

Сибирское Отделение Российской Академии Наук
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

Н.В. Коваленко, С.В. Мытниченко, В.А. Чернов

ИССЛЕДОВАНИЕ
КРОСС-КОРРЕЛЯЦИИ ШЕРОХОВАТОСТИ
В Ni/C МНОГОСЛОЙНОМ ЗЕРКАЛЕ
МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОГО
ДИФФУЗНОГО РАССЕЯНИЯ

ИЯФ 2003-36

Новосибирск
2003

Исследование кросс-корреляции шероховатости в Ni/C многослойном зеркале методом рентгеновского диффузного рассеяния

Н.В. Коваленко

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера,
630090, Новосибирск, Россия

С.В. Мытниченко

Институт химии твердого тела и механохимии,
Сибирский центр синхротронного излучения при
Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера
Новосибирск, Россия

В.А. Чернов

Институт катализа им. Г.К. Борескова
Сибирский центр синхротронного излучения при
Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера
Новосибирск, Россия

В работе обсуждаются возможности рентгеновского диффузного рассеяния для исследования шероховатости в многослойных рентгеновских зеркалах, в том числе, для исследования корреляции шероховатостей соседних границ раздела (кросс-корреляции шероховатости). Показано, что надежность и информативность этого метода можно увеличить за счет отказа от классических схем эксперимента и использования альтернативных схем, в которых измеряются не только сама интенсивность диффузного рассеяния, но и ее зависимость от некоторых экспериментальных параметров (условий). Такими параметрами могут быть пространственная когерентность падающего излучения, направление переданного импульса относительно плоскости зеркальной дифракции, длина волны рентгеновского излучения и др. В рамках такого подхода в работе представлены результаты сравнительных измерений диффузного рассеяния от Ni/C многослойного рентгеновского зеркала, приготовленного с помощью лазерного напыления, при двух близких энергиях фотонов: ниже (8.325 кэВ) и выше (8.350 кэВ) К-края поглощения никеля. Показано, что за счет эффективного экранирования глубоких слоев в режиме жесткого фотопоглощения этот метод позволяет получить более надежную, по сравнению со стандартным методом диффузного рассеяния, информацию об эволюции межслоевых границ раздела. Было обнаружено, что сглаживание шероховатости в исследуемом образце происходит в таких больших пространственных масштабах как микронный. Только крупномасштабные дефекты с размерами ≥ 10 мкм достаточно хорошо воспроизводятся от слоя к слою. Обсуждаются возможные физические причины наблюдаемого явления. Показано, что эффективное сглаживание в микронном и субмикронном пространственных масштабах имеет принципиальное значение для изготовления многослойных рентгеновских зеркал с высокими коэффициентами отражения.

1. Введение

В настоящее время рентгеновское диффузное рассеяние (РДР) достаточно широко используется как метод исследования структуры поверхности и внутренних границ раздела в многослойных рентгеновских зеркалах (МРЗ). Действительно, этот неразрушающий метод исследования, в частности, позволяющий проводить *in situ* исследования, дает усредненную по площади образца структурную информацию в широких пределах латеральных пространственных размеров шероховатостей: от атомного до макроскопического. Кроме того, сильное проникновение рентгеновских фотонов в глубину МРЗ позволяет, в принципе, по угловым распределениям интенсивности диффузного рассеяния определить степень корреляции шероховатостей соседних границ раздела.

К сожалению, перечисленные преимущества имеют свою обратную сторону. Как правило, размеры когерентности падающего рентгеновского пучка намного меньше его физических размеров и данные РДР оказываются усредненными по бесчисленному ансамблю пространственно когерентных пучков. В процессе такого тотального усреднения теряется всякая информация об индивидуальных характеристиках строения межслоевых границ в образце. В результате оказывается, что гауссо-подобные функции для описания корреляции шероховатости в латеральных направлениях вполне подходят и широко используются для вычисления угловых распределений интенсивности РДР [1–3]:

$$C(r) = \sigma^2 \exp(-(r/\xi)^{2h}), \quad (1.1)$$

где σ – дисперсия шероховатости, ξ – характерная длина корреляции, h ($0 \leq h \leq 1$) – параметр, характеризующий фрактальные свойства межслоевых границ раздела [3].

Трудно перечислить все, часто не соответствующие реальности, предположения при обосновании возможности использования выражения (1.1). Во-первых, свойства шероховатости предполагаются изотропными в латеральных направлениях. Хотя такое предположение может быть оправдано при усреднении по всей площади образца, оно может оказаться не справедливым на уровне пространственных размеров когерентно освещенных площадей. Во-вторых, характер шероховатых дефектов предполагается точечным, то есть $C(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Это тоже может не соответствовать действительности при присутствии протяженных царапин, волн шероховатости, террасных ступенек или блоков мозаики [4]. В третьих, предполагается, что спектр пространственных частот шероховатости имеет равномерное распределение. На самом деле, этот спектр может иметь особенности, обусловленные вполне конкретными физико-химическими или технологическими причинами [5]. Всеми этими особенностями пренебрегается при описании РДР с помощью выражения (1.1).

Параметр h из выражения (1.1) слабо влияет на угловое распределение интенсивности РДР, если не принимает свои крайние значения, и в случае использования кварцевых подложек его величина $h \approx 1/2$ вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные [6]. По существу единственный¹⁾ интегральный параметр ξ , который можно получить только из данных РДР, характеризует шероховатую структуру межслоевых границ раздела в латеральных направлениях. Однако, и этот параметр достаточно сложно интерпретировать. Дело в том, что статистические величины σ и ξ определяются не только реальными свойствами границ раздела, но и размерами площадей, на которых проводится усреднение при определении этих величин. Эти размеры, в свою очередь, определяются пространственной когерентностью падающего рентгеновского излучения. С увеличением пространственной когерентности падающей волны (использование синхротронных источников) вполне может реализоваться ситуация, когда параметр ξ отражает не столько реальные свойства шероховатости, сколько экспериментальные условия измерений [7]. В этом случае выражение (1.1) описывает скорее способ усреднения по ансамблю когерентных пучков, чем

¹⁾ Дисперсию шероховатости более легко можно оценить из данных по зеркальному отражению.

реальные свойства шероховатости межслоевых границ. В этом случае, только относительные изменения параметра ξ , в сравнении с некоторым стандартным образцом и при неизменных экспериментальных условиях, дают возможность получить более надежную информацию. Таким образом, интерес к РДР обусловлен не столько высокой информативностью этого метода, сколько отсутствием альтернативных методов исследования. Действительно, микроскопия поперечного среза не может обеспечить надежных данных о шероховатости МРЗ с периодами ≤ 5 нм. Атомно-силовая микроскопия может предоставить большую и важную структурную информацию, но только о поверхности, но не о внутренних границах раздела.

Тем не менее, необходимо подчеркнуть, что обсуждаемые трудности не являются принципиальными. Повысить информативность метода РДР можно при помощи использования более изощренных схем измерений, в которых измеряются не только сама интенсивность РДР, но и ее зависимость от некоторых экспериментальных условий. Такими условиями могут быть пространственная когерентность падающего излучения [7], направление переданного импульса относительно плоскости зеркальной дифракции, определяемой волновыми векторами падающего и зеркально отраженного излучения [4], длина волны рентгеновского излучения и др. Еще один пример – комбинация методов РДР и EXAFS – измерение протяженной тонкой структуры интенсивности РДР в зависимости от энергии фотонов за краем поглощения атомов, входящих в состав МРЗ, позволяет получить информацию об атомной структуре (функции радиального распределения атомов) на границах раздела [8].

Одним из структурных вопросов, представляющих большой интерес для исследователей, является эволюция профилей межслоевых границ в процессе роста МРЗ. Это обусловлено тем, что структурная информация такого рода позволяет понять механизм физико-химических явлений, протекающих в процессе роста, и, следовательно, оптимизировать технологию выращивания для улучшения оптических характеристик МРЗ. Кроме того, важным вопросом является возможность сглаживания межслойных шероховатостей в процессе роста МРЗ. Общепринято, что такое сглаживание происходит при магнетронном [9] и лазерном [10] напылении, а так же при термическом напылении с ионной полировкой [11–14], так как именно эти методы позволяют изготовить МРЗ с приемлемыми оптическими характеристиками.

Необходимо отметить, что процессы сглаживания или, наоборот, возрастания шероховатости наблюдались экспериментально при помощи электронной микроскопии поперечного среза только для многослойных тонких пленок с периодом ≥ 10 нм. В случае же МРЗ с периодом ≤ 5 нм этот метод, как правило, оказывается бессильным.

Несмотря на то, что возможности РДР, как метода исследования кросс-корреляции шероховатостей в МРЗ через моделирование угловых распределений интенсивности, широко постулируются в литературе, реальные возможности использования этого метода опять же весьма ограничены, по крайней мере, в случае использования обычных экспериментальных схем. Возникающие трудности связаны с тем, что когерентное воспроизведение шероховатых границ от слоя к слою приводит к резонансному усилению РДР, порождая, так называемую, «квази-брэгговскую полосу» [15–18] при выполнении модифицированного условия Вульфа-Брэгга

$$\lambda = \Lambda(\sin \theta_0 + \sin \theta_1) = 2\Lambda \sin \theta_B, \quad (1.2)$$

где λ – длина волны рентгеновского фотона, Λ – период МРЗ, θ_0 и θ_1 – углы падения и рассеяния относительно латеральных плоскостей (Рис. 1), соответственно, θ_B – угол Брэгга. Условие (1.2) является не чем иным, как условием возникновения дифракционного максимума при рассеянии на решетке, обратный вектор которой совпадает с обратным вектором МРЗ, что не случайно [19]. Действительно, возникновение квази-брэгговского РДР связано с тем, что шероховатый дефект, воспроизводясь от слоя к слою, образует «решетку» (Рис.2). Отсюда легко видеть, что интенсивность РДР от коррелированных от слоя к слою шероховатостей пропорциональна N^2 , где N – число бислоев в МРЗ, интенсивность же от некоррелированных шероховатостей, дающих эквивалентный вклад в дисперсию шероховатости σ , пропорциональна N .

На первый взгляд, такое усиление интенсивности за счет когерентного воспроизведения шероховатостей позволяет напрямую исследовать степень их кросс-корреляции. Действительно, если шероховатый дефект воспроизводится не через всю стопку, а только через несколько слоев, то ширина квази-брэгговского рассеяния Δq_z должна возрастать по сравнению с шириной зеркального брэгговского отражения (Рис. 3). Измеряя ширину квази-брэгговского рассеяния Δq_z в зависимости от переданного в

латеральном направлении импульса q_x можно получить информацию о степени кросс-корреляции в зависимости от пространственных размеров шероховатого дефекта [18]. Однако, такой подход в случае МРЗ с малой общей толщиной ($T \leq 1\text{мкм}$), как правило, не применим. Действительно, по ширине квази-брэгговской полосы можно определить характерную длину кросс-корреляции ξ_z , если только $\xi_z \ll T$. В случае же МРЗ, как правило, реализуется обратная ситуация – $\xi_z \geq T$, и ширина квази-брэгговской полосы оказывается с хорошей точностью равной ширине Брэгговского пика вне зависимости от переданного импульса q_x , по крайней мере при небольших его значениях [20]. Резюмируя, нарушения полной кросс-корреляции шероховатости оказывают относительно слабое влияние на интенсивность РДР, не только в случае МРЗ, но и других многослойных тонких пленок с небольшой общей толщиной (доли мкм).

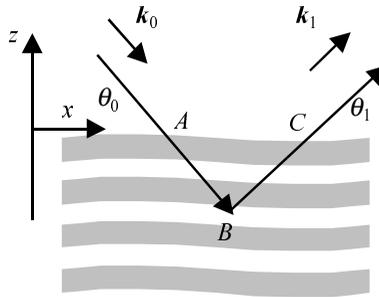


Рис. 1. Геометрия эксперимента по РДР. Ось z направлена перпендикулярно латеральным плоскостям, ось x параллельна латеральным плоскостям и плоскости зеркальной дифракции, определяемой волновыми векторами падающей и зеркально отраженной волн, соответственно, ось y перпендикулярна плоскости зеркальной дифракции. \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_1 – волновые вектора падающей и диффузно рассеянной волн, соответственно, θ_0 и θ_1 – углы между волновыми векторами и латеральными плоскостями. Азимутальный угол, угол между проекцией волнового вектора \mathbf{k}_1 на латеральные плоскости и осью x , будем обозначать как φ .

$$(a) \quad I \sim \left| \sum_N F_N \right|^2 \sim N^2 \quad (б) \quad I \sim \sum_N |F_N|^2 \sim N$$


Рис. 2. Когерентное воспроизведение шероховатостей от слоя к слою (а) вызывает усиление интенсивности РДР пропорционально N^2 в соответствии с условием (1.2), в то время как интенсивность РДР от того же числа не коррелированных шероховатостей (б) пропорциональна N . Подчеркнем, что и тот и другой случай дают одинаковые вклады в дисперсию шероховатости, σ .

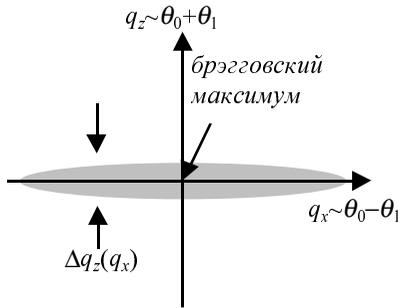


Рис. 3. В дифракционном пространстве квази-Брегговская полоса расположена вдоль оси q_x и проходит через брегговский максимум. Зеркальным $\theta-2\theta$ -измерениям на рисунке соответствует ось q_z . Ширина квази-брегговской полосы вдоль этой оси должна увеличиваться с ростом модуля q_x , так как чем меньше латеральный размер шероховатого дефекта, тем хуже он воспроизводится от слоя к слою [18].

Как пример попытки преодоления вышеуказанной трудности можно указать на работы [21, 22], где РДР исследовалось вблизи Киссиговских биений. Так как максимальная разница в поведении границ раздела достигается между поверхностью МРЗ и границей раздела МРЗ–подложка, такой подход обеспечивает увеличение чувствительности метода РДР к нарушениям полной кросс-корреляции шероховатости. Отдавая должное такому подходу, необходимо отметить, что и поверхность МРЗ и граница раздела МРЗ–подложка имеют уникальный характер, их поведение может

существенным образом отличаться от поведения внутренних границ раздела. Еще одна возможность получить более надежные данные о характере кросс-корреляции шероховатости – исследование МРЗ с малым количеством слоев, где усиление РДР за счет когерентного воспроизведения границ раздела не велико [23]. Естественно, что при этом резко ограничивается класс возможных для исследования объектов.

В работе [24] мы использовали еще одну модификацию метода РДР, позволяющую существенно увеличить возможности в исследовании кросс-корреляции шероховатости. Предлагаемый метод основан на сравнительном измерении интенсивности РДР при двух энергиях фотонов: чуть ниже и чуть выше края фотопоглощения атомов, входящих в состав МРЗ. Если в первом случае, амплитуды диффузного рассеяния от шероховатых границ раздела приблизительно одинаковы по всему объему МРЗ, то во втором случае нижние границы раздела эффективно экранируются за счет сильного фотопоглощения. Измерения относительной разности в интенсивностях РДР для первого и второго случаев позволяют значительно увеличить чувствительность эксперимента к нарушениям полной кросс-корреляции шероховатостей. Более того, выполняя такие измерения в зависимости от величины проекции переданного импульса в латеральном направлении, можно исследовать поведение кросс-корреляции в зависимости от пространственных размеров шероховатостей. Используя предложенный метод, мы экспериментально наблюдали сглаживание шероховатостей в микронном пространственном масштабе в Ni/C МРЗ, приготовленном с помощью лазерного напыления. В настоящей работе более полно представлены теория и экспериментальные результаты этого исследования.

2. Теория

В условиях жесткого фотопоглощения необходимо учитывать затухание рентгеновской волны в глубину образца. Кроме того, малые величины углов падения и рассеяния требуют принять во внимание эффект преломления. Все это можно учесть, используя вместо обычного Борновского приближения, Борновское приближение искаженных волн [3, 25]. Мы, однако, будем пренебрегать зеркальным отражением, так как углы падения и рассеяния будем считать отличными от брэгговских. В таком приближении амплитуда РДР имеет вид

$$f(\mathbf{Q}) = r_0 \int \Delta\rho(\mathbf{r}) T_0(z) T_1(z) \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2.1)$$

где интегрирование проводится по объему МРЗ, r_0 – классический радиус электрона, $\Delta\rho(\mathbf{r})$ – добавка к электронной плотности МРЗ в точке \mathbf{r} за счет наличия шероховатостей, $T_0(z)$ и $T_1(z)$ – амплитуды прошедших волн при углах падения θ_0 и θ_1 , соответственно, $\mathbf{Q} = \text{Re}(\mathbf{K}_0 - \mathbf{K}_1)$; \mathbf{K}_0 и \mathbf{K}_1 – волновые вектора падающей и рассеянной волн внутри МРЗ, соответственно. Строго, волновые вектора \mathbf{Q} , \mathbf{K}_0 и \mathbf{K}_1 являются функциями координаты z , но в приближении медленно меняющихся амплитуд [26] их можно считать постоянными и вычислить исходя из среднего показателя преломления в МРЗ, $n = 1 - \delta$:

$$K_{x0,1} = k_{x0,1}, \quad K_{y0,1} = k_{y0,1},$$

$$K_{z0,1} = k \sqrt{\sin^2 \theta_{0,1} - 2\delta} \approx k_{z0,1} \left(1 - \frac{\delta}{\theta_{0,1}}\right),$$

где k_0 и k_1 – соответствующие волновые вектора в вакууме. С учетом поправок на эффект преломления, условие (1.2) переходит в условие

$$\lambda = \Lambda \left(\sqrt{\sin^2 \theta_0 - 2\delta} + \sqrt{\sin^2 \theta_1 - 2\delta} \right) \approx \Lambda (\theta_0 + \theta_1) \left(1 - \frac{\delta}{\theta_0 \theta_1}\right). \quad (2.2)$$

Легко видеть, что эффект экранировки межслоевых границ вблизи подложки за счет фотопоглощения описывается в выражении (2.1) множителем

$$T_0(z) T_1(z) \approx \exp\left[\frac{\mu}{2} \left(\frac{1}{\Theta_0} + \frac{1}{\Theta_1}\right) z\right],$$

где $\mu = 2 \text{Im}(K)$ – линейный коэффициент фотопоглощения, а углы Θ_0 и Θ_1 соответствуют углам θ_0 и θ_1 с учетом эффекта преломления. Действительно, амплитуда рассеяния от шероховатости, расположенной в точке B на Рис. 1, ослабляется за счет множителя $\exp(-\mu(r_{AB} + r_{BC})/2)$, где r_{AB} и r_{BC} – расстояния от точки A до точки B и от точки B до точки C , соответственно.

Будем полагать, что электронная плотность на границах раздела меняется плавным образом, а не резким скачком. Такое предположение

оправдано, по крайней мере, в случае Ni/C МРЗ, приготовленных с помощью лазерного напыления [20, 27–29]. Заметим, что в рамках приближения медленно меняющихся амплитуд используемый метод вычислений справедлив вне зависимости от характера изменений электронной плотности на границах, в том числе и в случае резких границ раздела. Однако, в последнем случае можно вычислять амплитуды более точно, используя френелевские коэффициенты.

Предположим, что межслоевая шероховатость полностью конформна. Тогда, поведение всех межслоевых границ можно описать одной и той же функцией $\Delta z(x, y)$ и представить добавочную электронную плотность $\Delta\rho(\mathbf{r})$, как

$$\Delta\rho(x, y, z) = \rho(z + \Delta z(x, y)) - \rho(z),$$

где $\rho(z)$ – средняя электронная плотность вдоль оси z . Естественно разложить последнее выражение по малому параметру $\Delta z(x, y)$, используя условие малости дисперсии шероховатости по сравнению с периодом МРЗ:

$$\Delta\rho(x, y, z) \approx \Delta z(x, y) \frac{d\rho(z)}{dz}. \quad (2.3)$$

Исходя из общих физических соображений, эволюцию профилей границ раздела можно описать, используя репликационный фактор $a(x, y)$ – функцию, свертка с которой позволяет определить профили границ раздела последующего бислоя из предыдущего [18, 30]. В самом общем виде это можно записать, как

$$\Delta\rho_n(\mathbf{r}) = h_n(\mathbf{r}) + a_n(x, y) * \Delta\rho_{n-1}(\mathbf{r}),$$

где $\Delta\rho_n(\mathbf{r})$ – шероховатость n -го бислоя, $h_n(\mathbf{r})$ – его собственная шероховатость и $a_n(x, y)$ – соответствующий этому бислою репликационный фактор. Однако, в дальнейшем будут использоваться несколько упрощений.

Во-первых, величиной $h_n(\mathbf{r})$, приводящей к увеличению шероховатости в процессе роста МРЗ будет пренебрегаться. Очевидно, что

при достаточно больших переданных импульсах q_x , соответствующих малым латеральным размерам шероховатости, такое упрощение может стать не оправданным. Критерием невозможности использования обсуждаемого приближения является увеличение ширины квази-брэгговской полосы в направлении q_z , по сравнению с шириной зеркального отражения. Как уже обсуждалось выше, в случае МРЗ этот эффект достаточно слабый.

Во-вторых, мы будем полагать, что поведение $\Delta\rho_n(\mathbf{r})$ полностью конформно внутри одного бислоя, что позволит при интегрировании использовать выражение (2.3). На первый взгляд, такое предположение выглядит не правомерным. Дело не в том, что непрерывный характер сглаживания заменяется ступенчатым, что, очевидно, не может привести к большой ошибке. Использование выражения (2.3) автоматически подразумевает, что «структурный фактор» для шероховатостей в бислое совпадает со структурным фактором бислоя с точностью до фазового множителя. С другой стороны, есть основания предполагать, что шероховатость на альтернативных границах раздела А/В и В/А может отличаться [29, 31, 32], то есть репликационные факторы $a_{A/B}(x, y)$ и $a_{B/A}(x, y)$ могут отличаться друг от друга. На самом деле, эти отличия могут быть значительными только для микро-шероховатостей, наличие которых приводит к появлению замешанного слоя. Подчеркнем, однако, что $\Delta\rho(\mathbf{r})$ означает добавку к электронной плотности, именно, за счет нарушения трансляционной симметрии в латеральных направлениях, а не за счет отличия от электронной плотности некоторого идеального МРЗ с резкими границами раздела. Таким образом, тот факт, что альтернативные границы могут иметь замешанные слои разной толщины, не отменяет правомерности использования выражения (2.3)²⁾.

Третье предположение заключается в том, что сглаживание шероховатостей происходит равномерно по всей толщине МРЗ:

$$a_n(x, y) \equiv a(x, y). \quad (2.4)$$

²⁾ Из обсуждения видно, что единственной возможностью исследования альтернативных слоев методом РДР является использование эффекта стоячих волн.

Это предположение может не соответствовать действительности. Действительно, вполне возможна ситуация, когда сглаживание происходит буквально в нескольких слоях вблизи подложки. Тем не менее, использование выражения (2.4) оправдано в том смысле, что этот эффект, как обсуждалось выше, будет относительно слабо влиять на интенсивность РДР.

Вышеперечисленные предположения позволяют представить добавочную электронную плотность внутри бислоя с номером n в следующем виде:

$$\Delta\rho_n(x, y, z) = \underbrace{[a(x, y) * \dots * a(x, y)]}_n * \Delta z_0(x, y) \frac{d\rho(z)}{dz}. \quad (2.5)$$

При дальнейших вычислениях разобьем интеграл в выражении (2.1) на сумму интегралов по бислоям, вынеся медленно меняющиеся множители $T_0(z)$ и $T_1(z)$ за знак интеграла:

$$f(\mathbf{Q}) = r_0 \sum_n T_0(z_n) T_1(z_n) \int_{V_n} \Delta\rho_n(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2.6)$$

где интегрирование ведется по соответствующим объемам бислоев, V_n . Использование свойств фурье-преобразования, а именно, что фурье-образ от свертки функций равен произведению их фурье-образов, и что фурье-образ функции с точностью до постоянного множителя равен фурье-образу ее самой, позволяет упростить выражение (2.6) подстановкой в него выражения (2.5):

$$\begin{aligned} f(\mathbf{Q}) &= -ir_0 Q_z F(Q_z) F_{xy}(s) \sum_n T_0(z_n) T_1(z_n) a^n(s), \\ F(Q_z) &= \int_{-\Lambda/2}^{+\Lambda/2} \rho(z) \exp(-iQ_z z) dz, \\ F_{xy}(s) &= \iint \Delta z_0(x, y) \exp(-iQ_x x - iQ_y y) dx dy, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $\mathbf{s} = (Q_x, Q_y)$ – проекция обратного вектора на латеральные плоскости и $F(Q_z)$ – структурный фактор бислоя МРЗ. При записи выражений (2.7) предполагалось, что резонансное условие (2.2) выполнено и под знаком суммы были опущены соответствующие фазовые множители. Если положить $T_0(z_n) = T_1(z_n) = a(\mathbf{s}) = 1$, то легко видеть, что амплитуда рассеяния f становится пропорциональной N , то есть когерентно повторяющиеся от слоя к слою шероховатости рассеивают в фазе.

Используя выражения (2.7) и тождество

$$\left| F_{xy}(\mathbf{s}) \right|^2 = L_x L_y C_0(\mathbf{s}) = \frac{S}{\sin \theta_0} C_0(\mathbf{s}),$$

где L_x и L_y – размеры когерентно освещенной площади, S – сечение падающего когерентного пучка и $C_0(\mathbf{s})$ – корреляционная функция «подложки» в обратном пространстве, легко получить дифференциальное сечение диффузного рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\mathbf{Q})|^2 = S \frac{r_0^2 Q_z^2}{\sin \theta_0} |F(Q_z)|^2 C_0(\mathbf{s}) \left| \sum_n T_0(z_n) T_1(z_n) a^n(\mathbf{s}) \right|^2. \quad (2.8)$$

В стандартной геометрии эксперимента сечение (2.8) измеряется с той или иной степенью интегрирования по азимутальному углу рассеяния φ или, что то же самое, по переданному перпендикулярно плоскости зеркальной дифракции импульсу q_y . Интегрирование сечения (2.8) по импульсу q_y существенно усложняет задачу расчетов, если ставится задача точных вычислений. Интегрирование в аналитическом виде возможно только в случае особых форм функций $C_0(\mathbf{s})$ и $a(\mathbf{s})$. Количественные расчеты потребуют знания функции $C_0(\mathbf{s})$, сложности экспериментального определения которой достаточно очевидны. Действительно, $C_0(\mathbf{s})$ не является корреляционной функцией шероховатости подложки в истинном смысле. Она введена как предел корреляционной функции шероховатости МРЗ при $n \rightarrow 0$. Таким образом, прямые измерения корреляционной функции подложки, например, с помощью атомно-силовой микроскопии, не решают проблемы.

Интегрирование по азимутальному углу требует определения величины углового разрешения в азимутальном направлении. Хотя импульсы q_x и q_y входят симметрично в сечение (2.8), с точки зрения геометрии (углов рассеяния) их положение совсем не эквивалентно:

$$q_x = k \cos \theta_1 \cos \varphi - k \cos \theta_0 \approx k(\theta_0^2 - \theta_1^2 - \varphi^2),$$

$$q_y = k \cos \theta_1 \sin \varphi \approx k\varphi.$$

Основная интенсивность РДР сосредоточена в узкой области малых углов φ . Таким образом, если угловое разрешение экспериментальной установки не велико (доли градуса и хуже), то пределы интегрирования по q_y можно принять бесконечными:

$$I_{\text{эксп}}(q_x) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) dq_y.$$

Реальные свойства сечения (2.8) и репликационного фактора $a(\mathbf{s})$ позволяют радикально упростить это сечение, избегнув интегрирования по азимутальному углу если требуется лишь приближенное решение. Действительно, согласно сечению (2.8) амплитуда рассеяния от шероховатого дефекта зависит не только от его размера вдоль оси x , но и в перпендикулярном направлении вдоль оси y . Соответственно, сглаживание шероховатостей происходит так же в двух направлениях. Смысл обсуждаемого интегрирования сводится к вычислению средней величины амплитуды рассеяния с учетом эффекта сглаживания вдоль оси y . Прежде всего, отметим тот физически очевидный факт, что чем больше пространственные размеры шероховатых дефектов, тем точнее они должны воспроизводиться от слоя к слою [18], то есть $a(\mathbf{s}) \rightarrow 1$ при $\mathbf{s} \rightarrow 0$. С другой стороны, вклад шероховатых дефектов большого размера доминирует в сечении РДР [33].

Кроме того, необходимо упомянуть и тот факт, что при выводе сечения (2.8) подразумевалось, что размеры когерентно освещенных площадей намного больше характерных размеров шероховатых дефектов в МРЗ. Однако, при использовании синхротронных источников с высокой степенью

пространственной когерентности падающего рентгеновского излучения, в процессе дифракции начинают участвовать шероховатости большого пространственного масштаба и такое предположение становится несправедливым [7]. С учетом пространственной когерентности падающего излучения сечение (2.8) будет выглядеть заметно сложнее [34, 35]. Кроме того, вполне может реализоваться ситуация, когда приближение дальнего поля (дифракция Фраунгофера) становится неприменимым. В этом случае, выражение для сечения РДР тоже требует соответствующих поправок [34, 35]. Заметим, однако, что такие усложнения не играют существенной роли в том смысле, что параметры когерентного волнового пакета изменяются очень слабо при переходе с одной энергии фотонов на другую, если эти энергии близки. Таким образом, поправки к сечению (2.8) за счет учета когерентных свойств рентгеновского излучения не играют принципиальной роли, если измеряется не абсолютная интенсивность РДР, а отношение интенсивностей при двух близких энергиях фотонов.

Учет пространственной когерентности важен в том смысле, что характер дифракции становится принципиально разным в зависимости от направления переданного в латеральном направлении импульса относительно плоскости зеркальной дифракции, то есть в случаях q_x и q_y . Действительно, если даже поперечные размеры когерентности в плоскости зеркальной дифракции и перпендикулярно к ней приблизительно одинаковы³⁾, то за счет малости угла падения θ_0 величина L_x будет сильно возрастать по сравнению с L_y , как θ_0^{-1} . Отсюда видно, что шероховатые дефекты с размерами больше чем L_y , но меньше чем L_x будут вызывать не зеркальное диффузное рассеяние в плоскости зеркальной дифракции, в то

³⁾ В действительности в дифракционных установках на синхротронных источниках, как правило, используется вертикальная геометрия (плоскость зеркальной дифракции расположена вертикально). Это обусловлено двумя основными причинами. Во-первых, синхротронное излучение, как правило, поляризовано в горизонтальном направлении. Во-вторых, что более важно, размер синхротронного источника всегда намного меньше в вертикальном направлении, чем в горизонтальном. Это приводит к тому, что при эквивалентном угловом разрешении светосила при вертикальной геометрии намного выше. Соответственно, вертикальная составляющая пространственной когерентности оказывается значительно больше горизонтальной.

время как в перпендикулярном направлении их присутствие будет незаметно. Такую концентрацию РДР в плоскости зеркальной дифракции мы неоднократно наблюдали экспериментально [4, 7], в том числе и в случае Ni/C МРЗ. Очевидно, что для шероховатостей обсуждаемого размера эффект сглаживания вдоль оси u не будет вызывать уменьшения амплитуды рассеяния и, в тоже время, именно эти шероховатости будут обеспечивать основной вклад в сечение РДР.

Таким образом, при определенных условиях, эффектом сглаживания вдоль оси u можно пренебречь и задача из двумерной становится одномерной:

$$I_{\text{эксп}}(q_x) \sim S \frac{r_0^2 Q_z^2}{\sin \theta_0} |F(Q_z)|^2 C_0(Q_x) \left| \sum_n T_0(z_n) T_1(z_n) a^n(Q_x) \right|^2.$$

Если сравнивать интенсивности РДР при двух близких энергиях фотонов, E_0 и E_1 , то измеряемую в настоящей работе величину $\eta(q_x)$, определяемую как

$$\eta(q_x) = \sqrt{\frac{I(E_1, q_x)}{I(E_0, q_x)}},$$

где $I(E_0, q_x)$ и $I(E_1, q_x)$ – интенсивности квази-Брэгговского рассеяния при соответствующих энергиях фотонов, можно вычислить из выражения

$$\eta(q_x) = \left| \frac{\delta\rho(E_1)}{\delta\rho(E_0)} \right| \times \left| \frac{\sum_n T_0(E_1, z_n) T_1(E_1, z_n) a^n(Q_x)}{\sum_n T_0(E_0, z_n) T_1(E_0, z_n) a^n(Q_x)} \right|, \quad (2.9)$$

где $\delta\rho(E)$ – скачок электронной плотности на границе раздела при энергии фотонов E . В полученном выражении изменениями углов за счет разницы в показателях преломления $n(E_0)$ и $n(E_1)$ пренебрегалось.

Отметим, что для того, чтобы выразить в аналитическом виде репликационный фактор $a(Q_x)$ через $\eta(q_x)$ требуются дополнительные упрощения выражения (2.9), которые в общем случае могут быть не справедливыми. Тем не менее, при численных расчетах репликационного

фактора $a(Q_x)$ используя выражение (2.9) не требуется какая-либо его аналитическая форма зависимости от q_x .

3. Условия эксперимента

Исследуемое в настоящей работе Ni/C МРЗ с тридцатью бислоями ($N=30$) было приготовлено с помощью лазерного напыления [27] на кварцевую подложку с высокой степенью полировки наноалмазами [36]. Предварительное исследование подложки методом рентгеновской рефлектометрии ($\lambda = 0.154$ нм) дало величину дисперсии шероховатости $\sim 0.5 - 0.6$ нм. Оптические параметры МРЗ были получены с помощью моделирования в динамическом приближении [37] данных рентгеновской рефлектометрии: период $- \Lambda \approx 5.2$ нм; отношение толщины никелевых слоев к периоду $- \beta \approx 0.4$; плотность никелевых и углеродных слоев, соответственно, $- \rho_{Ni} \approx 8.2$ г/см³, $\rho_C \approx 2.3$ г/см³; дисперсия шероховатости $- \sigma \sim 0.4 - 0.5$ нм. Следует обратить внимание на тот факт, что дисперсия шероховатости МРЗ оказалась меньше, чем у исходной подложки, что косвенно свидетельствует о наличии процессов сглаживания⁴⁾. Более того, наши прошлые исследования [27–29] показали, что приведенная величина дисперсии шероховатости в МРЗ отражает как истинную шероховатость, так и присутствие замешанных слоев. Оценка истинной шероховатости давала величину $\sim 0.1 - 0.2$ нм [20].

Дифракционные эксперименты были выполнены на трехкристальном дифрактометре с использованием синхротронного излучения накопителя ВЭПП-3 [38]. Двухламельный монокристалл Si(111) использовался в качестве монохроматора, а в качестве вторичного кристалла-коллиматора – монокристалл Ge(111). Монохроматор, МРЗ и кристалл-коллиматор были установлены в (+,+,+) геометрии. Экспериментально измеренное угловое разрешение дифрактометра составляло величину $\sim 15 - 18$ угловых секунд

⁴⁾ Из нашего опыта приготовления Ni/C МРЗ с помощью лазерного напыления можно привести интересный факт. Хотя дисперсия шероховатости исходных подложек, согласно данным рентгеновской рефлектометрии, может меняться в относительно широких пределах, оптическое качество изготовленных МРЗ оказывается приблизительно одинаковым. Этот факт наглядно свидетельствует в пользу сильного сглаживания шероховатостей в процессе напыления.

при энергии рентгеновских фотонов 8 кэВ. Измерения были выполнены на двух энергиях фотонов ($E_0 = 8.325$ кэВ и $E_1 = 8.350$ кэВ) с использованием поперечных сканирований через основное брэгговское отражение, то есть были выполнены измерения интенсивности РДР в зависимости от угла $\omega = (\theta_0 - \theta_1) / 2 \approx q_x / 2k\theta_B$ при соблюдении условия (2.2).

Необходимо отметить, что при измерениях выше К-края поглощения никеля использование вторичного кристалла-коллиматора позволило избежать искажения экспериментальных данных за счет возбуждения флуоресцентного излучения. Так экспериментально измеренная величина флуоресцентного фона оказалась $\sim 10 - 20$ Гц, в то время как полезный сигнал – величину не менее 1 кГц.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

На Рис. 4 представлены экспериментально полученные ω -профили. Оказалось, что они имеют разную угловую ширину, что соответствует разным величинам «характерных латеральных длин корреляции»: ~ 0.35 мкм при энергии фотонов $E_0=8.325$ кэВ и ~ 0.40 мкм при энергии $E_1=8.350$ кэВ. Подчеркнем, что абсолютные значения приведенных величин отражают не столько реальные свойства шероховатости, сколько свойства статистические свойства ансамбля пространственно когерентных волновых пакетов. Тем не менее, учитывая, что в первом случае вклад в РДР обеспечивают шероховатости границ раздела всего объема МРЗ, а во втором работают преимущественно границы раздела верхних слоев (Рис. 5), разница в полученных величинах однозначно свидетельствует о сглаживании шероховатостей в образце. Действительно, уменьшение эффективного числа отражающих слоев за счет экранировки может привести к увеличению ширины квази-брэгговского рассеяния вдоль q_z (Рис. 3) – слабый, но экспериментально наблюдаемый, эффект. Однако, в направлении q_x это не может привести к каким-либо изменениям сечения РДР.

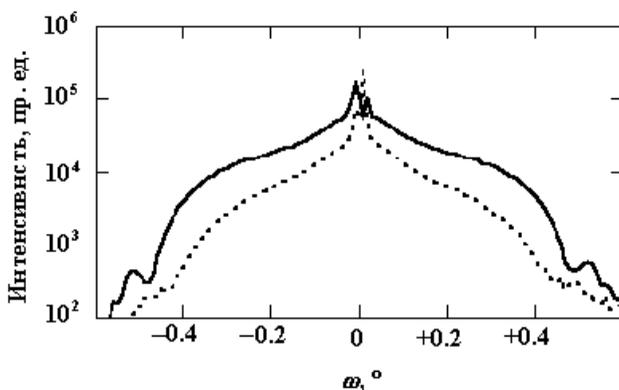


Рис. 4. Экспериментальные ω -профили при энергии фотонов $E_0=8.325$ кэВ (сплошная линия) и $E_1=8.350$ кэВ (пунктир). Вертикальная ось – интенсивность РДР, нормированная на интенсивность падающего пучка.

Амплитуды рассеяния

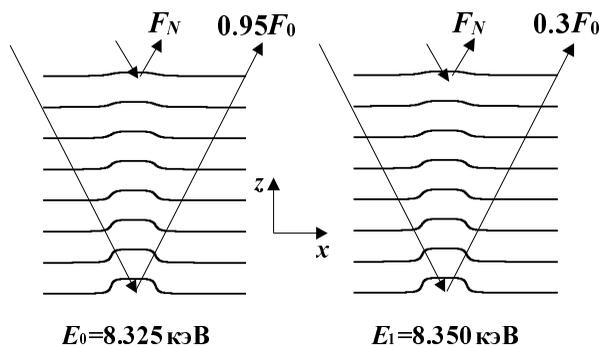


Рис. 5. Сравнение амплитуд диффузного рассеяния от Ni/C МРЗ при энергии фотонов ниже и выше K -края поглощения атомов никеля: во втором случае вклад в амплитуду диффузного рассеяния от шероховатых дефектов нижних слоев заметно ниже за счет эффективной экранировки в условиях жесткого фотопоглощения.

На Рис. 6 представлены те же данные (кружки) в виде зависимости величины η из выражения (2.9) от ω . На рисунке хорошо видно, что экспериментальные данные заметно отклоняются от теоретической кривой (штриховая линия), рассчитанной в предположении полной кросс-

корреляции. Знак отклонения соответствует уменьшению амплитуд шероховатостей в процессе роста МРЗ, а величина отклонения тем сильнее, чем больше величина переданного импульса $q_x \approx 2k\theta_B \omega$.

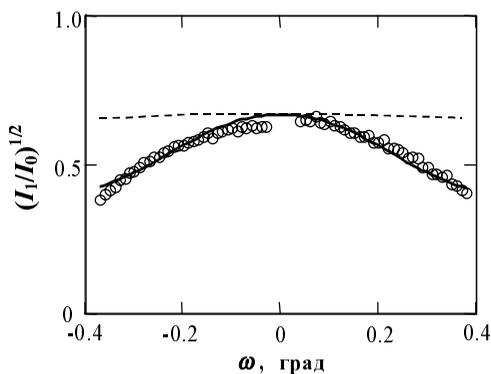


Рис. 6. Экспериментальные данные (кружки) и теоретические расчеты в борновском приближении метода искаженных волн функции η из выражения (2.9) для случая полной кросс-корреляции шероховатостей (штриховая линия) и сглаживания шероховатостей (сплошная линия).

Сплошной линией на Рис. 6 показаны теоретические расчеты, выполненные с помощью метода наименьших квадратов с репликационным фактором, как и в работах [18, 39, 40], в форме

$$a(s) = \exp(-\nu t s^2), \quad (4.1)$$

где t – толщина пленки (бислоя), а ν – коэффициент с размерностью длины, характеризующий скорость сглаживания. Величина этого коэффициента оказалась приблизительно равной 0.5 мкм^5 .

Подчеркнем, что использование той или иной аналитической формы репликационного фактора совсем необязательно для определения его величины, если используется приближенное выражение (2.9). В тоже время это необходимо при вычислениях в рамках точного выражения для сечения (2.8). Расчеты репликационного фактора были выполнены и тем и другим

⁵⁾ Отметим, что, несмотря на видимое хорошее согласие экспериментальных данных такой форме репликационного фактора, полученная нами величина параметра ν , по крайней мере, на три порядка превышает ожидаемую в работах [18, 39, 40] величину.

способом. При расчете согласно точному выражению (2.8) использовалась корреляционная функция шероховатости вида (1.1), вычисленная исходя из экспериментальных данных, но с учетом того факта, что при наших экспериментальных условиях размер когерентно освещенной площади вдоль оси y приблизительно ~ 0.5 мкм, то есть намного меньше ее размера вдоль оси x (~ 300 мкм)⁶⁾. Такая разница в размерах приводит к тому, что РДР оказывается преимущественно сосредоточенным в плоскости зеркальной дифракции [4, 7], и, следовательно, ошибка за счет перехода к приближенному выражению (2.9) дополнительно уменьшается. Сравнение результатов расчетов позволило обнаружить, что уход от процедуры усреднения эффекта сглаживания вдоль оси y приводит к небольшой ошибке $\leq 1\%$. Эта небольшая величина, однако, приводит к заметной ошибке в определении абсолютного значения репликационного фактора. В тоже время, обсуждаемая ошибка слабо влияет на зависимость репликационного фактора от переданного импульса q_x . Более того, экспериментальная ошибка в 1-2% при определении отношения интенсивностей РДР неизбежна, что эквивалентно ошибке в 2 раза при определении абсолютного значения репликационного фактора. Таким образом, в нашем случае ошибка за счет использования приближенного выражения (2.9) меньше экспериментальной ошибки и такой подход не может привести к значительному искажению модельных расчетов.

На Рис. 7 представлена зависимость величины полного уменьшения амплитуд шероховатостей в процессе эволюции границ раздела от подложки до поверхности в зависимости от их латерального размера. На этом рисунке хорошо видно, что шероховатости микронного масштаба эффективно сглаживаются в процессе напыления образца. В тоже время, шероховатости размеров ~ 10 мкм, с хорошей точностью воспроизводятся от слоя к слою. Необходимо отметить, что используемый в настоящей работе метод позволяет определить репликационный фактор, но не позволяет получить абсолютные величины амплитуд шероховатостей по глубине МРЗ. Этот факт

⁶⁾ Размер вдоль оси y равен соответствующей компоненте (в плоскости орбиты электронного пучка) поперечной когерентности падающего рентгеновского излучения. Размер же вдоль оси x можно оценить по формуле L_z/θ_0 , где L_z – компонента пространственной когерентности перпендикулярно орбите. В нашем случае $L_z \sim 5$ мкм.

не должен вызывать удивления, так как моделируется не абсолютные значения интенсивностей РДР, а их отношение.

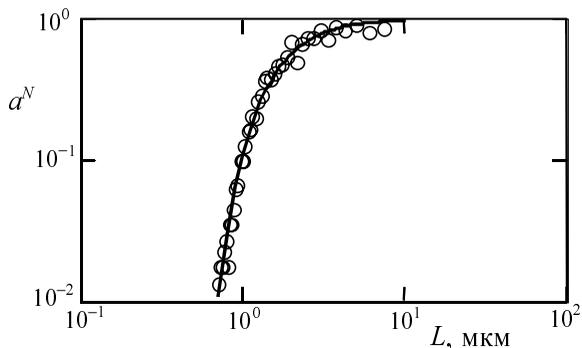


Рис. 7. Полное уменьшение амплитуд шероховатостей в процессе эволюции границ раздела от подложки до поверхности, a^N , в зависимости от их латерального размера $L \sim 2\pi / q_x$: кружки – вычисленные значения a^N , соответствующие экспериментальным точкам, сплошная линия – наилучшее приближение в рамках модели (4.1).

В настоящей работе предполагалось, что сглаживание происходит плавным образом через всю стопку слоев МРЗ. В то же время, вполне разумно предположить, что эффективное сглаживание может происходить уже в первых нескольких слоях МРЗ вблизи подложки. Очевидно, что такой эффект будет относительно слабо заметен в рамках используемого метода. В этой связи надо отметить, что одновременное использование настоящего метода и метода, используемого в работах [21, 22], где РДР исследовалось вблизи Киссиговских биений, может дать полную картину поведения шероховатостей в процессе роста МРЗ.

Необходимо подчеркнуть, что для изготовления качественных МРЗ эффективное сглаживание в микронной области размеров шероховатых дефектов имеет принципиальное значение [7]. Если бы такое сглаживание отсутствовало, вряд ли можно было изготовить МРЗ с высокими коэффициентами отражения. Действительно, легко оценить, что при Брэгговском отражении рентгеновского фотона от МРЗ его путь в латеральном направлении имеет длину ~ 1 мкм. Таким образом, шероховатости с размерами больше 1 мкм не оказывают влияния на

Брэгговскую дифракцию⁷⁾, в то время как шероховатости с размерами меньше 1 мкм эффективно снижают отражение рентгеновской волны.

В заключение необходимо обсудить возможные физические причины сглаживания шероховатостей в таком большом пространственном масштабе как микронный. В работах [18, 30, 39, 40] было учтено, что в процессе осаждения атом может смещаться на некоторое расстояние, величина которого по порядку совпадает с его размерами. В рамках этой модели была предложена форма репликационного фактора в виде, аналогичном выражению (4.1). Очевидно, однако, что такой механизм не может отвечать за сглаживание в микронном масштабе. В работе [41] был рассмотрен эффект вязкого растекания при полировке ионами с высокой кинетической энергией (200–1300 эВ), в результате чего сглаживание может проходить в больших пространственных масштабах. Хотя кинетическая энергия осаждаемых атомов при лазерном напылении заметно ниже энергии ионов при полировке, аналогичный процесс вязкого растекания все же может иметь место. В работах [31, 32] были учтены возможные процессы диффузии, то есть тот факт, что адсорбированные атомы могут перемещаться по поверхности на очень большие расстояния, что приводит к равномерному сглаживанию во всех областях спектра пространственных частот. Согласно этим работам, репликационный фактор не стремится к единице при уменьшении переданного импульса. Еще одним вариантом объяснения сглаживания шероховатостей в микронном пространственном масштабе могут служить возможные процессы реиспарения при осаждении атомов. «Разбрызгивание» атомов по поверхности МРЗ может привести, с одной стороны, к залечиванию «долин», а с другой стороны, к эффективному разравниванию «холмов» на поверхности.

Резюмируя, использованный в настоящей работе метод исследования кросс-корреляции шероховатостей в МРЗ позволил нам наблюдать сглаживание шероховатостей в микронном пространственном масштабе. Показано, что сглаживание шероховатостей в этом пространственном

⁷⁾ Их присутствие вызывает фазовые сдвиги на фронте волнового пакета, что приводит к дополнительному РДР, но полный коэффициент отражения, включающий в себя как зеркальное (когерентное) отражение, так диффузно рассеянное излучение, при этом не уменьшается. При высокой пространственной когерентности падающего пучка фотонов может оказаться, что все отражение становится диффузным, хотя оно выглядит «зеркальным» [7].

масштабе имеет принципиальное значение, так как присутствие шероховатостей такого масштаба неизбежно будет вызывать уменьшение коэффициента отражения при брэгговской дифракции.

Авторы благодарны В. А. Бушуеву за полезные консультации, коллективу Сибирского центра СИ во главе с Г.Н. Кулипановым, а также экспериментаторам ускорительного комплекса ВЭПП-3 за внимание и поддержку. Работа была поддержана РФФИ, проект № 03-02-16259.

Литература

- [1] *A. B. Виноградов, Н. Н. Зорев, И. В. Кожевников и др.*, ЖЭТФ **89**, 2124 (1985).
- [2] *A. B. Андреев*, УФН **145**, 113 (1985).
- [3] *S. K. Sinha, E. B. Sirota, S. Garoff et al.*, Phys. Rev. B **38**, 2297 (1988).
- [4] *V. A. Chernov, V. I. Kondratiev, N. V. Kovalenko et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **470**, 145 (2001).
- [5] *Н. В. Востоков, С. В. Гапонов, В. Л. Миронов и др.*, Поверхность №1, 38 (2001).
- [6] *E. L. Church*, Appl. Opt. **27**, 1518 (1988).
- [7] *V. A. Chernov, V. I. Kondratiev, N. V. Kovalenko et al.*, J. Appl. Phys. **92**, 7593 (2002).
- [8] *V. A. Chernov, N. V. Kovalenko, and S. V. Mytnichenko*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **470**, 210 (2001).
- [9] *T. W. Barbee*, Opt. Eng. **25**, 893 (1986).
- [10] *S. V. Gaponov, F. V. Garin, S. A. Gusev et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **208**, 227 (1983).
- [11] *E. Spiller, A. Segmuller, J. Rife et al.*, Appl. Phys. Lett. **37**, 1048 (1980).
- [12] *E. Spiller*, Appl. Phys. Lett. **54**, 2293 (1989).
- [13] *M. P. Bruijn, P. Chakraborty, H.W. van Essen et al.*, Proc. SPIE **563**, 36 (1985).
- [14] *E. J. Puik, M. J. van der Wiel, H. Zeijlemarker et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 1415 (1992).

- [15] *A. V. Andreev, A. G. Michette, and A. Renwick*, J. Modern Opt. **35**, 1667 (1988).
- [16] *A. Bruson, C. Dufour, B. George et al.*, Solid State Commun. **71**, 1045 (1989).
- [17] *D. E. Savage, N. Schimke, Y.-H. Phang et al.*, J. Appl. Phys. **71**, 3283 (1992).
- [18] *D. G. Stearns*, J. Appl. Phys. **71**, 4286 (1992).
- [19] *A. B. Виноградов*, частное сообщение.
- [20] *V. A. Chernov, E. D. Chkhalo, N. V. Kovalenko et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **448**, 276 (2000).
- [21] *H. Laidler, I. Pape, C. I. Gregory et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **154**, 165 (1996).
- [22] *I. Pape, T. P. A. Hase, B. K. Tanner et al.*, Physica B **253**, 278 (1998).
- [23] *В. Е. Асадчиков, А. Ю. Карабеков, В. В. Клечковская и др.*, Кристаллография **43**, 119 (1998).
- [24] *Н. В. Коваленко, С. В. Мыттиченко, и В. А. Чернов*, Письма в ЖЭТФ **77**, 85 (2003).
- [25] *V. Holy, and T. Baumbach*, Phys. Rev. B **49**, 10668 (1994).
- [26] *А. В. Виноградов, И. А. Брытов, А. Я. Грудский и др.*, Зеркальная рентгеновская оптика, Машиностроение, Ленинград (1989), с. 86.
- [27] *V. A. Chernov, N. I. Chkhalo, M. V. Fedorchenko et al.*, J. X-Ray Sci. Technol. **5**, 65 (1995).
- [28] *V. A. Chernov, N. I. Chkhalo, M. V. Fedorchenko et al.*, J. X-Ray Sci. Technol. **5**, 389 (1995).
- [29] *V. A. Chernov, N. I. Chkhalo, and S. G. Nikitenko*, J. Phys. IV (France) **7**, C2-699 (1997).
- [30] *S. F. Edwards, and D. R. Wilkinson*, Proc. Roy. Soc. (London) A **381**, 17 (1982).
- [31] *В. А. Бушуев, и В. В. Козак*, Кристаллография **42**, 809 (1997).
- [32] *В. А. Бушуев, и В. В. Козак*, Поверхность №2, 96 (1999).
- [33] *D. K. G. de Boer*, Phys. Rev. B **53**, 6048 (1996).
- [34] *S. K. Sinha, M. Tolan, and A. Gibaud*, Phys. Rev. B **57**, 2740 (1998).
- [35] *M. Tolan, and S. K. Sinha*, Physica B **248**, 399 (1998).

- [36] *A. И. Волохов, Э. П. Кругляков, и Н. И. Чхало*, Поверхность № 1, 130 (1999).
- [37] *L. G. Parrat*, Phys. Rev. **95**, 359 (1954).
- [38] *Brief Description of the SR Experimental Station*, Preprint, INP 90-92, Novosibirsk (1990).
- [39] *D. G. Stearns*, Appl. Phys. Lett. **62**, 1745 (1993).
- [40] *E. Spiller, D. Stearns, and M. Krumrey*, J. Appl. Phys. **74**, 107 (1993).
- [41] *R. Schlatmann, J. D. Shindler, and J. Verhoeven*, Phys. Rev. B**54**, 10880 (1996).