
**ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

УДК 535.016:535-34

**ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ.**
II. КОНФОРМНЫЕ ШЕРОХОВАТОСТИ

© 2012 г. И. В. Кожевников

Институт кристаллографии РАН, Москва

E-mail: ivk@ns.crys.ras.ru

Поступила в редакцию 14.02.2011 г.

Показано, если в разложении формул Дебая–Валлера для коэффициентов отражения и интегрального рассеяния по высоте шероховатостей σ ограничиться членами порядка σ^2 , то эти выражения справедливы для любой слоисто-неоднородной среды с конформными (повторяющимися по глубине) шероховатостями и для любой функции распределения их высот, если радиус корреляции шероховатостей вдоль поверхности достаточно велик. Обсуждаются преимущества измерений интегрального коэффициента отражения, характеризующего суммарную интенсивность всего излучения (как зеркально отраженного, так и диффузно рассеянного), направленного шероховатой поверхностью обратно в вакуум, для решения обратной задачи рентгеновской рефлектометрии, т.е. для реконструкции профиля диэлектрической проницаемости по измеренной кривой отражения.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время измерения угловых и спектральных зависимостей коэффициента отражения жесткого и мягкого рентгеновского излучения широко используются для исследования приповерхностных слоев вещества и позволяют определить распределение диэлектрической проницаемости [1–3], атомной концентрации химических элементов [4] и структуру химических связей в веществе [4, 5] с субнанометровым разрешением по глубине.

Ясно, что никакая реальная поверхность не является идеально гладкой для рентгеновского излучения. Шероховатости приводят к появлению рассеянного излучения, а следовательно, и к изменению формы кривой отражения. Результат — реконструированный профиль диэлектрической проницаемости $\varepsilon_0(z)$ может оказаться существенным образом деформированным: неучтенное влияние шероховатостей приводит к появлению ряда таких артефактов, как например, сглаживание распределения $\varepsilon_0(z)$ на границах раздела различных веществ [3]. В то же время именно анализ тонкой структуры границ раздела представляет особый интерес для технологий микроэлектроники и многослойной рентгеновской оптики.

Наиболее последовательный подход к решению проблемы состоит в том, чтобы при реконструкции профиля диэлектрической проницаемости учесть в явном виде влияние шероховатостей на кривую отражения на основе одновременного анализа кривой отражения и набора угловых распределений рассеяния, измеренных при различных углах падения зондирующего

пучка [6]. Однако такой самосогласованный подход достаточно сложен как с экспериментальной, так и с вычислительной точки зрения. Поэтому анализ общих особенностей отражения и рассеяния рентгеновского излучения от произвольной слоисто-неоднородной шероховатой структуры представляет значительный интерес, поскольку его результаты могут быть использованы как для учета влияния шероховатостей при восстановлении профиля диэлектрической проницаемости, так и для определения таких условий проведения измерений, при которых влияние шероховатостей на кривую отражения минимально.

Простейшее выражение для коэффициента отражения от шероховатой поверхности хорошо известно и имеет вид [7, 8]:

$$R(\theta_0) = R_0(\theta_0)\exp[-(4\pi\sigma\sin\theta_0/\lambda)^2], \quad (1)$$

где R_0 — коэффициент отражения от идеально гладкой поверхности, θ_0 и λ — угол скольжения и длина волны падающего излучения, σ — среднеквадратичная высота шероховатостей, а экспоненциальный множитель называется фактором Дебая–Валлера.

Выражение (1) не является универсальным и было получено при целом ряде предположений, среди которых отметим следующие. Во-первых, рассматривалось отражение излучения от поверхности однородного вещества постоянной плотности в предположении скачкообразного изменения диэлектрической проницаемости на границе раздела вакуум–вещество. Именно этот простейший случай представляет наименьший интерес для рентгеновской рефлектометрии. Во-вторых,

функция распределения высот шероховатостей предполагалась гауссовой, что зачастую противоречит как имеющимся экспериментальным данным [8–10], так и существующим теориям роста пленок и ионного травления материалов, которые предсказывают, как правило, не только негауссову, но даже несимметричную функцию распределения высот [11]. В-третьих, предполагалось, что радиус корреляции высот шероховатостей достаточно велик.

Если разложить (1) в ряд по высоте шероховатостей, предполагая, что они достаточно малы, и ограничиться первым членом разложения

$$R(\theta_0) = R_0(\theta_0)[1 - (4\pi\sigma \sin \theta_0/\lambda)^2], \quad (2)$$

то полученное выражение оказывается справедливым для любой функции распределения высот поверхностных шероховатостей [8, 12]. Отметим, что при условии справедливости (2) коэффициент интегрального рассеяния в вакуум *TIS* (*Total Integrated Scattering*) оказывается равным [8, 12]:

$$TIS(\theta_0) = R_0(\theta_0)(4\pi\sigma \sin \theta_0/\lambda)^2. \quad (3)$$

Выражения (2), (3) были первоначально получены для случая отражения излучения от одиночной поверхности. Позднее справедливость (2) была установлена и для периодических многослойных структур с повторяющимися по глубине (конформными) шероховатостями [13], но снова в предположении скачкообразного изменения диэлектрической проницаемости на границах раздела соседних слоев.

В настоящей работе докажем, что (2) и (3) справедливы для произвольной слоисто-неоднородной среды, диэлектрическая проницаемость которой может быть как периодической, так и непериодической функцией глубины, а изменение диэлектрической проницаемости на границах раздела слоев может быть как скачкообразным, так и плавным из-за эффектов диффузии, имплантации или химических реакций. Условия справедливости этого утверждения анализируются в статье и состоят в том, что шероховатости среды повторяются по глубине, а их радиус корреляции вдоль поверхности достаточно велик. Наконец, обсуждается значимость выражений (2) и (3) для решения обратной задачи рентгеновской рефлектометрии, т.е. для восстановления распределения диэлектрической проницаемости по глубине образца из измеренной угловой зависимости коэффициента отражения.

КОНФОРМНЫЕ ШЕРОХОВАТОСТИ

Рассмотрим шероховатую слоистую среду с диэлектрической проницаемостью следующего вида:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\mathbf{r}) &= \varepsilon_0(z - \zeta(\mathbf{p})), \quad \mathbf{p} = \{x, y\}, \\ \varepsilon_0(z \rightarrow -\infty) &= 1, \quad \varepsilon_0(z \rightarrow +\infty) = \varepsilon_+, \end{aligned} \quad (4)$$

где ось *Z* направлена в глубь вещества, функция $\varepsilon_0(z)$ описывает изменение диэлектрической проницаемости по глубине в отсутствие неоднородностей, а функция $\zeta(\mathbf{p})$, описывающая неоднородности среды в продольном направлении, не зависит от *z*. Такие неоднородности (шероховатости) среды, полностью коррелированные вдоль оси *Z*, называют конформными.

Считая неоднородности среды малыми, разложим диэлектрическую проницаемость (4) в ряд Тейлора по степеням ζ , воспользуемся общими формулами теории рассеяния рентгеновского излучения [14] и получим следующие выражения для индикатрисы рассеяния в вакуум $\Phi(\mathbf{q}; \mathbf{q}_0)$ и в глубь среды $\Phi_+(\mathbf{q}; \mathbf{q}_0)$, справедливые с точностью до членов порядка ζ^2 для любой функции распределения высот шероховатостей:

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{q}; \mathbf{q}_0) &= \frac{1}{Q_{inc}} \frac{dQ_{scat}}{d\Omega} = \\ &= \frac{k^5}{(4\pi)^2 k_-(q_0)} \left| \int \psi_0(z, q) \psi_0(z, q_0) \varepsilon'_0(z) dz \right|^2 PSD_{2D}(\mathbf{v}) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Phi_+(\mathbf{q}; \mathbf{q}_0) &= \frac{1}{Q_{inc}} \frac{dQ_{scat}}{d\Omega'} = \frac{k^5 \sqrt{\varepsilon_+}}{(4\pi)^2 k_-(q_0)} \times \\ &\times \left| \int \psi_1(z, q) \psi_0(z, q_0) \varepsilon'_0(z) dz \right|^2 PSD_{2D}(\mathbf{v}) \frac{Re k_+(q)}{k_+(q)}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$2\pi\mathbf{v} = \mathbf{q} - \mathbf{q}_0, \quad \mathbf{q}_0 = k\{\cos \theta_0, 0\}, \quad (7)$$

$$\mathbf{q} = k\{\cos \theta \cos \varphi, \cos \theta \sin \varphi\},$$

$$k_-(q) = \sqrt{k^2 - q^2}, \quad k_+(q) = \sqrt{k^2 \varepsilon_+ - q^2},$$

$$q = |\mathbf{q}| = k \cos \theta, \quad k = 2\pi/\lambda,$$

где Q_{inc} – мощность падающего излучения, dQ_{scat} – мощность излучения, рассеянного в телесный угол $d\Omega$; k_+ и k_- – *z*-компоненты волновых векторов в асимптотических областях $z \rightarrow \pm\infty$; $\mathbf{v} = \{v_x, v_y\}$ – пространственная частота, \mathbf{q}_0 и \mathbf{q} – проекции волновых векторов падающей и рассеянной волны на плоскость *XY*; θ_0 и θ – соответствующие углы скольжения, а φ – азимутальный угол рассеяния. Геометрию отражения и рассеяния иллюстрирует рис. 1.

Входящие в (5) и (6) функции $\psi_0(z, q)$ и $\psi_1(z, q)$ являются решениями одномерного волнового уравнения в отсутствие шероховатостей

$$\frac{d^2 \psi}{dz^2}(z, q) + [k^2 \varepsilon_0(z) - q^2] \psi(z, q) = 0 \quad (8)$$

и соответствуют волнам, падающим на слоистую среду из вакуума и из глубины подложки соответственно, т.е.

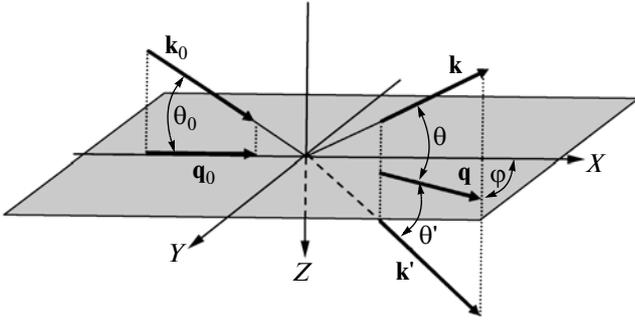


Рис. 1. Схема взаимодействия рентгеновской волны с шероховатой границей раздела сред.

$$\Psi_0(z; q) = \begin{cases} e^{ik_+q(z)} + r_0(q)e^{-ik_+q(z)}, & \text{если } z \rightarrow -\infty \\ t_0(q)e^{ik_+q(z)}, & \text{если } z \rightarrow +\infty, \end{cases} \quad (9)$$

$$\Psi_1(z; q) = \begin{cases} \tilde{t}_0(q)e^{-ik_+q(z)}, & \text{если } z \rightarrow -\infty \\ e^{-ik_+q(z)} + \tilde{r}_0(q)e^{ik_+q(z)}, & \text{если } z \rightarrow +\infty, \end{cases} \quad (10)$$

где r_0 и \tilde{r}_0 – амплитудные коэффициенты отражения, а амплитудные коэффициенты прохождения t_0 и \tilde{t}_0 связаны соотношением $k_+t_0 = k_- \tilde{t}_0$, которое справедливо и при наличии поглощения.

Статистические свойства шероховатостей описываются их двумерной спектральной плотностью мощности $PSD_{2D}(\mathbf{v})$ (Power Spectral Density), представляющей собой фурье-преобразование корреляционной функции $C(\rho)$:

$$PSD_{2D}(\mathbf{v}) = \int C(\rho) \exp(2i\pi\mathbf{v}\rho) d^2\rho; \quad (11)$$

$$C(\rho) = \langle \zeta(\rho)\zeta(0) \rangle,$$

где угловые скобки означают усреднение по реализациям. Уравнение (7) представляет собой обычное условие дифракции рентгеновской волны на двумерной дифракционной решетке и означает, что в рамках первого порядка теории возмущений единственная гармоника из спектра шероховатостей (11) с частотой ν рассеивает излучение в направлении \mathbf{q} , если пучок падает на поверхность в направлении \mathbf{q}_0 .

Определим коэффициенты интегрального рассеяния в вакуум TIS и в глубь среды TIS_+ как

$$TIS(q_0) = \int_{n_z < 0} \Phi(q, q_0) d\Omega = \int_{n_z < 0} \Phi(q, q_0) \frac{d^2\mathbf{q}}{kk_-(q)}, \quad (12)$$

$$TIS_+(q_0) = \int_{n_z > 0} \Phi_+(q, q_0) d\Omega' = \int_{n_z > 0} \Phi_+(q, q_0) \frac{d^2\mathbf{q}}{\sqrt{\varepsilon_+}kk_+(q)}, \quad (13)$$

где интегрирование ведется по телесному углу Ω в пределах задней ($n_z < 0$) или передней ($n_z > 0$) по-

лусферы, а при переходе к интегрированию по вектору \mathbf{q} учтено, что в соответствии с законом преломления Снеллиуса $q = k \cos \theta = k\sqrt{\varepsilon_+} \cos \theta'$.

Коэффициенты зеркального отражения R и прохождения T с точностью до членов порядка ζ^2 записываются в виде:

$$R(q_0) = R_0(q_0) + 2\text{Re}\{r_0^*(q_0)[\Delta r_1(q_0) + \Delta\alpha_1(q_0)]\}, \quad (14)$$

$$T(q_0) = T_0(q_0) + 2\text{Re}\{t_0^*(q_0)[\Delta t_1(q_0) + \Delta\beta_1(q_0)]\} \frac{\text{Re}k_+(q_0)}{k_-(q_0)}, \quad (15)$$

$$\Delta r_1 = \frac{ik^2\sigma^2}{4k_-(q_0)} \int \Psi_0^2(z, q_0) \varepsilon_0''(z) dz, \quad (16)$$

$$\Delta t_1 = \frac{ik^2\sigma^2}{4k_+(q_0)} \int \Psi_0(z, q_0) \Psi_1(z, q_0) \varepsilon_0''(z) dz, \quad (17)$$

$$\Delta\alpha_1 = -\frac{ik^4}{8\pi^2k_-(q_0)} \int \Psi_0(z, q_0) \Psi_0(z', q_0) g(z, z'; q) \times \quad (18)$$

$$\times PSD_{2D}(\mathbf{v}) \varepsilon_0'(z) \varepsilon_0'(z') dz dz' d^2\mathbf{q},$$

$$\Delta\beta_1 = -\frac{ik^4}{8\pi^2k_+(q_0)} \int \Psi_1(z, q_0) \Psi_0(z', q_0) g(z, z'; q) \times \quad (19)$$

$$\times PSD_{2D}(\mathbf{v}) \varepsilon_0'(z) \varepsilon_0'(z') dz dz' d^2\mathbf{q},$$

$$g(z, z'; q) = \frac{\Psi_0(z_>; q) \Psi_1(z_<; q)}{W(q)}; \quad (20)$$

$$z_> = \max(z, z'); \quad z_< = \min(z, z'),$$

где $W(q) \equiv \Psi_0' \Psi_1 - \Psi_0 \Psi_1' = 2ik_+(q)t_0(q)$ – вронскиан функций Ψ_0 и Ψ_1 , r_0 и t_0 – амплитудные коэффициенты отражения и прохождения волны, падающей на среду из вакуума, $T = |t_0|^2 \text{Re}(k_+)/k_-$ – коэффициент прохождения в отсутствие шероховатостей, а $g(z, z'; q)$ – одномерная функция Грина, удовлетворяющая уравнению

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} g(z, z'; q) + [k^2 \varepsilon_0(z) - q^2] g(z, z'; q) = \delta(z - z'). \quad (21)$$

Выражения (6) и (15) для индикатрисы рассеяния в глубь среды и коэффициента прохождения справедливы либо для абсолютно непоглощающей среды $\text{Im} \varepsilon(r) \equiv 0$ (нейтронная оптика), либо для среды, у которой отсутствует поглощение в асимптотической области $z \rightarrow +\infty$, т.е. $\text{Im} \varepsilon_+ = 0$ (прохождение излучения через свободновисящую пленку). В противном случае поток излучения в глубине подложки равен нулю и выражения (6) и (15) теряют смысл [14].

Используя подход, изложенный в [14], можно убедиться, что полученные выше выражения обеспечивают выполнение закона сохранения

энергии, т.е. в отсутствие поглощения справедливо тождество $R + T + TIS + TIS + \equiv 1$.

ШЕРОХОВАТОСТИ С БОЛЬШИМ ПРОДОЛЬНОМ РАДИУСОМ КОРРЕЛЯЦИИ

Предположим, что угловая ширина PSD-функции настолько мала по сравнению с типичным угловым масштабом изменения функций поля в (12), (13), (18), (19), что можно вынести эти функции из-под знака интеграла по \mathbf{q} , положив в них $q = q_0$, и выполнить интегрирование по направлениям рассеяния:

$$\int PSD_{2D}(\mathbf{v})d^2\mathbf{q} = 4\pi^2\sigma^2. \quad (22)$$

Вычислим в явном виде оставшиеся в (5), (6) и (18), (19) интегралы

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_0^2(z, q_0) \epsilon_0'(z) dz, \quad (23)$$

$$I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_0(z, q_0) \psi_1(z, q_0) \epsilon_0'(z) dz, \quad (24)$$

$$I_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} g(z, z'; q_0) \psi_0(z, q_0) \psi_0(z', q_0) \epsilon_0'(z) \epsilon_0'(z') dz dz', \quad (25)$$

$$I_4 = \int_{-\infty}^{+\infty} g(z, z'; q_0) \psi_0(z, q_0) \psi_1(z', q_0) \epsilon_0'(z) \epsilon_0'(z') dz dz', \quad (26)$$

через которые коэффициенты отражения, прохождения и интегрального рассеяния выражаются следующим образом:

$$TIS(q_0) = \frac{k^4 \sigma^2}{4k_-^2} |I_1|^2; \quad (27)$$

$$R(q_0) = R_0(q_0) + 2\text{Re} \left[r_0^* \Delta r_1 - \frac{ik^4 \sigma^2 r_0^*}{2k_-} I_3 \right],$$

$$TIS_+(q_0) = \frac{k^4 \sigma^2}{4k_- k_+} |I_2|^2 \frac{\text{Re} k_+}{k_+}; \quad (28)$$

$$T(q_0) = T_0(q_0) + 2\text{Re} \left[t_0^* \Delta t_1 - \frac{ik^4 \sigma^2 t_0^*}{2k_+} I_4 \right] \frac{\text{Re} k_+}{k_-}.$$

Прежде всего приведем несколько вспомогательных формул:

$$\epsilon_0(z) [\psi_0^2(z)]' = \frac{q_0^2}{k^2} [\psi_0^2(z)]' - \frac{1}{k^2} [(\psi_0'(z))^2]', \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_0(z) [\psi_0(z) \psi_1(z)]' &= \\ &= \frac{q_0^2}{k^2} [\psi_0(z) \psi_1(z)]' - \frac{1}{k^2} [\psi_0'(z) \psi_1'(z)]', \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_0(z) \frac{\partial}{\partial z} [g(z, z') \psi_0(z)] &= \\ &= \frac{q_0^2}{k^2} \frac{\partial}{\partial z} [g(z, z') \psi_0(z)] + \frac{1}{k^2} \psi_0'(z) \delta(z - z') - \\ &\quad - \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial z} [\psi_0'(z) \frac{\partial}{\partial z} g(z, z')]. \end{aligned} \quad (31)$$

Эти тождества следуют из волновых уравнений для функций $\psi_{0,1}$ и g . Например, чтобы получить (31), надо умножить (8) на $\partial g(z, z') / \partial z$, а (21) – на $\psi_0'(z)$ и сложить полученные выражения. Тождественные преобразования (29)–(31) позволят избавиться от функции $\epsilon_0(z)$ под знаком интеграла в (23)–(26).

Отметим, что в асимптотических областях $z \rightarrow \pm\infty$ справедливы следующие равенства, которые легко получить из (9), (10):

$$\begin{aligned} [\psi_0'(z)]^2 - \psi_0(z) \psi_0''(z) &= \\ &= \begin{cases} 0, & \text{при } z \rightarrow +\infty \\ 4k_-^2(q_0) r_0(q_0), & \text{при } z \rightarrow -\infty, \end{cases} \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \psi_0'(z) \psi_1'(z) - \psi_1''(z) \psi_0(z) &= \\ &= \begin{cases} 2k_+^2(q_0) t_0(q_0), & \text{при } z \rightarrow +\infty \\ 2k_+(q_0) k_-(q_0) t_0(q_0), & \text{при } z \rightarrow -\infty. \end{cases} \end{aligned} \quad (33)$$

Рассмотрим интеграл (24). Возьмем его один раз по частям

$$\begin{aligned} I_2 &= \lim_{L_{1,2} \rightarrow \infty} \left\{ [\epsilon_0(z) \psi_1(z) \psi_0(z)]_{z=-L_1}^{z=L_2} - \right. \\ &\quad \left. - \int_{-L_1}^{L_2} \epsilon_0(z) [\psi_1(z) \psi_0(z)]' dz \right\} \end{aligned}$$

и, воспользовавшись (30), находим

$$\begin{aligned} I_2 &= \frac{1}{k^2} \lim_{L_{1,2} \rightarrow \infty} \{ \psi_0'(z) \psi_1'(z) + \\ &\quad + [k^2 \epsilon_0(z) - q_0^2] \psi_0(z) \psi_1(z) \}_{z=-L_1}^{z=L_2}. \end{aligned} \quad (34)$$

Второе слагаемое в фигурных скобках (34) равно $[-\psi_1'' \psi_0]$. Принимая во внимание (33), находим окончательно

$$I_2 = \frac{2k_+(q_0) t_0(q_0)}{k^2} [k_+(q_0) - k_-(q_0)]. \quad (35)$$

Таким образом, интеграл (24) удастся выразить через z -компоненты волновых векторов k_{\pm} в асимптотических областях $z \rightarrow \pm\infty$ и амплитудный коэффициент прохождения t_0 , причем (35) справедливо для любого одномерно-неоднород-

ного распределения диэлектрической проницаемости $\varepsilon_0(z)$.

Аналогичным образом вычисляется интеграл (23)

$$I_1 = -\frac{4k_-^2(q_0)}{k^2} r_0(q_0). \quad (36)$$

Рассмотрим более сложный интеграл (26). Проинтегрируем его по переменной z один раз по частям и воспользуемся (31). Тогда получим:

$$I_4 = \frac{1}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon'_0(z) \psi_1(z') \left\{ \lim_{L_{1,2} \rightarrow \infty} [\psi'_0(z) \frac{\partial}{\partial z} g(z, z') + (k^2 \varepsilon_0(z) - q_0^2) \psi_0(z) g(z, z')]_{z=-L_1}^{z=L_2} - \psi'_0(z') \right\} dz'. \quad (37)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках в (37) равно $[-\psi''_0 g]$. Принимая во внимание явный вид (20) функции $g(z, z')$ и тождества (31)–(33), получаем

$$I_4 = \frac{ik_-(q_0)}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon'_0(z) \psi_1(z) \psi_0(z) dz - \frac{1}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon'_0(z) \psi_1(z) \psi'_0(z) dz. \quad (38)$$

Первый интеграл в (38) вычислен выше (I_2). Рассмотрим два вспомогательных интеграла

$$I_{\pm} = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon'_0(z) [\psi_1(z) \psi'_0(z) \pm \psi'_1(z) \psi_0(z)] dz, \quad (39)$$

так что второй интеграл в (38) равен $(I_+ + I_-)/2$.

Выражение в квадратных скобках в интеграле I_- есть не что иное как вронскиан функций ψ_0 и ψ_1 , который от z не зависит. Следовательно,

$$I_- = (\varepsilon_+ - 1)W \equiv 2ik_+(q_0)t_0(q_0) \frac{k_+^2(q_0) - k_-^2(q_0)}{k^2}. \quad (40)$$

Интегрируя по частям, представим I_+ в следующем виде:

$$I_+ = - \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon''_0(z) \psi_0(z) \psi_1(z) dz \equiv \frac{4ik_+(q_0)}{k^2 \sigma^2} \Delta t_1(q_0), \quad (41)$$

где Δt_1 определено в (17), и из (38)–(41) находим

$$I_4 = -\frac{ik_+(q_0)t_0(q_0)}{k^4} [k_+(q_0) - k_-(q_0)]^2 - \frac{2ik_+(q_0)}{k^4 \sigma^2} \Delta t_1(q_0). \quad (42)$$

По аналогии интеграл (25) приводится к виду:

$$I_3 = -\frac{4ik_-^3(q_0)r_0(q_0)}{k^4} - \frac{2ik_-(q_0)}{k^4 \sigma^2} \Delta r_1(q_0). \quad (43)$$

Подставив найденные выражения для интегралов I_1, \dots, I_4 в (27) и (28), окончательно получаем, что коэффициенты отражения и интегрального рассеяния в вакуум определяются выражениями (2)–(3), которые оказываются справедливыми не только для одиночной поверхности со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости, но и для любой слоистой среды (4) с конформными шероховатостями. В случае нормального распределения высот шероховатостей можно надеяться, что более общее выражение (1) тоже остается справедливым.

Аналогичным образом находим коэффициенты прохождения и интегрального рассеяния в глубь среды

$$T(\theta_0) = T_0(\theta_0) [1 - \sigma^2(k_+(\theta_0) - k_-(\theta_0))^2], \quad (44)$$

$$TIS_+(\theta_0) = T_0(\theta_0) \sigma^2(k_+(\theta_0) - k_-(\theta_0))^2. \quad (45)$$

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ

Наиболее важной особенностью (2) и (3) является то, что интегральный коэффициент отражения $R_{\Sigma}(\theta) \equiv R(\theta) + TIS(\theta)$, который описывает суммарную интенсивность всего излучения (и зеркально отраженного, и рассеянного), направленного шероховатой поверхностью обратно в вакуум, совпадает с коэффициентом отражения от идеально гладкого образца $R_0(\theta)$. Иными словами конформные шероховатости с большими (в продольном направлении) радиусами корреляции не приводят к увеличению потока излучения, направленного в глубь среды, а лишь перераспределяют его интенсивность между зеркально отраженной и рассеянной в вакуум компонентами. Измеряя в эксперименте $R_{\Sigma}(\theta)$ вместо коэффициента зеркального отражения $R(\theta)$, оказывается возможным свести к минимуму влияние шероховатостей с большим радиусом корреляции на кривую отражения.

В качестве простейшего примера рассмотрим пленку постоянной плотности на однородной подложке, а для расчетов отражения и рассеяния используем так называемую ABC-модель PSD-функции изотропных шероховатостей [15]:

$$PSD_{2D}(v) = \frac{\sigma^2 \xi^2 \alpha}{\pi(1 + v^2 \xi^2)^{1+\alpha}}, \quad (46)$$

где v – пространственная частота, ξ – радиус корреляции шероховатостей, а параметр α определяет фрактальную размерность шероховатой поверхности $D = 3 - \alpha$, где $0 < \alpha < 1$ [11].

Отметим, что в области низких пространственных частот ($\nu \ll 1/\xi$) PSD -функция (46) практически постоянна, в высокочастотной области ($\nu \gg 1/\xi$) ведет себя в соответствии с фрактальным (обратным степенным) законом

$$PSD_{2D}(\nu) = \frac{\sigma^2 \alpha}{\pi \xi^{2\alpha}} \frac{1}{\nu^{2+2\alpha}}, \quad (47)$$

а переход от одного режима к другому происходит на частоте $\nu \sim 1/\xi$. В экспериментах по рассеянию рентгеновского или видимого излучения минимальная регистрируемая пространственная частота составляет обычно $0.03\text{--}0.01 \text{ мкм}^{-1}$, причем оказывается, что PSD -функция полированных подложек из самых разных материалов (стекло, плавленый кварц, кремний, сапфир) ведет себя, за редкими исключениями, в соответствии с (47) во всем измеряемом диапазоне пространственных частот, а перехода к режиму насыщения не наблюдается [16–19]. Это означает, что радиус корреляции шероховатостей хорошо полированных подложек превышает 100 мкм . Более того, исследования длиннопериодных шероховатостей с помощью интерференционных микроскопов и профилометров демонстрируют, как правило, все то же фрактальное поведение PSD -функции (47) вплоть до максимального значения пространственной частоты $\nu \sim 1/L$, еще имеющей физический смысл для исследуемого образца размера L . Хорошо полированные подложки характеризуются очень большими радиусами корреляции шероховатостей, составляющими, как минимум, доли миллиметра, а зачастую и больше. Фрактальный параметр α лежит в диапазоне от 0.1 до 0.5 [16] и определяется как материалом подложки, так и технологией ее полировки.

Кривая 1 на рис. 2 показывает угловую зависимость коэффициента отражения (умноженного на $\sin^4 \theta$ для наглядности) на длине волны $\lambda = 0.154 \text{ нм}$ от пленки никеля толщиной $h = 5 \text{ нм}$ на кремниевой подложке в отсутствие шероховатостей, а кривая 2 – коэффициент отражения, рассчитанный в качестве иллюстрации по формуле Дебая–Валлера (без разложения по высоте шероховатостей) при значении $\sigma = 0.3 \text{ нм}$. Даже такие небольшие шероховатости приводят к падению коэффициента отражения в 75 раз при угле скольжения $\theta = 5^\circ$.

Предположим, что щель детектора достаточно широкая, так что в эксперименте измеряется не коэффициент зеркального отражения, а интегральный коэффициент отражения $R_\Sigma(\theta)$, причем PSD -функция конформных шероховатостей пленки и подложки описывается выражением (46) при значениях $\sigma = 0.3 \text{ нм}$, $\xi = 100 \text{ мкм}$ и $\alpha = 0.5$. Результаты численного расчета коэффициента $R_\Sigma = R + TIS$ с использованием полученных выше

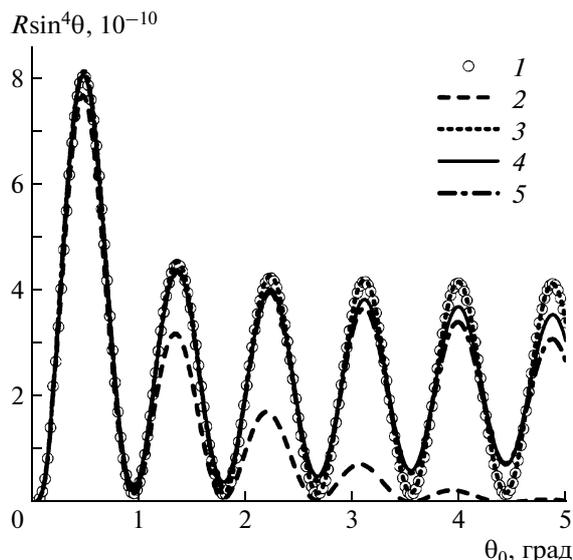


Рис. 2. Коэффициент зеркального отражения R на длине волны $\lambda = 0.154 \text{ нм}$ от пленки Ni толщиной $h = 5 \text{ нм}$ на кремниевой подложке. Расчеты проведены для идеально гладкой пленки (1) и с использованием формулы Дебая–Валлера при среднеквадратичной высоте шероховатостей $\sigma = 0.3 \text{ нм}$ (2). Расчеты интегрального коэффициента отражения $R_\Sigma = R + TIS$ в предположении, что конформные шероховатости пленки и подложки описываются ABC -моделью со следующими параметрами: $\xi = 100 \text{ мкм}$ и $\alpha = 0.5$ (3), $\xi = 5 \text{ мкм}$ и $\alpha = 0.5$ (4), $\xi = 100 \text{ мкм}$ и $\alpha = 0.2$ (5), а высота шероховатостей $\sigma = 0.3 \text{ нм}$ не меняется.

общих выражений представлены кривой 3 на рис. 2, которая практически совпадает с кривой отражения 1 от идеально гладкой пленки в рассматриваемом интервале углов скольжения в полном соответствии с (2), (3).

Однако, если уменьшить радиус корреляции до 5 мкм , оставив значения σ и α прежними, то коэффициент интегрального отражения (кривая 4, рис. 2) начинает отличаться от коэффициента отражения от идеально гладкой структуры, поскольку ширина PSD -функции увеличивается как $1/\xi$ при уменьшении ξ , а высокие частоты дают все больший вклад в интегралы для R и TIS . Иными словами замена PSD -функции дельта-функцией не является корректной при малом радиусе корреляции ξ . Схожий эффект наблюдается и при уменьшении фрактального параметра α (кривая 5, рис. 2). Тем не менее в любом из этих случаев коэффициент интегрального отражения лежит намного ближе к коэффициенту отражения в отсутствие шероховатостей по сравнению с кривой 2 и $R_\Sigma(\theta)$ спадает в среднем, как $1/\sin^4 \theta$, а не экспоненциально, как $R(\theta)$.

Попробуем реконструировать профиль диэлектрической проницаемости $\epsilon_0(z)$, основываясь на кривой отражения, измеренной вплоть до угла скольжения $\theta = 3^\circ$. Подробное описание этого

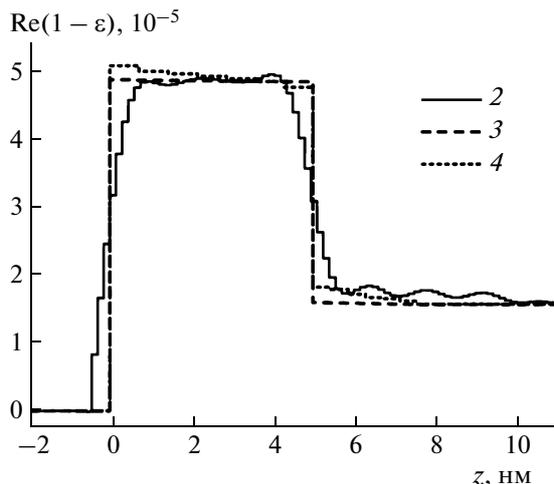


Рис. 3. Реконструированные профили диэлектрической проницаемости пленки Ni ($h = 5$ нм, $\lambda = 0.154$ нм) на кремниевой подложке. Профили 2–4 реконструированы с использованием кривых отражения 2–4 на рис. 2 соответственно.

подхода к обратной задаче рефлектометрии дано в [3]. Предположим сначала, что в эксперименте измерялся коэффициент зеркального отражения (кривая 2, рис. 2). Реконструированный профиль диэлектрической проницаемости показан кривой 2 на рис. 3. Видно, что профиль сильно деформирован, а границы разделов вакуум–пленка и пленка–подложка размыты, что связано с влиянием шероховатостей на кривую отражения [3]. Если в эксперименте измеряется интегральный коэффициент отражения (кривая 3, рис. 2, радиус корреляции $\xi = 100$ мкм), то реконструированный профиль $\varepsilon_0(z)$ (кривая 3, рис. 3) точно соответствует исходному. Наконец, профиль 4 на рис. 3 был реконструирован с использованием кривой отражения 4 на рис. 2 (радиус корреляции уменьшен до 5 мкм). Этот профиль, хотя и несколько деформирован, но близок к исходному распределению диэлектрической проницаемости. Приведенный пример наглядно демонстрирует, что при решении обратной задачи рефлектометрии измерения суммарного коэффициента отражения вместо зеркального позволяют существенно увеличить точность восстановления профиля диэлектрической проницаемости, даже если эффекты шероховатостей не учитываются в явном виде.

Имеется еще одна, возможно, даже более важная причина, по которой измерения интегрального коэффициента отражения оказываются необходимыми при решении обратной задачи рефлектометрии. В [6] разработан самосогласованный подход к исследованию структуры тонких пленок, в котором шероховатости учитываются в явном виде при восстановлении профиля диэлектрической проницаемости, а профиль в свою очередь учи-

тывается при определении параметров шероховатостей. Проблема заключается в том, что для расчета коэффициента зеркального отражения необходимо знать среднеквадратичную высоту шероховатостей σ , т.е. значение интеграла от PSD -функции в полубесконечном интервале пространственной частоты, а в реальном эксперименте PSD -функция измеряется в интервале частот, ограниченном с обеих сторон. Можно экстраполировать PSD -функцию в область высоких пространственных частот, используя физически обоснованную модель (47). Однако возникает вопрос, а каким образом следует экстраполировать PSD -функцию в область низких пространственных частот для того, чтобы определить значение σ ? Нельзя использовать даже простейшую модель (46), поскольку радиус корреляции длиннопериодных шероховатостей, как правило, в эксперименте не определяется. В качестве примера предположим, что PSD -функция ведет себя в соответствии с фрактальным законом (47) вплоть до минимальной измеряемой в эксперименте частоты $\nu = 10^{-2}$ мкм $^{-1}$ и для определенности положим фрактальный параметр $\alpha = 0.5$. Тогда в силу (47) заключаем, что можно определить только отношение σ^2/ξ , но не σ и ξ по отдельности. Изменяя радиус корреляции ξ в 100 раз от 100 мкм до 1 см, находим, что высота шероховатостей σ изменяется при этом в 10 раз и не ясно, какое значение σ следует использовать для расчета зеркального коэффициента отражения. Дело существенно осложняется еще и тем фактом, что из-за конечной апертуры детектора в эксперименте наряду с зеркально отраженным пучком всегда регистрируется та или иная доля рассеянного излучения, причем эта доля возрастает при увеличении угла скольжения из-за сужения углового распределения рассеянного излучения.

В то же время интегральный коэффициент отражения практически не зависит от вида экстраполяции PSD -функции в область низких частот. Так, если вернуться к рассмотренному примеру пленки Ni на кремниевой подложке, то изменение σ в 10 раз при увеличении радиуса корреляции от 100 мкм до 1 см приведет к изменению R_Σ лишь в третьей значащей цифре, а все кривые $R_\Sigma(\theta)$ будут расположены между практически совпадающими кривыми 1 и 2 на рис. 2. Поэтому измерения интегрального коэффициента отражения вместо зеркального снимают проблему экстраполяции PSD -функции в область малых пространственных частот при решении обратной задачи рефлектометрии.

УСЛОВИЯ СПРАВЕДЛИВОСТИ ФОРМУЛ ДЕБАЯ–ВАЛЛЕРА

С одной стороны, совершенно ясно, что представление формул Дебая–Валлера в виде (2), (3)

справедливо лишь для достаточно малой высоты шероховатостей. Сравнение с расчетами в борновском приближении с искаженными волнами показывает [20], что ошибка в коэффициенте зеркального отражения и в интенсивности рассеяния не превышает 10 отн. %, если $\sigma \sin \theta < \lambda/20$. С другой стороны, рис. 2 наглядно демонстрирует, что интегральный коэффициент отражения практически совпадает с коэффициентом отражения в отсутствие шероховатостей и при значительно больших углах скольжения, т.е. пределы применимости теории возмущений для интегрального коэффициента отражения существенно более широкие и зависят от радиуса корреляции шероховатостей.

Проведенное рассмотрение существенным образом основывалось на том, что при интегрировании общих выражений для $R(\theta)$ и $TIS(\theta)$ по направлениям рассеяния PSD -функция заменялась дельта-функцией. Это предположение справедливо лишь при выполнении двух условий. Первое из них состоит в том, что значения TIS и TIS_+ не равны нулю. Например, из (3) следует, что при прохождении излучения через свободновисящую пленку с конформными шероховатостями рассеяние вглубь вообще отсутствует, поскольку в этом случае $k_+ = k_-$. Действительно, как следует из (6), интенсивность рассеяния в направлении прошедшего пучка ($\theta = \theta_0$) равна нулю из-за деструктивной интерференции рассеянных волн, что и приводит к $TIS_+ = 0$. В то же время интенсивность рассеяния в других направлениях конечна, следовательно, коэффициент интегрального рассеяния $TIS_+(\theta) \neq 0$, хотя и мал. Замена PSD -функции дельта-функцией не совсем корректна, а $TIS_+(\theta)$ должен быть рассчитан с большей точностью для этого случая.

Смысл отсутствия рассеяния в направлении прошедшего пучка легко понять для частного случая прохождения излучения через однородную пленку с конформными шероховатостями. Рассмотрим в приближении однократного рассеяния два луча, падающих на пленку. Пусть первый луч преломляется на передней поверхности пленки, проходит через нее, а затем рассеивается на задней поверхности в направлении проходящего пучка. Второй луч, наоборот, рассеивается на передней поверхности пленки в направлении преломленного пучка и проходит сквозь нее, не рассеиваясь на задней поверхности. Ясно, что амплитуды этих двух лучей равны, поскольку шероховатости обеих поверхностей пленки коррелированы, скачки диэлектрической проницаемости на обеих границах раздела равны по абсолютной величине и путь, проходимый лучами внутри пленки, один и тот же. Фазы этих лучей сдвинуты на π , поскольку скачки диэлектрической проницаемости на двух границах раздела

имеют разный знак, следовательно, лучи, испытывавшие рассеяние на передней и задней поверхностях пленки в направлении прошедшего пучка, взаимно уничтожаются благодаря деструктивной интерференции. Отметим, что похожий эффект интерференционного подавления рассеяния был предсказан теоретически и для случая отражения рентгеновского излучения от пленки, нанесенной на шероховатую подложку [21].

Аналогичным образом коэффициент интегрального рассеяния в вакуум должен быть рассчитан более аккуратно при предельно малых углах скольжения θ , когда $TIS(\theta) \rightarrow 0$. Действительно, как показано в [12] для случая отражения рентгеновского излучения от одиночной поверхности, при $\theta \rightarrow 0$ коэффициент интегрального рассеяния и поправка к коэффициенту зеркального отражения пропорциональны $\sin \theta$ в первой степени, а не $\sin^2 \theta$, как в (2) и (3). Более того, эти величины становятся зависящими от радиуса корреляции высот шероховатостей ξ . Физический смысл этих утверждений состоит в том, что при уменьшении θ индикатриса рассеяния расширяется и, в конце концов, “ложится” на поверхность. Естественно, что характер рассеяния при этом изменяется, т.е. полученные выше выражения справедливы при не слишком малых углах скольжения $\theta \geq \sqrt{\lambda/\pi\xi}$, так что ширина индикатрисы рассеяния $\Delta\theta_{scat} \sim \lambda/(\pi\xi \sin \theta)$ мала по сравнению с углом скольжения падающего излучения.

Второе из необходимых условий справедливости (2) и (3) требует, чтобы радиус корреляции шероховатостей в продольном направлении был достаточно большой, а PSD -функция достаточно быстро убывала при увеличении пространственной частоты. В качестве примера рассмотрим отражение рентгеновского излучения от пленки Ni на подложке Si, считая шероховатости полностью конформными и используя модель (46) для PSD -функции. Пусть зондирующий пучок с длиной волны $\lambda = 0.154$ нм падает на образец под углом скольжения $\theta_{max} = 2.3^\circ$. Тогда параметр $4\pi\sigma \sin \theta_{max}/\lambda = 1$ (для $\sigma = 0.3$ нм) и, согласно (2), это максимальный угол скольжения, при котором теория возмущений еще приводит к физически разумному результату $R > 0$. В качестве условия применимости формул Дебая–Валлера (2), (3) следует исходить из того, что представляет наибольший интерес для обратной задачи рентгеновской рефлектометрии: коэффициент суммарного отражения R_Σ в интерференционных максимумах отличается от значения коэффициента отражения от идеально гладкого образца не более чем на 10 отн. % при $\theta < \theta_{max}$. Проведя расчеты с использованием полученных выше общих выражений для R и TIS , находим, что это условие выполняется, если значения радиуса корреляции ξ и фрак-

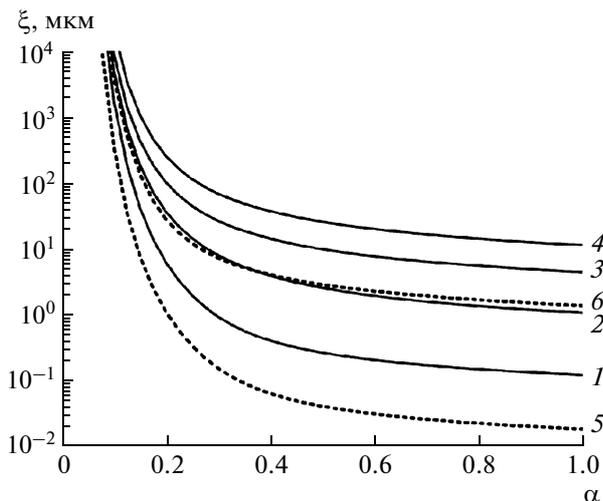


Рис. 4. Область параметров ξ – α , для которых интегральный коэффициент отражения (при $\lambda = 0.154$ нм и $\theta \leq 2.3^\circ$) от пленки Ni на подложке Si отличается в интерференционных максимумах от коэффициента отражения в отсутствие шероховатостей не более чем на 10 отн. %. Эта область расположена выше 1 для чистой подложки и выше 2–4 при толщине пленки 5 (2), 20 (3) и 50 нм (4). Среднеквадратичная высота шероховатостей $\sigma = 0.3$ нм; 5 и 6 соответствуют кривым 1 и 4 при $\lambda = 0.989$ нм и $\theta \leq 15.2^\circ$.

тального параметра α лежат выше кривой 2 на рис. 4 для пленки толщиной $h = 5$ нм. Обращает на себя внимание очень быстрое возрастание этой кривой при $\alpha < 0.15$, когда высокочастотная часть спектра шероховатостей дает все более существенный вклад в интегралы для R и TIS. Отметим, что в пределе $\alpha \rightarrow 0$ PSD-функция (46) становится неинтегрируемой, а понятие среднеквадратичной высоты шероховатостей теряет смысл. Кривая 2 на рис. 4 показывает, что конформные шероховатости практически не влияют на интегральный коэффициент отражения, если их радиус корреляции составляет от единиц микрон (при $\alpha > 0.3$) до единиц миллиметров (при $\alpha \sim 0.1$), что является типичным для хорошо полированных подложек.

При увеличении толщины пленки область параметров ξ – α сдвигается вверх, поскольку осцилляции напряженностей поля в подинтегральных выражениях для R и TIS становятся более частыми и, следовательно, радиус корреляции шероховатостей должен быть увеличен, чтобы уменьшить угловую ширину индикатрисы рассеяния. Так, при толщине пленки $h = 20$ нм область значений параметров лежит выше кривой 3 на рис. 4, а при $h = 50$ нм – выше кривой 4. Для иллюстрации показана и кривая 1, соответствующая отражению излучения от чистой шероховатой подложки.

Отметим, что увеличение длины волны зондирующего излучения, наоборот, приводит к сдвигу кривых на плоскости ξ – α вниз. Если положить $\lambda = 0.989$ нм (K_α -линия Al), то вместо кривых 1 (чистая подложка Si) и 4 (пленка Ni толщиной 50 нм) получим кривые 5 и 6 соответственно. При этом угол θ_{\max} составляет 15.2° . Иными словами чем больше длина волны излучения, тем меньше может быть радиус корреляции конформных шероховатостей, еще не приводящих к увеличению потока излучения в глубь среды.

Ясно, что шероховатости любого пленочного или многослойного образца не являются полностью конформными, поскольку рост пленок приводит к развитию собственных шероховатостей, которые не коррелированы с шероховатостями подложки. В то же время современные методы напыления приводят к очень малым собственным шероховатостям (0.1–0.2 нм при толщине пленок в десятки нанометров), причем мал и радиус их корреляции (доли микрона) [22, 23]. Поэтому шероховатости пленки и подложки оказываются полностью коррелированными (конформными) в диапазоне частот $\nu < 1$ – 10 мкм⁻¹ при толщине пленок в единицы–десятки нанометров [6, 22]. Тем самым измерения интегрального коэффициента отражения в любом случае имеют смысл при восстановлении профиля диэлектрической проницаемости, поскольку сводят на нет влияние низкочастотных конформных шероховатостей, соответствующих шероховатостям исходной подложки. Отметим, что именно такой подход позволил в [6] однозначно определить как профиль диэлектрической проницаемости пленки вольфрама на кремниевой подложке, так и все три PSD-функции шероховатой пленки.

Работа была поддержана МНТЦ (проект № 3963).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tolan M. X-Ray Scattering from Soft-Matter Thin Films. Springer Tracts in Modern Physics. V. 148. Berlin: Springer, 1999. 197 p.
2. Zhou X.-L., Chen S.-H. // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 348.
3. Kozhevnikov I.V. // Nucl. Instrum. Methods A. 2003. V. 508. P. 519.
4. Filatova E.O., Sokolov A.A., Kozhevnikov I.V. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2009. V. 21. P. 185012.
5. Filatova E., Lukyanov V., Barchewitz R. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 3355.
6. Kozhevnikov I.V., Peverini L., Ziegler E. // Тр. XIII Междунар. Симп. по нанозифике и нанозлектронике. 16–20 марта 2009, Н. Новгород. Т. 1. С. 202.
7. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.

8. *Ogilvy J.A.* Theory of wave scattering from random rough surfaces. Bristol: IOP Publishing Ltd., 1992. 277 p.
9. *Guenter K.H., Wierer P.G., Bennett J.M.* // *Appl. Opt.* 1984. V. 23. P. 3820.
10. *Asadchikov V.E., Duparré A., Jakobs S. et al.* // *Appl. Opt.* 1999. V. 38. P. 684.
11. *Barabási A.-L., Stanley H.E.* Fractal concepts in surface growth. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
12. Зеркальная рентгеновская оптика / Под ред. Виноградова А.В. Л.: Машиностроение, 1989. 463 с.
13. *De Boer D.K.G.* // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53. P. 6048.
14. *Кожевников И.В.* // *Кристаллография.* 2010. Т. 55. С. 581.
15. *Church E.L., Takacs P.Z.* // *Proc. SPIE.* 1991. V. 1530. P. 71.
16. *Asadchikov V.E., Kozhevnikov I.V., Krivososov Yu.S. et al.* // *Nucl. Instrum. Methods A.* 2004. V. 530. P. 575.
17. *Асадчиков В.Е., Кожевников И.В., Кривоносов Ю.С.* // *Кристаллография.* 2003. Т. 48. С. 909.
18. *Асадчиков В.Е., Бутахин А.В., Волков Ю.О. и др.* // *Зав. лаб. Диагностика материалов.* 2008. Т. 74. № 10. С. 21.
19. *Каневский В.М., Иванов Ю.М., Поляков А.Н. и др.* // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтр. исслед.* 2006. № 12. С. 1.
20. *Kozhevnikov I.V., Pyatakhin M.V.* // *J. X-Ray Sci. Technol.* 2000. V. 8. P. 253.
21. *Karabekov A.Yu., Kozhevnikov I.V., Fedyukovich V.E.* // *J. X-Ray Sci. Technol.* 1993. V. 4. P. 37.
22. *Peverini L., Ziegler E., Bigault T., Kozhevnikov I.* // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. P. 045411.
23. *Filatova E.O., Peverini L., Ziegler E. et al.* // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2010. V. 22. P. 345003.