

УДК 537.2:539.87

**ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТОДОМ ПОЛНОГО  
ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА**

Андреева М. А., Борисова С. Ф., Степанов С. А.

В последние годы вновь возник интерес к методу полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновского излучения. Возросшее значение физики поверхности в различных областях науки и техники, с одной стороны, и появившаяся возможность использовать синхротронное излучение и мощные рентгеновские трубы, позволившие существенно увеличить угловое и энергетическое разрешение в экспериментах с рентгеновским излучением, с другой стороны, стимулировали возникновение и развитие новых идей использования эффекта ПВО для получения качественно новой информации о поверхности.

**Общие сведения**

Явление полного внешнего отражения рентгеновского излучения подробно исследовалось еще в 30-х гг. В монографии [1] отмечено, что это явление можно эффективно использовать для определения действительной и мнимой частей показателя преломления, т. е. оптической (электронной) плотности среды и коэффициента поглощения излучений рентгеновского диапазона. При отражении от плоской поверхности однородной среды коэффициент отражения  $R$  определяется формулой Френеля (при скользящих углах падения различием формул для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций можно пренебречь):

$$R = \left| \frac{\sin \theta - [\sin^2 \theta + 2(n-1)]^{1/2}}{\sin \theta + [\sin^2 \theta + 2(n-1)]^{1/2}} \right|^2, \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол скольжения;  $n$  — показатель преломления среды:  $n=1-\delta-i\beta=1+(2\pi/k^2)Nf(0)$ ;  $N$  — плотность рассеивающих атомов;  $f(0)$  — амплитуда рассеяния вперёд:  $f(0)=r_0(Z+\Delta f+i\Delta f')=2,812 \cdot 10^{-13}$  см — классический радиус электрона;  $Z$  — атомный номер;  $\Delta f'$  и  $\Delta f''$  — поправки на аномальную дисперсию;  $\beta=\mu/(2k)$ ;  $\mu$  — линейный коэффициент поглощения;  $k=2\pi/\lambda$ . Если  $\beta \approx 0$ , то при  $\theta < \theta_c = (2\delta)^{1/2}$  ( $\theta_c$  — критический угол ПВО) коэффициент отражения  $R=1$ . Так как для рентгеновского излучения  $\delta \approx 10^{-5}$ , то  $\theta_c \approx 10-20$  мрад. Критический угол увеличивается с увеличением длины волны излучения ( $\sim \lambda$ ) и электронной плотности вещества. Например, для  $\text{Cu } K_{\alpha}$ -излучения ( $\lambda=1,54$  Å) значение  $\theta_c \approx 13'$  при отражении от стекла и  $\theta_c \approx 33'$  — от золота, а для  $\text{Al } K_{\alpha}$ -излучения ( $\lambda=8,34$  Å) значение  $\theta_c \approx 1^\circ$  для стекла и  $\theta_c \approx 1,7^\circ$  для золота. ПВО от покрытий с возможно большей электронной плотностью, имеющих достаточно гладкую поверхность, используют в рентгеновских телескопах, спектрометрах, резонаторах, волноводах рентгеновского излучения (см., например, [2-9]). Попытка создания волноводов для мессбауэровского излучения на основе эффекта ПВО предпринята в работе [10].

При наличии поглощения в среде ( $\beta \neq 0$ ) коэффициент отражения в области ПВО существенно уменьшается, а форма кривой отражения сглаживается (рис. 1, а). С точки зрения возможного применения метода к исследованию поверхности наиболее существенным является то обстоятельство, что в области ПВО глубина проникновения излучения в среду резко уменьшается (рис. 1, б). Разрешение по глубине метода ПВО состав-

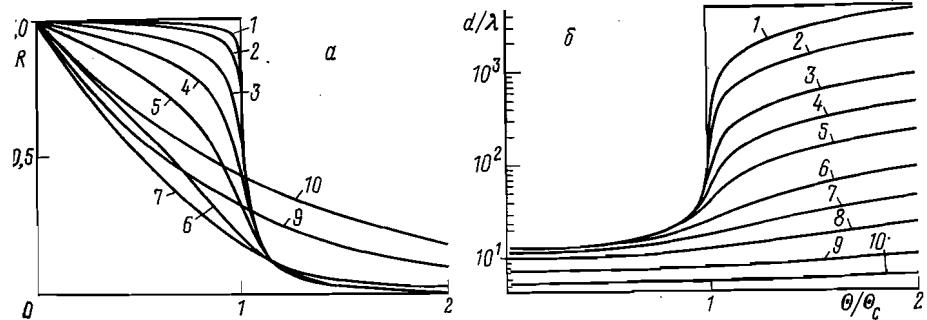


Рис. 1. Зависимости коэффициента отражения  $R$  (а) и глубины проникновения излучения в образец (в единицах  $\lambda$ ) (б) от угла скольжения падающего на поверхность излучения  $\theta$  для различных соотношений  $\beta/\delta$  действительной и мнимой частей показателя преломления [11]: 1 – 0,01, 2 – 0,02, 3 – 0,05, 4 – 0,1, 5 – 0,2, 6 – 0,5, 7 – 1,0, 8 – 2,0, 9 – 5,0, 10 – 10,0

ляет  $10-100 \text{ \AA}$ , что сопоставимо только с такими методами исследования поверхности, как оже-электронная спектроскопия [12] или дифракция электронов низких энергий [13].

#### Исследования приповерхностной плотности и параметров многослойных покрытий методом ПВО

При отражении от тонких пленок ( $\leq 2000 \text{ \AA}$ ), как экспериментально показано [14], возникает интерференция рентгеновских лучей, отраженных от верхней и нижней поверхностей пленки. В этом случае на «хвосте» кривой отражения появляются осцилляции интенсивности (максимумы Кизиха), аналогичные интерференционным кольцам, наблюдаемым на пленках в расходящемся пучке монохроматического света. Положение максимумов интерференции  $\theta_N$  связано с плотностью  $\delta$  и толщиной  $d$  пленки соотношением

$$\theta_N^2 = 2\delta + N^2 \lambda^2 / 4d^2. \quad (2)$$

Оптимальным условием для наблюдения этих осцилляций является такое соотношение плотностей пленки и подложки, чтобы было возможно полное отражение на границе пленки и подложки ( $\delta_{\text{пл}} < \delta_{\text{подл}}$ ). Кроме того, при наличии существенного поглощения в пленке осцилляции быстро затухают. Шероховатость поверхности может вызвать перераспределение интенсивности между максимумами интерференции [15]. «Классические» осцилляции получены в работе [16] для пленок аморфного кремния ( $\delta_{\text{си}} = -7,44 \cdot 10^{-6}$ ) на сапфире ( $\delta = 12,56 \cdot 10^{-6}$  для  $\text{Cu} K_{\alpha}$ -излучения). Измерения проводили на автоматическом дифрактометре. Двукристальный монохроматор обеспечивал  $\Delta\lambda/\lambda = 0,0003$ , угловая расходимость соответствовала  $\Delta\theta = 0,034^\circ = 0,059$  мрад. Точность определения толщины пленок в интервале от  $1600$  до  $2400 \text{ \AA}$  составила  $0,5\%$ .

Для определения  $\delta$  используют оба метода, измеряя либо  $\theta_e$ , либо  $\theta_N$ , однако второй способ можно реализовать, если осцилляции достаточно хорошо выражены, а в случае сильно поглощающих пленок и для мягкого

рентгеновского излучения предпочтение отдается первому способу, основанному на измерении  $\theta_c$  [17–21]. Экспериментальная реализация метода подробно рассмотрена в обзоре [22].

В работе [23] для интерпретации экспериментальных кривых ПВО от пленок меди на стекле учтено изменение плотности вблизи поверхности, образующейся, например, вследствие окисления. В работе [23] развита теория отражения от многослойной среды, учитывающая эффекты много-кратной интерференции излучения в каждом слое. Коэффициент отражения в этом случае получается в результате решения системы рекуррентных соотношений (соотношения Паррата)

$$R_{n-1,n} = a_{n-1}^4 \left[ \frac{R_{n,n+1} + F_{n-1,n}}{1 + R_{n,n+1} F_{n-1,n}} \right], \quad (3)$$

где

$$R_{n,n+1} = a_n^2 \frac{E_n^R}{E_n}, \quad F_{n-1,n} = \frac{\eta_{n-1} - \eta_n}{\eta_{n-1} + \eta_n},$$

$$\eta_n = [\sin^2 \theta + 2(n_n - 1)]^{1/2}, \quad a_n = \exp(-ik\eta_n d_n/2), \quad n=1, 2, \dots, N, \quad (4)$$

$E_n$  и  $E_n^R$  – амплитуды проходящего и отраженного поля в середине  $n$ -го слоя;  $d_n$  – толщина  $n$ -го слоя, показатель преломления которого  $n_n = 1 - \delta_n - i\beta_n$ ;  $n=N$  для подложки, толщина которой достаточно велика, так что  $R_{N,N+1}=0$ . Система (3) решается последовательно, начиная с нижнего слоя и до  $n=1$ , соответствующего внешней среде; коэффициент отражения от всей системы  $R = |R_{1,2}|^2 = |E_1^R/E_1|^2$ . Вводя кроме окисной пленки промежуточные слои с различной плотностью, аппроксимирующие реальное плавное изменение плотности в приповерхностном слое, автор работы [23] показал, что экспериментальные результаты можно объяснить наличием на глубине  $\sim 25$  Å под окисной пленкой уплотненного слоя, препятствующего дальнейшему окислению меди.

Вслед за работой [23] исследования изменений приповерхностной плотности проводили во многих работах. Обнаружены окисление поверхности насыщенного в вакууме алюминия [24]; уменьшение плотности очень тонких пленок меди ( $\leq 300$  Å) [25]; изменения плотности пленок меди, никеля, селена и германия в процессе отжига и окисления [26]; наличие поверхностного слоя на стекле и алюминии [27]. В работе [28] исследованы толщины различных пленок германия и теллура (применялась фильтрация отраженного пучка вместо монохроматизации падающего), в работе [29] – пленки германия, золота и стекла с использованием трехкристального спектрометра, в работе [30] – плотность пленок германия (с точностью 0,3%).

Несмотря на то что с увеличением разрешения в экспериментах по ПВО и с развитием ЭВМ (позволяющих значительно увеличивать число вводимых промежуточных слоев) профиль изменения приповерхностной плотности может быть определен методом Паррата [23] достаточно точно, обнаруженные изменения плотности вблизи поверхности дают лишь косвенную информацию об изменении структуры поверхности. Такое изменение может быть в принципе вызвано самыми различными причинами: окислением, диффузией примесей, пористостью, перестройкой кристаллической структуры и т. д. Существенное искажение результатов может вызывать шероховатость поверхности, играющая роль приповерхностного слоя с пониженной плотностью и плавно меняющимся поглощением [31–33]. В качестве критерия гладкости поверхности в работе [26] выбран максимальный порядок наблюдаемой интерференции (см. также [15, 34]). Разрушение интерференции при нагреве пленок меди на мягком стекле до  $200^\circ$  являлось свидетельством расслоения пленки и подложки. Более детальный

анализ шероховатости поверхности можно получить при исследовании углового распределения излучения в условиях ПВО. Именно чувствительность высоких порядков интерференции к качеству пленки определяет высокие требования к многослойным периодическим системам, «брэгговское» отражение от которых (интерференция высоких порядков отражения) дает существенное значение коэффициента отражения для углов, близких к нормальному падению (см., например, [9, 35–38]). Теория Паррата ока-

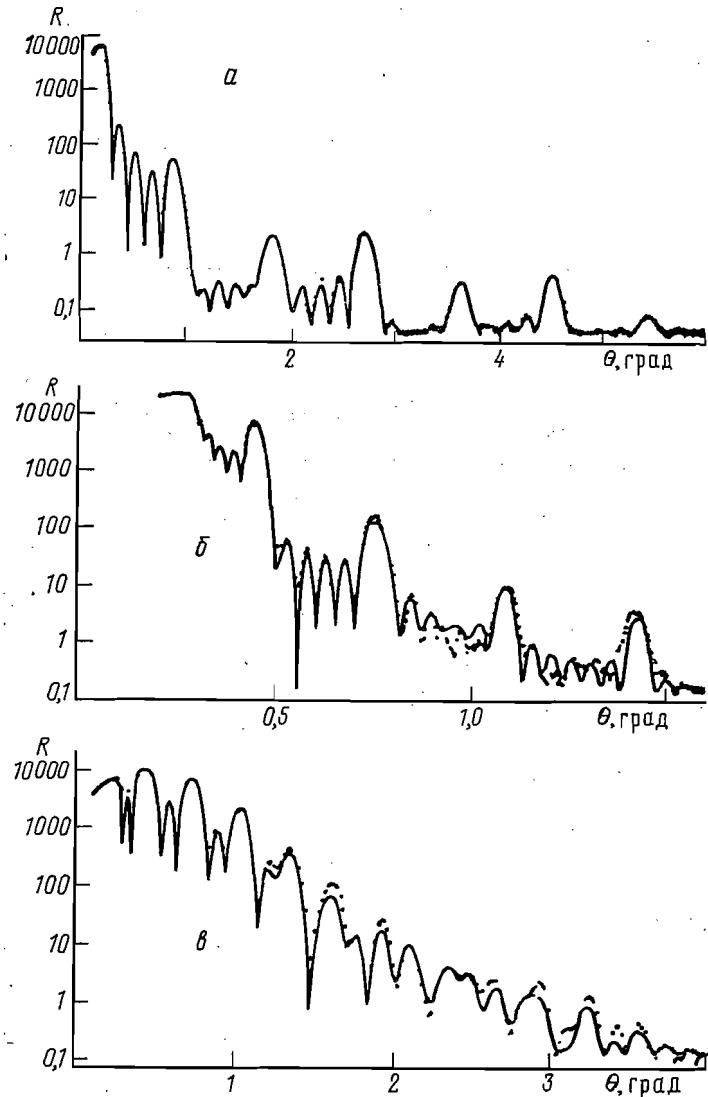


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические кривые зеркального отражения [35] для: *а* — сверхструктурь стеаратов марганца, полученной методом Ленгмюра — Блоджетт, *б* — сверхрешетки (Ga, Al)As, полученной молекулярной эпитаксией, *в* — мультислоев (W, Re) — C, полученных методом вакуумного напыления

зывается весьма эффективной при расшифровке параметров многослойных систем из анализа экспериментальных кривых ПВО. В работе [35] этим методом исследовали многослойные системы, полученные различными способами: Ленгмюра — Блоджетт, молекулярной эпитаксии и вакуумного напыления (рис. 2, *а*—*в* соответственно). Наилучшее согласие экспериментальных точек с теоретической кривой, рассчитанной на основе нелиней-

ного симплексного метода, для случая *a* свидетельствует о высоком качестве поверхностей пленок, полученных методом Ленгмюра — Блоджетт. Период сверхструктуры стеарата марганца, как выяснило в результате расшифровки, составлен из 10 промежуточных слоев. Для периодических сверхструктур стеарата марганца (*a*) и (Ga, Al)As (*b*) значения периода *D*, которым соответствуют пики зеркально отраженной интенсивности («брэгговские» максимумы), равны соответственно 48,85 и 126,1 Å. В работе [39] методом Паррата исследовано возникновение промежуточных прослоек в процессе вакуумного напыления пленок алюминия.

Исследование процессов диффузии в тонких биметаллических пленках Au—Cu, Ag—Au, Ag—Al и Au—Al методом ПВО проведено в работах [40—

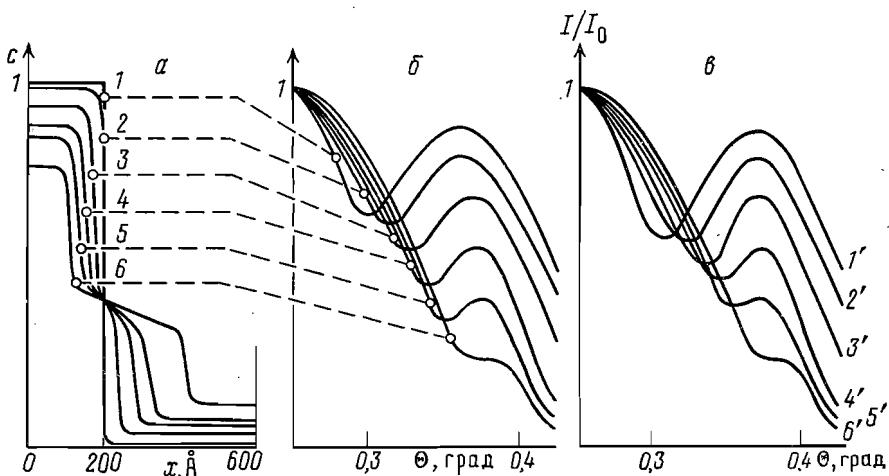


Рис. 3. Зависимость концентрации атомов алюминия по глубине пленки (*a*) для различных значений произведения коэффициента диффузии *D* на время отжига *t* в биметаллической пленке Al—Ag ( $\text{Å}^2$ ): 1 — 0, 2 — 400, 3 — 2000, 4 — 4100, 5 — 700, 6 — 11500. Теоретические кривые зеркального отражения, соответствующие указанным профилям изменений приповерхностной плотности (*b*) и экспериментальные кривые зеркального отражения (*c*) для времени отжига (*c*): 1' — 0, 2' — 60, 3' — 120, 4' — 155, 5' — 170, 6' — 240

43]. Первые исследования разрушения многослойных биметаллических систем Cu — Au (до 100 слоев), происходящего в результате диффузии всего за несколько дней и даже часов и препятствующего использованию таких систем в качестве отражателей мягкого рентгеновского излучения, выполнены в работе [44]. Свидетельством «взаимопреломления» слоев являлось исчезновение интерференционных максимумов Кизиха. Далее аналогичным методом изучали многослойные системы Fe—Mg, Au—Mg, Pb—Mg [34, 45]. В работах [40—43] кривые отражения исследовали в процессе отжига (рис. 3), что позволило изучить зависимость коэффициента диффузии от времени, а также сделать выбор между двумя возможными механизмами диффузии. Показано, что в данном случае имеет место не одномерная диффузия через границу раздела, которая соответствовала бы плавно изменяющемуся профилю плотности системы, а пространственная — через границы зерен, характеризующаяся ступенчатой формой профиля плотности с постепенно увеличивающейся толщиной промежуточной (интерметаллической) фазы (рис. 3, *a*). Сопоставление кривых рис. 3, *b* и *c* позволяет определить изменение во времени коэффициента диффузии [42].

## Исследования ближней и дальней (протяженной) тонкой структуры рентгеновских спектров отражения

До недавнего времени исследования энергетической зависимости коэффициента ПВО и, следовательно, параметров  $\delta$  и  $\beta$  проводились преимущественно для мягкого рентгеновского излучения и были связаны с проблемой создания многослойных рентгеновских зеркал [46].

В настоящее время в рентгеновской спектроскопии возникло новое направление. Как показано в работе [47], осциллирующий характер дальней тонкой структуры рентгеновских спектров выше края поглощения (по энергии), известный уже давно [48], определяется интерференцией излучаемой электронной волны с волнами, обратно рассеянными атомами окружения, так что фурье-преобразование осциллирующей части спектра представляет собой радиальное распределение электронной плотности вокруг исследуемого атома. Таким образом, дальнняя тонкая структура рентгеновских спектров поглощения является источником ценной структурной информации, представляющей значительный интерес и для физики поверхности (см. обзор [48]). Рентгеновские спектры атомов вблизи поверхности можно исследовать, регистрируя вторичные излучения, имеющие небольшую глубину выхода. Однако такие эксперименты возможны только с использованием очень мощного, например синхротронного, излучения.

В работе [49] при исследовании ПВО от напыленных в вакууме пленок NaCl на стекле показано, что для некоторого интервала углов в области ПВО тонкая структура спектров зеркального отражения в дальней области  $K$ -края поглощения Na, а также Cl подобна тонкой структуре спектров поглощения. Кроме того, поскольку в условиях ПВО излучение концентрируется вблизи поверхности, сигнал от атомов на поверхности может быть достаточно большим даже при работе с обычными рентгеновскими трубками. В связи с этим в работе [50] проведены исследования рентгеновских спектров отражения от пленок меди.

В общем случае интерпретация спектров ПВО несколько усложняется по сравнению со спектрами поглощения: если при углах скольжения, существенно меньших критического, энергетическая зависимость коэффициента отражения  $R$  определяется преимущественно изменениями мнимой части показателя преломления (рис. 1), то вблизи  $\theta_c$  изменения  $R$  определяются в значительной мере действительной частью показателя преломления. Корректную обработку спектров ПВО можно провести, учитывая дисперсионные соотношения, связывающие действительную и мнимую части показателя преломления. В случае тонких пленок [51] вместо коэффициента отражения Фрепеля для обработки спектров следует использовать рекуррентные соотношения Паррата [23]. Некоторые результаты исследований спектров отражений от поверхности меди представлены на рис. 4, взятым из работы [50]. Различие распределений  $\delta$  и  $e$  (рис. 4), полученных фурье-преобразованием осцилляций тонкой структуры спектров поглощения и отражения для меди соответственно, и сравнение их с распределениями электронной плотности для различных окислов меди ( $e - \text{Cu}_2\text{O}$ ,  $g - \text{CuO}$ ) демонстрируют чувствительность метода ПВО к состоянию атомов, находящихся вблизи поверхности: на поверхности меди всегда имеется слой окисла.

В работе [52] исследованы спектры отражения углеродных пластин монохроматоров, поверхностный слой которых превратился в графит. В работе [53] проведено сравнение рентгеновских спектров алюминиевых фольг с различной толщиной окисла, полученных в геометрии пропускания, при регистрации вторичных электронов и при ПВО. В случае спектрального исследования монокристаллов термания в условиях ПВО принята во внимание аномальная угловая структура рассеянной волны — наличие максимума интенсивности излучения в направлении, очень близ-

ком к поверхности, названного «поверхностной» волной [54]. Хотя природа формирования этого максимума не выяснена (см. далее) и корректную обработку спектров поэтому провести нельзя, сопоставление тонкой структуры спектра зеркально отраженной волны и рассеянной под малым углом к поверхности (по частотам осцилляций) обнаружило, что рассеянная

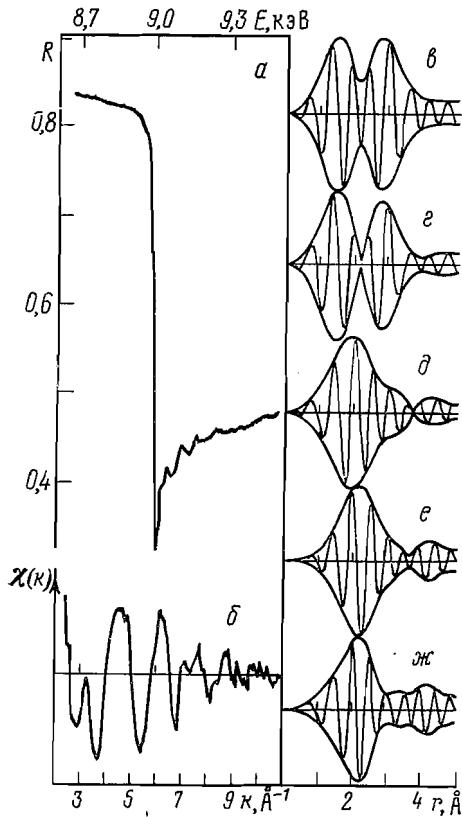


Рис. 4

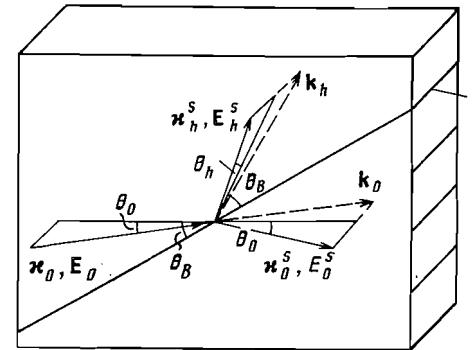


Рис. 5

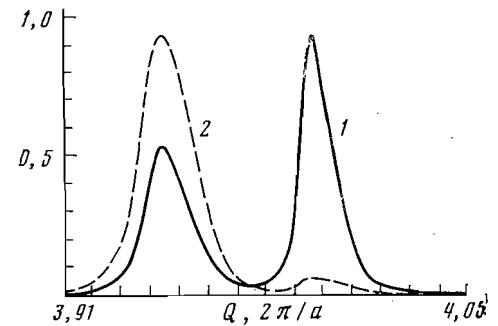


Рис. 6

Рис. 5. Схема дифракции в скользящей геометрии:  $I$  — отражающая плоскость;  $x_0$  — падающий пучок;  $k_0$  и  $k_h$  — соответственно проходящий и дифрагированный пучки;  $x_0^s$  и  $x_h^s$  — зеркально отраженный и зеркальный дифрагированный пучки соответственно;  $\theta_0$  — угол падения,  $\theta_h$  — угол выхода зеркального дифрагированного пучка,  $\theta_B$  — угол Брэгга. Углы  $\theta_0$  и  $\theta_h$  сравнимы с критическим углом ПВО  $\theta_c$ .

Рис. 6. Дифракционные спектры пленки Al (830 Å) на подложке GaAs, полученные в скользящей геометрии эксперимента для двух различных углов  $\theta_0$ : 1 — ПВО на границе пленки и подложки, 2 — на поверхности Al-пленки [77].  $Q$  — вектор обратной решетки

волна дает информацию о ближайшем окружении атомов с еще меньших глубин, чем зеркально отраженная: в ее спектре окисная пленка проявилась сильнее.

Такая структура спектра вблизи краев поглощения, как известно, содержит информацию о симметрии ближайшего окружения и химической связи исследуемых атомов. В условиях ПВО спектры вблизи  $L$ -края поглощения кобальта, титана, железа и меди исследованы в работах [55, 56].

В работе [57] для увеличения контраста тонкой структуры спектра отражения вблизи  $L$ -края поглощения кремния при ПВО от боросиликатного стекла предложено использовать несколько последовательных отражений.

## Дифракция в условиях ПВО

Исследование кривых зеркального отражения рентгеновского излучения (рефлектометрия) позволяет получить информацию только относительно изменения электронной плотности вблизи поверхности. Между тем в настоящее время наибольший интерес представляют исследования кристаллической структуры приповерхностных областей, например тонких эпитаксиальных пленок, имплантированных и диффузионных слоев. При исследованиях такого рода следует отдать предпочтение дифракционным методам, которые дают прямую информацию о кристаллической структуре и позволяют измерять чрезвычайно малые изменения параметра решетки (до  $\Delta a/a \sim 10^{-5}$ ).

Однако до недавнего времени применение рентгенодифракционных методов к слоям толщиной  $10^1 - 10^3$  Å было ограничено вследствие сравнительно большой глубины проникновения рентгеновского волнового поля в кристаллы. При дифракции в геометрии Брэгга излучение затухает в кристалле на экстинкционной длине, составляющей 1–10 мкм, в геометрии Лауза – на глубине поглощения (10–100 мкм), а в условиях аномального пропускания глубина проникновения излучения в кристалле возрастает до сотен микрон [58].

**Предельно-асимметричные схемы дифракции<sup>1</sup>.** Необходимость учитывать ПВО впервые возникла при анализе возможностей предельно-асимметричных схем дифракции, имеющих важное практическое значение для коллимации рентгеновских пучков. Кристалл при этом вырезается так, что его поверхность составляет приблизительно угол Брэгга с выбранной отражающей плоскостью.

Динамическая теория предельно-асимметричной дифракции развита в работах [61–70]. Предельно-асимметричная дифракция нейtronов исследована в работе [70]. Обзор основных полученных результатов дан в работах [71]. В предельно-асимметричных случаях либо падающий, либо дифрагированный пучок составляет малый угол с поверхностью и попадает в область ПВО. При этом возникает необходимость точно решать дисперсионное уравнение в кристалле и граничную задачу, что приводит к существенным отличиям от обычной динамической теории. В связи с применением таких схем в коллиматорах и монохроматорах наиболее тщательно обсуждался вопрос о предельных значениях ширины и сдвига дифракционного максимума.

Глубина экстинкции при брэгговском отражении в асимметричных случаях вообще говоря уменьшается, поэтому асимметричные брэгговские отражения используют для анализа совершенства поверхностных слоев и пленок ( $\sim 1$  мкм) [72–74]. В то же время, как показано в работах [75, 76], влияние нарушений кристаллической структуры, мозаичности и т. д. в асимметричном пределе стремится к нулю. Однако предельный переход в этих работах проведен без учета возникающего в предельно-асимметричных схемах дифракции эффекта ПВО, поэтому этот результат требует проверки в рамках модифицированной динамической теории.

Резко асимметричные схемы обладают тем очевидным недостатком, что требуют специальной ориентации поверхности образца, поэтому их трудно использовать для анализа поверхности.

<sup>1</sup> Дифракция при наличии ПВО в симметричных схемах дифракции возможна только для очень мягкого рентгеновского излучения, когда наименьший возможный угол Брэгга может попасть в область ПВО. Такая схема теоретически рассмотрена в работах [59, 60].

**Дифракция в скользящей геометрии.** В работе [77] реализована принципиально новая схема, в которой дифракция происходит на плоскостях, перпендикулярных поверхности, как и в симметричном случае Лауэ, но кристалл развернут на  $90^\circ$  вокруг вектора обратной решетки по отношению к плоскости, проходящей через падающий и дифрагированный пучки<sup>2</sup>. Дифракционные условия при этом, очевидно, сохраняются, но как падающий, так и дифрагированный пучки теперь образуют малые углы с поверхностью и претерпевают зеркальное отражение<sup>3</sup>.

Дифрагированная волна направлена в глубь кристалла, однако поскольку она образует очень малый угол с поверхностью, над ней в вакууме возникает зеркальная дифрагированная волна (рис. 5), которая может быть зарегистрирована и которая несет информацию о кристаллической структуре слоев толщиной в несколько десятков ангстрем [81].

В работе [77] указанная схема применена авторами для исследования тонких монокристаллических пленок Al (от 75 до 2000 Å), полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией  $\langle 001 \rangle$ . Дифракционные кривые от плоскостей (220), перпендикулярных поверхности, имели два максимума — от пленки и от подложки. Несмотря на малую толщину пленки величины максимумов были одного порядка, причем соотношение между ними можно было менять выбором угла падения так, чтобы полное отражение имело место либо на поверхности пленки, либо на границе пленка — подложка (рис. 6). При обычной съемке в геометрии Брэгга наблюдалось лишь слабое уширение кривых. Расстояние между максимумами соответствовало разнице параметров решетки  $\Delta a/a \sim 10^{-2}$ . Положение максимума (220) от пленки Al смещалось в зависимости от толщины пленки: для малых толщин межплоскостные расстояния в Al приближались к соответствующим параметрам подложки GaAs.

Главной проблемой при экспериментальной реализации дифракции в условиях скользящей геометрии эксперимента оказалась проблема потери интенсивности, вызванная необходимостью коллимации падающего пучка в двух взаимно перпендикулярных плоскостях: по углу падения  $\theta_0$  ( $\Delta\theta_0 \sim 1'$ ) и по углу дифракционной настройки  $\alpha$  ( $\Delta\alpha \sim 1''$ ). В связи с этим, несмотря на применение в указанном эксперименте рентгеновской трубки с вращающимся анодом мощностью 60 кВт (Cu) обе коллимации были выбраны очень грубыми:  $\Delta\theta_0 \approx 20'$ ,  $\Delta\alpha \approx 6' = 360''$ , что соответствовало разрешению по  $\Delta a/a \sim 10^{-2}$ .

В работах [79, 82], где использовано синхротронное излучение, интенсивность которого в 100 раз превышала интенсивность трубы с вращающимся анодом, авторы перешли к исследованию монослоев на сверхчистых поверхностях монокристаллов. В работе [79] изучена  $(2\times 1)$ -перестройка поверхности монокристалла германия (001). Поверхностный моносвой с удвоенным периодом вдоль направления  $\langle 110 \rangle$  давал отражения с полуцелыми индексами типа  $((h+k)/2, 0)$ . В работе [82] изучен переход из соразмерной фазы в несоразмерную при плавлении монослоя свинца на поверхности меди (110).

Изучение перестроенных поверхностей не требует высокого разрешения по  $\alpha$ , поскольку исследуются отражения, запрещенные для подложки, и проблема разделения пиков не возникает.

<sup>2</sup> Несколько раньше аналогичная схема теоретически рассмотрена в работе [78]. Однако поскольку в этой работе не содержалось никаких предложений прикладного характера, а указывалось только на возникновение в условиях дифракции двух кристаллических углов ПВО, то указанная работа не получила широкой известности.

<sup>3</sup> В работе [77] этот метод получил название TRBD (total-external-reflection Bragg diffraction); в работе [79] эта схема была названа параллельной брэгговской дифракцией; в последующих работах [80] предложено название «дифракция в скользящей геометрии».

В работах [83, 84] выполнено еще несколько исследований перестройки поверхностей. При этом использован синтез Паттерсона для восстановления распределения электронной плотности в поверхностном монослое Au(110), начаты работы также по определению структуры поверхности Si(111). Для проведения синтеза Паттерсона потребовалось экспериментально промерить большое число отражений, причем определить форму и размеры дифракционных максимумов, имеющих при дифракции на двумерной структуре вид стержней. Эти измерения проводились посредством последовательных сканирований на четырехкружном гониометре.

Все описанные эксперименты [77, 79, 82–84] выполнены на высоком техническом уровне. Измерения проводили в вакуумном объеме ( $10^{-9}$  торр), в котором были совмещены оже-спектроскопия, дифракция электронов низких энергий, молекулярно-лучевая эпитаксия и ряд других устройств. После работы [77] никаких принципиально новых идей не высказано; казалось бы, никаких способов упростить эксперимент и отказаться от сверхмощных источников рентгеновского излучения не предвидится.

**Динамическая теория дифракции в скользящей геометрии. Новые экспериментальные решения.** В работе [85] проведен тщательный анализ возможностей метода в рамках динамической теории дифракции в скользящей геометрии. Показано, в частности, что с учетом эффектов преломления для падающей и дифрагированной волн угол выхода  $\theta_h$  зеркальной дифрагированной волны оказывается не равным углу падения, а сильно зависит от того, насколько точно падающий пучок удовлетворяет условию Брэгга. Имеет место следующее соотношение:

$$\theta_h^2 = \theta_0^2 - \alpha. \quad (5)$$

Поскольку в соотношении (5) углы  $\theta_0$  и  $\theta_h$  имеют порядок нескольких угловых минут ( $10^{-2}$ – $10^{-3}$  рад), то изменениям  $\alpha$  на секунды соответствуют изменения угла выхода на минуты:

$$\delta\theta_h = -\frac{\delta\alpha}{2\theta_h} \sim (10^2 - 10^3) \delta\alpha. \quad (6)$$

Это позволяет отказаться от коллимации по  $\alpha$ , а волны с различными отклонениями от угла Брэгга разделять по углу выхода из кристалла. Измерения значительно упрощаются, поскольку обе коллимации (по углам  $\theta_0$  и  $\theta_h$ ) имеют диапазон порядка минут и могут быть осуществлены с помощью щелей. Указанная схема практически осуществлена в работе [86]; проведенные измерения показали удовлетворительное согласие с теорией.

В работе [87] посредством численного анализа исследована структура волновых полей в кристалле при дифракции на идеальном кристалле в скользящей геометрии. Показано, что в этом случае в кристалле возникает два волновых поля с существенно различной глубиной проникновения. Одно из полей проникает в кристалл на несколько десятков ангстрем, а для другого может реализоваться эффект аномального прохождения: несмотря на скользящее падение при некоторых углах выхода глубина проникновения может достигать нескольких десятков микрон. В работе [87] определены угловые области, в которых дифракционные кривые имеют максимальную чувствительность к слоям толщиной 10–100 Å.

Влияние тонкой аморфной пленки на поверхности кристалла на дифракцию в условиях ПВО в указанной схеме эксперимента рассмотрено в работах [81, 88]. Под аморфной пленкой понимается любой нарушенный слой, не дающий дифракционного рассеяния. Оказалось, что наложение пленки в явном виде проявляется на форме кривых по углу выхода:

по мере увеличения толщины пленки «съедается» интенсивность со стороны малых  $\theta_h$ . По степени изменения формы кривых можно однозначно идентифицировать пленки толщиной от нескольких десятков ангстрем и выше. Существенно, что в отличие от общезвестного способа определения толщин тонких пленок по изменениям кривых зеркального отражения, указанный метод не зависит от электронной плотности пленки; искажения дифракционных кривых будут иметь место и при одинаковых плотностях пленки и подложки, когда обычное зеркальное отражение «не почувствует» наличия пленки со слегка искаженной кристаллической структурой.

В работе [89] теоретически рассмотрена дифракция в условиях ПВО на тонкой кристаллической пленке и в бикристалле. Показана принципиальная возможность определять различные типы исследуемых объектов

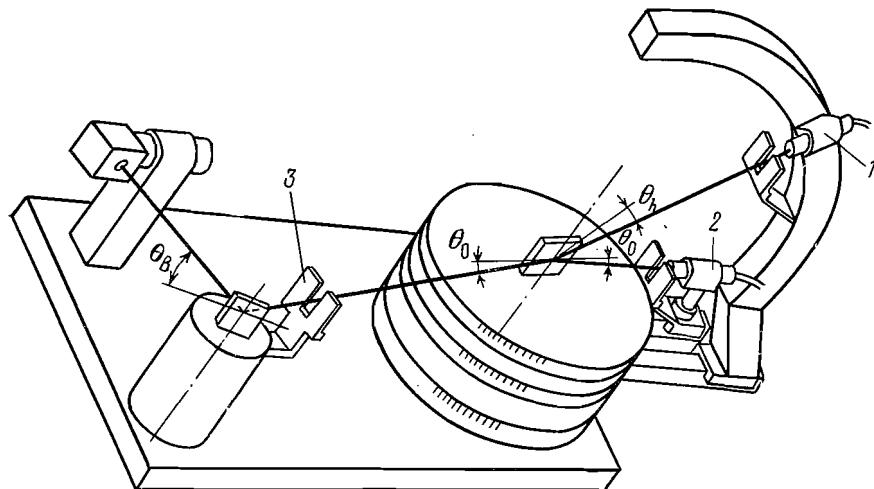


Рис. 7. Экспериментальная установка [86] для измерения интегральных и дифференциальных (по углу выхода) кривых при дифракции в скользящей геометрии эксперимента: 1 – детектор для регистрации зеркального дифрагированного пучка, 2 – для зеркально отраженного; 3 – щель

(бикристалл, кристалл с аморфной пленкой, кристаллическая пленка на аморфной подложке) с помощью дифракционных кривых по углу выхода и определять толщину верхнего слоя в диапазоне 10–2000 Å.

Для исследования аморфных пленок предложен метод интегральной съемки [90, 91], при котором падающий пучок коллимируется только в плоскости падения и исследуется интегральный коэффициент отражения зеркальных дифрагированных волн в функции угла падения (рис. 7). При записи дифференциальных кривых кристалл устанавливается под выбранным углом падения и производится сканирование детектором 1. При записи интегральных кривых щель 3 перед детектором 1 снимается, и кристалл вращается на гониометре, тем самым регистрируется зависимость от угла падения  $\theta_0$ . Теоретические интегральные кривые можно получить интегрированием выражений для интенсивности зеркальных дифрагированных волн по всем углам  $\theta_h$  (или  $\alpha$ ). Оказалось, что интегральные кривые, также как и дифференциальные, чувствительны к наличию и толщине аморфной пленки на поверхности кристалла (рис. 8) [91].

В работах [80, 81] теоретически, а в работе [81] и экспериментально (в интегральном режиме съемки) проанализировано влияние малых разориентаций (порядка нескольких угловых минут) отражающих плоскостей

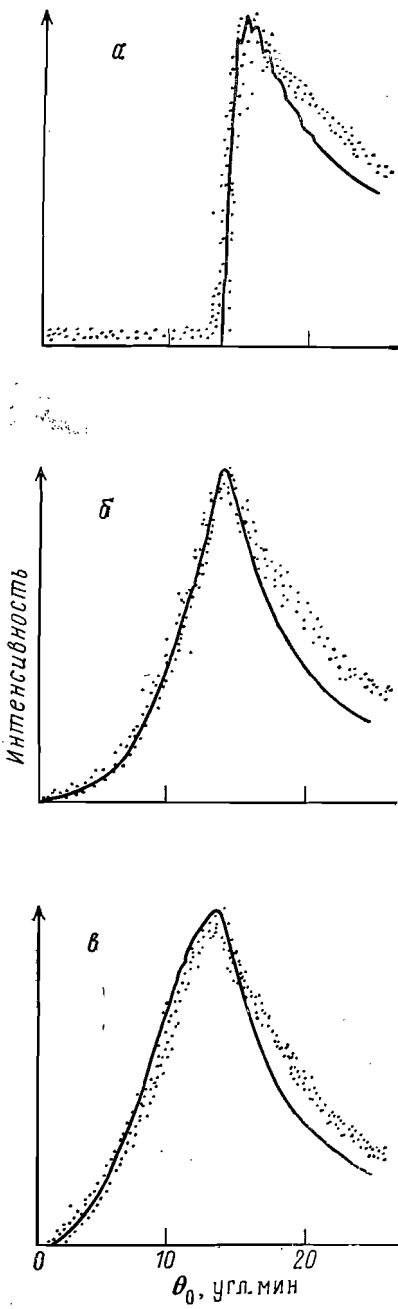


Рис. 8. Влияние аморфных пленок различной толщины на интегральные кривые дифракции в скользящей геометрии. Кристалл — кремний; толщина окисных пленок по данным эллипсометрии (Å): *a* —  $1700 \pm 200$ , *b* —  $40 \pm 10$ , *c* —  $< 30$ . Точки — эксперимент, сплошные линии — расчеты для  $1700$ ,  $40$  и  $0$  Å соответственно

относительно нормали к поверхности кристалла, обычно возникающих вследствие не совсем точного среза поверхности монокристалла. Показано, что такая разориентация изменяет интенсивность зеркальной дифрагированной волны, причем, что наиболее существенно для возможности экспериментального обнаружения такого изменения, отличия интенсивности от идеального случая для отражений  $(hkl)$  и  $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$  имеют разный знак (рис. 9). Таким образом, по отношению интенсивностей  $(hkl)$  и  $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$  отражений можно определять разориентации от долей минуты до нескольких минут, причем точность и чувствительность измерений не связана с точностью отсчета углов. Для кривых дифракции, приведенных на рис. 9, поверхность кристалла кремния разориентирована относительно плоскости (111) на угол  $3'$ , в результате чего интенсивности пиков  $(2\bar{2}0)$  и  $(\bar{2}\bar{2}0)$  различаются почти в 2 раза (кривые 1 на рис. 9, *a*). Кривыми 2 и 3 (рис. 9, *a*) показаны результаты подгонки, соответствующие разориентациям  $3'$  и  $-3'$ , а также индицирующие наличие аморфного нарушенного слоя толщиной  $250$  Å. На рис. 9, *b* показаны теоретические кривые для разориентаций  $\pm 2'$  (1),  $\pm 3'$  (2) и  $\pm 4'$  (3).

При более сильных разориентациях (порядка нескольких градусов) возможна наклонная дифракция в геометрии Брэгга. При этом падающий и дифрагированный пучки не испытывают ПВО, и интерпретация экспериментальных данных значительно упрощается [80]. Экстинкционная длина в наклонном случае Брэгга на несколько порядков меньше, чем в обычной геометрии эксперимента, и могут быть исследованы слои толщиной  $10^2$ — $10^3$  Å.

В работе [81] исследовано одновременное влияние наличия аморфной пленки на поверхности кристалла и малых разориентаций отражающих плоскостей. В результате проведенных исследований предложен метод экспрессивного контроля поверхности полупроводниковых пластин в микроэлектронике. В предлагаемом методе все измерения проводятся с обычным рентгеновским источником. Следует особо подчеркнуть простоту методики.

**Кинематический вариант теории дифракции в условиях ПВО.** Другой подход к описанию дифракции в усло-

виях ПВО в скользящей геометрии предложен в работе [92]: борновское приближение искаженной волны. В этом приближении зеркальное отражение падающей волны на поверхности кристалла и затухание преломленных волн в условиях ПВО описываются феноменологически (формулами Френеля), а дифракционное рассеяние преломленных волн рассматривается микроскопически (в кинематическом приближении теории дифракции). В основе такого рассмотрения лежит предположение, что при малой глубине проникновения излучения в кристалл процессы многократного дифракционного рассеяния будут несущественны. Однако анализ, проведенный в рамках последовательного феноменологического рассмотрения (модифицированной динамической теории) [87], опровергает это предположение: возбуждение в кристалле в условиях ПВО второго волнового поля со значительной глубиной проникновения и близость амплитуды зеркальной дифрагированной волны к амплитуде падающей волны свидетельствуют о невозможности рассматривать дифракционный процесс как малое возмущение по отношению к зеркальному отражению. В связи с этим кинематическое приближение может быть использовано только «на хвостах» дифракционных кривых или в случае, когда в дифракции участвует малая доля рассеивающих атомов (например, один — два монолоя на поверхности).

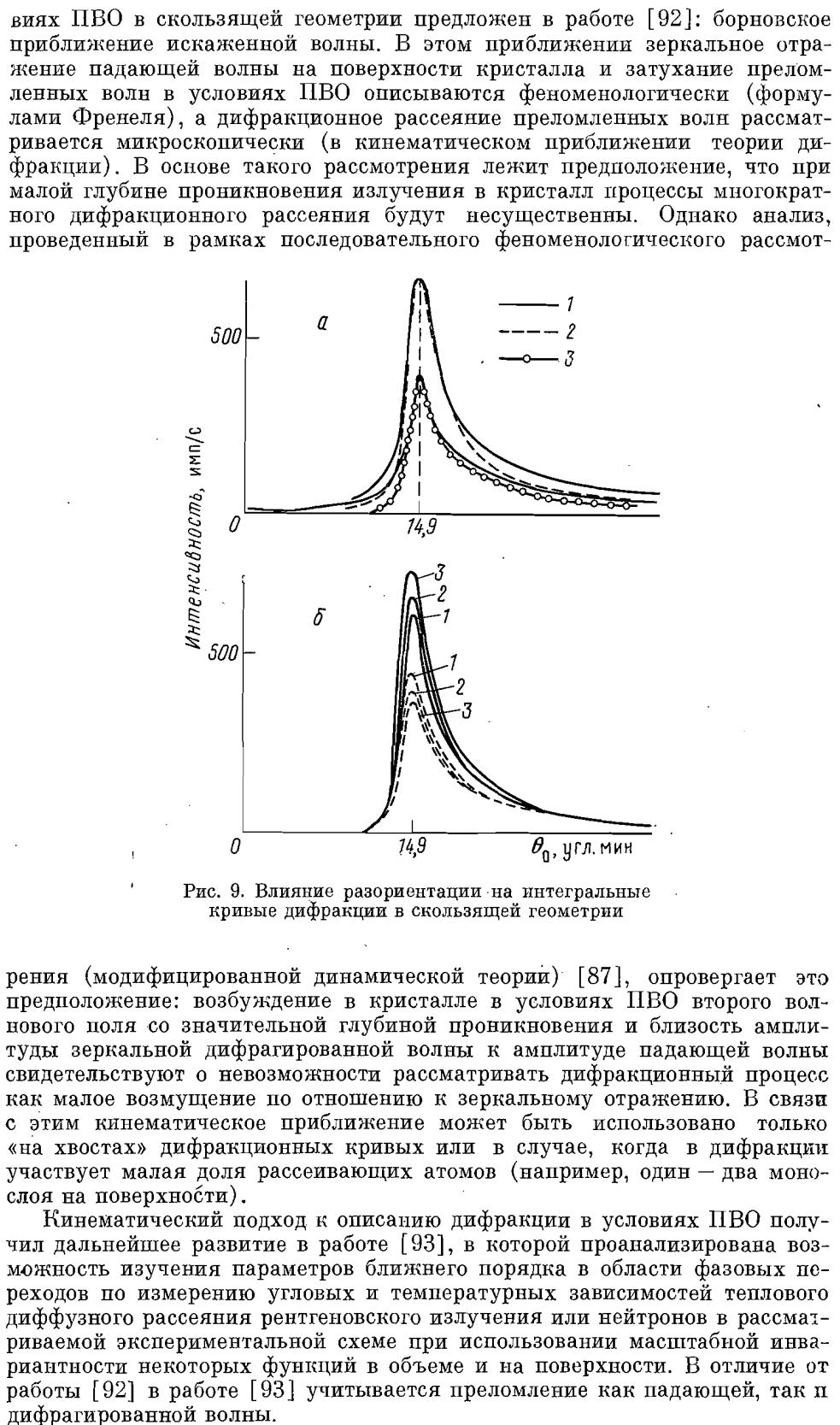


Рис. 9. Влияние разориентации на интегральные кривые дифракции в скользящей геометрии

рения (модифицированной динамической теории) [87], опровергает это предположение: возбуждение в кристалле в условиях ПВО второго волнового поля со значительной глубиной проникновения и близость амплитуды зеркальной дифрагированной волны к амплитуде падающей волны свидетельствуют о невозможности рассматривать дифракционный процесс как малое возмущение по отношению к зеркальному отражению. В связи с этим кинематическое приближение может быть использовано только «на хвостах» дифракционных кривых или в случае, когда в дифракции участвует малая доля рассеивающих атомов (например, один — два монолоя на поверхности).

Кинематический подход к описанию дифракции в условиях ПВО получил дальнейшее развитие в работе [93], в которой проанализирована возможность изучения параметров ближнего порядка в области фазовых переходов по измерению угловых и температурных зависимостей теплового диффузного рассеяния рентгеновского излучения или нейтронов в рассматриваемой экспериментальной схеме при использовании масштабной инвариантности некоторых функций в объеме и на поверхности. В отличие от работы [92] в работе [93] учитывается преломление как падающей, так и дифрагированной волны.

**О возможности существования «поверхностной» рентгеновской волны.** В работах [94, 95] идет речь о так называемой поверхностной рентгеновской волне, и предлагается использование ее для диагностики поверхности. Действительно, как следует из соотношения (5), при  $\alpha > \theta_0^2$  угол  $\theta_n$  становится мнимым, зеркальная дифрагированная волна — неоднородной, что соответствует полному внутреннему отражению дифрагированной волны.

На первый взгляд кажется, что при  $\theta_0 < \theta_c$  и  $\alpha > \theta_0^2$  волновой вектор дифрагированной волны может быть направлен только вдоль поверхности (если вектор обратной решетки параллелен поверхности, нормальные компоненты преломленных и дифрагированных волн в кристалле одинаковы). Однако, так как дифракция существенно влияет на процесс зеркального отражения, полное внешнее отражение падающей волны в условиях дифракции не реализуется, а волновые векторы преломленных и дифрагированных волн в кристалле имеют действительную составляющую по нормали к поверхности, что соответствует уходу энергии волны в глубь кристалла, причем преломленные и дифрагированные волны быстро затухают, не могут практически выйти через боковую или нижнюю грани кристалла и, следовательно, не могут быть зарегистрированы. Зеркальная дифрагированная волна, являясь неоднородной (или эванесцентной), существует только над освещаемой частью поверхности кристалла, затухая над ней на очень маленьких расстояниях (порядка  $\lambda$ ), и вопрос о возможности ее регистрации остается открытым. Называть такую волну поверхностной рентгеновской волной, по-видимому, не следует, так как она не является собственным решением задачи (не может распространяться самостоятельно вдоль поверхности кристалла), не может быть прямым методом зарегистрирована и использована для диагностики поверхности.

Однако нельзя исключить возможность волноводного механизма распространения излучения вдоль поверхности при определенных условиях. Рентгеновский волновод, как известно [96], может образоваться в тонком слое, ограниченном с двух сторон (в плоском случае) слоями с большей электронной плотностью, так что излучение, распространяющееся под малыми углами к поверхностям раздела, испытывает многократное полное отражение от них. В принципе слой с пониженной электронной плотностью может образоваться в приповерхностной области, например при окислении поверхности.

При наличии параллельной поверхности дифракции на поверхностной сверхструктуре в 1–3 монослоя возможен дифракционный механизм образования рентгеновского волновода. При  $\alpha \gg \alpha_{kp} = \theta_0^2$  может оказаться, что волновой вектор дифрагированной волны имеет тангенциальную составляющую, большую волнового вектора как в вакууме, так и в «подложке», так что дифрагированная волна не может выйти из приповерхностной области. «Утечка» энергии при этом возможна только за счет преломленной волны. Однако для такого процесса наибольшее значение имеет как раз то волновое поле в кристалле, которое имеет аномально малый коэффициент затухания.

### ПВО нейtronов и мессбауэровского излучения

Важнейшая особенность взаимодействия нейтронов и мессбауэровского излучения с веществом состоит в его зависимости от магнитного состояния среды. Чувствительность амплитуды рассеяния нейтронов к направлению магнитного момента атомов или амплитуды ядерного резонансного рассеяния мессбауэровского излучения к направлению сверхтонкого поля на ядре в сочетании с предельно малой глубиной проникновения излучения в условиях ПВО определяет возможности метода для исследования проблем поверхностного магнетизма.

В работе [97] теоретически исследовано отношение коэффициентов отражения  $R_F = R_+/R_-$  для нейтронов, поляризованных параллельно  $R_+$  и антипараллельно  $R_-$  направлению намагниченности образца, в функции угла скольжения  $\theta$  и температуры  $t$  (с учетом изменения глубины нарушенного магнитного слоя в зависимости от температуры). Показано, что наличие такого слоя приводит к уменьшению отношения  $R_F$  по сравнению со случаем магнитооднородного образца тем большему, чем больше угол скольжения, что в принципе позволяет определить первый момент нарушенного магнитного слоя  $M_1 = -\int z \Delta \mu(z) dz$ . Оценочные расчеты определили чувствительность метода вплоть до одного монослоя. Однако в этой работе учитывалось изменение намагниченности поверхностного слоя  $\Delta \mu(z)$  только по величине, в то время как хорошо известно, что направление магнитных моментов поверхностного монослоя может отличаться от их ориентации в объеме [98]. Учет этого обстоятельства существенно усложняет теорию отражения.

В работах [93, 97] отмечены также возможности метода ПВО нейтронов в исследованиях особенностей фазовых и магнитных переходов на поверхности кристалла. Неупругое рассеяние нейтронов поверхностными спиновыми волнами при ПВО от ферромагнетика теоретически рассмотрено в работе [99]. Теория ПВО нейтронов при дифракции в скользящей геометрии развита в работе [100].

ПВО мессбауэровского излучения от железной фольги, обогащенной мессбауэровским изотопом  $^{57}\text{Fe}$ , исследовано в работе [101]. Хотя эта работа посвящена исследованию интерференции ядерно-резонансного и рэлеевского рассеяний, по результатам эксперимента сделано заключение о поверхностной чувствительности метода. Так, в центральной части пестикомпонентного магнитного спектра, соответствующего ферромагнитному состоянию (рис. 10), можно выделить квадрупольный дублет, соответствующий окислу железа  $\text{FeO}$ , и одиночную линию вблизи нулевой скорости, которую можно приписать наличию немагнитного  $\gamma$ -железа в пленке. Причем эти дополнительные линии в спектре проявились лучше при малом угле скольжения ( $\theta = 2 \cdot 10^{-3}$  мрад), что объясняется уменьшением глубины проникновения излучения в образец, позволяющим обнаружить

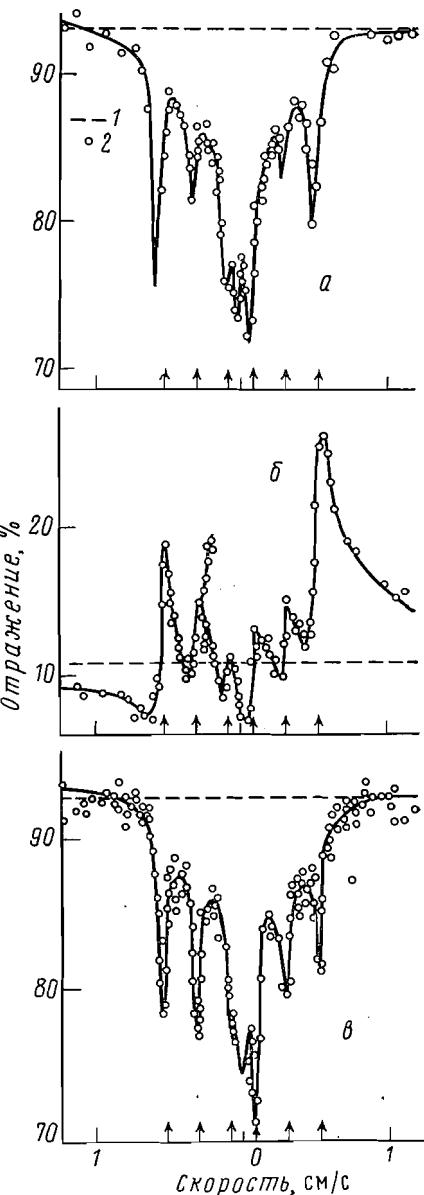


Рис. 10. Экспериментальные мессбауэровские спектры ПВО от железной фольги, обогащенной изотопом  $^{57}\text{Fe}$  (91,2%), для двух различных углов скольжения падающего излучения без внешнего магнитного поля (а и б) и с магнитным полем, приложенным перпендикулярно плоскости рассеяния (γ). 1 — интенсивность рэлеевского отражения, 2 — экспериментальные спектры. Значения  $\theta$  (мрад): а, γ — 2, б — 4

слабые загрязнения поверхности образца отмеченными соединениями. Интерпретация спектров проведена на основе формул Френеля, в которые для различных собственных поляризаций излучения вводили соответствующий показатель преломления. Возможные изменения параметров сверхтонких взаимодействий вблизи поверхности не только по величине, но по ориентации их осей требуют для количественной интерпретации экспериментальных спектров мессбауэровского ПВО (с целью извлечения информации о поверхности) развития теории отражения от среды с послойным изменением анизотропных параметров, когда формулы Френеля и соответственно рекуррентные соотношения Паррата неприменимы. Матричная теория отражения развита для такого случая в работе [102].

Мессбауэровское ПВО исследовано также для изотопа  $^{169}\text{Tu}$  ( $E_1=8,4$  кэВ) [11]. Особенности динамической теории мессбауэровской дифракции в скользящей геометрии рассмотрены в работе [103], а при наличии сверхтонких расщеплений ядерных уровней — в работе [104], в которой численно показаны изменения угловых зависимостей ядерного резонансного рассеяния, характеризующих ориентацию осей сверхтонких взаимодействий в таком эксперименте.

В работе [105] предложен метод сверхмонохроматизации синхротронного излучения с помощью четвертьвольновых пленок на поверхности резонансного мессбауэровского зеркала, отражающих только в энергетическом интервале, соответствующем мессбауэровскому резонансу.

### Исследования вторичных процессов в условиях ПВО

Регистрация вторичных излучений при ПВО представляет интерес как с точки зрения физики самого явления, так и для исследования поверхности. Регистрация фотоэлектронов при ПВО ультрамягкого рентгеновского излучения ( $\text{Al}K_{\alpha}$ ,  $\lambda=8,34\text{ \AA}$ ;  $\text{V}K_{\alpha}$ ,  $\lambda=67,9\text{ \AA}$  и  $\text{Be}K_{\alpha}$ ,  $\lambda=113,8\text{ \AA}$ ) проведена в работе [106], в которой показано, что кривая выхода фотоэлектронов вблизи критического угла отражения имеет характерный всплеск, соответствующий удвоению электрического поля в среде вблизи поверхности при  $\theta=\theta_c$  и резкий спад при  $\theta\rightarrow 0$ . Энергия электронов, образующихся при взаимодействии ультрамягкого рентгеновского излучения с веществом, мала, так что глубина их выхода меньше глубины проникновения излучения даже в условиях полного отражения, поэтому кривая выхода фотоэлектронов в экспериментах работы [106] характеризует структуру электрического поля излучения вблизи поверхности. Точная форма кривых выхода фотоэлектронов зависит не только от соотношения действительной и мнимой частей показателя преломления среды ( $\delta$  и  $\beta$ ) (и может быть использована, как и кривая зеркального отражения, для определения электронной плотности и коэффициента поглощения среды вблизи поверхности), но и от функции потерь электронов в среде. В предположении, что поглощение электронов в среде происходит по экспоненциальному закону, в работе [106] определена средняя длина свободного пробега для электронов с энергией 1,4 кэВ в золоте, оказавшаяся равной 19  $\text{\AA}$ .

В работах [107–109] проведены исследования комптоновского и флуоресцентного рассеяний  $\text{Mo}K_{\alpha}$ -излучения ( $\lambda=0,71\text{ \AA}$ ) в условиях ПВО от пленок чистого германия, напыленных в вакууме  $10^{-8}$  торр на оптически гладкую поверхность стекла, а также сплавов  $\text{Ti-Ni}$ ,  $\text{Cr-Cu}$ ,  $\text{Ni-Ge}$  с целью определения их электронной плотности и возможных неоднородностей состава с глубиной. Так как в этих экспериментах использовано существенно более жесткое излучение, чем в работе [106], то глубина выхода вторичных электронов, как и флуоресцентного излучения, была существенно больше глубины проникновения излучения в среду в условиях ПВО. В связи с этим зависимости выхода вторичного излучения от угла скольжения  $\theta$  имели форму перевернутых кривых зеркального отра-

жения  $\sim T(\theta) = 1 - R(\theta)$  ( $T(\theta)$  – пропускание). Некоторые различия кривых выхода комптоновского и флуоресцентного излучений, наблюдавшиеся в области близи  $\theta_c$  и при  $\theta \rightarrow 0$ , могли быть, по-видимому, объяснены различием функций и глубин выхода для электронов и флуоресцентного излучения, а также характерными особенностями изменений амплитуды электрического поля преломленной волны и глубины проникновения излучения в среду в области полного отражения: амплитуда поля вблизи поверхности имеет вслеск при  $\theta = \theta_c$ , а глубина проникновения излучения не стремится к нулю при  $\theta \rightarrow 0$ .

При несколько больших длинах волн падающего излучения (например,  $\text{Cu } K_{\alpha}$ ,  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ ) глубины проникновения излучения в среду в условиях ПВО оказываются сопоставимыми с глубинами выхода вторичных электронов. Форма кривых выхода фотоэлектронов при этом существенно зависит от функции выхода электронов  $P(z)$  и поэтому может быть использована для ее экспериментального определения, что предложено в работе [110]. В этой работе для интерпретации экспериментальных результатов по ПВО  $\text{Cu } K_{\alpha}$ -излучения от монокристаллов германия использована линейная функция  $P(z)$ . После внесения поправок на микро- и макрооднородности поверхности образца различия экспериментальных и теоретических угловых зависимостей выхода фотоэлектронов объяснялись различием глубин выхода электронов для различных энергетических групп: в формировании фотоэмиссии с малых глубин значительный вклад вносит группа малоэнергетических оже-электронов, глубина выхода которых примерно на порядок меньше, чем у электронов остальных групп. Отметим, что определение функций выхода электронов имеет большое значение для развития селективной по глубине мессбауэровской спектроскопии конверсионных электронов [111], исследований нарушений кристаллической структуры вблизи поверхности методом стоячей рентгеновской волны [112, 113] и т. д. Восстановление функции  $P(z)$  на множестве монотонно убывающих функций путем решения обратной задачи для интегрального выражения величины выхода фотоэлектронов  $N(\theta)$  в функции угла скольжения коллимированного рентгеновского излучения проведено в работе [114]. Для проверки решения экспериментальные данные экстраполированы к величине выхода  $N(\theta)$ , представленной в виде разложения по моментам функции выхода  $P(z)$ . Однако интервал углов скольжения, исследованный в этой работе ( $0,5\text{--}5^\circ$ ), не включал область ПВО. Таким образом, вид функции  $P(z)$  был восстановлен для сравнительно больших  $z$  ( $0,1\text{--}2 \text{ мкм}$ ).

В работе [115] рассмотрено влияние на выход флуоресцентного излучения при ПВО шероховатостей, которые аппроксимируются переходным слоем с плавно меняющейся плотностью. Модельные расчеты, выполненные методом численного интегрирования, показали, что выбором глубины и профиля изменения плотности приповерхностного слоя можно достичь лучшего согласия результатов, полученных в работе [109], с теорией.

В работе [116] на основе принципа взаимности и обратимости микроскопических процессов поглощения и испускания экспериментально решен вопрос о возможности испускания флуоресцентного излучения, которое выходило бы из среды под углами, меньшими критического угла. Если показатель преломления среды меньше единицы и волновые векторы излучения в среде меньше волновых векторов в вакууме, то волновые векторы, почти параллельные поверхности в среде, при переходе через границу раздела должны приобретать добавку по нормали, т. е. выходить из среды под углами, всегда большими критического. Однако излучатели, находящиеся вблизи поверхности, в соответствии с упомянутыми принципами взаимности и обратимости должны испускать неоднородные (эванесцентные) волны, затухающие по нормали к поверхности, причем наличие малой части их волновых векторов обеспечивает соответственное увеличение тангенциальной составляющей их действительной части, так что эти вол-

ны могут выходить из среды под углами, меньшими критического угла. Зависимость выхода флуоресцентного излучения от угла скольжения щели детектора (в этом эксперименте возбуждающее излучение широким пучком падало нормально на поверхность образца) оказалась аналогичной зависимости выхода флуоресцентного излучения, регистрируемого счетчиком с широким окном над поверхностью образца, от угла скольжения узкоколимированного падающего излучения в области ПВО. Так как вклад в флуоресцентное излучение, регистрируемое под углами, меньшими критического, дают атомы, находящиеся на таких же глубинах, на которые проникает излучение в среду в условиях ПВО, возникает возможность проводить селективные по глубине исследования с регистрацией флуоресцентного излучения под малыми углами к поверхности. В отличие от обычного ПВО, при котором вследствие скользящих углов падения излучение практически всегда освещает поверхность значительного размера и поэтому результаты экспериментов значительное влияние оказывает не только шероховатость, но и волнистость поверхности, в экспериментах с регистрацией флуоресцентного излучения под малыми углами к поверхности возможно изучать отдельные, достаточно малые области поверхности при той же глубине проникновения для выходящего (под углами, меньшими критического) излучения. Проведенные в работе [116] эксперименты значительно расширяют область применения флуоресценции для исследования поверхностных слоев, например в методе стоячих рентгеновских волн, образующихся при брэгговской дифракции [112, 113]. Ранее считалось, что информацию о поверхности в этом методе могут дать только вторичные процессы, которые характеризуются малой глубиной выхода (фотоэлектроны), или флуоресцентное излучение атомов примеси, внедренной на небольшие глубины в образец.

При ПВО мессбауэровского излучения образца, содержащего резонансные ядра, регистрация конверсионных электронов может существенно увеличить скорость счета, так как мессбауэровские переходы, как правило, сильно конвертированы. Поскольку энергии конверсионных электронов сравнительно велики, глубины их выхода вообще говоря превышают глубины проникновения резонансного излучения в среду в условиях ПВО и функция выхода электронов  $P(z)$  окажет слабое влияние на зависимость скорости счета конверсионных электронов от угла скольжения падающего мессбауэровского излучения и форму резонансного спектра. Изменение формы резонансных кривых конверсионных электронов за счет ПВО рассмотрено в работах [117, 118].

#### **Аномалии углового распределения излучения, рассеянного в условиях ПВО, и проблемы учета шероховатостей поверхностей**

Формулы Френеля описывают отражение только от идеально плоской и гладкой поверхности. Наличие шероховатостей (микрогеометрии по терминологии работы [22]) на реальной поверхности может существенно изменить картину отражения. Как правило, шероховатости приводят к существенному угловому размытию падающего пучка в процессе отражения. Уширение углового распределения рассеянного отражения (дифференциальных кривых) по сравнению с падающим может служить мерой шероховатости поверхности [29, 119–122]. Размытие пучка неизбежно ведет к падению интенсивности в максимуме, к ослаблению зеркально отраженной волны. Изменение формы кривых зеркального отражения в этом случае можно учесть, предполагая, что на поверхности среды существует слой с понижением плотностью и плавно изменяющимся поглощением [31–33]. При отражении от пленок шероховатости поверхности, как уже отмечено, приводят к изменению интенсивностей интерференционных максимумов Кизиха, вплоть до их полного исчезновения при ухудшении поверхностей пленки [15, 26].

В угловом распределении излучения, рассеянного при углах падения, чуть больших угла ПВО, могут возникать и другие аномалии. Так, в работах [123, 124] обнаружена аномально отраженная (незеркально) волна, возникающая при угле рассеяния  $\varphi \approx \theta_c$ . Теоретическому и экспериментальному исследованию аномально отраженной волны посвящен ряд работ [125–129]. Показано, что в формировании этой волны существенную роль играет шероховатость поверхности, приводящая к размытию падающего пучка. Причину возникновения аномально отраженной волны легко понять, если учесть, что угловое распределение рассеянного излучения (дифференциальная кривая ПВО) представляет собой свертку углового распределения падающего излучения, уширенного рассеянием на неоднородностях вблизи поверхности, и профиля кривой ПВО, резкое изменение которого при  $\theta = \theta_c$  и порождает новый максимум. Поскольку кривые ПВО от пленок имеют сложную осциллирующую структуру, то, как показано в работах [124, 126, 130], дифференциальные кривые ПВО в этом случае также имеют более сложную форму: пик зеркального отражения может иметь несколько «зубчиков», а вокруг зеркально и аномально отраженной волны существуют более слабые осцилляции интенсивности. Причем оказалось, что положение таких максимумов на дифференциальных кривых может быть использовано (так же, как и осцилляции Кизиха) для определения толщины пленки, так как эти максимумы образуются при интерференции незеркально отраженных от верхней и нижней поверхностей волн. Теория структуры дифференциальных кривых с использованием поверхностной корреляционной функции развита в работе [131], в которой в частности, показано, что из распределения интенсивности на дифференциальных кривых можно непосредственно получить распределение неоднородностей в пленке (зернистую структуру) при условии ее периодичности.

В работах [132, 133] незеркальное отражение рассматривается как малоугловое рассеяние на флуктуациях плотности вдоль поверхности образца. Плотность рассматривается состоящей из двух частей: усредненной вдоль поверхности (но переменной по глубине) и флуктуационной добавки. Рассеяние на флуктуациях вычисляется по теории возмущений. Однако интенсивность рассчитанного в этих работах малоуглового рассеяния оказалась сравнима с пиками зеркального отражения, что, по-видимому, противоречит использованию теории возмущений. Таким образом, в интерпретации (и ее однозначности) дифференциальных кривых рассеяния в условиях ПВО существуют определенные трудности.

В работе [134] при ПВО от монокристаллов кремния зафиксирована еще одна аномалия — «поверхностная» рентгеновская волна. (Термин «поверхностная» волна употребляется авторами в работах [92] и [134] в двух совершенно разных смыслах. В работе [94] — это зеркальная дифрагированная волна при дифракции в скользящей геометрии, в работе [134] — это волна, рассеянная под нулевым углом к поверхности в условиях обычного ПВО (без дифракции). Такая путаница приводит к недоразумениям при обсуждении.) Показано, что пучок, выходящий через боковую грань кристалла («нулевой пучок» по терминологии работы [128]) может быть зарегистрирован, даже когда граница засветки кристалла падающим пучком отстоит от задней грани на 1,5 см. Однако ввиду большой сложности определения границ засветки поверхности образца при малых углах падения ( $\sim 8'$ ) с учетом расходимости падающего пучка эти эксперименты требуют тщательной проверки, а также выявления роли монокристалличности образца на аномалии в угловом распределении.

### Выводы

Рассмотренные в настоящем обзоре работы свидетельствуют о широких возможностях метода ПВО в исследованиях качества, электронной структуры и плотности, химического состава, кристаллической и магнит-

ной структуры, их особенностей и нарушений вблизи поверхности, фазовых переходов в поверхностном монослое и т. д.

Разнообразие методик исследования поверхности использует особенности взаимодействия рентгеновского или мессбауэровского излучений с кристаллами и базируется на предельно малой глубине проникновения излучения в образец в условиях ПВО. По сравнению с вторично-эмиссионными методами или дифракцией медленных электронов, имеющих сравнимые глубины взаимодействия, информация, получаемая в экспериментах с рентгеновским излучением, существенно проще интерпретируется. Так, например, уже качественный вид дифракционного спектра, полученного в скользящей геометрии, характеризует изменение кристаллической структуры или параметров решетки в приповерхностной области [77], и даже в интегральном режиме съемки, не требующем сложной аппаратуры, может быть получена реальная структурная информация [81]. Многие экспериментальные решения, описанные в обзоре, найдены совсем недавно и требуют дальнейшего развития. Некоторые эксперименты являются поисковыми, они ставят важные вопросы, касающиеся особенностей взаимодействия излучения со средой в условиях ПВО [116].

Существующие достижения метода свидетельствуют о необходимости его внедрения в широкую практику исследований по физике поверхности.

Авторы выражают признательность Р. М. Имамову за содействие данной работе, А. М. Афанасьеву за ценные замечания, а также В. М. Синайскому, Л. Г. Елисеенко, Ю. В. Пономареву и Э. Х. Мухамеджанову за обсуждение ряда вопросов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Compton A. H., Allison S. K. X-Rays in Theory and Experiment. N. Y.: Van Nostrand, 1935.
2. Elliott A. J. Sci. Instrum., 1965, v. 42, p. 312.
3. Witz J. Acta Cryst., 1969, v. A25, p. 30.
4. Синайский В. М., Григоренко Л. П. Приб. и техн. эксперим., 1976, № 5, с. 259.
5. Costa E., Auriemma G., Boccaccini L., Ubertini P. Appl. Optics, 1978, v. 17(4), p. 621.
6. Bremer J., Kaihola L. Appl. Phys. Lett., 1980, v. 37(4), p. 360.
7. Knoth J., Schwenke H. Fresenius Z. Anal. Chem., 1980, v. 301, p. 7.
8. Hisashi Kurata. Rev. Sci. Instrum., 1982, v. 53(2), p. 142.
9. Bilderback D. H. Proc. Soc. Phot. Optics Instrum. Eng., 1982, v. 315, p. 90.
10. Pound R. V., Vetterling W. T. J. Phys., 1979, v. 40, suppl. 3, p. C-2.
11. Wagner F. E. Z. Phys., 1968, B. 210, S. 361.
12. Karchaudhari S. N., Cheng K. L. Appl. Spectrosc. Rev., 1980, v. 16(2), p. 187.
13. Наумовец А. Г. Укр. физ. журн., 1978, т. 23, № 10, с. 1585.
14. Kiessig H. Ann. Phys., 1931, B. 10, S. 715, 769.
15. Croce P., Dewant G., Sere M. G., Verhaeghe M. F. Surf. Sci., 1970, v. 22, p. 173.
16. Segmüller A. Thin Sol. Films, 1973, v. 18, p. 287.
17. Hendrick R. W. J. Opt. Soc. Amer., 1957, v. 47, p. 165.
18. Reiser L. M. J. Opt. Soc. Amer., 1957, v. 47, p. 987.
19. Petzold W. Z. Angew. Phys., 1963, B. 15, S. 525.
20. Лукирский А. П., Савинов Е. П., Ершов О. А., Шепелев Ю. Ф. Оптика и спектроскопия, 1964, т. 16, вып. 2, с. 310.
21. Ершов О. А., Брытов И. А. Оптика и спектроскопия, 1967, т. 22, с. 305.
22. Синайский В. М., Сиденко В. И. Приб. и техн. эксперим., 1974, № 6, с. 5.
23. Parratt L. G. Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 359.
24. Hass G., Hunter W., Tonsey R. J. Opt. Soc. Amer., 1956, v. 46, p. 1009.
25. Wainfan N., Scott N. J., Parratt L. G. J. Appl. Phys., 1959, v. 30, p. 1604.
26. Wainfan N., Parratt L. G. J. Appl. Phys., 1960, v. 31, p. 1331.
27. Künnen G. Optik, 1967/1968, B. 26, S. 582.
28. Koenig J. H., Carron G. J. Math. Res. Bull., 1967, v. 2, p. 509.
29. Raunio G., Svensson O. Ark. Phys., 1968, B. 35, S. 149.
30. Renner O. Czech. J. Phys., 1972, v. 22, p. 1007.
31. Турьянский А. Г., Киселева К. В. Кр. сообщ. по физике, 1977, № 8, с. 20, 25.
32. Смирнов Л. А., Сотников Т. Д., Анохин В. С., Тайбин Б. З. Оптика и спектроскопия, 1979, т. 46, с. 593.
33. Смирнов Л. А., Анохин С. Б. Оптика и спектроскопия, 1980, т. 48, с. 574.
34. Dinklage I. B. J. Appl. Phys., 1967, v. 38, p. 3781.
35. Segmüller A. Modulated Structur. Int. Confer. Cailua, Kona Haw. N. Y., 1979, p. 78.
36. Underwood J. H., Barbee T. W. Appl. Optics, 1981, v. 20, p. 3027.

37. Haelbich R. P., Segmüller A., Spiller E. Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, p. 184.  
 38. Vinogradov A. V., Zeldovich B. Ya. Appl. Optics, 1977, v. 16, p. 89.  
 39. Начинов В. А., Елисеенко Л. Г., Доставалов В. Н. Оптика и спектроскопия, 1982, т. 53, с. 546.  
 40. Wagendristel A. Z. Naturforsch., 1975, B, 30a, S. 1648.  
 41. Wagendristel A., Wolf D., Bangert H. Thin Sol. Films, 1976, v. 32, p. 307.  
 42. Wagendristel A., Bangert H., Tonsern W. Surf. Sci., 1979, v. 86, p. 68.  
 43. Wagendristel A., Schurz H., Ehrmann-Falkenau E., Bangert H. J. Appl. Phys., 1980, v. 51, p. 4808.  
 44. DuMond J., Youtz J. P. J. Appl. Phys., 1940, v. 11, p. 357.  
 45. Dinklage I. B., Frerichs A. J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 2633.  
 46. Ершов О. А., Брытев И. А., Лукирский А. П. Оптика и спектроскопия, 1967, т. 22, с. 127.  
 47. Stern E. A. Phys. Rev., 1974, v. B10, p. 3027.  
 48. Bianconi A. Appl. Surf. Sci., 1980, v. 6, p. 392.  
 49. Barchewitz R., Cremonese-Visicato M., Onori G. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1978, v. 11, p. 4439.  
 50. Martens G., Rabe P. Phys. Stat. Sol.(a), 1980, v. 57, p. K31; 1980, v. 58, p. 415; J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1980, v. 13, p. L913; 1981, v. 14, p. 1523.  
 51. Fox R., Gurman S. J. J. Phys. C (Gr. Brit.), 1980, v. C13, p. L249.  
 52. Denley D., Perfitt P., Williams R. S., Shirley D. A. Phys. Rev. B, 1980, v. 21, p. 2267.  
 53. Jones R. G., Woodruff D. P. Surf. Sci., 1982, v. 114, p. 38.  
 54. Пономарев Ю. Б., Тарутин Ю. А. Журн. техн. физики, 1983, т. 53, с. 1652.  
 55. Bremer J., Kaigola L., Keski-Kuha R. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1980, v. 13, p. 2225.  
 56. Kaigola L., Bremer J. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1981, v. 14, p. L43.  
 57. Kaigola L. Phys. Stat. Sol.(a), 1981, v. 65, p. 163.  
 58. Пинскер З. Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1983.  
 59. Израилева Л. К. Изв. АН ССР. Сер. физ., 1976, т. 40, № 11, с. 2412.  
 60. Израилева Л. К. Оптика рентгеновских лучей и микронализ. Л.: Машиностроение, 1976, с. 5.  
 61. Kishino S., Kohra K. Jap. J. Appl. Phys., 1971, v. 10, p. 551.  
 62. Kishino S. J. Phys. Soc. Jap., 1971, v. 31, p. 1168.  
 63. Kishino S., Noda A., Kohra K. J. Phys. Soc. Jap., 1972, v. 33, p. 158.  
 64. Bedinska T. Phys. Stat. Sol.(a), 1973, v. 19, p. 365; 1974, v. 25, p. 405.  
 65. Kishino S. Jap. J. Appl. Phys., 1974, v. 13, p. 587.  
 66. Rustichelli F. Phil. Mag., 1975, v. 31, p. 1.  
 67. Mazkedian S., Rustichelli F. Sol. St. Commun., 1975, v. 17, p. 609.  
 68. Hartwig J. Phys. Stat. Sol.(a), 1976, v. 37, p. 417; 1977, v. 42, p. 495.  
 69. Brümmer O., Hoche H. R., Nieber J. Phys. Stat. Sol.(a), 1976, v. 33, p. 587; 1976, v. 37, p. 529; 1978, v. 46, p. K134; Z. Naturforsch., 1982, B, 37a, S. 519.  
 70. Kaganer V. M., Indenbom V. L., Vrana M., Chalupa B. Phys. Stat. Sol.(a), 1982, v. 71, p. 374.  
 71. Hartwig G. Kristall und Techn., 1978, B, 13, S. 1117; Exp. Techn. Phys., 1978, B, 26, S. 447, 535.  
 72. Fukuhara A., Takano Y. J. Appl. Cryst., 1977, v. 10, p. 287.  
 73. Balestrino G., Lagomarsino S., Mastrogiacomo L., Scarinci F., Tucciarone A. Thin Sol. Films, 1981, v. 78, p. 327.  
 74. Wolcyrz M., Lukaszewich K. J. Appl. Cryst., 1982, v. 15, p. 406.  
 75. Mathieson A. Acta Cryst., 1979, v. A35, p. 50.  
 76. Wilkins S. W. Proc. Roy. Soc. (London), ser. A, 1978, v. 364, p. 569; Acta Cryst., 1980, v. A36, p. 143.  
 77. Marra W. C., Eisenberger P., Cho A. Y. J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 6927.  
 78. Барышевский В. Г. Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, с. 112.  
 79. Eisenberger P., Marra W. C. Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1081.  
 80. Александров П. А., Афанасьев А. М., Степанов С. А. Кристаллография, 1984, т. 29, с. 197.  
 81. Imamov R. M., Golovin A. L., Stepanov S. A., Afanas'ev A. M. Proc. Int. Ion. Eng. Congr. – ISIAT'83 and IPAT'83. Kyoto, 1983, p. 1913.  
 82. Marra W. C., Fuoss P. H., Eisenberger P. Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1169.  
 83. Robinson I. K. Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1145.  
 84. Robinson I. K., Kuk J., Feldman L. C. Phys. Rev. B, 1984, v. 29, p. 4762.  
 85. Afanas'ev A. M., Melkonyan M. K. Acta Cryst., 1983, v. A39, p. 207.  
 86. Golovin A. L., Imamov R. M., Stepanov S. A. Acta Cryst. A, 1984, v. 40, p. 225.  
 87. Александров П. А., Мелконян М. К., Степанов С. А. Кристаллография, 1984, т. 29, с. 376.  
 88. Aleksandrov P. A., Afanas'ev A. M., Melkonyan M. K., Stepanov S. A. Phys. Stat. Sol.(a), 1984, v. 81, p. 47.  
 89. Александров П. А., Афанасьев А. М., Степанов С. А. Поверхность, 1984, № 8, с. 9.  
 90. Golovin A. L., Imamov R. M. Phys. Stat. Sol.(a), 1983, v. 77, p. K91.  
 91. Golovin A. L., Imamov R. M. Phys. Stat. Sol.(a), 1983, v. 80, p. K63.  
 92. Vineyard G. H. Phys. Rev., 1982, v. B26, p. 4146.  
 93. Dietrich S., Wagner H. Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 1469.

94. Андреев А. В., Ковьев Э. К., Матвеев Ю. А., Пономарев Ю. В. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, вып. 10, с. 412.
95. Андреев А. В., Ковьев Э. К. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, № 10, с. 1984.
96. Collectioning, enclosing, channeling X-rays, Optical Spectra, 1974, v. 8, № 8, p. 32.
97. Felcher G. P. Phys. Rev. B, 1981, v. 24, p. 1595.
98. Shinjo T. Int. Conf. Appl. ME, Kyoto, 1978. J. de Physique, Suppl. 3, to v. 40, p. C2.
99. Mazur P., Mills D. L. Phys. Rev. B, 1982, v. 26, p. 5175.
100. Барышевский В. Г. Журн. эксперим. и теор. физики, 1976, т. 70, вып. 2, с. 430.
101. Bernstein S., Campbell E. C. Phys. Rev., 1963, v. 132, p. 1625.
102. Андреева М. А., Кузьмин Р. Н., Рогове К. Теория зеркального отражения мессбауэровского излучения. Деп. ВИНИТИ, 1984, № 2542-84.
103. Александров П. А., Афанасьев А. М., Мелконян М. К. Физика твердого тела, 1983, т. 25, вып. 4, с. 1003.
104. Andreeva M. A., Kuzmin R. N. Sol. St. Commun., 1984, v. 49, p. 743.
105. Hannin J. P., Trammell G. T., Mueller M., Gerdau E., Wincler H., Ruffer R. Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 636.
106. Henke B. L. Phys. Rev., 1972, v. A26, p. 94.
107. Yoneda Y., Tazunoki M. Technol. Repts. Kunshu. Univ., 1977, v. 50, p. 139.
108. Yoneda Y., Kawano K. Technol. Repts. Kunshu. Univ., 1979, v. 52, p. 189.
109. Yoneda Y. Phys. Lett., 1980, v. 76A, p. 152.
110. Соломин И. К., Круглов М. В. Физика твердого тела, 1984, т. 26, вып. 2, с. 519.
111. Lilequist D., Ekdaal T., Bauerstam U. Nucl. Instrum. and Meth., 1978, v. 155, p. 529.
112. Афанасьев А. М., Кон В. Г. Журн. эксперим. и теор. физики, 1978, т. 74, с. 300.
113. Takahashi T., Kikuta S. J. Phys. Soc. Jap., 1979, v. 46, p. 1808.
114. Маслов А. В., Мухамеджанов Э. Х. Кристаллография, 1984, т. 29, вып. 2, с. 408.
115. Смирнов Л. А. Оптика и спектроскопия, 1984, т. 56, вып. 3, с. 539.
116. Becker R. S., Golovchenko J. A., Patel L. R. Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 153.
117. Андреева М. А., Борисова С. Ф., Кузьмин Р. Н. Журн. техн. физики, 1983, т. 53.
118. Андреева М. А., Борисова С. Ф., Кузьмин Р. Н. Оптика и спектроскопия, 1984, т. 56, вып. 3, с. 546.
119. Croce P., Nevot L. J. Appl. Cryst., 1974, v. 7, p. 125.
120. Nevot L., Croce P. J. Appl. Cryst., 1975, v. 8, p. 304.
121. Hrdy J. Czech. J. Phys., 1968, v. B18, p. 525.
122. Мугарда Х. А., Гуманский Г. А., Узлов В. В. Вестн. Белорусск. ун-та, 1981, № 2.
123. Yoneda Y. Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 2010.
124. Sauro J. P., Fankuchen I., Wainfan N. Phys. Rev., 1963, v. 132, p. 1544.
125. Guentert O. J. Phys. Rev., 1965, v. 138A, p. 732; J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 1361; Acta Cryst., 1966, v. 21, p. A234.
126. Karp D. S., Wainfan N. Phys. Rev., 1965, v. 138A, p. 1490.
127. Warren B. F., Clarke J. S. J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 324.
128. Nigam A. N. Phys. Rev., 1965, v. 138A, p. 1189.
129. Рогинский Б. М., Синайский В. М., Сиденко В. И. Физика твердого тела, 1972, т. 14, вып. 2, с. 409.
130. Sauro J. P., Bindell J., Wainfan N. Phys. Rev., 1966, v. 143, p. 439.
131. Bindell J. B., Wainfan N. J. Appl. Cryst., 1970, v. 3, p. 503.
132. Петрашень П. В., Ковьев Э. К., Чуховский Ф. Н., Матвеев Ю. А. В кн.: Тез. XIII Всесоюз. совещ. по применению рентгеновских лучей. Черноголовка, 1982, с. 31.
133. Петрашень П. В., Ковьев Э. К., Чуховский Ф. Н., Дегтярев Ю. Л. Физика твердого тела, 1983, т. 25, вып. 4, с. 1211.
134. Ковьев Э. К., Матвеев Ю. А. Физика твердого тела, 1984, т. 23, с. 587.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова  
Институт кристаллографии АН СССР,  
Москва

Поступила в редакцию  
21.IV.1983

Окончательный вариант получен  
16.VIII.1984

#### SURFACE STUDIES USING THE METHOD OF X-RAY SPECULAR REFLECTION

Andreeva M. A., Borisova S. F., Stepanov S. A.

This review considers the results of the application of the specular reflection (SR) method to study surfaces. Precise determination of the thin-film thickness from 100 to 2000 Å within an 0,5% accuracy and extraction of electron density profile near the surface within 0,3% are available. Multilayer surface structures can be «solved». The measurements of extended absorption fine structure of SR coefficient near the absorption edge give detailed information on atomic coordination in thin surface layers. The crystalline structure of atomic monolayers is effectively studied with diffraction under SR conditions. The experiments on secondary processes at SR are considered. Predicted are the perspectives of the Mössbauer surface reflections for the determination of the magnetic surface structure. The problems are discussed related with the studies of SR angular distribution.