

УДК 621.386+537.533.73

**РЕНТГЕНОВСКИЙ МНОГОЦЕЛЕВОЙ АВТОМАТИЧЕСКИЙ  
ДИФРАКТОМЕТР  
С ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ ОБРАЗЦА**  
Описание конструкции и возможности применения для  
исследования поверхности <sup>\*</sup>

© 1995г. Б.М. Алаудинов <sup>а</sup>, В.Е. Асадчиков <sup>а</sup>, И.В. Кожевников <sup>б</sup>,  
Б.В. Мчедlishvili <sup>а</sup>, В.А. Шишков <sup>а</sup>

<sup>а</sup> *Институт кристаллографии РАН, Москва*

<sup>б</sup> *Физический институт РАН, Москва*

Поступила в редакцию 05.09.94

Предложена новая конструкция рентгеновского многоцелевого дифрактометра с горизонтальным расположением образца, показана её надёжность для длительных экспериментов по исследованию качества сверхгладких поверхностей. В частности, с помощью дифрактометра продемонстрирована возможность определения толщины переходного слоя, равной единицам ангстрем, с точностью до долей ангстрема.

## ВВЕДЕНИЕ

Методы, основанные на отражении и рассеянии рентгеновского излучения, в настоящее время все шире используются для исследования микрогеометрии, структуры и состава поверхностей твердых тел и жидкостей, границ раздела и тонких пленок [1-3]. В этой связи исследователям приходится решать задачу об оптимизации геометрических условий проведения рентгеновского эксперимента (в первую очередь, расположения сколлимированного пучка зондирующего излучения и поверхности исследуемого образца). Такая задача чаще всего возникает при исследовании структуры жидкостей и жидких кристаллов – исследуемая поверхность в этом случае расположена в горизонтальной плоскости.

Предложенные ранее для этих целей конструкции [2,3] использовали в синхротронных станциях узкой специализации. Разра-

батываемый нами дифрактометр является лабораторным и может использоваться с серийным рентгеновским аппаратом. Заложенные принципы конструкции позволяют применять его не только для исследования поверхности, но и для решения других дифракционных задач материаловедческого характера. Однако первым направлением его использования безусловно станет исследование поверхности. Поэтому в данной работе представлен теоретический подход и результаты рентгеновских исследований анализа качества сверхгладких поверхностей.

Обработка результатов рентгеновских измерений основывается на той или иной оптической модели поверхности, позволяющей связать измеренные величины (коэффициент отражения, угловое распределение рассеянного излучения и т.д.) с физическими параметрами исследуемой поверхности. Поэтому выбор адекватной оптической модели поверхности и построение корректной теории

<sup>\*</sup> Работа финансировалась Министерством науки и технической политики Российской Федерации в рамках направления "Мембраны и другие нетрадиционные методы разделения, очистки и концентрирования веществ для их утилизации и переработки" Государственной научно-технической программы "Экологически безопасные и ресурсосберегающие процессы химии и химической технологии".

взаимодействия рентгеновского излучения с реальными поверхностями является принципиально важным для дальнейшего развития рентгеновских методов в физике поверхности, материаловедении, физике твердого тела и жидкостей и т.д.

Простейшая оптическая модель поверхности предполагает, что граница раздела вакуум-вещество является плоской и на ней происходит скачкообразное изменение диэлектрической проницаемости от единицы до ее значения  $\epsilon_+$  в глубине образца (рис.1,а):

$$\epsilon(z) = 1 - (1 - \epsilon_+)H(z) \quad (1)$$

где  $H(z)$  - ступенчатая функция Хэвисайда:  $H(z < 0) = 0$  и  $H(z > 0) = 1$ . В рамках этой

модели отражение и преломление электромагнитного излучения на границе раздела сред описывается формулами Френеля [4]. Такое описание оптических свойств поверхности твердого тела, конечно, является абстракцией и, имеется целый ряд примеров, когда оно оказывается недостаточным.

Прежде всего, любая реальная поверхность даже после самой совершенной обработки не является плоской, а представляет собой двумерный рельеф (рис.1,в). При взаимодействии излучения с такой поверхностью помимо зеркально отраженной и преломленной компонент возникает рассеяние, направленное как в вакуум, так и вглубь вещества.

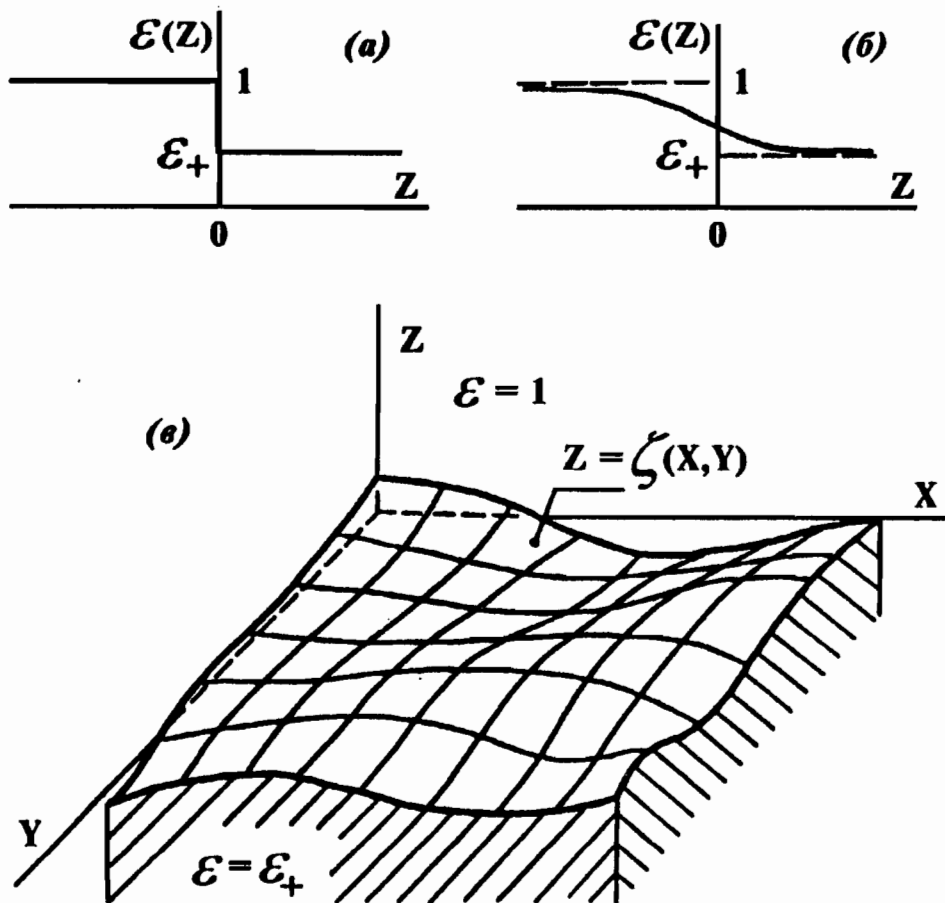


Рис.1. Простейшие оптические модели границы раздела двух сред. а - идеально гладкая граница раздела со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости; б - граница раздела с переходным слоем; в - граница раздела со случайными шероховатостями.

В более точной, чем (1), модели поверхности со случайными шероховатостями предполагается, что при переходе через поверхность раздела диэлектрическая проницаемость, как и в формулах Френеля, меняется скачком, однако поверхность не является плоской, а описывается случайной двумерной функцией  $z = \zeta(x, y)$ .

$$\varepsilon(r) = 1 - (1 - \varepsilon_+)H[z - \zeta(x, y)] \quad (2)$$

Модель (2) широко используется в литературе при описании взаимодействия рентгеновского излучения с шероховатыми поверхностями (см., например, [5.6]). Несмотря на свою простоту, такая модель объясняет значительное число наблюдаемых явлений и позволяет предсказать новые [7-9]. Однако количественное согласие теории с экспериментом (например, при описании эффекта Ионеды) зачастую оставляет желать лучшего [10].

В модели (2) поверхностные неоднородности связаны только с формой границы раздела. Следующий шаг в усложнении теории состоит в том, чтобы учесть объемные неоднородности, связанные с изменением диэлектрической проницаемости вещества вблизи его поверхности. Появление таких неоднородностей обусловлено рядом причин фундаментального и технологического характера.

К фундаментальным причинам следует, прежде всего, отнести то обстоятельство, что плотность электронного газа вещества, очевидно, не может оборваться резко, а плавно спадает в вакуум на расстояния порядка атомных размеров. Кроме того, вблизи поверхности твердого тела его структура изменяется весьма сложным образом [11,12]: меняются межатомные расстояния, у кристаллов происходит перестройка кристаллической решетки, меняются динамика и спектр электронов. Наконец, изменение свойств вещества вблизи поверхности может быть связано как с деформациями приповерхностного слоя при механической обработке материала (полировка, алмазное точение и т.д.), так и с химическими явлениями на поверхности твердых тел (окисление, адсорбция и пр.).

Тем самым, вблизи поверхности твердого тела существует переходной слой характерной толщины  $\delta \approx 1 \div 100 \text{ \AA}$ , в котором свойства вещества изменяются с глубиной [11-13]. С

точки зрения описания отражения электромагнитного излучения от такой поверхности естественно предположить, что диэлектрическая проницаемость является непрерывной гладкой функцией (рис.1,б), причем

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} 1, & \text{при } z \rightarrow -\infty, \\ \varepsilon_+, & \text{при } z \rightarrow +\infty, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\varepsilon_+$  - значение диэлектрической проницаемости в глубине вещества.

Наиболее общая модель поверхности должна учитывать оба типа неоднородностей, не связанных, вообще говоря, друг с другом: двумерный рельеф поверхности (шероховатость) и изменение диэлектрической проницаемости в приповерхностном слое.

В настоящей работе показана принципиальная необходимость учета приповерхностного переходного слоя (3) при обработке результатов рентгеновских измерений. В разделе 1 описана конструкция разрабатываемого нами дифрактометра в сравнении с аналогами. Приводится схема экспериментальной установки, на которой были испытаны отдельные узлы новой конструкции. В разделе 2 теоретически рассмотрены особенности отражения и рассеяния рентгеновского излучения от поверхностей твердых тел при учете как приповерхностного переходного слоя, так и поверхностных микрошероховатостей. В разделе 3 описываются результаты измерений коэффициента отражения и индикатрисы рассеяния рентгеновского излучения от сверхгладких поверхностей. Показано, что использование моделей поверхности (1),(2), предполагающих скачкообразное изменение диэлектрической проницаемости на границе раздела вакуум-вещество, не позволяет полностью описать результаты экспериментов. В то же время, введение переходного слоя (3) в модель поверхности (т.е. плавного, а не скачкообразного изменения диэлектрической проницаемости) приводит к значительному улучшению согласия между теорией и экспериментом.

## 1 ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ДИФРАКТОМЕТРА

Наиболее известная схема экспериментальной установки для исследования поверхности методом полного внешнего отраже-

ния была предложена Альс-Нильсеном [14] (рис.2). В этой схеме поверхность исследуемого образца 3 расположена горизонтально и смещена ниже плоскости распространения сколлимированного рентгеновского пучка 1. Падающее излучение отклоняется кристаллом-монокроматором 2 на угол  $\theta$ , падает под этим углом на поверхность исследуемого образца 3, отражается под тем же углом (в условиях полного внешнего отражения) и с помощью кристалла-анализатора 4 направляется в детектор 5.

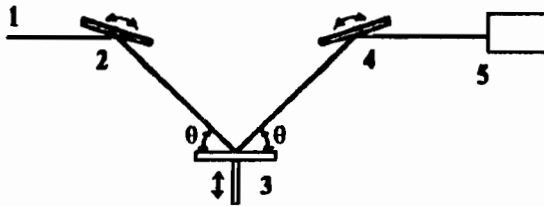


Рис.2. Схема установки для исследования горизонтально расположенных образцов, предложенная Альс-Нильсеном. Объяснение в тексте.

Таким образом, для регистрации в эксперименте значения интенсивности отраженного образцом рентгеновского излучения (соответствующего каждому углу  $\theta$ ) необходимо провести три механических движения – повороты кристалла-монокроматора и анализатора, а также вертикальное перемещение исследуемого образца, которое обеспечивает постоянство зондируемого участка поверхности.

Ясно, что такая схема, ввиду неизбежных потерь интенсивности на зеркалах 2 и 4, позволяет проводить измерения лишь в весьма ограниченном интервале углов и, стало быть, ориентирована только на небольшой круг специфических задач.

Изложенное указывает на необходимость создания лабораторного дифрактометра, ориентированного, в первую очередь, на исследование структуры жидкостей и для решения других задач, требующих изучения рассеяния или дифракции рентгеновского излучения. Такая схема дифрактометра и была нами предложена (рис.3) [15]. Отличительные особенности его таковы: рентгеновская трубка 1 с кристаллом-монокроматором 2 и коллимационной системой 3 закреплена на кольцевой опоре 4; на такой же опоре 5 закреплен счетчик излучения с кристаллом-

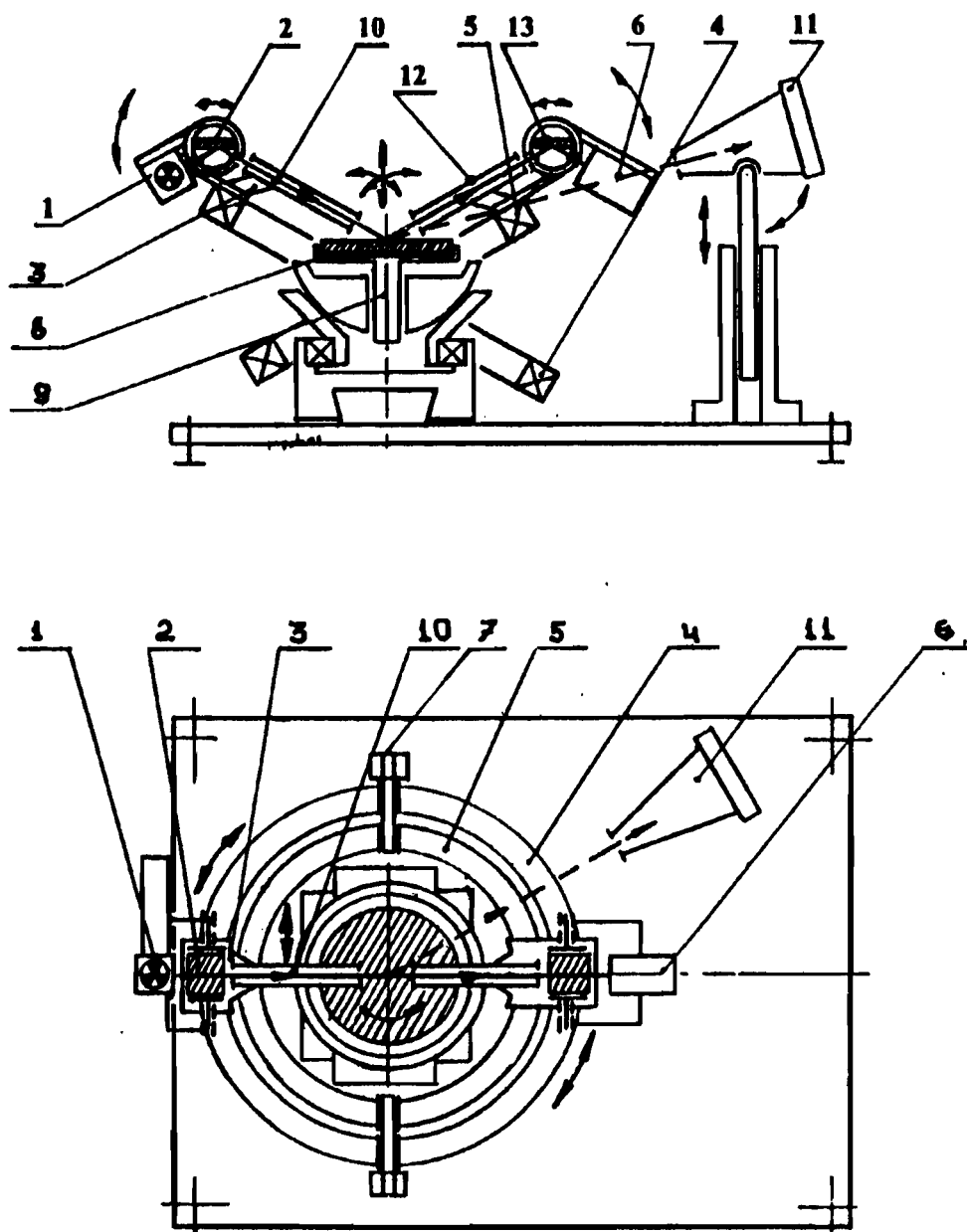
анализатором 6. Таким образом, трубка и детектор имеют возможность поворота в плоскости своих кольцевых опор в угловом диапазоне от  $-30^\circ$  до  $+30^\circ$ . Кроме того, они могут вращаться вместе с опорами вокруг оси 7. Движение трубки и детектора осуществляется с помощью шаговых двигателей. Минимальное угловое перемещение трубки и детектора составляет  $5''$ . Предполагается, что угол поворота кольцевых опор будет контролироваться датчиками угловых перемещений, имеющими точность не хуже  $3''$ . Исследуемый образец 8 устанавливается на юстировочном столе 9. Этот стол обеспечивает возможность смещения образца в горизонтальной плоскости и его покачивание в диапазоне  $-5^\circ$   $+5^\circ$  в двух взаимно перпендикулярных направлениях (оси поворотов лежат в горизонтальной плоскости) с точностью установки углов поворота  $5''$ , вертикальное перемещение образца в интервале 20 мм с точностью установки 0,05 мм. Кроме того, сам стол (вместе с образцом) может вращаться в горизонтальной плоскости. Это вращение также обеспечивается шаговым двигателем и контролируется датчиком угловых перемещений с точностью  $1''$ . Отдельной частью прибора является одномерный позиционно-чувствительный детектор 11 (рабочая длина – 100 мм, пространственное разрешение 0,15 мм).

Представленная схема показывает, что разрабатываемый дифрактометр может быть использован для самых различных направлений исследования.

Наличие в приборе позиционно-чувствительного детектора 11 позволяет использовать его вместо сцинтилляционного счетчика – это значительно сокращает время и сложность эксперимента – либо вместе с таковым при решении задач, связанных с многоволновой дифракцией.

Ясно, что предлагаемая конструкция прибора позволяет использовать его для самых различных исследований, начиная с малоуглового рассеяния и кончая рентгеноструктурным анализом.

Как отмечалось ранее, нашей ближайшей задачей в процессе эксплуатации создаваемого прибора должно стать исследование поверхности методом полного внешнего отражения рентгеновских лучей. В связи с этим принципиальное значение имеет исполнение юстировочного стола с держателем образца.



**Рис.3.** Принципиальная схема нового дифрактометра.  
 1 – рентгеновская трубка, 2 – кристалл-монохроматор, 3,12 – коллимационная система, 4 – кольцевая опора рентгеновской трубки, 5 – кольцевая опора детектора, 6 – сцинтилляционный детектор, 7 – ось вращения, 8 – исследуемый образец, 9 – держатель образца с юстировочным столом, 10 – рентгеновский пучок, 11 – линейный позиционно-чувствительный детектор, 13 – кристалл-анализатор.

Дело в том, что в процессе юстировки образца мы должны добиться такого положения вещей, чтобы его поверхность оказалась совершенно параллельной плоскости распространения падающего рентгеновского пучка. Поэтому узел держателя образца был смакетирован и опробован (рис.4, 5). Этот макетный узел позволяет исследовать образцы длиной до 200 мм и диаметром до 30 мм, а также образцы с диаметром до 200 мм и толщиной до 20 мм.

Узел был установлен и испытан на трехкристалльном рентгеновском спектрометре (ТРС) [16]. Схема установки представлена на рис.4, 6. Монохроматизация рентгеновского пучка обеспечивалась применением германиевого монохроматора, который выделял излучение с длиной волны  $\lambda_{CuK\alpha} = 1,542 \text{ \AA}$ .

Макетный вариант держателя образца снабжен юстировочными приспособлениями 6, позволяющими с большой точностью поддерживать образец в положении, параллельном плоскости падающего пучка. Для про-

верки юстировки существует узел 10, обеспечивающий поворот образца вокруг оси, перпендикулярной главной оси гониометра 9. Ввод образца в пучок и располовинивание пучка обеспечиваются винтом микрометрической подачи 7. Поворот образца и детектора вокруг главной оси дифрактометра осуществляются посредством рычажных механизмов 8, что обеспечивает малый угловой шаг (минимальный шаг =  $1''$ ) и высокую угловую точность перемещения.

Испытания дали положительный результат по качеству предложенной конструкции. Нами не было замечено теплового дрейфа элементов держателя образца в процессе длительных экспериментов.

В следующих разделах представлен теоретический подход и результаты экспериментов по исследованию поверхности методом полного внешнего отражения рентгеновских лучей.

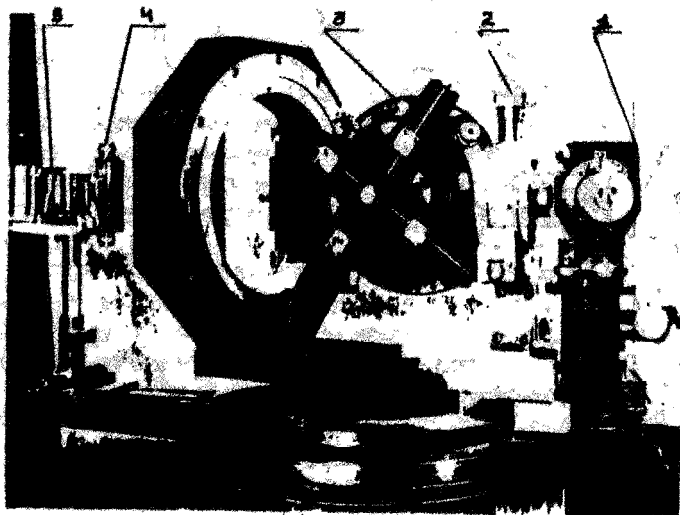


Рис.4. Общий вид экспериментальной установки.

1 - кристалл-монохроматор, 2 - формирующая щель, 3 - держатель образца, 4 - приёмная щель, 5 - детектор.

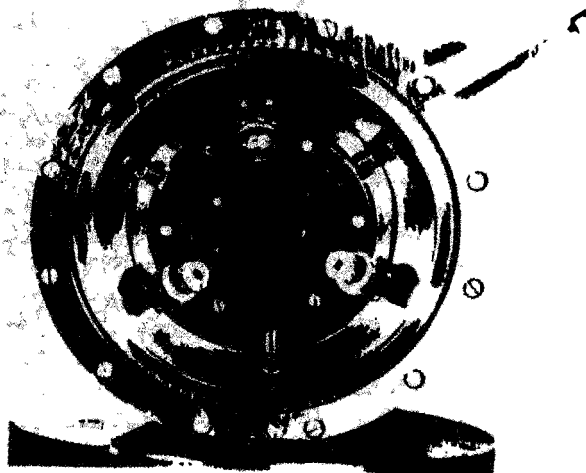


Рис.5. Юстировочное устройство для держателя образца, обеспечивающее покачивание образца в вертикальной плоскости.

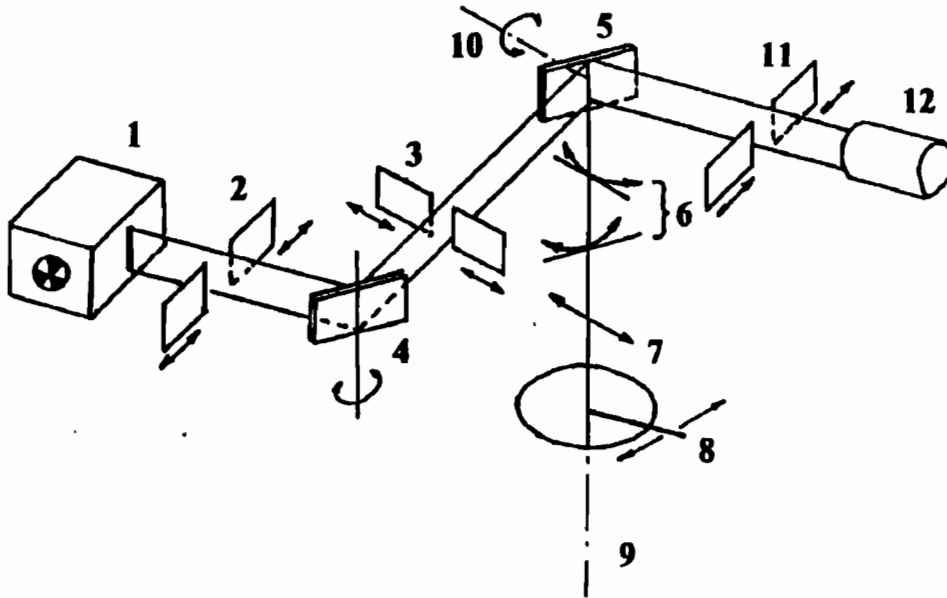


Рис.6. Схема экспериментальной установки.  
 1 - рентгеновская трубка; 2, 3 - коллимирующие щели; 4 - кристалл-монокроматор; 5 - исследуемый образец; 6, 7, 10 - юстировочные приспособления; 8 - механизм поворота образца; 9 - главная ось гониометра; 11 - приёмная щель; 12 - детектор.

## 2 ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ

**Коэффициент отражения.** Идеальную границу раздела между веществом и вакуумом мы будем представлять в виде одномерно-неоднородного слоя, диэлектрическая проницаемость которого  $\epsilon_0(z)$  является аналитической функцией на вещественной оси, удовлетворяющей условиям (3). Подчеркнем, что, основываясь лишь на свойствах волнового уравнения, можно сделать ряд общих заключений о поведении коэффициента отражения электромагнитной волны от поверхности вещества, если зависимость  $\epsilon_0(z)$  имеет вид, показанный на рис. 1,6 [9, 10, 17, 18]. Однако для того, чтобы рассчитать полностью угловую зависимость коэффициента отражения  $R(\theta_0)$ , необходимо задать явный вид переходного слоя. В этой статье мы будем использовать следующую модельную зависимость:

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{1 - \epsilon_+}{2} \left[ 1 + th \frac{z}{2L} \right],$$

$$\epsilon_+ = 1 - \delta_+ + i\gamma_+, \quad \delta_+ > 0, \quad (4)$$

где  $L$  - толщина переходного слоя, а  $\epsilon_+$  - значение диэлектрической проницаемости в глубине образца.

Выражение для коэффициента отражения в этом случае может быть найдено явно (см., например, [19]) и записано в виде

$$R(\theta_0) = \left| \frac{\Gamma(\nu_0 - \mu_0)\Gamma(\nu_0 - \mu_0 - 1)}{\Gamma(\nu_0 - \mu_0)\Gamma(\nu_0 - \mu_0 + 1)} \right|^2, \quad (5)$$

где  $\Gamma(z)$  - гамма-функция, а параметры  $\mu_0$  и  $\nu_0$  определены следующим образом:

$$\mu_0 = ikL \sin \theta_0, \quad k = \frac{\omega}{c} = 2\pi \lambda,$$

$$\nu_0 = -ikL \sqrt{\sin^2 \theta_0 - \delta_+ + i\gamma_+}. \quad (6)$$

Входящие в (6) величины  $\lambda$  и  $\theta_0$  - это длина волны и угол скольжения падающего излучения.

Коэффициент отражения (5) полностью определяется тремя параметрами: нормированным углом скольжения  $\tau = \sin \theta_0 / \sqrt{\delta_+} \approx \theta_0 / \theta_c$ , приведенной толщиной переходного слоя  $\kappa = \pi kL \theta_c$  и отношением  $\gamma_+ / \delta_+$ , где

$\theta_c = \sqrt{\delta_+}$  – критический угол полного внешнего отражения. Величина критического угла  $\theta_c$  зависит от длины волны излучения  $\lambda$  и определяется следующей формулой, справедливой по порядку величины

$$\theta_c(\text{град}) = (0,1 \div 0,3)\lambda(\text{Å}) \quad (7)$$

где  $\theta_c$  выражено в градусах,  $\lambda$  – в ангстремах, а коэффициент пропорциональности увеличивается с ростом порядкового номера элемента.

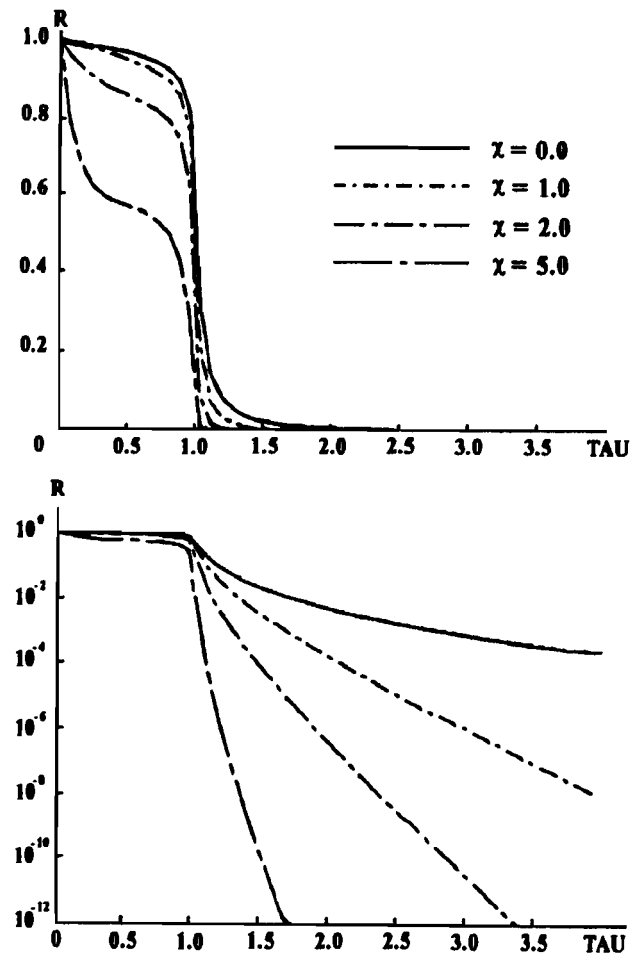


Рис.7. Зависимость коэффициента отражения  $R_L$  от нормированного угла скольжения  $\tau$  для различных значений приведённой толщины поверхностного переходного слоя  $\kappa$ ;  $\gamma_+/\delta_+ = 0,03$ .

Графики представлены в линейном (вверху) и полулогарифмическом (внизу) масштабах.

Тогда величину параметра  $\kappa$  можно оценить следующим образом:

$$\kappa = (0,03 \div 0,1)L(\text{Å}) \quad (8)$$

Здесь  $L$  выражено в ангстремах. Параметр  $\kappa$  равен 1 при характерном значении  $L \approx 10 - 30 \text{Å}$ .

С уменьшением толщины переходного слоя, когда  $L \rightarrow 0$ , выражение (5) переходит в обычную формулу Френеля, описывающую отражение волны от резкой границы раздела двух сред. Если же  $L \neq 0$ , то в угловой зависимости коэффициента отражения (5) появляется ряд особенностей (рис.7), причем отличия от френелевского закона отражения наиболее заметны, когда угол скольжения падающего пучка  $\theta_0$  превышает критический угол  $\theta_c$ . Как видно из формулы (5), эти отличия будут наблюдаться в том случае, если

$$2\tau\kappa > 1 \quad \text{или} \quad \lambda < 4\pi^2 L \sin \theta_0 \quad (9)$$

Последнее неравенство показывает, что влияние поверхностного слоя на коэффициент отражения тем сильнее, чем больше угол скольжения  $\theta_0$  и чем меньше длина волны зондирующего излучения. Так, при отражении видимого излучения от диэлектриков наличие переходного слоя будет заметно, если его толщина составляет сотни ангстрем. Если же значение  $L$  не превосходит десятков единиц ангстрем, то переходный слой может быть обнаружен лишь по отражению коротковолнового рентгеновского излучения.

Из соотношения (8) и (9) можно получить условие на угол скольжения  $\theta_0$ , при котором отличие от френелевского закона будет заметно

$$\theta_0 > \theta_c \frac{5 \div 15}{L(\text{Å})} \quad (10)$$

где  $L$  выражено в ангстремах.

При очень малой толщине переходного слоя  $L \approx 1 \text{Å}$  — это отличие будет заметно лишь в случае, когда угол скольжения  $\theta_0$  будет во много раз превышать критический:  $\theta_0 > (5 \div 15)\theta_c$ . Однако интенсивность отраженного пучка в этом случае будет крайне малой. Это обстоятельство может накладывать ограничения на минимальную обнаружимую толщину переходного слоя. Если же толщина переходного слоя составляет  $L \approx$



$5 \div 10 \text{ \AA}$ , то в силу (10), уже при углах скольжения  $\theta_0 \approx (1,5 \div 2)\theta_c$  должно наблюдаться заметное отличие от Френелевского закона отражения (см.рис.7).

Отметим, что при больших углах скольжения  $\theta_0 \gg \theta_c$  коэффициент отражения (5) спадает экспоненциально, а не по степенному закону, как это следует из формулы Френеля

$$R(\theta_0) \approx \frac{\pi^4 L^2 \delta_+^2}{4\lambda^2 \sin^2 \theta_0} \times \exp \left[ -\frac{8\pi^2 L \sin \theta_0}{\lambda} \right],$$

при  $\frac{\theta_0}{\theta_c} \gg \max \left\{ 1, \frac{\kappa}{2}, \frac{1}{2\kappa} \right\};$   
 $\gamma_+ \ll \delta_+ \quad (11)$

Экспоненциальный спад коэффициента отражения является общим законом, справедливым для любой финитной аналитической функции  $\epsilon_0(z)$ , используемой для описания переходного слоя (см.например, [20]). Отметим, что в случае, когда функция  $\epsilon_0(z)$  непрерывна, но не является аналитической, уменьшение коэффициента отражения при увеличении угла скольжения  $\theta_0$  будет происходить по степенному закону. Однако и в этом случае уменьшение коэффициента отражения вне области ПВО происходит быстрее, чем это предсказывает формула Френеля. Например, если  $n$ -ная производная функции  $\epsilon_0(z)$  имеет разрыв ( $n \geq 1$ ), то  $R(\theta_0 \gg \theta_c) \approx 1/\sin^{2n+4} \theta_0$  (см., например, [20]).

Таким образом, измерения коэффициента отражения жесткого рентгеновского излучения ( $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$ ) при углах скольжения, превышающих критический угол ПВО  $\theta_0 > \theta_c$ , могут служить экспериментальным методом исследования переходного слоя толщиной в единицы ангстрем и более.

**Индикатриса рассеяния.** В этом разделе мы кратко рассмотрим взаимодействие рентгеновского излучения с шероховатой границей раздела, обсудим особенности, возникающие в индикатрисе рассеяния из-за наличия поверхностного переходного слоя, и покажем принципиальную возможность определения его толщины из анализа углового распределения рассеянного излучения.

Выражение для пространственного распределения диэлектрической проницаемости, учитывающее как поверхностные шероховатости, так и переходный слой вблизи границы раздела, мы запишем в следующем виде (вместо (4)):

$$\epsilon(r) = 1 - \frac{1 - \epsilon_+}{2} \left( 1 + th \frac{z - \zeta(\rho)}{2L} \right), \quad (12)$$

где уравнение  $z = \zeta(\rho)$  задает форму границы раздела;  $\zeta(\rho)$  - случайная функция, определяющая ее статистические свойства;  $\rho$  - двумерный вектор, лежащий в плоскости границы раздела XY (рис.8).

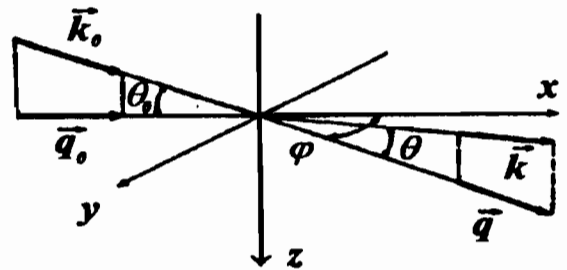


Рис.8. Геометрия рассеяния рентгеновского излучения от шероховатой поверхности.

$\vec{k}_0$  и  $\vec{k}$  - волновые вектора падающего и рассеянного (в направлении  $\theta, \varphi$  излучения,  $q_0$  и  $q$  - проекции этих векторов на плоскость XY).

Подчеркнем, что в пространственном распределении диэлектрической проницаемости (12) мы разделяем случайные неоднородности, обусловленные поверхностными шероховатостями, от неоднородностей, вызванных изменением электронной плотности вглубь вещества. Иными словами, мы считаем, что толщина переходного слоя  $L$  не связана со статистическими свойствами поверхностных шероховатостей, а определяется иными физическими причинами, названными во Введении. Этим настоящая статья близка к подходу, использованному в работе [21], и отличается от работ [13, 22], авторы которых описывали уменьшение коэффициента отражения, обусловленного рассеянием на шероховатостях, полуэмпирическим способом - введением эффективного переходного слоя, толщина которого определяется

среднеквадратичной высотой поверхностных шероховатостей.

В данной статье мы ограничиваемся рассмотрением сверхгладких поверхностей, когда шероховатость приводит лишь к незначительному возмущению поля вдали от границы раздела. В этом случае для описания взаимодействия падающей волны с шероховатой поверхностью естественно использовать теорию возмущений по высоте шероховатостей. Общий подход к решению подобных задач подробно изложен в работах [6,9]. В настоящей статье мы ограничимся анализом окончательного выражения для индикатрисы рассеяния применительно к частной модели поверхности (12), которое имеет следующий вид (детали расчетов могут быть найдены в работе [10]):

$$\Phi(\theta, \varphi) = \frac{k^4}{8\pi} |1 - \varepsilon_+|^2 \times \frac{|J(q, q_0)|^2}{\sin \theta_0} \chi^F(q - q_0), \quad (13)$$

где

$$J(q, q_0) = \frac{\Gamma(\nu - \mu)\Gamma(1 + \nu - \mu)}{\Gamma(1 + 2\nu)\Gamma(-2\mu)} \times \frac{\Gamma(\nu_0 - \mu_0)\Gamma(1 + \nu_0 - \mu_0)}{\Gamma(1 + 2\nu_0)\Gamma(-2\mu_0)} \times \int_0^1 t^{\nu+\nu_0} (1-t)^{\mu+\mu_0} \times F(\mu + \nu, \mu + \nu + 1; 2\nu + 1; t) \times F(\mu_0 + \nu_0, \mu_0 + \nu_0 + 1; \nu_0 + 1; t) dt, \quad (14)$$

$$\chi^F(q - q_0) = \frac{1}{2\pi} \int \chi(\rho) e^{i(q-q_0)\rho} d^2\rho, \quad \nu_0 = -ikL(\sin^2 \theta_0 - \delta_+ + i\gamma_+)^{1/2}, \quad \nu = -ikL(\sin^2 \theta - \delta_+ + i\gamma_+)^{1/2}, \quad \mu_0 = ikL \sin \theta_0, \quad \mu = ikL \sin \theta.$$

В выражениях (13), (14)  $\chi(\rho) = \langle \zeta(\rho')\zeta(\rho + \rho') \rangle$  - функция корреляции высот шероховатостей (скобки  $\langle \rangle$  означают статистическое усреднение);  $\chi^F(q)$  - пространственный спектр шероховатостей;  $q_0$  и  $q$  - проекции волновых векторов падающего и рассеянного излучения на плоскость ХУ (см. рис.8);  $\theta$  и  $\varphi$  - угол скольжения и азимутальный угол рассеянного излучения;  $\theta_0$  - угол

скольжения падающей волны;  $F(a, b, c; z)$  - гипергеометрическая функция.

Отметим, что ширина индикатрисы рентгеновского рассеяния по углу  $\varphi$  крайне мала и составляет  $\delta\varphi = \lambda/a \leq 10^{-4} \div 10^{-5}$  рад. ( $a$  - радиус корреляции высот шероховатостей). В то же время, для повышения чувствительности метода ширина зондирующего пучка в направлении, перпендикулярном плоскости падения, выбирается, как правило, достаточно большой ( $\approx 1$  см). Поэтому в рентгеновских экспериментах обычно имеют дело с индикатрисой рассеяния  $\Pi(\theta)$ , проинтегрированной по азимутальному углу  $\varphi$ . Предполагая, что исследуемая поверхность изотропна, и принимая во внимание справедливые для рентгеновского диапазона условия  $\theta, \theta_0 \ll 1$  и  $\lambda \ll a$ , индикатриса рассеяния  $\Pi(\theta)$  оказывается представима в виде (подробнее см. [9,10])

$$\Pi(\theta) = \int_0^{2\pi} \Phi(\theta, \varphi) d\varphi = \frac{k^3 |1 - \varepsilon_+|^2 |J(q, q_0)|^2}{4(2\pi)^{1/2} \sin \theta_0} \chi^c(p). \quad (15)$$

Здесь

$$\chi^c(p) = \left[ \frac{2}{\pi} \right]^{1/2} \int_0^\infty \chi(\rho) \times \cos(p\rho) d\rho, \quad (16)$$

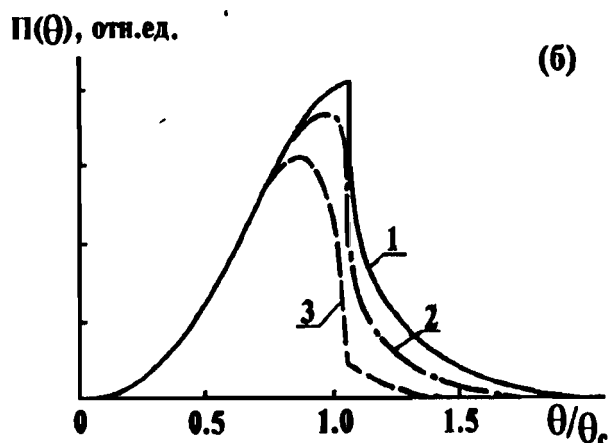
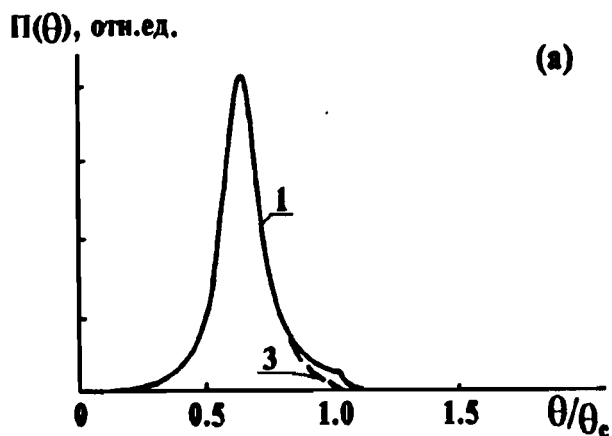
$$p = k |\cos \theta - \cos \theta_0|. \quad (17)$$

В отсутствие переходного слоя, т.е. при  $L \rightarrow 0$ , выражения (13), (15) переходят в формулы, полученные ранее в работах [7-9] для случая рассеяния рентгеновского излучения от шероховатой границы раздела сред со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости.

Для того, чтобы понять, какие изменения в угловом распределении рассеянного излучения вызваны наличием поверхностного переходного слоя, рассмотрим по отдельности случаи, когда падающий пучок лежит в области полного внешнего отражения или вне ее. Здесь удобно ввести параметр  $\mu_c = ka\theta_c^2/2$ , который, как показано в [8, 9], характеризует форму индикатрисы рассеяния.

В случае, когда падающий пучок лежит в области полного внешнего отражения  $\theta_0 < \theta_c$ , индикатриса рассеяния имеет вид, показанный на рис.9 для разных значений

параметров  $\mu_c$  и  $\kappa$ . Если радиус корреляции высот шероховатостей велик  $\mu_c \gg 1$ , то индикатриса рассеяния практически не зависит от толщины переходного слоя и совпадает с индикатрисой рассеяния от резкой границы раздела (рис.9,а). Если радиус корреляции мал ( $\mu_c \leq 1$ ), то влияние переходного слоя на индикатрису рассеяния становится заметным, хотя и не слишком значительным (рис.9,б).



**Рис.9.** Вид индикатрисы рассеяния  $\Pi(\theta)$  при различных значениях приведенной толщины  $\kappa = 0(1), 1(2), 2(3)$  поверхностного переходного слоя. Параметр  $\mu_c$  принимался равным 10 (а) или 1 (б). Угол скольжения падающего пучка составлял  $\theta_0 = 0,6\theta_c$ . Поглощение не учитывалось. Функция корреляции – экспоненциальная.

рассеяния оказывается существенно зависящей от толщины переходного слоя (рис.10).

Наиболее характерной особенностью индикатрисы рассеяния в рассматриваемом случае  $\theta_0 > \theta_c$  является эффект аномального рассеяния рентгеновских лучей (эффект Ионеды) [23, 24], который заключается в появлении дополнительного пика на индикатрисе рассеяния. Угловое положение пика Ионеды практически не зависит от угла скольжения  $\theta_0$ , падающего пучка и соответствует критическому углу  $\theta_c$ . Условия, при которых наблюдается пик Ионеды, подробно исследованы в работах [8, 9] для случая резкой границы раздела  $L = 0$ . Необходимое требование состоит в том, чтобы на поверхности присутствовали шероховатости с малыми радиусами корреляции  $\mu_c \leq 1$  (кривая 1 на рис.10,б). При увеличении радиуса корреляции ( $\mu_c \gg 1$ ) пик аномального рассеяния становится крайне малым (кривая 1 на рис.10,а).

Наличие поверхностного переходного слоя приводит к следующим изменениям в форме индикатрисы рассеяния.

- (1) Значительно увеличивается доля аномального рассеяния. Так, если в масштабе рис.10,а пик Ионеды был не виден в случае резкой границы раздела (кривая 1), то переходной слой приводит к тому, что высота этого пика сравнивается с высотой пика рассеяния в зеркальном направлении (кривая 3).
- (2) При малых радиусах корреляции ( $\mu_c \leq 1$ ) переходной слой может приводить к полному исчезновению пика рассеяния в зеркальном направлении (кривая 3 на рис.10,б). В результате на индикатрисе рассеяния остается только пик аномального рассеяния, угловое положение которого соответствует критическому углу  $\theta_c$ . Отметим, что такой эффект наблюдался экспериментально [8, 10].

Таким образом, поверхностный переходной слой мало сказывается на индикатрисе рентгеновского рассеяния, если падающий пучок лежит в области ПВО ( $\theta_0 < \theta_c$ ). Напротив, если пучок падает под углом скольжения  $\theta_0 > \theta_c$ , то переходной слой приводит к значительному возрастанию пика аномального рассеяния и уменьшению (или даже полному исчезновению) пика рассеяния в зеркальном направлении. Тем самым,

Если же падающий пучок лежит вне области ПВО  $\theta_0 > \theta_c$ , то, в противоположность предыдущему случаю, индикатриса

анализируя форму индикатрисы рассеяния в условиях эффекта Ионеды, можно определить толщину переходного слоя.

около 0,2 мкм, напыленной на подложку из стекла типа "float glass" (см. таблицу). Цели экспериментов состояли в следующем:

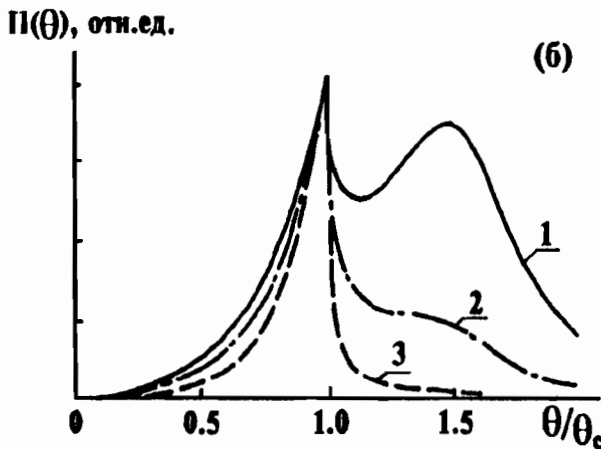
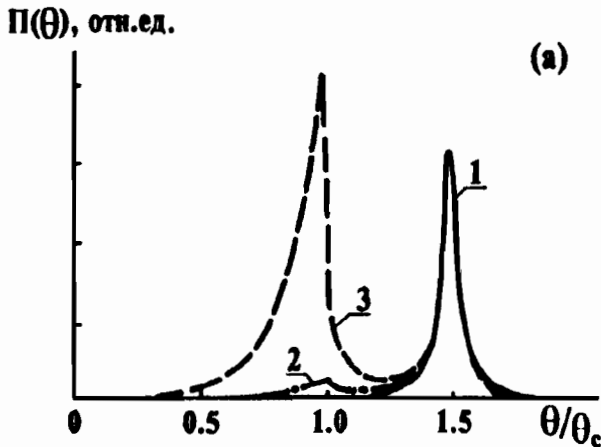


Рис.10. То же, что и на рис.9, но для случая, когда падающий пучок лежит вне области ПВО:  $\theta_0 = 1,5\theta_c$ .

Индикатрисы рассеяния представлены в нормированном виде, т.е. нельзя сравнивать между собой их абсолютные значения.

### 3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ ВВЕДЕНИЯ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ В ОПТИЧЕСКУЮ МОДЕЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ РЕЙТГЕНОВ- СКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В этом разделе мы опишем результаты рентгеновских исследований микрогеометрии поверхностей трех сверхгладких образцов: двух полированных подложек из плавленого кварца и пленки вольфрама (W) толщиной

- (1) Убедиться в том, что модели (1),(2), предполагающие скачкообразное изменение диэлектрической проницаемости на границе раздела вакуум-вещество, не позволяют объяснить результаты измерений даже при корректном учете поверхностных шероховатостей.
- (2) Показать, что введение переходного слоя в оптическую модель поверхности (3), т.е. предположение о плавном изменении диэлектрической проницаемости вблизи границы раздела вакуум-вещество, позволяет добиться совпадения теории и эксперимента.

Схема эксперимента. Для каждого из трех исследованных образцов были получены следующие экспериментальные зависимости:

- (а) Интегральная кривая отражения

$$R_{\Sigma}(\theta_0) = R_{\text{spec}}(\theta_0) + TIS(\theta_0), \quad (18)$$

где  $R_{\text{spec}}$  и  $TIS$  – это коэффициенты зеркального отражения и интегрального рассеяния, соответственно. Подчеркнем, что именно величина  $R_{\Sigma}$ , а не коэффициенты  $R_{\text{spec}}$  и  $TIS$  по отдельности, может быть корректно измерена, поскольку невозможно отличить зеркально отраженный рентгеновский фотон от диффузно рассеянного. (Более подробное обсуждение этого вопроса можно найти в работах [8, 9].)

- (б) Индикатриса рассеяния  $\Pi(\theta)$ , проинтегрированная по азимутальному углу, для случая падения первичного пучка в области ПВО (т.е. при  $\theta_0 < \theta_c$ ). Значения угла скольжения зондирующего излучения выбирались равными  $\theta_0 \cong 0,2^\circ$  для кварцевых образцов и  $\theta_0 \cong 0,3^\circ$  для пленки W.

Кроме того, для образца W была измерена индикатриса рассеяния при падении пучка на образец вне области ПВО  $\theta_0 \cong 1^\circ$ , что примерно соответствует удвоенному значению критического угла. Для получения ин-

тегральной кривой отражения мы поворачивали образец на угол  $\theta$ , а детектор на угол  $2\theta$ . При этом угловой шаг составлял  $\delta\theta = 10''$  в области полного внешнего отражения и в начале спада кривой отражения. В конце кривой мы увеличивали угловой шаг  $\delta\theta$  до  $100''$ . Измерения интегральной кривой отражения проводились в интервале углов  $\theta$  от  $500''$  до  $1^\circ$ .

При измерении индикатрисы рассеяния положение исследуемого образца не менялось, а угловой шаг перемещения детектора изменялся от  $\delta(2\theta) = 10''$  вблизи максимумов отражения до  $400''$  вдали от максимумов. В каждой точке измерений мы набирали не менее 3 тыс. импульсов.

При измерении индикатрисы рассеяния ширина формирующей щели составляла 0,02 мм, а ширина приемной щели 0,1 мм (в этих условиях свертка первичного пучка с приемной щелью не превышала полуширины максимума зеркального отражения).

В том же случае, когда измерялась интегральная кривая отражения, мы выбирали ширину приемной щели равной 0,7 мм с тем, чтобы в максимальной степени собрать отраженное излучение. Дальнейшее увеличение ширины приемной щели не приводило к увеличению регистрируемого излучения.

Экспериментальные зависимости  $R_\Sigma(\theta_0)$  и  $\Pi(\theta)$  показаны на рис.11, 12 и 13.

Анализ результатов эксперимента с использованием модели резкой границы раздела. Прежде всего, воспользуемся простейшей моделью поверхности (1) и попытаемся описать экспериментальные кривые  $R_\Sigma(\theta_0)$  с помощью формулы Френеля. Оптические константы вещества  $\delta_+$  и  $\gamma_+$  будем использовать в качестве подгоночных параметров для наилучшего совпадения теоретической кривой с экспериментальной зависимостью. Результаты процедуры подгонки представлены на рис.11,а, 12,а, 13,а.

Как видно из рисунков, расчеты и эксперимент достаточно хорошо согласуются в области ПВО. В то же время вне области ПВО рассчитанные кривые лежат выше экспериментальных, причем это различие возрастает с увеличением угла скольжения  $\theta_0$  и для образца W достигает 10 раз при  $\theta_0 = 2\theta_c$ .

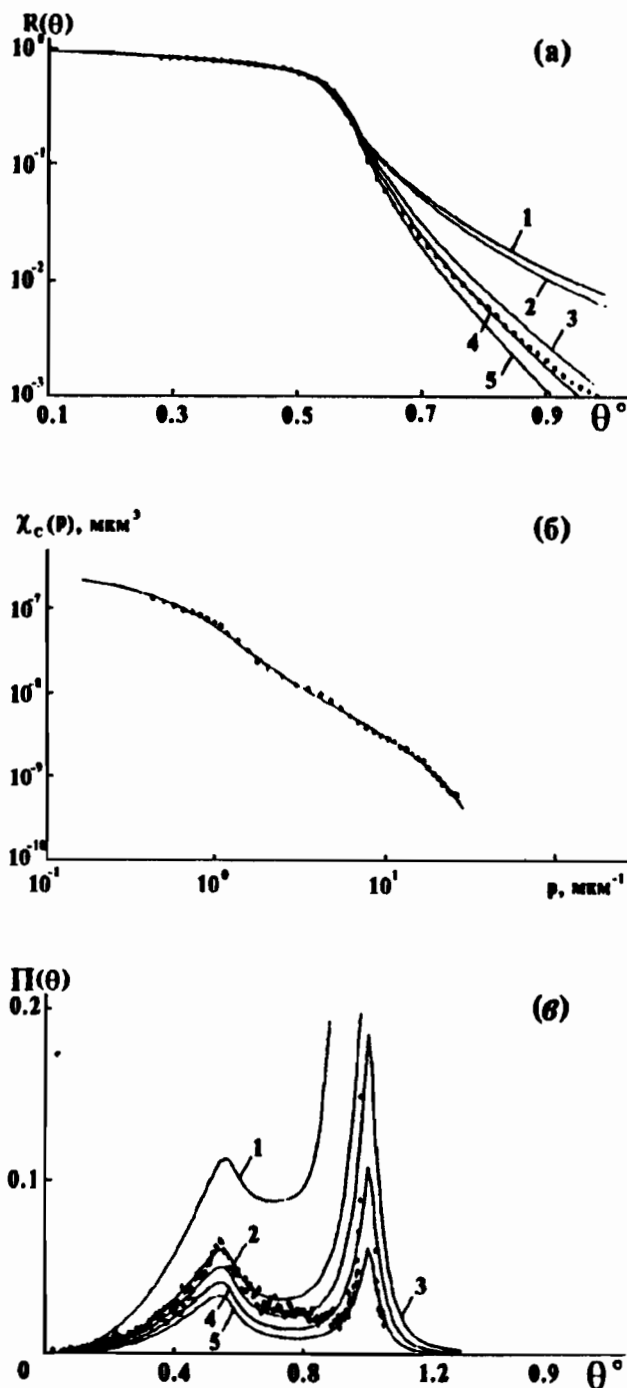


Рис.11. Экспериментальные данные и результаты расчётов для плёнки вольфрама. а - значения суммарного коэффициента отражения  $R_\Sigma(\theta_0)$ : \* - эксперимент, 1 - результат расчёта в предположении идеально гладкой поверхности и отсутствия переходного слоя ( $L = 0$ , формула Френеля); 2 - расчёт с учётом шероховатостей при  $L = 0$ ; 3-5 - расчёты по

модели переходного слоя в предположении, что его толщина  $L$  составляет  $7\text{Å}$  (3),  $8\text{Å}$  (4) и  $9\text{Å}$  (5).

б - спектр поверхностных шероховатостей: \* - определённый из эксперимента по рассеянию в области ПВО, кривая - результат аппроксимации спектра модельной функцией.

в - индикатриса рассеяния  $\Pi(\theta)$  для случая, ко-

гда падающий пучок лежит вне области ПВО (угол скольжения  $\theta_0 = 1,004^\circ$ ): \* - эксперимент, 1-5 - расчёты в предположении различной толщины переходного слоя ( $L = 0$  для (1),  $6\text{Å}$  (2),  $7\text{Å}$  (3),  $8\text{Å}$  (4),  $9\text{Å}$  (5). Зеркально отраженный пучок в расчётах не учитывался.)

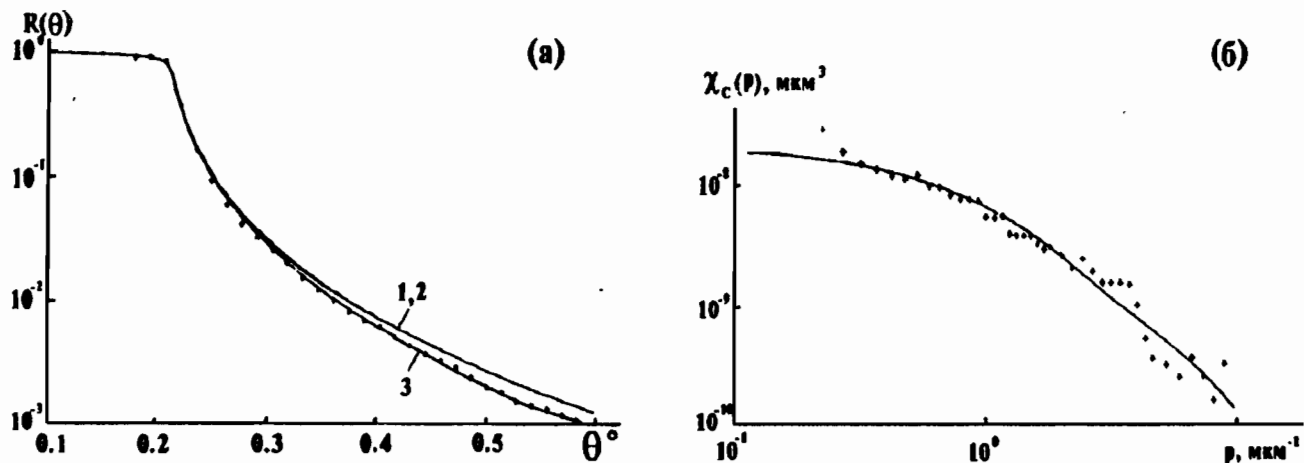


Рис.12. То же, что на рис.11,а,б для первого образца плавленного кварца (см. таблицу). При расчёте кривой 3 на рис.12,а предполагалось, что толщина переходного слоя равна  $4\text{Å}$ .

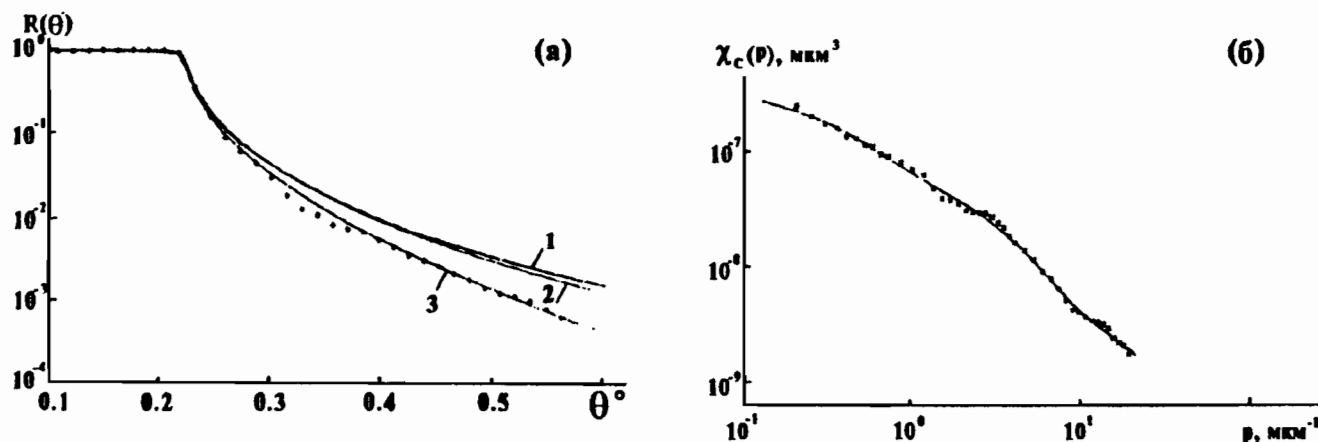


Рис.13. То же, что на рис.11,а,б для второго образца плавленного кварца (см. таблицу). При расчёте кривой 3 на рис.13,а предполагалось, что толщина переходного слоя равна  $7\text{Å}$ .

Поскольку кривые 1 на рис.11,а, 12,а, 13,а рассчитаны в предположении об идеальной гладкости отражающих поверхностей, то можно было бы предположить, что быстрый спад экспериментальных кривых  $R_{\Sigma}(\theta_0)$  обусловлен влиянием поверхностных шероховатостей, рассеивающих часть мощности

падающего излучения вглубь вещества. Покажем, что это не так. Для этого определим статистические характеристики шероховатостей исследуемых поверхностей из анализа углового распределения рассеянного излучения  $\Pi(\theta)$  [13], а затем рассчитаем угловую зависимость суммарного коэффициента от-

ражения  $R_{\Sigma(\theta_0)}$  с учетом рассеяния на шероховатостях и сравним ее с экспериментальной кривой. Выражение (15) показывает, что индикатриса рентгеновского рассеяния пропорциональна спектру поверхностных шероховатостей  $\chi_c(\rho)$ , причем коэффициент пропорциональности от статистических параметров шероховатостей не зависит. Тем самым непосредственно из измеренной индикатрисы рассеяния  $\Pi(\theta)$  можно определить спектр поверхностных шероховатостей без априорных предположений о виде корреляционной функции или о статистике распределения высот шероховатостей. Спектры шероховатостей исследуемых образцов по индикатрисам рассеяния, измеренных в условиях ПВО в предположении, что переходной поверхностный слой отсутствует ( $L = 0$ ). Вид спектров шероховатостей показан на рис.11,б, 12,б, 13,б. Для того, чтобы более наглядно представить микрогеометрию исследуемых поверхностей, мы аппроксимировали полученные спектры шероховатостей простыми модельными функциями, в качестве которых выбиралась сумма двух или трех экспонент

$$\chi_c(\rho) \sim \sum \zeta_j^2 a_j e^{-\rho a_j}$$

Это означает, что на исследованных поверхностях можно выделить две-три независимые системы шероховатостей, рассеяние от которых складывается аддитивно, причем в силу (16), корреляционная функция имеет следующий вид:

$$\chi(\rho) = \sum_{j=1}^3 \frac{\zeta_j^2}{1 + \rho^2/a_j^2} \quad (19)$$

Значения среднеквадратичных высот шероховатостей  $\zeta_j$  и радиусов корреляции  $a_j$  представлены в таблице 1.

Воспользовавшись найденными из эксперимента спектрами поверхностных шероховатостей, мы можем рассчитать интегральные кривые отражения  $R_{\Sigma(\theta_0)}$  с учетом рассеяния рентгеновского излучения на шероховатостях. Значения  $R_{spec}(\theta_0)$  и  $TIS(\theta_0)$  были определены по формулам, полученным ранее в работах [6-9].

Результаты расчета показаны кривыми 2 на рис.11,а, 12,а, 13,а. Видно, что кривые 2 лежат очень близко к кривым 1, рассчитанным по формуле Френеля в предположении идеально гладкой поверхности. (Для кварцевого образца N 2 различие между кривыми 1 и 2 в масштабах рисунка вообще не видно). Этот факт соответствует выводам работ

[6, 9] о том, что шероховатости с достаточно большими радиусами корреляции  $f \gg L/\pi\theta_c^2$  не приводят к дополнительному поглощению излучения в веществе, а лишь перераспределяют его интенсивность между зеркально отраженной и рассеянной в вакуум компонентами.

Сравнивая кривые 2 на рис.11,а, 12,а, 13,а с экспериментальными зависимостями, мы убеждаемся в том, что, даже принимая во внимание поверхностные шероховатости, нельзя объяснить быстрый спад экспериментальной кривой  $R_{\Sigma}(\theta_0)$  при увеличении угла скольжения  $\theta_0$  в рамках модели резкой границы раздела.

Рассмотрим, наконец, рис.11,в, на котором показана экспериментальная индикатриса рассеяния  $\Pi(\theta)$  от пленки вольфрама, измеренная при угле скольжения падающего пучка  $\theta_0 = 1,004^\circ$ , превышающем критический угол ПВО  $\theta_c = 0,551^\circ$ . На рисунке виден пик аномального рассеяния (пик Ионеды), угловое положение которого соответствует критическому углу  $\theta_c$ . Кривая 1 на рис.11,в это результат расчета индикатрисы рассеяния в модели резкой границы раздела с использованием спектра шероховатостей, найденного ранее (рис.11,б). Как видно из рис.11,в, модель резкой границы раздела позволяет на качественном уровне объяснить эффект Ионеды. В то же время количественное совпадение между кривой 1 и экспериментальной зависимостью отсутствует полностью. При приближении к направлению зеркального отражения рассчитанная индикатриса рассеяния быстро возрастает и отличается от экспериментальной в 10 и более раз. Разница такого же порядка наблюдается и в значениях TIS.

Таким образом, результаты анализа показывают, что расчеты, основанные на модели резкой границы раздела сред не могут объяснить ни поведения суммарного коэффициента отражения, ни угловое распределение рассеянного излучения в тех случаях, когда угол скольжения падающего пучка превышает критический угол ПВО. В то же время результаты раздела 2 позволяют надеяться на то, что учет переходного слоя на границе раздела сред позволит улучшить согласие теоретических вычислений и экспериментальных данных. Действительно, как отмечалось выше, поверхностный переходной слой приводит к двум наиболее выраженным эффектам. Это (а) резкое уменьшение коэффициента отражения вне области ПВО (см.рис.7) и (б) сильное подавление

Параметры шероховатости (см. ф-лу (19)) и толщина переходного слоя для трёх исследованных сверхгладких образцов, найденные из рентгеновских измерений

Образец		Плѐнка W толщиной 0,2 мкм на стеклян- ной подложке	Полированные подложки из плавленного кварца	
			1	2
Параметры шерохова- тости (см. ф-лу (19))	$a_1$ , мкм	1,9	1,3	3,3
	$\zeta_1$ , Å	4,4	1,1	2,7
	$a_2$ , мкм	0,48	0,3	0,45
	$\zeta_2$ , Å	2,1	0,8	3,6
	$a_3$ , мкм	0,1	—	0,06
	$\zeta_3$ , Å	2,6	—	2,9
Толщина пер- еходного слоя (в Å), определѐнная а) по кривой интегр. рассеяния		8	4	7
б) по пику Ионеды		6–8	—	—

ние (вплоть до исчезновения) пика рассеяния в направлении зеркального отражения, если рентгеновский пучок падает на поверхность под углом скольжения большим критического угла  $\theta_c$  (см. рис.10). Именно эти эффекты и наблюдались в наших экспериментах.

**Анализ результатов эксперимента с использованием модели поверхностного переходного слоя.** Цели дальнейшего анализа результатов эксперимента состоят в следующем:

- Убедиться в том, что учет поверхностного переходного слоя толщиной в единицы ангстрем позволяет описать весь набор экспериментальных данных.
- Показать, что измерения угловой зависимости суммарного коэффициента отражения  $R_{\Sigma}(\theta_0)$  и индикатрисы рентгеновского рассеяния  $\Pi(\theta)$  при углах скольжения  $\theta_0$ , превышающих критический угол ПВО  $\theta_c$ , могут служить экспериментальным методом определения толщины пе-

реходного слоя.

- Продемонстрировать, что значения толщины переходного слоя, определенные двумя выше упомянутыми способами, совпадают.

Прежде всего, воспользовавшись формулами (14), (15), рассчитаем угловую зависимость коэффициента отражения от пленки вольфрама при разных значениях толщины переходного слоя  $L$ . Как видно из рис.11,а, при значении  $L \cong 8 \text{ \AA}$  теоретическая кривая 4 практически совпадает с экспериментальной. Некоторое отличие между этими кривыми, по-видимому, связано с использованием упрощенной модели переходного слоя (3). Отметим, что метод, основанный на измерении суммарного коэффициента отражения, обладает высокой чувствительностью к малым вариациям толщины переходного слоя. Так, при изменении  $L$  всего лишь на  $1 \text{ \AA}$  от оптимального значения рассчитанные кривые 3 и 5 отличаются от экспериментальной на заметную величину, которая в несколько раз превышает ошибку измерений. Таким образом, метод позволяет определить значение толщины переходного слоя с точностью



до долей ангстрема.

Точность описания кривых интегрального отражения  $R_{\Sigma}(\theta_0)$  от кварцевых образцов в рамках модели переходного слоя иллюстрируется рис.12,а и 13,а. Кривые 3, хорошо согласующиеся с экспериментальными зависимостями, рассчитаны при значениях толщины переходного слоя  $L = 4\text{Å}$  для образца 1 и  $L = 7\text{Å}$  для образца 2. Результат, полученный для образца 1, наглядно свидетельствует о высокой чувствительности рентгеновских методов, которые позволяют обнаруживать вблизи поверхности твердых тел переходной слой толщиной, по крайней мере, до  $3\text{--}4\text{Å}$ .

Попытаемся теперь описать экспериментальную индикатрису рассеяния на рис.11,в, учитывая переходной слой на поверхности пленки вольфрама. Для этого воспользуемся формулами (14)–(16) и спектром шероховатостей  $\chi^c(p)$ , показанным на рис.11,б. Результаты расчета представлены на рис.11,в при нескольких значениях толщины переходного слоя  $L$ . Как видно из рисунка, кривые 2–5, рассчитанные при  $L = 6\text{--}9\text{Å}$ , лежат существенно ближе к экспериментальной зависимости, чем кривая 1, рассчитанная в модели резкой границы раздела.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы состоят в следующем:

- (1) Предложена новая конструкция рентгеновского многоцелевого дифрактометра с горизонтальным расположением образца. Конструкция держателя образца для этого дифрактометра проверена на макете. Показана ее надежность для длительных рентгеновских экспериментах по исследованию качества сверхгладких поверхностей.
- (2) Показано, что предположение о скачкообразном изменении диэлектрической проницаемости на шероховатой границе раздела двух однородных сред не позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные по отражению и рассеянию рентгеновского излучения. По сравнению с теоретическими предсказаниями результаты экспериментов свидетельствуют
  - (а) о значительно более быстром уменьшении интегрального коэффициента отражения (18) вне области ПВО;
  - (б) о значительно меньшей интенсивности рассеяния вблизи направления зеркального отражения, если угол скольжения падающего пучка превышает критический угол ПВО  $\theta_c$ .

- (3) Показано, что учет поверхностного переходного слоя (т.е. плавного, а не скачкообразного изменения диэлектрической проницаемости) позволяет количественно объяснить результаты экспериментов.
- (4) Продемонстрирована возможность экспериментального определения толщины переходного слоя из анализа угловой зависимости суммарного коэффициента отражения и индикатрисы рассеяния, измеренной при  $\theta_0 > \theta_c$ . Показано, что эти методы позволят определить толщину  $L$  переходного слоя, равную единицам ангстрем, с точностью до долей ангстрема, причем значения  $L$ , найденные обоими методами, совпадают.
- (5) Экспериментально измеренная толщина переходного слоя на поверхности напыленной пленки вольфрама оказалась равной  $8\text{Å}$ , а на поверхности полированных кварцевых образцов  $4\text{Å}$  и  $7\text{Å}$ .

Авторы благодарны Э.К. Ковьеву за помощь в постановке эксперимента.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sinha S.K. e.a.* X-ray and neutron scattering from rough surfaces // *Phys.rev.* 1988. Vol.38, №4. P.2297.
2. *Hornstrug A. e.a.* X-ray measurements of total reflectivity and scattering from Au-coated foils // *Opt.Eng.* 1990.Vol.29, №7. P.745–752.
3. *Borisova S.S. e.a.* Determination of the roughness spectrum of polished surfaces by measuring X-ray scattering // *Optical & Acoustical Rev.* 1990. Vol.1, №2. P.183–195.
4. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
5. *Басс Ф.Г., Фукс И.М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., 1972.
6. *Зеркальная рентгеновская оптика/* Под ред. А.В. Виноградова. Л., 1989.
7. *Виноградов А.В. и др.* // *ЖЭТФ.* 1985. Т.89. С.2124.

8. *Виноградов А.В. и др.* // Там же. 1988. Т.94. С.203.
9. *Виноградов А.В., Кожеевников И.В.* Отражение и рассеяние рентгеновского излучения от шероховатых поверхностей // Рентгеновская оптика (Труда ФИАН; Т.196). М.: Наука, 1989.
10. *Артюков И.А., Кожеевников И.В.* Эффекты поверхностного переходного слоя в рентгеновских зеркалах: Препринт ФИАН, 1988, №213.
11. *Пааш Г., Хитшольд М.* // Достижения электронной теории металлов/ Под ред. Цише П.М., 1984. Т.2. С.466-540.
12. *Лэнг Н.* // Теория неоднородного электронного газа/ Под ред. Лундквиста С., Марга Н.М., 1987.
13. *Nevot L., Croce P.* // Revue phys. Appl.15, (1980), p.761.
14. *Als-Nielsen, Pershan P.S.* Synchrotron X-ray diffraction study of liquid surfaces // Nuclear Instr. and Meth., 1983. V.208. P.545-548.
15. *Асадчиков В.Е., Шилин Ю.Н., Шишков В.А.* Рентгеновский дифрактометр // Заявка на патент №93009882125 приоритет от 24.02.93.
16. *Ковальчук М.В. и др.* Трехкристалльный рентгеновский спектрометр для исследования структурного совершенства реальных кристаллов // ПТЭ. 1976. №1. С.194-196.
17. *Виноградов А.В., Зорев Н.Н.* // Докл. АН СССР. 1988. 302. С.82-85.
18. *Виноградов А.В., Попов А.В.* // Оптика и спектроскопия. 65. 1988, 1109.
19. *Брежовский Л.М.* Волны в слоистых средах. М., 1973.
20. *Славянов С.Ю.* Асимптотика решений одномерного уравнения Шредингера. Л., 1991.
21. *Андреев А.В.* // УФН. 1985. Т.145, №1. С.113.
22. *Смирнов Л.А. и др.* // Оптика и спектр. 1979. Т.46. С.593.
23. *Yoneda Y.* Anomalous surface reflection of X-ray // Phys. Rev. 1963. Vol.131, №5. P.2010-2013.
24. *Киселева К.В., Турьянский А.Г.* // Препринт ФИАН, 1979. №34.