

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ШЕРОХОВАТОСТЕЙ ГРАНИЦ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ С УЛЬТРАКОРОТКИМИ ПЕРИОДАМИ

Ю. А. Вайнер, А. Е. Пестов, К. А. Прохоров, Н. Н. Салащенко,
А. А. Фраерман, В. В. Чернов, Н. И. Чхало*

Институт физики микроструктур Российской академии наук
603600, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 4 февраля 2006 г.

Методом диффузного рассеяния исследована серия W/B_4C многослойных структур с ультракороткими периодами ($d = 0.8\text{--}1.5$ нм). Описана простая теоретическая модель, учитывающая как динамические эффекты взаимодействия встречных диффузно рассеянных волн, так и перемешивание материалов пленок на границах слоев. Показано, что многослойные структуры с числом слоев до $N = 700$ и значениями периодов вплоть до 0.8 нм представляют собой хорошо скоррелированные по границам многослойные структуры и для них наблюдается явление резонансного диффузного рассеяния. Для структур с периодом $d > 1.1$ нм большой вклад в несовершенство границ вносит не шероховатость, а перемешивание пленок. Определена область минимальных периодов многослойных структур, для которых сохраняется сплошность пленок. Для многослойных структур с ненарушенной сплошностью пленок обнаружен эффект «сглаживания» поверхности подложки, что находится в некотором противоречии с положенным в основу теории предположением о полной продольной корреляции шероховатостей.

PACS: 41.50.+h, 82.65.+g

1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные структуры с ультракороткими периодами ($d = 0.8\text{--}3$ нм) представляют большой интерес в связи с развитием многослойной рентгеновской оптики. В частности, актуальными являются задачи создания высокоэффективных фокусирующих и коллимирующих систем для жесткого рентгеновского излучения [1, 2], зеркал нормального падения для спектрального диапазона «окна прозрачности воды» ($\lambda = 2\text{--}4$ нм) [3], поляризаторов и многослойных фазосдвигающих пленок для диапазона длин волн $\lambda = 1\text{--}4.5$ нм [4, 5], совершенствования многослойных дисперсионных элементов для спектральной области около 1 кэВ, по спектральной селективности занимающих промежуточное положение между традиционными многослойными элементами и кристаллами. Отметим, что проблема создания и исследования многослойных структур с ультракороткими периодами актуальна не только в связи с развитием рентгеновской оптики, но и для создания сред для записи и хранения информации, магнитных датчиков [6] и ряда других приложений.

Как показано в работах [7, 8], основным фактором, ограничивающим коэффициенты отражения короткопериодных многослойных структур, является несовершенство межслоевых границ. Эффективным методом изучения структуры межслоевых границ многослойных структур является диффузное рассеяние рентгеновского излучения (РДР). Для описания угловых зависимостей интенсивности рассеяния часто используется борновское приближение или его модификации, позволяющие учесть динамические эффекты при рассеянии рентгеновского излучения [9–15]. Одним из наиболее ярких эффектов рассеяния рентгеновского излучения от многослойных структур с коррелированными границами является появление квазибрегговских пиков в угловом спектре диффузного рассеяния. Это явление впервые было предсказано теоретически в работе [16] и

тракороткими периодами актуальна не только в связи с развитием рентгеновской оптики, но и для создания сред для записи и хранения информации, магнитных датчиков [6] и ряда других приложений.

*E-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

связано с интерференционным усилением интенсивности рассеянных волн от коррелированных границ раздела в направлении, для которого выполняется квазибрэггское условие

$$\mathbf{k}_{in} + \mathbf{k}_{out} = \mathbf{q},$$

где \mathbf{k}_{in} — волновой вектор падающей волны, \mathbf{k}_{out} — волновой вектор рассеянной волны, \mathbf{q} — вектор обратной решетки.

Несмотря на значительный объем работ по теории диффузного рассеяния и применению этого метода для исследования многослойных структур, в них не рассматривается проблема влияния «перемешивания» пленок, проявляющегося не в скачкообразном, а плавном изменении диэлектрической проницаемости на границах раздела слоев, на угловые зависимости интенсивности РДР. В ряде случаев это может привести к ошибочным результатам при практическом применении метода¹⁾. В частности, значения межплоскостной шероховатости, полученные из угловых зависимостей интенсивностей зеркального и диффузного рассеяния могут сильно различаться.

Следует также отметить что метод РДР применялся для исследования многослойных структур с периодом $d > 2-3$ нм [11, 17–20]. Структуры с периодом $d \sim 1$ нм и менее экспериментально еще не изучались. В частности, открытым оставался вопрос о степени корреляции шероховатостей различных слоев и возможности наблюдения резонансного диффузного рассеяния таких многослойных структур.

Целью данной работы является исследование структуры переходных слоев W/B_4C многослойных структур с ультракороткими ($d = 0.8-1.5$ нм) периодами. Для анализа экспериментальных данных была разработана простая теоретическая модель, учитывающая как динамические эффекты взаимодействия встречных диффузно рассеянных волн, так и перемешивание пленок. В основу модели положен подход, использованный впервые в работе [21] при анализе диффузного рассеяния многослойными структурами с коррелированными шероховатостями. Главным отличием данного метода от существующих является то, что он не использует рекуррентные процедуры для учета динамических эффектов [11, 22], что может оказаться немаловажным при практическом применении, так как процедура обработки экспериментальных данных существенно усложняется.

¹⁾ Эта ситуация будет обсуждаться в разд. 2 настоящей статьи.

2. ДИФFUЗНОЕ РАССЕЙАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР С КОРРЕЛИРОВАННЫМИ ШЕРОХОВАТОСТЯМИ

В этом разделе мы рассмотрим теоретическую модель распространения рентгеновского излучения в многослойных структурах с коррелированными шероховатостями, которая позволяет учесть эффекты как взаимодействия рассеянных волн, так и перемешивания материалов слоев и получить простое выражение для индикатрисы рассеяния в «кинематическом» пределе. Основным предположением, положенным в основу модели, является полная продольная (по глубине структуры) корреляция шероховатостей.

Известно [23], что кроме неровностей границ раздела на распространение рентгеновского излучения в многослойных структурах значительное влияние оказывает перемешивание материалов слоев. Причинами этого перемешивания могут быть взаимная диффузия, внедрение (имплантация) высокоэнергетических частиц при росте пленки и др. Будем предполагать, что такие объемные неоднородности имеют корреляционный радиус много меньший, чем корреляционный радиус шероховатостей. Пренебрегая интенсивностью диффузного рассеяния, обусловленного этими неоднородностями [24]²⁾, можно заменить диэлектрическую проницаемость среды на ее среднее по объемным неоднородностям значение, которое в случае коррелированных границ раздела представим в виде

$$\varepsilon(z + \xi(\mathbf{r})) = \langle \varepsilon(z, \mathbf{r}) \rangle_m, \quad (1)$$

где $\langle \varepsilon(z, \mathbf{r}) \rangle_m$ означает усреднение по объемным неоднородностям, z — координата, перпендикулярная слоям, \mathbf{r} — радиус-вектор в плоскости слоев, $\xi(\mathbf{r})$ — случайная функция, описывающая форму границ раздела слоев. В этом случае функция $\varepsilon(z + \xi(\mathbf{r}))$ может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$\varepsilon(z + \xi(\mathbf{r})) = a_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp\left(-\frac{q_n^2 \sigma_m^2}{2}\right) \times \cos[q_n(z + \xi(\mathbf{r}))], \quad (2)$$

где

$$q_n = \frac{2\pi n}{d},$$

²⁾ Интенсивность рассеяния пропорциональна рассеивающему объему, а в нашем случае пропорциональна квадрату корреляционного радиуса.

d — период многослойной структуры, a_0 — средняя по ее толщине диэлектрическая проницаемость, a_n — амплитуды фурье-гармоник диэлектрической проницаемости идеальной многослойной структуры, зависящие от разности диэлектрических проницаемостей и отношения толщин слоев. При записи выражения (2) предполагалось, что объемные неоднородности являются гауссовыми с дисперсией σ_m^2 .

Следуя работе [21], представим поле в многослойной структуре в виде суммы встречных волн:

$$E = \sum_{\mathbf{p}} \left[E_{1,\mathbf{p}}(z) \exp\left(\frac{iq_1 z}{2}\right) + E_{2,\mathbf{p}}(z) \exp\left(\frac{-iq_1 z}{2}\right) \right] \exp(i(\mathbf{p} + \mathbf{p}_0) \cdot \mathbf{r}). \quad (3)$$

Пренебрегая поляризационными эффектами, для медленно меняющихся амплитуд встречных волн $E_{1,2}$ получаем систему укороченных уравнений:

$$\begin{aligned} iq_1 \frac{\partial E_{1,\mathbf{p}}}{\partial z} - \Delta_{\mathbf{p}} E_{1,\mathbf{p}} + k_0^2 a_1' \Phi_0 E_{2,\mathbf{p}} = \\ - k_0^2 a_1' \sum_{\mathbf{p}' \neq \mathbf{p}} \Phi_{\mathbf{p}' - \mathbf{p}} E_{2,\mathbf{p}'}, \\ - iq_1 \frac{\partial E_{2,\mathbf{p}}}{\partial z} - \Delta_{\mathbf{p}} E_{2,\mathbf{p}} + k_0^2 a_1' \Phi_0 E_{1,\mathbf{p}} = \\ - k_0^2 a_1' \sum_{\mathbf{p}' \neq \mathbf{p}} f_{\mathbf{p}' - \mathbf{p}} E_{1,\mathbf{p}'}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\Delta_{\mathbf{p}} = (\mathbf{p}_0 + \mathbf{p})^2 - k_0^2 a_0 + \frac{q_1^2}{4},$$

$$\mathbf{p}_0 = (0, k_0 \cos \varphi_0), \quad \mathbf{p} = (k_0 \cos \theta \sin \varphi, k_0 \cos \theta \cos \varphi)$$

— составляющие волновых векторов падающей и рассеянных волн вдоль слоев многослойной структуры, φ_0 — угол скольжения для падающей волны, φ и θ — полярный и азимутальный углы рассеянной волны, $k_0 = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны рентгеновского излучения в вакууме). Фактически, $\Delta_{\mathbf{p}}$ является отстройкой от условия Брэгга для рассеянных волн.

Коэффициент a_1' представляет собой амплитуду первой фурье-гармоники диэлектрической проницаемости многослойной структуры. С учетом перемешивания пленок (см. формулу (2)) a_1' можно представить в виде

$$a_1' = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\pi} \sin(\pi\beta) \exp\left(-\frac{q_1^2 \sigma_m^2}{2}\right), \quad (5)$$

где $q_1 = 2\pi/d$, ε_1 и ε_2 — диэлектрические проницаемости материалов пленок, β — доля второго вещества в периоде.

Введем функции

$$f_{\mathbf{p}} = \int \exp(-iq_1 \xi(\mathbf{r})) \exp(-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad \Phi_{\mathbf{p}} = f_{-\mathbf{p}}^*$$

(звездочка означает комплексное сопряжение). Предполагая эргодичность и гауссовость шероховатостей, будем считать, что

$$\Phi_0 = \Phi_{\mathbf{p}=0} = f_{\mathbf{p}=0} = \exp\left(-\frac{q_1^2 \sigma_r^2}{2}\right),$$

где σ_r^2 — дисперсия шероховатостей.

Систему уравнений (4) следует дополнить граничными условиями

$$E_{1,\mathbf{p}}(z=0) = \begin{cases} 1, & \mathbf{p} = 0, \\ 0, & \mathbf{p} \neq 0. \end{cases} \quad (6)$$

Накладывая условие (6), мы пренебрегаем расходимостью падающего пучка. Второе граничное условие — это условие согласования с подложкой:

$$E_{2,\mathbf{p}}(z=L) = 0,$$

где L — полная толщина структуры.

В предельном случае, соответствующем пренебрежению взаимодействием рассеянных волн, система уравнений (4) принимает вид

$$\begin{aligned} iq_1 \frac{\partial E_{1,0}}{\partial z} - \Delta_0 E_{1,0} = 0, \\ iq_1 \frac{\partial E_{2,\mathbf{p}}}{\partial z} + \Delta_{\mathbf{p}} E_{2,\mathbf{p}} = -k_0^2 a_1' f_{\mathbf{p}} E_{1,0}, \end{aligned} \quad (7)$$

где введено обозначение

$$\Delta_0 = \Delta_{\mathbf{p}=0}.$$

При переходе от системы (4) к системе (7) предполагалось, что источником рассеянных волн является поле падающей волны $E_{1,0}$. При этом сделано обычное для борновского приближения допущение о малости потерь проходящей волны на рассеяние.

Окончательно, для средней по шероховатостям интенсивности диффузно рассеянных волн получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \langle |E_{2,\mathbf{p}}(z=0)|^2 \rangle &= \frac{4k_0^4 a_1'^2}{(\Delta_{\mathbf{p}} + \Delta_0)^2} \langle |f_{\mathbf{p}}|^2 \rangle \times \\ &\times \sin^2 \frac{(\Delta_{\mathbf{p}} + \Delta_0)L}{2q_1}, \\ \langle |f_{\mathbf{p}}|^2 \rangle &= 2\pi l_{cc}^{-2} \exp(-q_1^2 \sigma_r^2) \times \\ &\times \int_0^\infty r J_0(pr) \exp(q_1^2 \psi(r)) dr, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\psi(\mathbf{r}) = \sigma_r^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2l_{cc}^2}\right)$$

— корреляционная функция шероховатостей, l_{cc} — радиус поперечной корреляции, σ_r^2 — дисперсия шероховатостей, $J_0(pr)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Из выражения (8) следует, что интенсивность диффузного рассеяния от многослойной структуры может иметь два максимума. Один из них, как обычно, находится в направлении зеркального отражения, так как множитель $\langle |f_{\mathbf{p}}|^2 \rangle$ описывает, по существу, диффузное рассеяние от одной границы и максимален при $p = 0$. Угловое положение другого максимума удовлетворяет условию

$$\Delta_{\mathbf{p}} + \Delta_0 = 0 \quad (9)$$

и получило в литературе название квазибрэгговского [11].

Амплитуды рассеянных волн, распространяющихся в направлении, определяемом (9), складываются подобно тому, как это происходит при зеркальном отражении волн. Математически это выражается в том, что в выражении (8) множитель

$$\frac{1}{(\Delta_{\mathbf{p}} + \Delta_0)^2} \sin^2 \frac{(\Delta_{\mathbf{p}} + \Delta_0)L}{2q_1}$$

полностью совпадают с выражением для зависимости коэффициента отражения в зеркальном направлении от расстройки [25].

Для анализа экспериментальных результатов необходимо проинтегрировать выражение (8) по всем направлениям рассеянных волн, которые попадают в детектор. Таким образом, экспериментально измеренной величиной является

$$I = \int_{\Omega_s} \langle |E_{2,\mathbf{p}}(z=0)|^2 \rangle dp_x dp_y, \quad (10)$$

где Ω_s — угловой размер выходной щели.

Из выражения (8) следует, что угловая зависимость интенсивности диффузно рассеянных волн определяется дисперсией шероховатостей σ_r и длиной корреляции. Влияние объемных неоднородностей, характеризующихся параметром σ_m , сводится лишь к перенормировке амплитуды a_1 .

В случае зеркального отражения, подставив в выражение (8) значение $p = 0$, угловую зависимость коэффициента отражения можно записать в виде

$$\langle |E_{2,0}(z=0)|^2 \rangle = \frac{k_0^2 ((\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sin(\pi\beta))^2}{\pi^2 \Delta_0^2} \times \\ \times \sin^2 \left(\frac{\Delta_0 L}{q_1} \right) \exp(-q_1^2 (\sigma_m^2 + \sigma_r^2)). \quad (11)$$

Выражение перед экспонентой представляет собой не что иное, как угловую зависимость зеркального коэффициента отражения идеальной многослойной структуры [25], в то время как экспонента представляет собой хорошо известный фактор Дебая–Валлера с параметром σ , удовлетворяющим соотношению

$$\sigma = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_m^2} \quad (12)$$

(вклады в глубину переходного слоя шероховатости и «перемешивания» пленок разделяются). Этот результат положен нами в основу методики определения параметров, характеризующих границы раздела слоев.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуемые серии W/B_4C многослойных структур наносились на стандартные для микроэлектронной промышленности кремниевые подложки методом магнетронного распыления. Подробности об условиях изготовления подобных структур можно найти в работе [26]. Экспериментальные исследования проводились на четырехкристальном дифрактометре Philips Expert Pro с рабочей длиной волны 0.154 нм (линия Cu $K_{\alpha 1}$). Рабочие параметры рентгеновской трубки следующие: напряжение $U_a = 30$ кВ, ток электронного пучка $I_e = 20$ мА. Угловая расходимость излучения в плоскости дисперсии исследуемых образцов составляла менее 12 угл. с, размеры щелей на выходе монохроматора и входе детектора устанавливались на уровне 30 мкм, высоты щелей — 5 мм. Расстояние между исследуемым образцом и детектором составляло 320 мм.

На первом этапе, с использованием методики малоуглового рассеяния [27], определялись основные структурные параметры многослойной структуры: период d , флуктуации периода δd , доля сильнопоглощающего вещества в периоде β и глубина переходной области σ .

На рис. 1а, б приведены угловые зависимости зеркальных коэффициентов отражения для структуры W/B_4C с числом периодов $N = 500$, снятые в окрестностях первого и второго брэгговских пиков. Процедура обработки этих зависимостей дает следующие параметры многослойной структуры: период $d = 1.315 \pm 0.001$ нм, доля вольфрама в периоде $\beta = 0.45 \pm 0.03$, глубина переходной области $\sigma = 0.24 \pm 0.01$ нм и относительные флуктуации периода $\delta d/d = 0.1 \pm 0.01$ %.

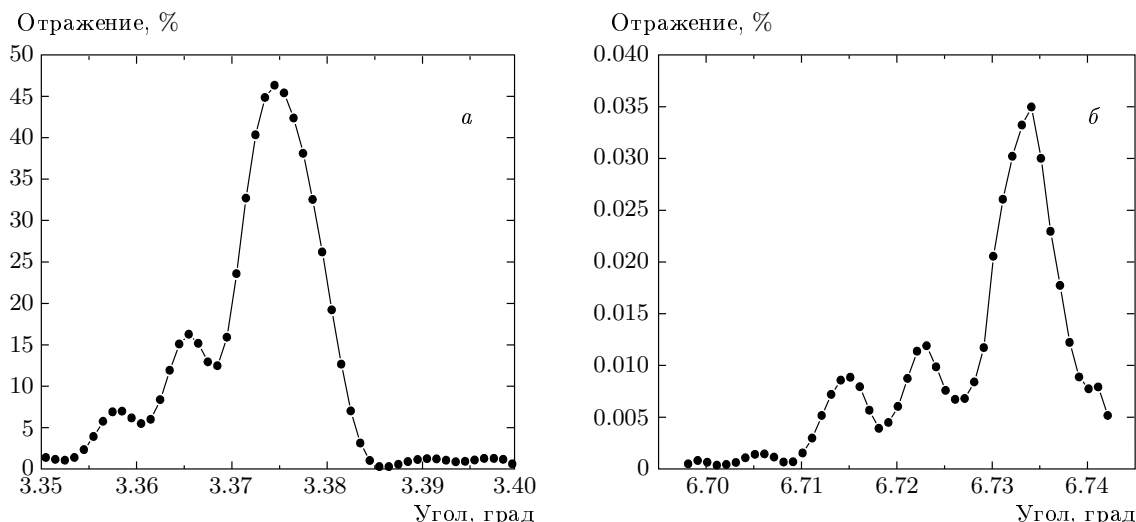


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициентов отражения W/B_4C многослойного зеркала с числом периодов $N = 500$ в первом порядке дифракции (а) ($R_{Br} = 46\%$, $\varphi_{Br} = 3.374^\circ$, $\delta\varphi_{Br} = 0.0096^\circ$, $\lambda/\delta\lambda = \text{tg}(\varphi_{Br})/\delta\varphi_{Br} = 352$) и во втором порядке дифракции (б) ($R_{Br} = 0.036\%$, $\varphi_{Br} = 6.735^\circ$, $\delta\varphi_{Br} = 0.0064^\circ$, $\lambda/\delta\lambda = \text{tg}(\varphi_{Br})/\delta\varphi_{Br} = 1057$)

В рамках теории возмущений в работе [28] показано, что флуктуации периода δd , удовлетворяющие условию

$$\frac{\delta d}{d} \sqrt{N} \ll 1,$$

где d — период и N — число периодов, не оказывают заметного влияния на коэффициент отражения многослойной структуры. В нашем случае, подставив в это соотношение экспериментальные значения, получаем

$$0.001 \cdot \sqrt{500} = 0.022 \ll 1,$$

что позволило нам в дальнейшем при обработке экспериментальных данных пренебречь влиянием флуктуации периода на угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния.

Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния, нормированные на интенсивность падающей волны и выраженные в процентах, для этого образца приведены на рис. 2, 3 и 4. В первом случае угол падения излучения на зеркало равнялся брэгговскому φ_{Br} , а в последующих отличался от брэгговского примерно на 4.5 полуширины брэгговского пика. Точками обозначены экспериментальные зависимости, сплошными линиями — расчетные. Расчетные зависимости в окрестности брэгговского пика (рис. 2) получались непосредственным решением системы уравнений (4). Наилучшее совпадение теоретической и экспериментальной кривых наблюдается при следующих параметрах: $\sigma_r = 0.24$ нм, $l_{cc} = 320$ нм, $\sigma = 0.24$ нм.

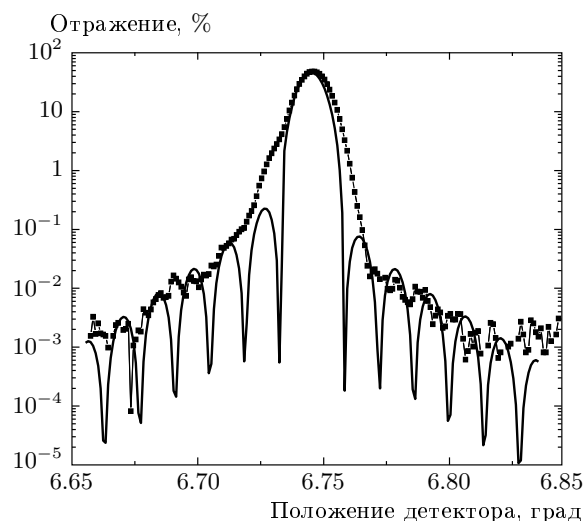


Рис. 2. Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для W/B_4C многослойного зеркала ($d = 1.31$ нм, $N = 500$, $\lambda = 0.154$ нм). Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет. Угол падения излучения на образец равен φ_{Br} . Параметры расчета: $\sigma_r = 0.12$ нм, $l_{cc} = 320$ нм

При отстройке угла падения излучения на исследуемый образец от брэгговского, рис. 3 и 4, в угловой зависимости интенсивности диффузного рассеяния появляются два основных пика: зеркальный (слева) и квазибрэгговский (справа). Кроме того,

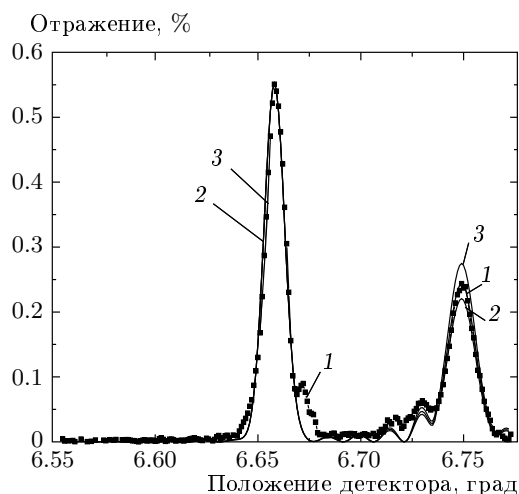


Рис. 3. Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для W/B_4C многослойного зеркала ($d = 1.31$ нм, $N = 500$, $\lambda = 0.154$ нм) при различных значениях шероховатости σ_r . Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $4.5\delta\varphi_{Br}$. Параметры расчета: $\sigma_r = 0.14$ (1), 0.12 (2) и 0.10 (3) нм, $l_{cc} = 320$ нм

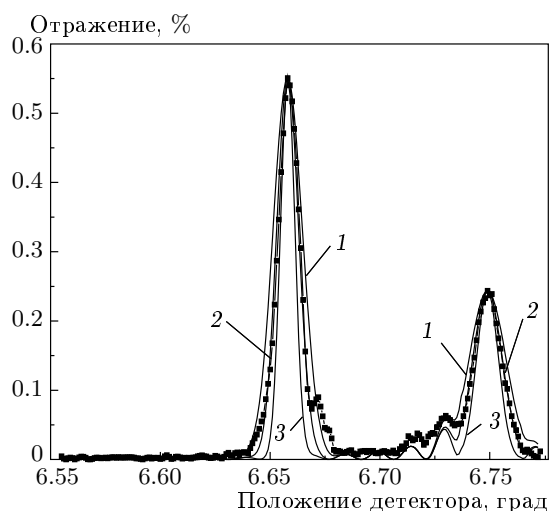


Рис. 4. Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для W/B_4C многослойного зеркала ($d = 1.31$ нм, $N = 500$, $\lambda = 0.154$ нм) при различных значениях длины корреляции l_{cc} . Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $4.5\delta\varphi_{Br}$. Параметры расчета: $l_{cc} = 270$ (1), 320 (2) и 370 (3) нм, $\sigma_r = 0.12$ нм

Параметры многослойной структуры с $d = 1.315$ нм, полученные в результате подгонки

l_{cc} , нм	σ_r , нм	σ_m , нм	σ , нм
320 ± 10	0.12 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.24 ± 0.01

форма квазибрэгговского пика в точности повторяет форму первого брэгговского пика (рис. 1а), что указывает на высокую степень корреляции шероховатостей в зеркалах.

Для демонстрации возможностей метода по определению абсолютных значений параметров σ_r и l_{cc} на рис. 3 и 4 сплошными линиями приведены расчетные кривые для различных значений параметров. Из графиков видно, что дисперсия шероховатостей влияет на величину коэффициента отражения квазибрэгговского пика, оставляя неизменной полуширину как зеркального, так и квазибрэгговского пиков. Напротив, длина кросс-корреляции влияет только на полуширину резонансного и зеркального пиков, оставляя неизменными пиковые значения коэффициентов отражения. Это обстоятельство значительно упрощает процедуру подгонки экспериментальных зависимостей и повышает точность определения значений параметров. С учетом усреднения по пяти угловым зависимостям, полученным при различных углах падения излучения, погрешность измерения параметра σ_r составляет ± 0.01 нм.

Погрешность определения значения длины кросс-корреляции l_{cc} определяется погрешностью измерения полуширин зеркального и резонансного пиков. С учетом усреднения данных измерений по пяти спектрам диффузного рассеяния, полученным при различных углах падения излучения, погрешность определения l_{cc} составила ± 10 нм. Окончательные значения структурных параметров переходной области для данной многослойной структуры приведены в таблице.

Интересным, как с точки зрения физики роста тонких пленок, так и с точки зрения перспектив уменьшения периодов многослойной структуры, является определение минимальной толщины, при которой происходит потеря сплошности пленок. В случае единичной пленки на подложке эта задача решается легко, например, с помощью сканирующей высокоразрешающей электронной микроскопии. Однако в многослойной структуре, состоящей из большого числа сверхтонких пленок, этот метод неприменим. Изучение поперечных сколов многослойной

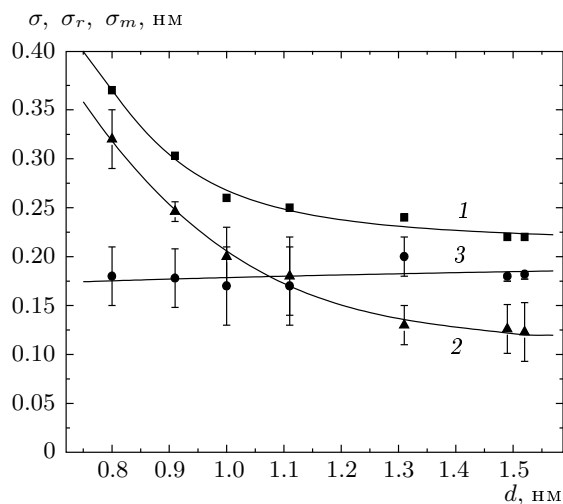


Рис. 5. Зависимости длины переходной области σ (1), межплоскостной шероховатости σ_r (2) и глубины замешанного слоя σ_m (3) от периода d для серии W/B_4C многослойных структур

структуры методом высокоразрешающей просвечивающей микроскопии также имеет ряд сложностей, связанных прежде всего с интерпретацией полученных экспериментальных данных, из-за значительной (более 10 нм) толщины поперечного среза [28].

Методика диффузного рассеяния позволяет решить эту проблему. Можно предположить, что перемешивание пленок, характеризуемое параметром σ_m , не зависит от сплошности пленок, в то время как межплоскостная шероховатость σ_r зависит от этого напрямую. По мере появления разрывов пленок шероховатость должна возрастать. На рис. 5 приведены измеренные зависимости параметров σ , σ_r и σ_m для серии W/B_4C зеркал от периода многослойной структуры. Сплошными линиями приведены интерполяционные кривые. Как и ожидалось, глубина замешанного слоя практически не зависит от периода многослойной структуры, в то время как шероховатость σ_r растет с уменьшением периода. Начиная с периодов $d \approx 1.1$ – 1.2 нм, этот рост заметно ускоряется. При значении $d \approx 1.1$ нм значения σ_r и σ_m становятся одинаковыми. Наиболее вероятным объяснением такого поведения межплоскостной шероховатости с изменением периода является потеря сплошности пленок у многослойных структур с периодом менее $d \approx 1.1$ – 1.2 нм.

Необходимо обратить внимание также на тот факт, что межплоскостная шероховатость многослойных структур с периодами $d > 1.1$ нм существенно меньше значения шероховатости поверх-

ности подложек, на которые наносились данные структуры. Значение среднеквадратической шероховатости поверхности подложек, измеренное методом зеркальной рефлектометрии с длиной волны $\lambda = 0.154$ нм по методике [29], составило $\sigma_{sub} = 0.3$ нм. Одним из возможных объяснений явления «сглаживания» шероховатостей подложки может быть так называемый механизм «ионной полировки», исследованный рядом авторов [30, 31].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенное исследование серии W/B_4C многослойных структур с ультракороткими периодами позволило получить ряд результатов, важных для понимания физики роста многослойных структур с ультракороткими периодами. В частности, показано, что метод магнетронного распыления позволяет получать короткопериодные W/B_4C зеркала с числом бислоев до $N = 700$ и значениями периодов вплоть до 0.8 нм, представляющие собой хорошо скоррелированные по границам многослойные структуры. Для них также наблюдается явление резонансного диффузного рассеяния.

Совпадение значений межплоскостной шероховатости, измеренных при углах падения излучения на исследуемые структуры, равных брэгговскому (динамический случай, например, для многослойной структуры с периодом 1.3 нм глубина экстинкции немного больше половины длины структуры) и отличающихся от него (кинематический случай, длина экстинкции много больше длины структуры), указывают на то, что значение шероховатости не меняется по глубине структуры. В совокупности с тем фактом, что угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния по краям от брэгговского пика хорошо описываются рассеянием от одной границы, это указывает на адекватность положенного в основу теории предположения о полной продольной корреляции слоев.

Показано, что для структуры с периодом $d > 1.1$ нм больший вклад в несовершенство границ вносит не шероховатость, как предполагалось ранее многими авторами, а перемешивание пленок, приводящее к размытию скачка диэлектрической проницаемости на границе и, как следствие, к уменьшению отражения излучения. У структур с $d < 1.2$ нм шероховатость межслоевых границ быстро растет, что, по-видимому, связано с потерей сплошности пленок.

Для исследованных структур наблюдается эф-

фekt «сглаживания» шероховатости поверхности подложки. С практической точки зрения этот эффект носит позитивный характер, однако находится в некотором противоречии с положенным в основу теории предположением о полной продольной корреляции шероховатостей. Одним из возможных объяснений этого противоречия может служить то, что формирование профиля межслоевых границ происходит в пределах нескольких первых слоев около подложки. Однако это утверждение требует дополнительного исследования.

Тем не менее полученные данные позволяют целенаправленно совершенствовать технологию нанесения короткопериодных зеркал. В частности, значительное внимание будет уделено оптимизации энергии атомов конденсата, поступающего на подложку, и ионов разряда, бомбардирующих растущую пленку, с тем чтобы уменьшить имплантацию атомов другого сорта на границе пленок.

Авторы выражают благодарность А. В. Андрееву, И. В. Кожевникову и Ю. В. Пономареву за ряд ценных замечаний, нашедших отражение в тексте статьи. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17340).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Göbel, Abstracts. ACA Annual Meeting, Pittsburgh, PA (1992), Vol. 20, p. 3.
2. А. Д. Ахсаханян, Б. А. Володин, Е. Б. Ключенков и др., *Поверхность. Рентген. синхротрон. нейтрон. исслед.* **1**, 162 (1999).
3. N. N. Salashchenko and E. Shamov, *Opt. Comm.* **134**, 7 (1997).
4. F. Shafers, H.-Ch. Mertins, A. Gaupp et al., *Appl. Opt.* **38**, 4074 (1999).
5. С. С. Андреев, М. С. Бибишкин, Х. Кимура и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **68**, 563 (2004).
6. J. I. Martin, J. Nognes, K. Lin, et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **256**, 449 (2003).
7. Yu. Platonov, L. Gomez, and D. Broadway, *SPIE* **4782**, 152 (2002).
8. S. S. Andreev, M. S. Bibishkin, N. I. Chkhalo et al., *J. Synchr. Rad.* **10**, 358 (2003).
9. D. G. Stearns, *J. Appl. Phys.* **65**, 491 (1989).
10. D. E. Savage, J. Kleiner, N. Schimke et al., *J. Appl. Phys.* **69**, 1411 (1991).
11. V. Holy and T. Baumbach, *Phys. Rev. B* **49**, 10668 (1994).
12. D. K. G. de Boer, *Phys. Rev. B* **44**, 498 (1991).
13. D. Bahr, W. Press, R. Jebasinski, and S. Mantl, *Phys. Rev. B* **47**, 498 (1991).
14. A. P. Payne and B. M. Clemens, *Phys. Rev. B* **47**, 2289 (1993).
15. А. В. Андреев, Ю. В. Пономарев, И. Р. Прудников, Н. Н. Салашченко, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 219 (1997).
16. A. V. Andreev, A. G. Michette, and A. Renwick, *J. Mod. Opt.* **35**, 1667 (1988).
17. O. Renner, M. Kopecky, E. Krousky et al., *Rev. Sci. Instr.* **63**, 1478 (1992).
18. А. В. Андреев, Ю. В. Пономарев, Ю. Я. Платонов, *Поверхность. Рентген. синхротрон. нейтрон. исслед.* **3-4**, 101 (1996).
19. D. G. Stearns, D. P. Gainess, D. W. Sweeney et al., *J. Appl. Phys.* **84**, 1003 (1998).
20. Н. В. Коваленко, С. В. Мытниченко, В. А. Чернов, *ЖЭТФ* **124**, 1345 (2003).
21. A. A. Fraerman, S. V. Gaponov, V. M. Genkin et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **261**, 91 (1987).
22. V. Holy, J. Kubena, I. Ohlidal et al., *Phys. Rev. B* **47**, 15896 (1993).
23. J. H. Underwood and T. W. Barbee, *Appl. Opt.* **20**, 3027 (1981).
24. С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, *Введение в статистическую радиофизику, часть II*, Наука, Москва (1978), с. 197.
25. С. В. Гапонов, В. М. Генкин, Н. Н. Салашченко, А. А. Фраерман, *ЖТФ* **56**, 708 (1986).
26. S. S. Andreev, A. D. Akhsakhalyan, M. S. Bibishkin et al., *Centr. Europ. J. Phys.* **1**, 191 (2003).
27. A. D. Akhsakhalyan, A. A. Fraerman, Yu. Ya. Platonov et al., *Thin Solid Films* **203**, 317 (1991).
28. J. B. Shellan, P. Agmon, P. Yeh et al., *J. Opt. Soc. Amer.* **68**, 18 (1978).
29. S. S. Andreev, S. V. Gaponov, S. A. Gusev et al., *Thin Solid Films* **415**, 123 (2002).
30. N. I. Chkhalo, M. V. Fedorchenko, E. P. Kruglyakov et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **359**, 155 (1995).
31. E. Spiller, *Opt. Engin.* **29**, 609 (1990).
32. S. P. Vernon, D. G. Stearns, and R. S. Rosen, *Appl. Opt.* **32**, 6969 (1993).