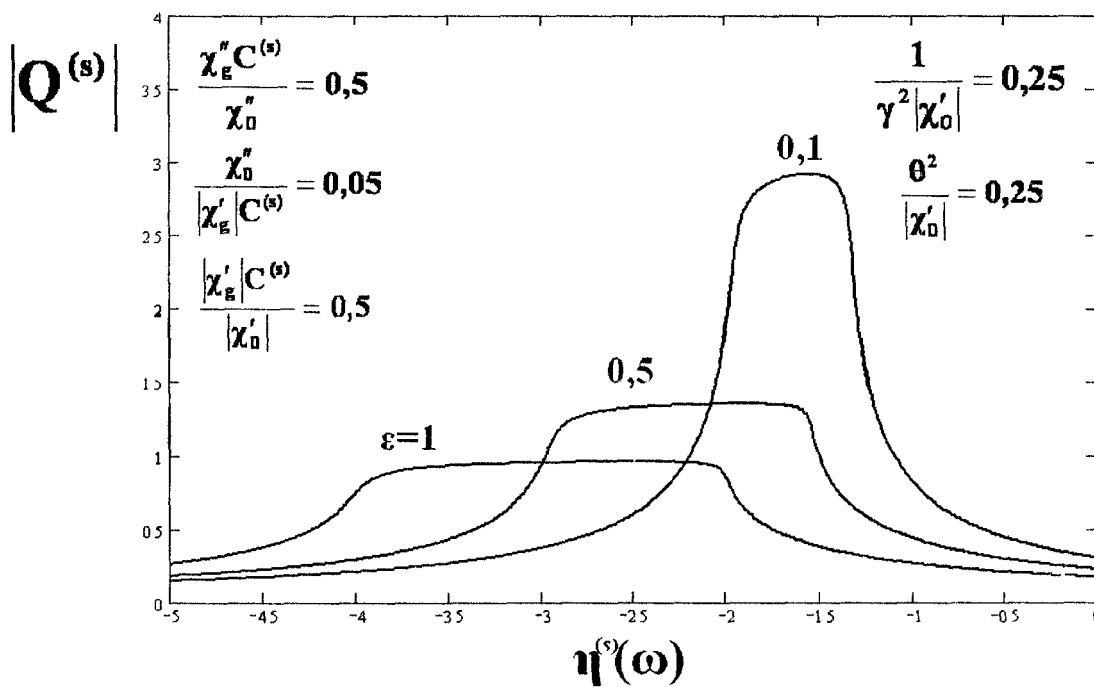


Рис.2 Влияние ориентации поверхности кристалла на максимум модуля амплитудного коэффициента отражения.

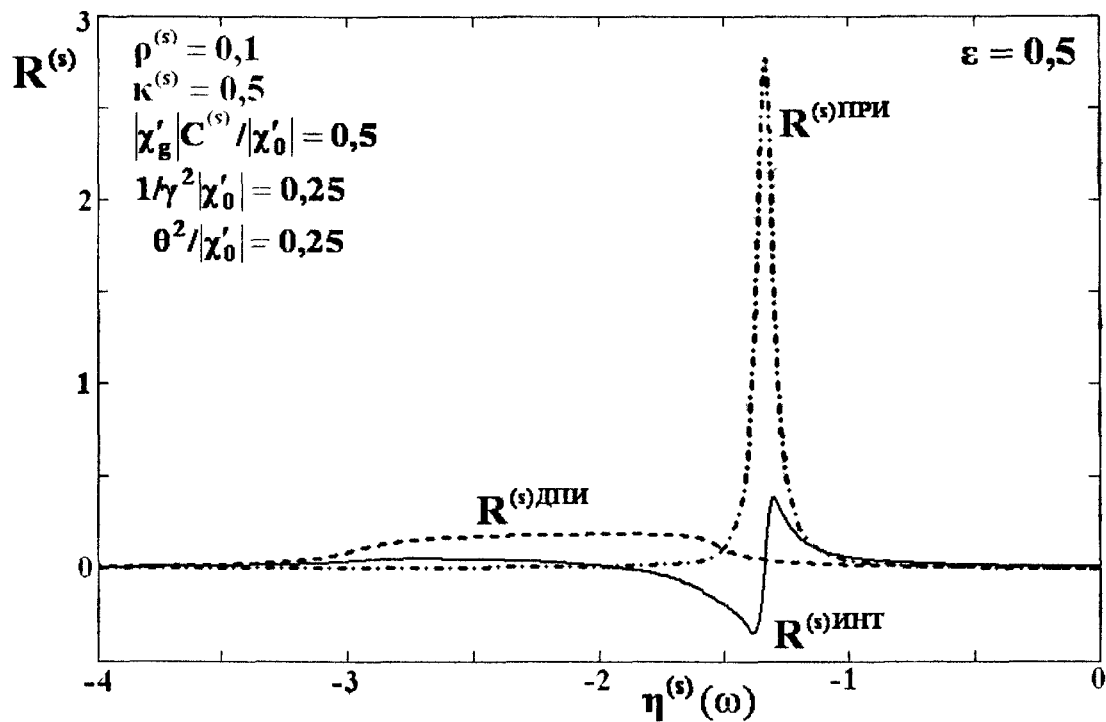


Рис.3 Вклады спектров ПРИ, ДПИ и интерференционного слагаемого.

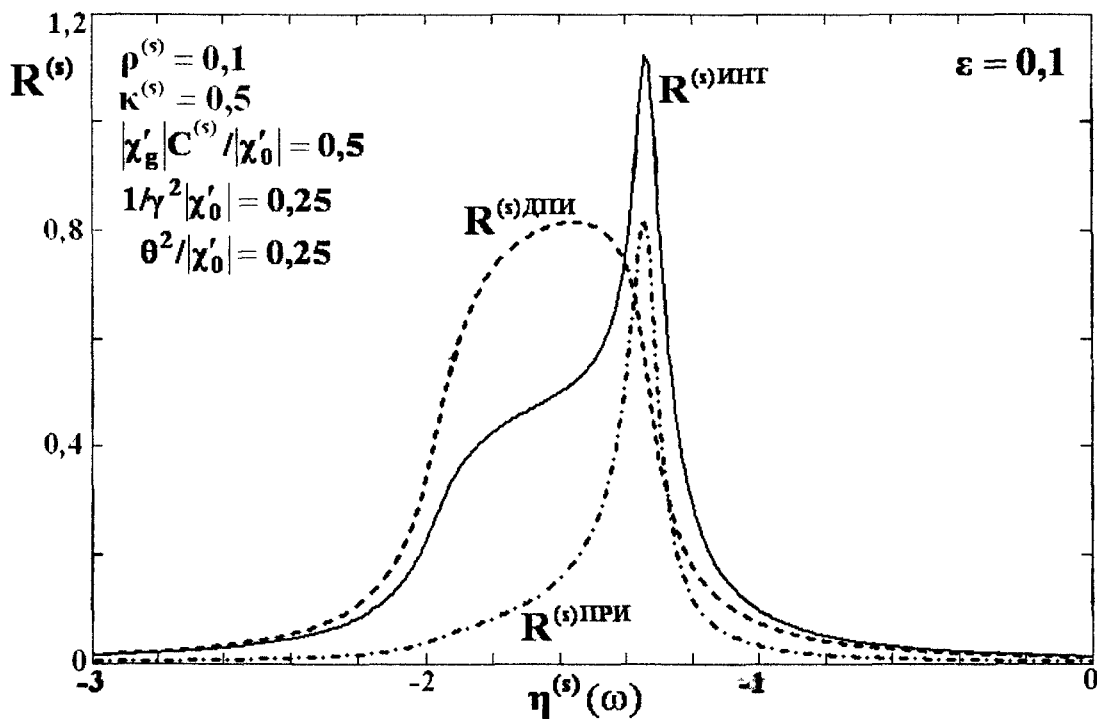


Рис.4 То же, что и на рис.3. для другого угла ориентации поверхности кристалла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пинскер З. Дифракция рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М.: Наука, 1984.
2. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван АН АрмССР, 1969.
3. Гарибян Г.М., Ян Ши //ЖЭТФ. – 1971. – Т.61. – С.930.
4. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. //ЖЭТФ. – 1971. – Т.61. – С.944.

5. Гарибян Г.М., Ян Ши Рентгеновское переходное излучение – Ереван. – Изд-во АН Арм.ССР, 1983.
6. A.Caticha //Phys.Rev. A. – 1989.–V.40. – P.4322.
7. Nasonov N. //Phys.Lett. A – 1999. – V.260. – С.391.
8. Y.N. Adischev, S.N. Arishev, A.V. Vnukov and el// Nucl. Instr. and Meth. B 201 (2003) 114.
9. N.Nasonov. X-rays from relativistic electrons in condensed media. NATO Science Series, Kluwer Acad. Publ. 2001, p. 49-83
10. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и внешних полях. – М.: Наука, 1987.

CALCULATION OF INTERFERENCE OF PARAMETRIC AND DIFFRACTED TRANSIENT RADIATION OF RELATIVISTIC ELECTRON IN A CRYSTAL

S.V.Blazevich, A.V.Noskov

In the paper on the basis of dynamic theory of diffraction in dispersion geometry of Bragg the authors consider parametric X-ray emission and diffracted transient radiation of relativistic electrons, falling on a half-infinite monocrystal. Formulas have been derived for spectral-angular distribution of parametric X-ray emission, diffracted transient radiation and the item which is appears in the result of their interference. The formulas allow for orientation of crystal surface toward the system of diffracting atomic planes. The paper also makes it clear that if the electron hade on the system of atomic planes is fixed, spectral-angular characteristics of diffracted transient radiation in many respects depend on the already mentioned input surface orientation. It is possible to set up such conditions when interference of parametric X-ray emission and diffracted transient radiation make an impact on spectral -angular distribution of emission.