

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

548.732

## РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА ПОВЕРХНОСТИ

(Отражение и дифракция при скользящих углах падения)

А. В. Андреев

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение	113
1. Крайне асимметрическая дифракция	115
а) Двухволновая дифракция	115
б) Многоволновая дифракция	117
2. Двухволновая симметрическая некомпланарная дифракция	119
а) Общая характеристика схемы дифракции	119
б) Особенности геометрии дифракции	120
3. Рентгеновские поверхностные волны	123
4. Квазиволноводные моды	125
5. Аномальное отражение рентгеновских лучей	126
а) Аномальное отражение при падении под углом, меньшим критического угла ПВО $\theta_c$	126
б) Аномальное отражение при падении под углом, большим критического угла ПВО $\theta_c$	127
в) Теория отражения рентгеновских лучей от сред с неоднородным поверхностным слоем	128
6. Исследования дальней тонкой структуры энергетических спектров отражения	133
Заключение	134
Список литературы	135

## ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты, проведенные в последнее время, показывают, что рентгеновская оптика становится инструментом исследования двумерных структур. Об этом свидетельствуют исследования эффектов реконструкции поверхности полупроводниковых и металлических кристаллов, исследование фазового перехода в монослое атомов на поверхности монокристалла, исследование границы раздела монокристалла и эпитаксиально выращенной на нем тонкой кристаллической пленки. Эти успехи связаны с использованием новой геометрии дифракции, основанной на дифракции экспоненциально затухающих в среду волн. Поскольку глубина проникновения волны в среду составляет десятки-сотни ангстрем, такие схемы дифракции чувствительны к структуре поверхности. Исследования этих схем дифракции привели к новому типу неоднородных волн — рентгеновским поверхностным волнам и квазиволноводным модам. Рентгеновские поверхностные волны сильно связаны с границей кристалла, достигают на ней максимума интенсивности, экспоненциально затухают по обе стороны от нее и имеют аномально большие длины распространения вдоль поверхности. Квазиволноводные моды возникают при дифракции в тонких кристаллических пленках, в этом случае дифрагированная волна оказывается «заперта» внутри пленки. Волны с такой структурой имеют как общефизический интерес, так и прикладной,

прежде всего в задачах генерации когерентного рентгеновского и гаммаизлучения в кристаллах.

Дифракционные методы связаны с исследованием дальнего порядка в кристаллических системах. Исследования тонкой структуры энергетических спектров отражения позволили определить структуру ближнего порядка в аморфных пленках, содержащих несколько атомных слоев.

Методы рентгеновской дифракции принято рассматривать как пригодные лишь для исследования объемных свойств кристаллов. Это обусловлено тем, что характерная длина формирования дифрагированной волны, несущей основную информацию о структуре кристалла, находится в интервале 1—100 мкм. Поэтому при исследовании тонких пленок, состоящих из нескольких атомных слоев, интенсивность дифрагированной волны весьма мала. Такая же ситуация, на первый взгляд, и в рентгеновской спектроскопии поглощения, поскольку длина образца, оптимальная с точки зрения получения необходимого контраста, близка к длине поглощения, которая также находится в указанном выше интервале при использовании излучения с длиной волны, соответствующей К-краю поглощения в средах со средними атомными номерами.

Толщина слоя, в котором формируется дифрагированная волна в случае дифракции на отражение, зависит от угла падения волны на кристалл и уменьшается с уменьшением угла скольжения, т. е. угла между пучком и входной гранью кристалла. Естественно поэтому при исследовании свойств тонких пленок работать при скользящих углах падения. Исследование дифракции в такой геометрии ставит задачу определения зависимости глубины формирования дифрагированной волны от угла падения при стремлении угла скольжения к нулю. Схемы дифракции при скользящих углах падения или дифракции были названы схемами крайне асимметричной дифракции. Обсуждению этих схем посвящен раздел 1. В схеме крайне асимметричной брэгговской дифракции в вакууме наряду с дифрагированной волной возникает зеркально отраженная, интенсивность которой на несколько порядков превосходит интенсивность дифрагированной. Наиболее яркие физические результаты были получены при использовании новой схемы — двухволновой симметричной некомпланарной дифракции. Обсуждению этой схемы посвящен раздел 2. В этом случае как падающая, так и дифрагированная волны составляют малый угол с поверхностью кристалла. Интенсивность дифрагированной волны становится теперь сравнима с интенсивностью зеркально-отраженной, а при определенных значениях углов падения происходит поглощение зеркальной волны.

Обсуждению механизмов возбуждения рентгеновских поверхностных волн и квазиволноводных мод и особенностей их распространения посвящены разделы 3 и 4.

В схемах дифракции со скользящими углами становится важен микрорельеф поверхности кристаллов, поскольку неровность поверхности приводит к угловому уширению отраженных пучков. В разделе 5 обсуждаются эффекты аномального отражения рентгеновских лучей, возникающие при падении рентгеновских лучей под углами, близкими к углу полного внешнего отражения (ПВО) и обусловленные неоднородностью поверхности слоя. Проведен расчет угловых спектров незеркального отражения, приведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов. Показано, что из угловых характеристик незеркального отражения можно получить информацию о статистических характеристиках неоднородности поверхности.

Вопросы определения ближнего порядка в поверхностных слоях на основе анализа дальней тонкой структуры энергетических спектров отражения обсуждаются в разделе 6.

До недавнего времени поверхности-чувствительные методы в рентгеновской оптике основывались на регистрации угловых и энергетических зависимостей выхода вторичных процессов. К ним относятся, например,

различные варианты метода рентгеновских стоячих волн<sup>59-63</sup>. Проведены эксперименты по исследованию зависимости выхода флуоресценции<sup>64</sup> и фотоэлектронов<sup>65</sup> от угла падения рентгеновских лучей при ПВО. В методе EXAFS-спектроскопии исследован выход фотоэлектронов<sup>66-67</sup>, оже-электронов<sup>68</sup>, флуоресценции<sup>69</sup>, как функции энергии падающих рентгеновских квантов.

В этих методах малость толщины исследуемого слоя достигается малой глубиной выхода вторичных частиц. Однако в настоящей статье мы не будем касаться этого направления, поскольку оно представляет, на наш взгляд, предмет отдельного обзора. В настоящем обзоре мы будем обсуждать только те методики, в которых изучение свойств поверхности и поверхностных слоев ведется по угловым и энергетическим спектрам упруго рассеянного рентгеновского излучения.

## 1. КРАЙНЕ АСИММЕТРИЧНАЯ ДИФРАКЦИЯ

### а) Двухволновая дифракция

Основными схемами дифракции в рентгеновской оптике являются геометрия дифракции по Лауз (рис. 1, а) и геометрия дифракции по Брэггу (рис. 1, б). Геометрия дифракции по Лауз является геометрией дифракции на прохождение, в этом случае поток энергии волн, выходящих с нижней границы кристалла (в непоглощающем кристалле), равен потоку энергии волны, падающей на кристалл. В случае дифракции по Брэггу существует область

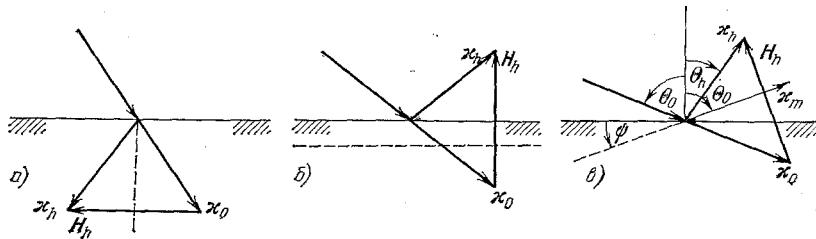


Рис. 1. Взаимное расположение волновых векторов падающей ( $x_0$ ), дифрагированной ( $x_h$ ) и зеркально отраженной ( $x_m$ ) волн.  
а) Геометрия дифракции по Лауз; б) геометрия дифракции по Брэггу; в) асимметричная дифракция

углов падения, в пределах которой происходит полное отражение падающей на кристалл волны. Важной особенностью геометрии дифракции по Брэггу является возможность уменьшения угловой ширины отраженного пучка по сравнению с падающим и возможность увеличения амплитуды напряженности электрического поля (подробнее см., например, монографию<sup>1</sup>). Эти возможности реализуются при асимметричной дифракции, т. е. когда угол  $\phi$  между входной гранью кристалла и отражающей плоскостью (штриховая линия на рис. 1) не равен нулю (рис. 1, в). В случае  $\theta_0 > \theta_h$  происходит отмеченное выше уменьшение угловой ширины отраженного пучка, при  $\theta_0 < \theta_h$  происходит уменьшение линейных размеров отраженного пучка по сравнению с падающим, что и приводит к возрастанию напряженности поля. Эти особенности асимметричной дифракции нашли широкое применение в различных приборах рентгеновской оптики. Если  $\theta_0, \theta_h$  близки к  $\pi/2$ , то соответствующие схемы дифракции называются крайне асимметричными. Случай  $\theta_h = \pi/2$  является промежуточным между случаями дифракции по Брэггу и по Лауз. Долгое время схемы крайне асимметричной дифракции оставались неисследованными в рентгеновской оптике. Началом детальных исследований этой геометрии дифракции послужили работы<sup>2-5</sup>. Затем после-

довала серия исследований как случая дифракции рентгеновских лучей <sup>6-19</sup>, так и нейtronов <sup>20-22</sup>.

Обсудим особенности крайне асимметричной дифракции. При  $\theta_0 \approx \pi/2$  наряду с дифрагированной волной в вакууме появляется зеркально отраженная волна, распространяющаяся под углом  $\theta_0$  относительно нормали к границе раздела ( $x_m$  на рис. 1, *в*). Когда угол скольжения  $\eta_0 = (\pi/2) - \theta_0$  лежит в пределах  $0 < \eta_0 < \eta_c$ , где  $\eta_c = \sqrt{|\chi'_0|}$  — критический угол полного внешнего отражения рентгеновских лучей,  $\chi'_0$  — реальная часть поляризуемости, интенсивность указанной зеркальной волны на несколько порядков превосходит интенсивность дифрагированной волны. Это объясняется прежде всего различием углов выхода волн <sup>4</sup>). Коэффициенты отражения  $R_h$  и  $R_m$  отличаются не столь значительно

$$R_h = \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \frac{I_h}{I_0} \approx \frac{\sin 2\theta_B}{\eta_0} \frac{I_h}{I_0}, \quad R_m = \frac{I_m}{I_0},$$

здесь  $\gamma_h = \cos \theta_h$ ,  $\gamma_0 = \cos \theta_0$ ,  $I_h$  — интенсивность дифрагированной волны,  $I_m$  — зеркальной, а  $I_0$  — падающей.

Как мы уже отмечали выше, при  $\theta_0 > \theta_h$  угловая ширина области полного отражения для падающего пучка  $\Delta\theta_0$  больше, чем для отраженного  $\Delta\theta_h$ . Их связь определяется следующим выражением <sup>1</sup>:

$$\frac{\Delta\theta_h}{\Delta\theta_0} = \frac{\sin \eta_0}{\sin \eta_h},$$

где  $\eta_h = (\pi/2) - \theta_h$ . Расчеты, проведенные с учетом особенностей схем крайне асимметричной дифракции, показали, что угловая ширина дифрагированной волны при уменьшении  $\eta_0$  не стремится к нулю, как это следует из приведенной формулы, а достигает предельного значения.

Интересные особенности, с физической точки зрения, возникают в случае  $\theta_h \approx \pi/2$ . В этом случае в работе <sup>6</sup> была показана возможность полного внутреннего отражения рентгеновских лучей. Вдали от условий брэгговской дифракции показатель преломления в рентгеновском диапазоне, как мы отмечали выше, меньше единицы. Однако вблизи условий брэгговской дифракции в результате динамического взаимодействия преломленной и дифрагированной волн наблюдается сильная пространственная дисперсия, приводящая к тому, что модуль волнового вектора дифрагированной волны  $k_h$  может стать больше модуля волнового вектора в вакууме ( $\kappa = \omega/c$ ):  $k_h = \kappa \sqrt{\varepsilon_h} > \kappa$ , т. е.  $\varepsilon_h > 1$ . В случае, когда  $\theta_h = \pi/2$ , варьированием угла падения вблизи  $\theta_0 \approx 2\theta_B$  ( $\theta_B$  — угол брэгговской дифракции для выбранного семейства плоскостей) модуль  $k_h$  можно менять в пределах

$$\kappa \left( 1 - \frac{|\chi'_0|}{2} \right) \leq k_h \leq \kappa \left( 1 + \frac{|\chi'_0|}{2} \right)$$

без существенного изменения интенсивности дифрагированной волны. Следовательно, выбором точки возбуждения на дисперсионной кривой можно сделать проекцию волнового вектора дифрагированной волны в среде  $k_{ht}$  больше  $\kappa$ . Тогда из условия непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора на границе раздела получим  $\kappa_{ht} = \sqrt{\kappa^2 - k_{ht}^2} = i \sqrt{k_{ht}^2 - \kappa^2}$ . Таким образом, дифрагированная волна в вакууме становится неоднородной, экспоненциально затухающей по мере удаления от границы.

Теоретическое исследование этих схем дифракции показало необходимость отказа от традиционных приближений динамической теории дифракции. Поскольку показатель преломления в рентгеновском диапазоне незначительно отличается от единицы:  $n = 1 - \delta$ , то при решении дисперсионного уравнения широко используется приближение, что модуль вектора рефрак-

<sup>4</sup>) В геометрии дифракции по Лауэ происходит возрастание интенсивности прошедшей волны.

ции  $\Delta k = \kappa_z - k_z$  много меньше  $\kappa_z$  и  $k_z$ , где  $\kappa_z$  — проекция волнового вектора на нормаль к границе раздела падающей волны,  $k_z$  — преломленной. Действительно, при  $\eta_c \ll \eta_0 \ll \pi/2$   $\Delta k \approx \kappa \theta$ , в то время как  $\kappa_z = \kappa \sin \eta_0$  и, следовательно,  $\kappa_z \gg \Delta k$ . Когда же угол  $\eta_0$  приближается к  $\eta_c$ , то величина  $\kappa_z$  становится близка к  $\Delta k \approx \kappa \eta_c$  и выполняется условие  $\kappa_z \sim \Delta k > k_z$ . Аналогичные изменения происходят при  $\eta_h \sim \eta_c$ . Поэтому, если в традиционных теориях (см., например, <sup>1)</sup>) динамической двухволновой дифракции дисперсионное уравнение четвертого порядка

$$(k_0^2 - k^2)(k_h^2 - k^2) = \kappa^4 (e_0 e_h)^2 \chi_h \chi_h, \quad (1.1)$$

где  $k = \kappa \sqrt{\epsilon} = \kappa \sqrt{1 + \chi_0}$ ,  $\chi_h$  — фурье-компоненты поляризуемости кристалла,  $e_0, e_h$  — единичные векторы поляризации волн, заменилось уравнением второго порядка

$$(k_0 - k)(k_h - k) = \frac{\kappa^2}{4} (e_0 e_h)^2 \chi_h \chi_h, \quad (1.2)$$

то в случае крайне асимметричной дифракции такая замена становится недопустима. Решение уравнения (1.1) не всегда представимо в компактном аналитическом виде, что затрудняет анализ этой геометрии дифракции.

Различные приближенные решения уравнения (1.1) были получены в <sup>7, 20</sup>. На рис. 2 представлена зависимость угловой ширины кривой отражения  $\Delta\theta_0$  от угла скольжения  $\eta_0$  при вычислении с помощью уравнения (1.1) (сплошная кривая) и (1.2) (штриховая). Видно, что при малых  $\eta_0$  расхождения указанных двух кривых значительны.

### б) Многоволновая дифракция

В схемах многоволновой дифракции малый угол с поверхностью кристалла могут составлять как одна из волн, участвующих в дифракции, так и различные их комбинации, в том числе и все волны, когда все отражающие плоскости перпендикулярны входной грани кристалла. В ориентированных кристаллах, у которых входная грань совпадает с одной из плоскостей кристалла, схемы крайне асимметричной дифракции являются, как правило, не двух-, а многоволновыми. Действительно, в ориентированных кристаллах дифрагированная волна (при  $\theta_h \approx \pi/2$ ) или преломленная волна (при  $\theta_h \approx \pi/2$ ) распространяются почти параллельно одной из плоскостей кристалла; поэтому если в дифракции находится плоскость, составляющая угол  $\psi$  с поверхностью кристалла, то в дифракции будет и плоскость, составляющая угол  $-\phi$  с поверхностью (рис. 3, а).

Обсудим особенности схем крайне асимметричной многоволновой дифракции. В работе <sup>23</sup> был рассмотрен случай дифракции  $\text{CuK}_\beta$  излучения на плоскостях (311) монокристаллов кремния с входной гранью, совпадающей с плоскостью (100). В этом случае мы имеем трехволновую дифракцию (311)/(311)/(600) при малом угле падения (схема 1) или (311)/(600)/(311) при большом угле падения (схема 2). На рис. 3, б, в представлен вид угловой зависимости интенсивности волн в вакууме. На рис. 3, б (схема 1) — зависимость интенсивности зеркально отраженной волны  $I_{\text{m}}$  и волны  $I_{311}$  от угла скольжения  $\eta_0$  при различных значениях угла  $\phi = \varphi - \varphi_0$  в плоскости

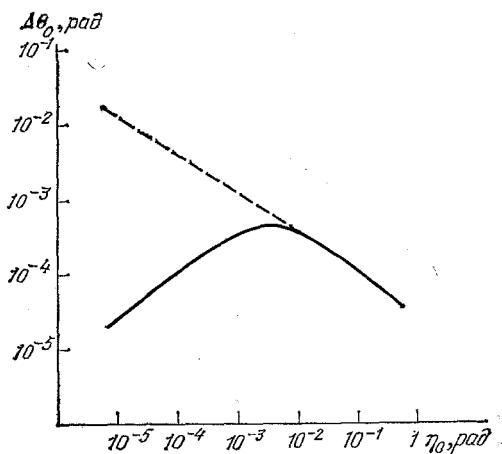


Рис. 2. Зависимость ширины кривой отражения  $\Delta\theta_0$  от угла падения  $\eta_0$ .

Сплошная кривая — теория крайне асимметричной дифракции; штриховая — вычисления с использованием дисперсионного уравнения вида (1.2)

входной грани, где  $\varphi_0$  соответствует трехволной точке Лауэ. На рис. 3, в (схема 2) — зависимость интенсивности дифрагированных волн  $I_{311}$ ,  $I_{600}$  от угла падения  $\delta\theta = \eta_0 - 2\theta_B$ .

Таким образом, при скользящих углах падения угловая зависимость интенсивности зеркально отраженной волны лишь незначительно отличается

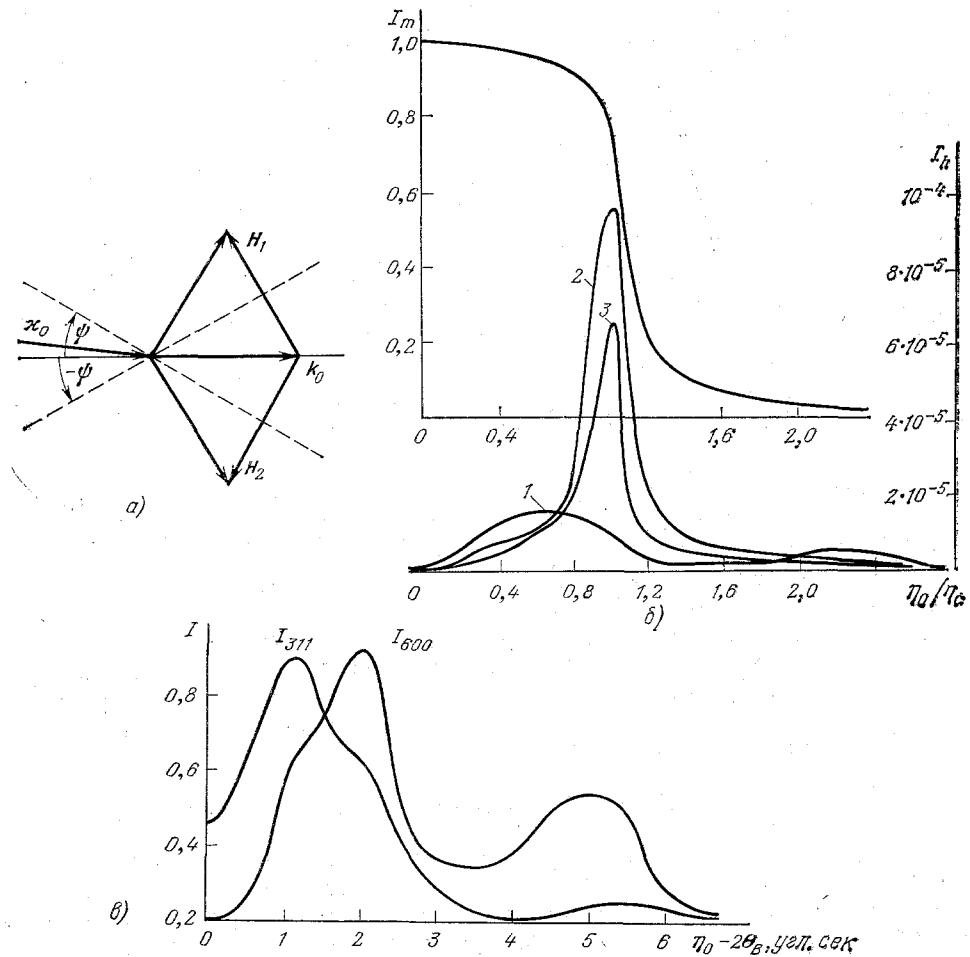


Рис. 3. а) Геометрия крайне асимметричной дифракции в ориентированных кристаллах; б) зависимость интенсивности зеркально отраженной  $I_m$  и дифрагированной  $I_h$  волн от угла скольжения падающей волны  $\eta_0$  (схема 1), кривые 1—3 соответствуют отстройкам  $\delta\varphi$ : 0 угл. мин (1), 33 угл. сек (2), 5,6 угл. мин (3); в) зависимость интенсивности дифрагированных волн  $I_{311}$ ,  $I_{600}$  от угла падения (схема 2)

от соответствующей одноволновой кривой. Угловая ширина дифрагированной волны в вакууме ( $I_{311}(\eta_0)$ ) значительно увеличивается и становится сравнима со значением  $\eta_c$ . Интенсивность дифрагированной волны на несколько порядков меньше интенсивности зеркально отраженной. Отметим, что так же как и в случае двухволной дифракции, коэффициенты отражения  $R^h$  и зеркального отражения  $R_m$  отличаются не столь значительно.

При больших углах падения основные особенности состоят в возможности осуществления внутреннего отражения, а также в возможности возбуждения рентгеновских поверхностных волн (см. раздел 3).

Интересная особенность компланарной трехволной дифракции состоит в том, что порядок дисперсионного уравнения в этом случае понижается по

сравнению со случаем двухволной крайне асимметричной дифракции. Действительно, теперь дисперсионная кривая становится симметричной относительно границы раздела, и ее уравнение становится уравнением третьей степени относительно  $k_z$ . Дисперсионное уравнение третьей степени является хорошим приближением и при слабой некомпланаарности, когда точка Лаэ выходит из плоскости, построенной на векторах обратной решетки отражающих плоскостей.

## 2. ДВУХВОЛНОВАЯ СИММЕТРИЧНАЯ НЕКОМПЛАНАРНАЯ ДИФРАКЦИЯ

### а) Общая характеристика схемы дифракции

В случае, когда отражающие плоскости перпендикулярны входной грани кристалла, возможна ситуация, когда одновременно как угол  $\eta_0$ , так и  $\eta_h$  становятся близки к  $\eta_c$ . Такую схему дифракции можно назвать некомпланаарной двухволной дифракцией, поскольку, в отличие от традиционных схем двухволной дифракции<sup>1</sup>, здесь падающая, преломленная и дифрагированные волны не лежат в одной плоскости. Расчет амплитуд зеркально отраженной и дифрагированной волн в вакууме для этой геометрии дифракции впервые был выполнен в работе<sup>24</sup>, где было отмечено, что в данной геометрии вместо одного возникает несколько критических углов отражения.

Экспериментально геометрия симметричной некомпланаарной двухволной дифракции была реализована в работе<sup>25</sup>. Исследовалась структура пленок алюминия, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на кристаллах GaAs с поверхностью слоем толщиной в 2 мкм, полученным методом молекулярно-пучковой автоэпитаксии. Было исследовано изменение периода решетки алюминия в плоскости, параллельной границе раздела, по мере удаления от указанной границы. Для этого применялась дифракция на плоскостях алюминия перпендикулярных входной грани, в пленках различной толщины от 75 до 2000 Å. Угол скольжения рентгеновского пучка выбирался таким образом, что  $\eta_c^{(Al)} < \eta_0 < \eta_c^{(GaAs)}$ , т. е. волна падала на кристалл под углом, большим критического угла полного отражения от подложки. Это приводило к увеличению интенсивности падающей волны по сравнению с экспериментами на прохождение. В таблице, воспроизведенной из работы<sup>25</sup>, приведены значения измеренного сдвига  $|x_h - x_m|$  в единицах  $2\pi/a_0$ , где  $x_h$  — волновой вектор дифрагированной волны,  $x_m$  — зеркально отраженной,  $a_0$  — постоянная решетки подложки GaAs, для отражения (220) (плоскость кристалла была плоскостью (001) от пленок различной толщины).

Таблица

Толщина пленки Al в атомных слоях	1000	415	100	35
Сдвиг Al (220)	—	0,0025	0,005	0,0128

В работах<sup>26-28</sup> были продолжены эксперименты по использованию некомпланаарной двухволной геометрии дифракции для исследования поверхности кристаллов. В<sup>26</sup> исследовалась структура поверхности монокристаллов германия и образование структуры (2 × 1) — Ge (001). Было показано, что реконструкция поверхности захватывает не только первый слой. В<sup>27</sup> исследовался фазовый переход твердое тело — жидкость в монослое Pb на поверхности Cu (110). В качестве источника рентгеновского излучения здесь использовалось синхротронное излучение. В<sup>28</sup> исследовалось образование (2 × 1) структур на поверхности монокристаллов Au (110).

Проведенные экспериментальные исследования показали, что эта методика найдет широкое применение при исследовании двумерных фазовых переходов, роста тонких пленок, поведения кластеров на поверхности кристаллов.

Особенности геометрии симметричной некомпланарной двухволновой дифракции, связанные с возможностью возбуждения рентгеновских поверхностных волн, были исследованы в <sup>23, 29</sup>. Теоретическому и экспериментальному изучению этой геометрии дифракции были посвящены работы <sup>30-34</sup>.

### б) Особенности геометрии дифракции

В настоящем разделе, основываясь на формулах работы <sup>23</sup>, получим несколько простых соотношений, характеризующих отношение интенсивностей зеркальной и дифрагированной волн в вакууме и величину линейного смещения отраженного пучка относительно падающего. Сдвиг отраженного пучка относительно падающего имеет место всегда, когда коэффициенты

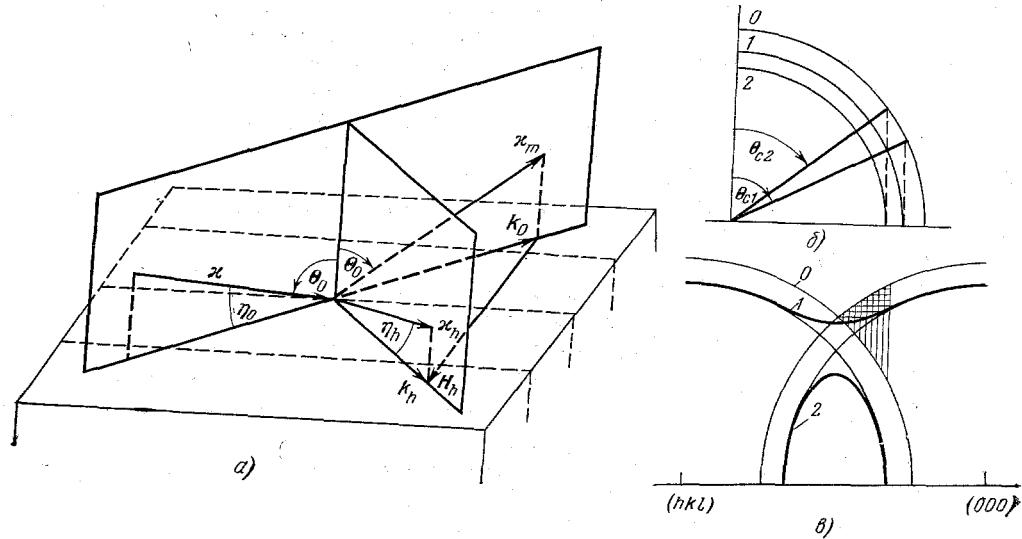


Рис. 4. Геометрия двухволновой некомпланарной дифракции (а); сечения дисперсионной поверхности: плоскостью, перпендикулярной вектору обратной решетки  $H_h$  и проходящей через его середину (б); входной гранью кристалла (в)

Френеля комплексны, в данном случае он может служить мерой степени динамичности дифракции.

На рис. 4 представлены схема дифракции и сечения дисперсионной поверхности. Данная геометрия дифракции позволяет получить точное решение дисперсионного уравнения четвертого порядка (1.1). Оно имеет вид

$$k_{0i}^2 = \varepsilon^2 \left( \varepsilon - \frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} + (\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_h)^2 \chi_h \chi_h} \right) = \varepsilon^2 \epsilon_{0i}, \quad (2.1)$$

где  $\varepsilon = 1 + \chi_0$ ,  $\alpha = 2\delta\varphi \cdot \sin 2\varphi_0 \cdot \sin^2 \theta_0$  — параметр отстройки. Рис. 4, б иллюстрирует наличие двух критических углов

$$\eta_{ci} = \sqrt{1 - \varepsilon_{ci}}. \quad (2.2)$$

Один критический угол, соответствующий дисперсионной ветви 1 на рис. 4, б, связан с борманновской модой, имеющей пучности поля в межплоскостном пространстве и узлы на атомных плоскостях. Второй — с антиборманновской, имеющей пучности поля на атомных плоскостях. Различие между  $\eta_{c1}$

и  $\eta_{c2}$  существенно и достигает нескольких минут. Например, при отражении (220) в кремнии  $\text{CuK}_\alpha$ -излучения для равных нулю отстройек  $\delta\phi = 0$  имеем:  $\eta_{c1} = 8,4$  угл. мин,  $\eta_{c2} = 16,9$  угл. мин. Таким образом, если угол скольжения падающего пучка лежит в области  $\eta_{c1} < \eta_0 < \eta_{c2}$ , то можно разделить в пространстве пучки, соответствующие борманновской и антиборманновской модам. Волны, соответствующие антиборманновской моде, будут выходить в вакуум через входную грань кристалла по направлению зеркально отраженной волны, а волны, соответствующие борманновской моде, можно вывести через боковую или нижнюю грань исследуемого кристалла. Точно так же можно разделять волны, соответствующие различным состояниям поляризации. Так, для рассмотренного выше случая, но для поляризации в плоскости дифракции получим  $\eta_{c1}^{(n)} = 10,2$  угл. мин,  $\eta_{c2}^{(n)} = 15,9$  угл. мин.

Вид зависимости интенсивностей зеркально отраженной и дифрагированной волн в вакууме от угла падения и параметра отстройки показан на рис. 5.

Наиболее простой вид выражения для амплитуд зеркально отраженной  $\mathcal{E}_m$  и вакуумной дифрагированной  $\mathcal{E}_h$  волн имеют при  $\alpha = 0$  \*)

$$r_m^{(s)} = \frac{\mathcal{E}_m}{\mathcal{E}} = \frac{r_{1s} + r_{2s}}{2}, \quad r_h^{(s)} = \frac{\mathcal{E}_h}{\mathcal{E}} = \frac{r_{1s} - r_{2s}}{2}, \quad (2.3)$$

где  $\mathcal{E}$  — амплитуда падающей волны,  $r_{is}$  — коэффициент Френеля для каждого листа дисперсионной поверхности (параметр  $s$  определяет состояние поляризации падающей волны: перпендикулярно  $s = \perp$  или параллельно  $s = \parallel$  плоскости падения):

$$r_{i\perp} = \frac{\cos \theta_0 - \sqrt{\varepsilon_{0i}^{(n)} - \sin^2 \theta_0}}{\cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon_{0i}^{(n)} - \sin^2 \theta_0}}, \quad r_{i\parallel} = \frac{\varepsilon_{0i}^{(\sigma)} \cos \theta_0 - \sqrt{\varepsilon_{0i}^{(\sigma)} - \sin^2 \theta_0}}{\varepsilon_{0i}^{(\sigma)} \cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon_{0i}^{(\sigma)} - \sin^2 \theta_0}}. \quad (2.4)$$

При  $\eta_0 \leq \eta_{c1}$  формулы (2.3) имеют вид

$$r_m^{(s)} = \cos(\varphi_1^{(s)} - \varphi_2^{(s)}) \exp[-i(\varphi_1^{(s)} + \varphi_2^{(s)})], \quad r_h^{(s)} = -i \sin(\varphi_1^{(s)} - \varphi_2^{(s)}) \exp[-i(\varphi_1^{(s)} + \varphi_2^{(s)})], \quad (2.5)$$

где

$$\varphi_i^{(\perp)} = \arctg \left( \sqrt{\sin^2 \theta_0 - \varepsilon_{0i}^{(n)}} (\cos \theta_0)^{-1} \right),$$

$$\varphi_i^{(\parallel)} = \arctg \left( \sqrt{\sin^2 \theta_0 - \varepsilon_{0i}^{(\sigma)}} (\varepsilon_{0i}^{(\sigma)} \cos \theta_0)^{-1} \right).$$

В частности, при  $\theta_0 = \theta_{c1}$  коэффициенты  $|r_h|^2$  и  $|r_m|^2$  имеют вид

$$|r_h|^2 = \frac{2 |\chi_h|}{|\chi_0| + |\chi_h|}, \quad |r_m|^2 = \frac{|\chi_0| - |\chi_h|}{|\chi_0| + |\chi_h|}. \quad (2.6)$$

Так, для отражения  $\text{CuK}_\alpha$ -излучения от плоскостей (220) кремния \*\*)

$$|r_h|^2 = 0,754, \quad |r_m|^2 = 0,246.$$

\*) Общее выражение для коэффициентов  $r_m$  и  $r_h$  в случае, когда вектор поляризации падающего излучения перпендикулярен плоскости падения, имеет вид

$$r_m = \frac{(\varepsilon_{01} - \varepsilon)(\chi_z + k_{z2})(\chi_{hz} + k_{z1}) - (\varepsilon_{02} - \varepsilon)(\chi_z - k_{z1})(\chi_{hz} + k_{z2})}{(\varepsilon_{01} - \varepsilon)(\chi_z + k_{z2})(\chi_{hz} + k_{z1}) - (\varepsilon_{02} - \varepsilon)(\chi_z + k_{z1})(\chi_{hz} + k_{z2})},$$

$$r_h = \frac{2(\mathbf{e}_0 \mathbf{e}_h) \chi_h \chi_z (k_{z1} - k_{z2})}{(\varepsilon_{01} - \varepsilon)(\chi_z + k_{z2})(\chi_{hz} + k_{z1}) - (\varepsilon_{02} - \varepsilon)(\chi_z + k_{z1})(\chi_{hz} + k_{z2})},$$

где  $\chi_z$  — проекция на нормаль к границе раздела волнового вектора падающей волны;  $\chi_{hz} = (\chi_z^2 - \chi^2 \alpha)^{1/2}$  — вакуумной дифрагированной;  $k_{z1}$ ,  $k_{z2}$  — волны в среде. Из приведенных выражений, в частности, следует, что в непоглощающем кристалле в области точек возбуждения, которой соответствуют чисто мнимые значения  $k_{z1}$ ,  $k_{z2}$ ,  $\chi_{hz}$ , коэффициент  $|r_m| = 1$  (подробнее см. раздел 4).

\*\*) При дифракции гамма-излучения и нейтронов, когда возможно  $\chi_0 \approx \chi_h$ , происходит сильное подавление зеркальной волны.

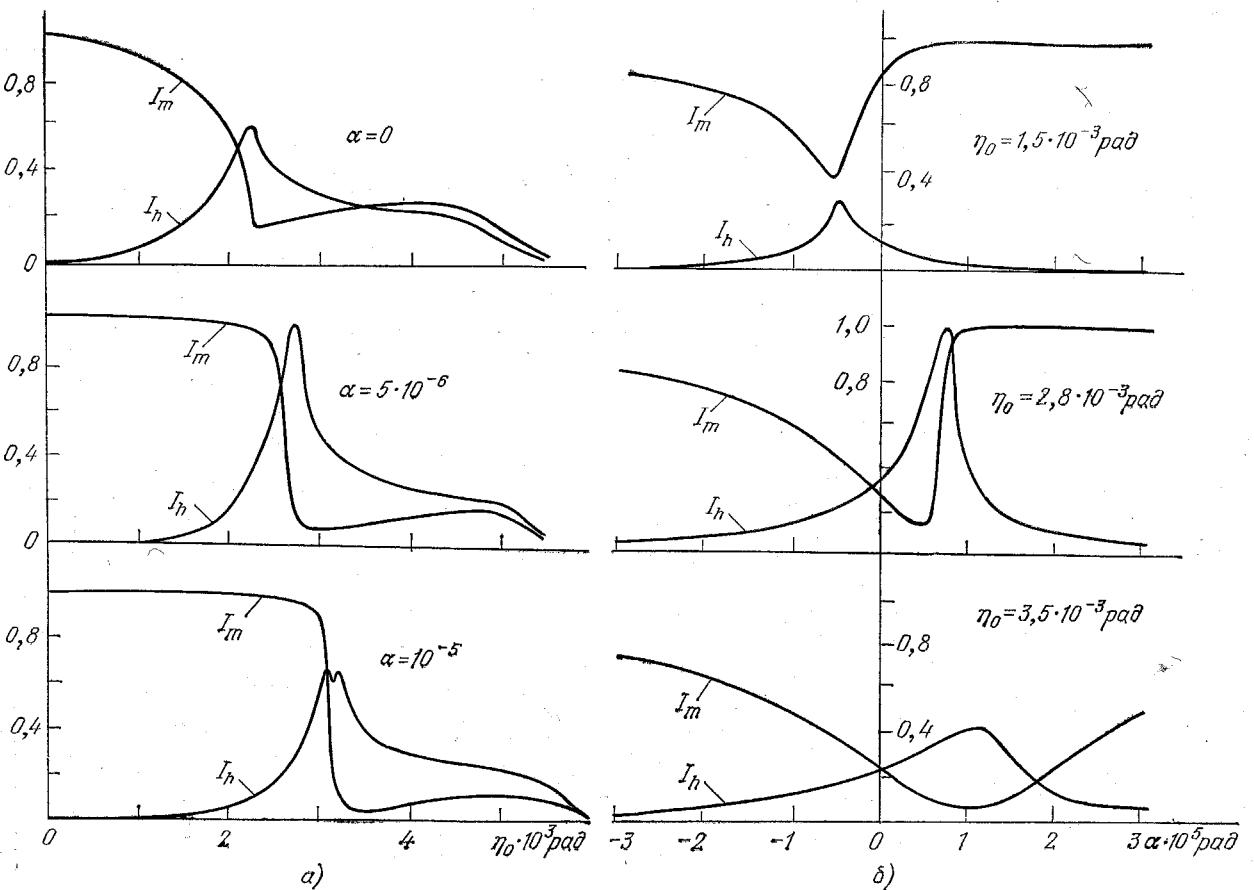


Рис. 5. Зависимость интенсивности зеркальной  $I_m = |\mathcal{E}_m|^2$  и вакуумной дифрагированной  $I_h = |\mathcal{E}_h|^2$  волн от угла скольжения (a) и параметра отстройки (b).

Выражения (2.6) относятся к случаю  $\alpha = 0$ , когда углы скольжения  $\eta_0$  и  $\eta_h$  равны друг другу и поэтому  $|r_m|^2 + |r_h|^2 = 1$ . При  $\alpha > 0$  угол  $\eta_h < \eta_0$ , поэтому  $|r_h|^2$  может принимать значения, большие единицы.

Оценим величину линейного смещения отраженного пучка относительно падающего. Если размер щели диафрагмы, ограничивающей падающий на кристалл пучок, удовлетворяет условию  $\pi l \cos \theta_0 \gg 1$ , то смещение зеркальной волны относительно падающей определяется формулой

$$l_s = -\frac{1}{\pi} \frac{\partial \phi^{(s)}}{\partial \sin \theta} \Big|_{\theta=\theta_0}. \quad (2.7)$$

При  $\alpha = 0$ , из (2.3) — (2.5) получим

$$l_{\perp} = \frac{\lambda}{2\pi} \sum_{i=1}^2 \frac{\operatorname{tg} \theta_0}{\sqrt{\sin^2 \theta_0 - \varepsilon_{0i}^{(\pi)}}},$$

$$l_{||} = \frac{\lambda}{2\pi} \sum_{i=1}^2 \frac{\varepsilon_{0i}^{(\sigma)}}{\varepsilon_{0i}^{(\sigma)} + (1 + \varepsilon_{0i}^{(\sigma)}) \sin^2 \theta_0} \frac{\operatorname{tg} \theta_0}{\sqrt{\sin^2 \theta_0 - \varepsilon_{0i}^{(\sigma)}}}.$$

Максимальный сдвиг достигается при выполнении условия  $\sin^2 \theta_0 = \varepsilon_{01}$ . В этом случае  $l_{||}$ , например, имеет вид

$$l_{||} = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon'_{01}}{2(1 - \varepsilon'_{01}) \varepsilon''_{01}}}.$$

Отношение этой величины к максимальному сдвигу вдали от брэгговских условий  $\frac{l_{||}^{(\text{OB})}}{l_{||}}$  имеет вид

$$\frac{l_{||}^{(\text{B})}}{l_{||}^{(\text{OB})}} = \frac{1}{2} \left[ \left( 1 - \frac{|\chi'_h|}{|\chi'_0|} \right) \left( 1 - \frac{|\chi''_h|}{|\chi''_0|} \right) \right]^{-1/2}.$$

Таким образом, максимальный сдвиг отраженной волны в условиях дифракции превышает максимальное значение  $l_{||}^{(\text{OB})}$  более чем на порядок для сильных отражений. Это обусловлено двумя причинами: 1) аномальной глубиной проникновения борманновской волны в кристалл, 2) изменением значения критического угла ПВО.

### 3. РЕНТГЕНОВСКИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

Ранее нам встречались два вида неоднородных рентгеновских волн. Вдали от условий Брэгга при падении волны на кристалл под углом  $\theta_0$ , большим критического угла  $\theta_c$ , наблюдается полное внешнее отражение и в среде распространяются неоднородные волны, экспоненциально затухающие по мере удаления от границы раздела. С другой стороны, при крайне асимметричной дифракции, как было показано в разделе 1, возможно явление полного внутреннего отражения рентгеновских лучей, при этом возникает неоднородная волна в вакууме. Оказывается, эти два типа неоднородных волн не исчерпывают всех возможностей. В работе <sup>29</sup> была показана возможность возбуждения волн с более сложной структурой: достигающих максимума на границе раздела и экспоненциально затухающих по обе стороны от нее (т. е. волна распространяется вдоль границы раздела и экспоненциально затухает по обе стороны от нее). Волны с такой структурой были названы <sup>29</sup> рентгеновскими поверхностными волнами.

Обсудим механизм возбуждения рентгеновских поверхностных волн на примере двухволновой некомпланаарной дифракции. Сечения дисперсионной поверхности и геометрия дифракции представлены на рис. 4. В области с вертикальной штриховкой на рис. 4, в проекция волнового вектора дифрагированной волны на границу раздела больше величины волнового вектора

в вакууме  $\kappa = \omega/c$ , т. е. выполняется условие полного внутреннего отражения для дифрагированной волны. В области с горизонтальной штриховкой выполняются условия полного внешнего отражения; при этом все волны, распространяющиеся в среде, становятся неоднородными. Таким образом, в области точек возбуждения с двойной штриховкой выполняются одновременно условия как полного внутреннего, так и полного внешнего отражения.

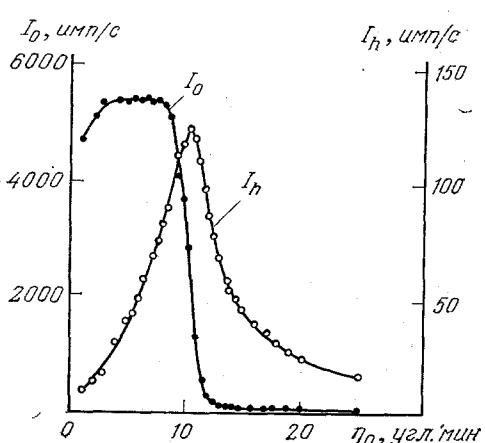


Рис. 6. Экспериментальная зависимость  $^{23}$  интенсивности зеркальной  $I_0$  и вакуумной дифрагированной  $I_h$  волн от угла скольжения  $\eta_0$  для кристалла сапфира,  $\text{CuK}_\alpha$ -излучение

зависимости совпадают с соответствующими теоретическими расчетами (см. рис. 5). Необходимо только отметить, что из-за указанной расходимости кривые на рис. 6 нужно сравнивать с интегральными по  $\alpha$

Дифрагированная волна в этом случае, распространяясь вдоль границы кристалла, имеет на ней максимум интенсивности и экспоненциально затухает по обе стороны от нее.

В работе  $^{23}$  геометрия двухволновой некомпланарной дифракции была реализована с использованием отражения  $\text{CuK}_\alpha$  — излучения от плоскостей (1011) сапфира. На рис. 6 представлены экспериментально полученные зависимости интенсивности зеркально отраженной  $I_0$  и вакуумной дифрагированной  $I_h$  волн от угла скольжения  $\eta_0$ . Угловая ширина падающего пучка в плоскости, параллельной входной грани, намного превышала соответствующую ширину области брэгговского отражения, это объясняет экспериментально полученное соотношение интенсивностей  $I_m$  и  $I_h$ .

Качественно полученные

и  $I_h$ . Качественно полученные

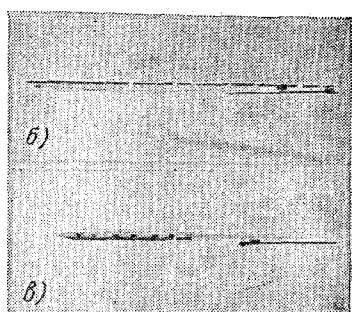
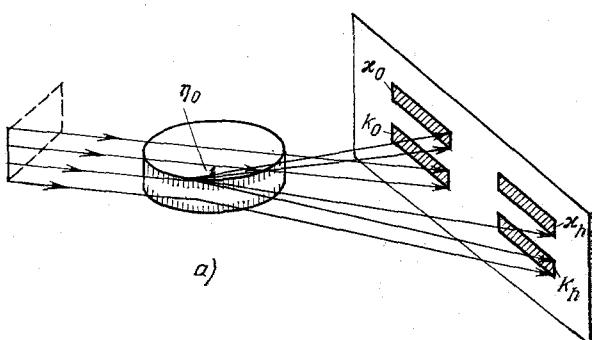


Рис. 7. Схема эксперимента (а) и картина дифракции при отрицательных (б) и положительных (в) отстройках от точного условия Брэгга  $^{23}$

кривыми. На рис. 7 представлена схема эксперимента и вид угловой зависимости интенсивности дифрагированной волны от азимутальной отстройки падающей. Ввиду указанной выше угловой расходимости отстройка оценивалась по уменьшению интенсивности дифрагированной волны вдвое по сравнению с ее максимальным значением при данном угле падения  $\theta_0$ . Рис. 7, б соответствует отрицательным отстройкам, а рис. 7, в — положительным. Видно, что при положительных отстройках максимум интенсивности дифрагированной волны смещается к поверхности кристалла. Это обстоятельство несомненно свидетельствует о том, что механизм формирования дифрагированной волны связан с эффектами динамической дифракции.

В работе <sup>23</sup> было показано, что поверхностные рентгеновские волны возникают и в аналогичных схемах многоволновой дифракции, например, некомпланарной трехволновой дифракции (все отражающие плоскости перпендикулярны входной грани), а также и в схемах многоволновой компланарной дифракции. Например, в рассмотренной выше схеме дифракции  $\text{CuK}_\alpha$  излучения в кристаллах кремния на плоскостях (311)/(600)/(311) с входной гранью, совпадающей с плоскостью (100). Основное отличие этой схемы дифракции от некомпланарной двухволновой состоит в том, что затухание волны в среду здесь обусловлено тем, что поверхностная волна возбуждается в пределах области брэгговского отражения. Это приводит к тому, что значительно повышается глубина проникновения поверхностной волны в среду.

В заключение данного раздела оценим, насколько критична схема некомпланарной двухволновой дифракции к отклонениям от строгой перпендикулярности отражающей плоскости и поверхности кристалла с точки зрения возбуждения поверхностных волн. Пусть угол между вектором обратной решетки и плоскостью кристалла равен  $\psi$ . Тогда связь между углом выхода дифрагированной волны в вакуум  $\eta_h$ , углом скольжения падающей волны  $\eta_0$  и параметром отстройки  $\alpha$  имеет вид

$$\eta_h = \sqrt{\eta_0^2 - \alpha + 2\psi^2 \sin^2 \theta_B}.$$

Если отражающие плоскости строго перпендикулярны входной грани кристалла, то область возбуждения поверхностных волн определяется условием

$$\alpha > \eta_0^2.$$

Если  $\psi \neq 0$ , то указанное условие принимает вид

$$\alpha > \eta_0^2 + 2\psi^2 \sin^2 \theta_B.$$

Таким образом, при  $\eta_0 > \psi \sin \theta_B$  область возбуждения поверхностной волны практически не изменится. Это условие легко выполняется даже на механически обработанных поверхностях.

#### 4. КВАЗИВОЛНОВОДНЫЕ МОДЫ

Поскольку вакуум для рентгеновских лучей является оптически более плотной средой, чем вещество, то волноводное распространение рентгеновского излучения можно было бы осуществить в воздушном зазоре между двумя пластинаами. Однако основная часть энергии рентгеновской волны будет сосредоточена в этом случае в вакууме, в то время как в задачах изучения строения вещества желательно увеличить степень взаимодействия поля и среды. Волноводные моды можно возбуждать и в слоях менее плотного вещества, окруженного более плотными слоями. Значительно чаще, однако, встречаются задачи, связанные с исследованиями слоев, напесенных на подложку, т. е. слоев, одной из границ раздела которых является вакуум. Если эти слои являются кристаллическими, то использование динамического полного внутреннего отражения \*) позволяет возбуждать квазиволноводные моды, когда дифрагированная волна оказывается «заперта» внутри слоя, испытывая полное отражение как на границе «слой — вакуум», так и на границе «слой — подложка». Такие квазиволноводные моды и возможность их использования в проблеме генерации когерентного мёссбауэровского излучения были рассмотрены в работе <sup>56</sup>.

\*) Термин «динамическое полное внутреннее отражение» мы используем, чтобы подчеркнуть, что речь идет о полном внутреннем отражении, обусловленном динамической дифракцией.

Для интерпретации условий возбуждения квазиволноводных мод обратимся снова к схеме двухволнистой некомпланарной дифракции. В области точек возбуждения с однократной штриховкой на рис. 4, *в* выполняется условие полного отражения как на границе «слой — вакуум»:  $|k_{ht}| > n$ , где  $k_{ht}$  — проекция волнового вектора дифрагированных волн на границу раздела, так, естественно, и на границе «слой — подложка»:  $|k_{ht}| > n_s$ , где  $n_s$  — показатель преломления подложки. Внутреннему листу дисперсионной поверхности будут соответствовать волны, экспоненциально затухающие в пределах слоя, а внешнему листу (с аномально малым коэффициентом поглощения) будут соответствовать однородные плоские волны с проекцией волнового вектора на нормаль к границе раздела  $k_{zi}$ , определяющейся пересечением нормали с дисперсионной поверхностью. Для слоя толщины  $d$  выделенными будут те точки, для которых

$$(k_{z1} - k_{z2})d - \phi_1 - \phi_2 = \pi n,$$

где  $\phi_1, \phi_2$  — фазы коэффициентов отражения от границ слоя.

Область возбуждения рентгеновских поверхностных волн соответствует, в некотором смысле, нулевой волноводной моде в слое бесконечной толщины.

Интерес к квазиволноводным модам с точки зрения теории генерации когерентного мёссбауэровского излучения состоит в возможности увеличения фактора усиления  $G = \exp [(\mu_+ - \mu_-) \cdot L]$ , где  $\mu_+$  ( $\mu_-$ ) — коэффициент усиления (поглощения), а  $\tau = L/c$  — время взаимодействия резонансного излучения со средой. Уменьшение сомножителя ( $\mu_+ - \mu_-$ ) в показателе экспоненты, обусловленное тем, что область возбуждения квазиволноводных и поверхностных волн находится на краях максимума отражения, может быть значительно перекрыто увеличением  $L$  — эффективной длины взаимодействия поля со средой. Вид активной области в виде планарного слоя на поверхности кристалла является естественным при использовании лазерного отжига для реконструкции кристаллической решетки, разрушенной под действием интенсивной накачки ядерных переходов <sup>57, 58</sup>.

## 5. АНОМАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

В настоящем разделе мы обсудим особенности угловых спектров отражения рентгеновских лучей, падающих на кристалл под углами, близкими к критическому углу ПВО. ПВО находит все более широкое применение при исследовании поверхностных слоев различных материалов. Вопросы использования ПВО в рентгенооптических системах, таких как рентгеновские микроскопы и телескопы отражательного типа, коллимационные устройства и т. п., и вопросы использования ПВО для определения качества поверхности отражены в обзоре <sup>35</sup>. Не останавливаясь на этих вопросах, мы обсудим здесь два эффекта: 1) аномальное отражение рентгеновских лучей, падающих на кристалл под углом, меньшим критического угла <sup>36</sup>  $\theta_c$ , и 2) аномальное отражение рентгеновских лучей, падающих на кристалл под углом, большим критического угла <sup>37</sup>  $\theta_c$ .

а) Аномальное отражение при падении под углом, меньшим критического угла ПВО  $\theta_c$

Первый эффект наблюдался двадцать лет назад и с тех пор неоднократно исследовался <sup>38-42</sup> и продолжает исследоваться до настоящего времени <sup>43-45</sup>. Было предложено несколько моделей для объяснения явления (подробнее см. <sup>35</sup>), однако попытки теоретического расчета угловых спектров немногогочисленны <sup>41-42</sup>.

Суть эффекта состоит в следующем: при падении на кристалл пучка рентгеновских лучей с углом скольжения, в 2—3 раза превышающем критический угол, наряду с зеркально отраженной волной появляется дополнительный максимум в угловом спектре отраженных лучей под углами относительно поверхности кристалла, несколько меньшими угла падения (рис. 8). Такая структура отраженного поля наблюдается для различных материалов и подчиняется следующим закономерностям: 1) значение угла  $\eta_a$  не зависит от угла падения  $\eta_0$ , отношение  $\eta_a/\eta_c$  — критического угла ПВО равно  $45^\circ$   $\eta_a/\eta_c = 0,91 \pm 0,11$ ; 2) значение угла  $\eta_a$  меняется приблизительно пропорционально изменению длины волны; 3) интегральная интенсивность аномально отраженного пучка  $I$ , во-первых, уменьшается с увеличением угла скольжения  $\eta_0$  и, во-вторых, зависит от величины мнимой части показателя

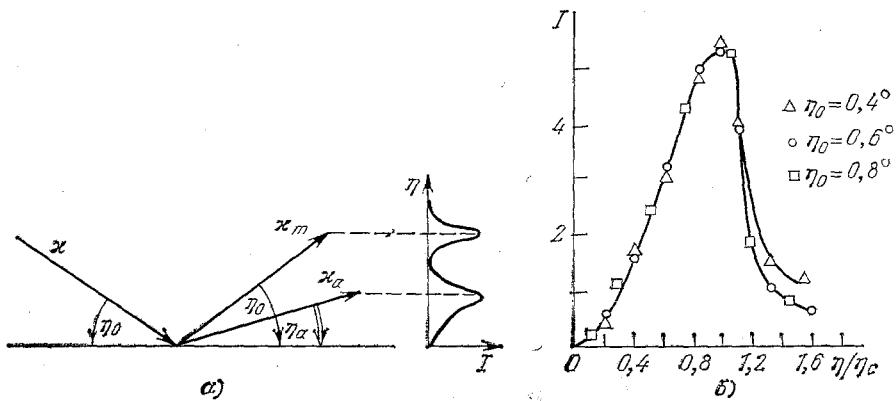


Рис. 8. а) К эффекту аномального отражения; б) вид углового спектра аномального отражения при различных углах падения (стекло К8)  $45^\circ$

преломления; 4) исследование аномального отражения от образцов стекла К8, изготовленных с классом шероховатости от 8-го до 14-го, показало  $45^\circ$ , что, во-первых, максимум интенсивности аномального отражения наблюдается при 11—12 классах шероховатости, и, во-вторых, величина зависит от класса шероховатости поверхности, а угловой профиль практически не зависит.

Перечисленные закономерности позволяют сделать вывод, что угловое положение максимума аномального отражения определяется показателем преломления данного материала, причем в основном величиной показателя преломления в поверхностном слое материала.

#### б) Аномальное отражение при падении под углом, большим критического угла ПВО $\theta_c$

В работе  $^{37}$  при исследовании ПВО рентгеновских лучей от ионнооблученных кристаллов кремния были обнаружены следующие особенности: 1) угловая ширина отраженного пучка значительно превышала ширину падающего; 2) в угловом спектре отражения появлялся дополнительный максимум, который соответствовал волнам, распространяющимся вдоль поверхности кристалла; 3) соотношение интенсивностей зеркального и побочного максимумов зависело от положения освещаемой области (рис. 9), при освещении края образца наблюдается только побочный максимум, по мере удаления освещаемой области от края образца возрастает интенсивность зеркального

пика, а побочного — падает; 4) соотношение интенсивностей двух максимумов зависело от дозы облучения кристалла ионами <sup>46</sup>; 5) при отражении от

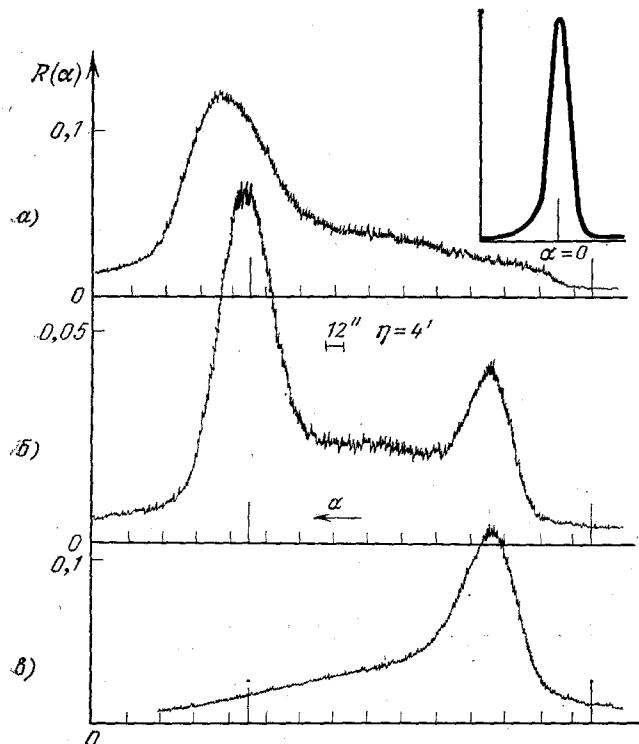


Рис. 9. Зависимость <sup>37</sup> углового спектра отражения от положения освещаемой области.

Расстояние между краем пучка и краем кристалла: а) 30 мм, б) 21 мм, в) 4 мм. На вставке форма падающего пучка в отсутствие исследуемого кристалла

необлученных кристаллов и аморфных сред побочный максимум не наблюдался, а угловая ширина зеркального отраженного пучка уменьшалась.

в) Теория отражения рентгеновских лучей от сред с неоднородным поверхностным слоем

Обзор экспериментальных данных, проведенный выше, показывает, что основным механизмом аномального отражения, по-видимому, является маловолновое рассеяние на неоднородностях в поверхностном слое.

В настоящем разделе на основе модели неоднородного переходного слоя мы рассчитаем основные характеристики углового спектра отражения.

Рассмотрим отражение рентгеновских лучей от образца с неоднородным поверхностным слоем. Не будем конкретизировать вид неоднородности. Это может быть неоднородность, обусловленная либо шероховатостью поверхности, либо наличием радиационных дефектов в приповерхностном слое и т. п. Считая электронную плотность в неоднородном слое случайной функцией радиуса-вектора  $\mathbf{r}$ , диэлектрическую проницаемость можно представить в виде

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_0(z) + \delta\epsilon(\mathbf{r}), \quad (5.1)$$

где  $\epsilon_0(z) = \langle \epsilon(\mathbf{r}) \rangle$  — усредненная по флуктуациям плотности диэлектрическая проницаемость, ось  $z$  направлена вглубь образца перпендикулярно к его границе,  $\delta\epsilon(\mathbf{r})$  — флуктуации проницаемости. Представим амплитуду поля в виде регулярной составляющей  $E_0(\mathbf{r})$ , удовлетворяющей уравнению:

$$\Delta E_0(\mathbf{r}) + \kappa^2 \epsilon_0(z) E_0(\mathbf{r}) = 0, \quad (5.2)$$

и рассеянной на флуктуациях  $\delta\epsilon(\mathbf{r})$  и подчиняющейся уравнению

$$\Delta E_1(\mathbf{r}) + \kappa^2 \epsilon_0(z) E_1(\mathbf{r}) = -\kappa^2 \delta\epsilon(\mathbf{r}) E_0(\mathbf{r}). \quad (5.3)$$

Поскольку в отсутствие дифракции поляризационные эффекты несущественны, то можно ограничиться скалярными амплитудами.

Пусть на кристалл падает плоская волна с волновым вектором

$$\mathbf{x}_0 = \{\mathbf{x}_{||}, \mathbf{x}_z\},$$

где  $|\mathbf{x}_{||}| = \kappa \sin \theta_0$ ,  $\kappa = \omega/c$ ,  $\theta_0$  — угол падения относительно нормали к границе раздела, тогда поле  $E_0(\mathbf{r})$  можно представить в виде

$$E_0(\mathbf{r}) = E_0(z) \exp(i\mathbf{x}_{||}\mathbf{p}),$$

где  $E_0(z)$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 E_0}{dz^2} + (\kappa^2 \epsilon_0 - \kappa_{||}^2) E_0 = 0. \quad (5.4)$$

В качестве линейно независимых решений уравнения (5.4) можно выбрать решения со следующими асимптотиками:

$$u(z) = \begin{cases} e^{i\kappa_z z} + r e^{-i\kappa_z z}, & z \rightarrow -\infty, \\ t e^{i\kappa_z z}, & z \rightarrow \infty; \end{cases} \quad v(z) = \begin{cases} t_1 e^{-i\kappa_z z}, & z \rightarrow -\infty, \\ e^{-i\kappa_z z} + r_1 e^{i\kappa_z z}, & z \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (5.5)$$

где  $k_z = \kappa \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}$ ,  $\epsilon$  — объемное значение диэлектрической проницаемости,  $r$  и  $t$  — соответственно амплитуда отраженной и преломленной волн при падении волны на границу раздела из вакуума на среду,  $r_1$  и  $t_1$  — из среды на вакуум. Используя (5.5), решение уравнения (5.3) можно представить в виде

$$E_1(\mathbf{r}) = - \int dk_{||} \frac{e^{i\mathbf{k}_{||}\mathbf{p}}}{W} \left[ u(z) \int_{-\infty}^z F(\mathbf{s}, z') v(z') dz' + v(z) \int_z^{\infty} F(\mathbf{s}, z') u(z') dz' \right], \quad (5.6)$$

где

$$F(\mathbf{s}, z) = -\frac{\kappa^2}{(2\pi)^2} E_0(z) \int d\mathbf{p} \delta\epsilon(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{s}\mathbf{p}),$$

$\mathbf{s} = \mathbf{x}_{||} - \mathbf{k}_{||}$ , а вронсиан имеет вид  $W = -2i\kappa_z t_1 = -2ik_z t$ .

#### 1) Рассеяние на шероховатости поверхности

Пусть  $\epsilon_0(z)$  имеет вид

$$\epsilon_0(z) = 1 + \chi_0 \frac{e^{z/a}}{1 + e^{z/a}}. \quad (5.7)$$

Тогда решения  $u(z)$  и  $v(z)$  выражаются через гипергеометрические функции, и в случае статистически однородных шероховатостей выражение для интенсивности рассеяния при  $z \rightarrow -\infty$  согласно (5.6) имеет вид

$$I_1 = I_0 \kappa^4 |t_0|^2 \int dk_{||} e^{-i(\kappa_z - \kappa_z^*) z} \left| \frac{t}{2i\kappa_z} \right|^2 K(\mathbf{s}), \quad (5.8)$$

где  $I_0$  — интенсивность падающей волны; коэффициент  $t$  для слоя вида (5.7) имеет вид

$$t = \frac{\Gamma(1-i\kappa_z a - ik_z a) \Gamma(-i\kappa_z a - ik_z a)}{\Gamma(1-i2k_z a) \Gamma(-i2\kappa_z a)};$$

$$K(s) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\rho e^{is\rho} \langle \delta\varepsilon(\rho') \delta\varepsilon^*(\rho'') \rangle, \quad \delta\varepsilon(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \delta\varepsilon(r) u_0(z) u(z),$$

$$u(z) = \left( \frac{ez/a}{1+ez/a} \right)^{i\kappa_z a} (1+e^{z/a})^{ik_z a} \times \\ \times F\left( i(\kappa_z - k_z) a, 1 + i(\kappa_z - k_z) a, 1 - i2k_z a, \frac{1}{1+ez/a} \right),$$

$t_0 = t(\theta_0)$ ,  $u_0(z) = u(z)|_{\theta=\theta_0}$ ,  $F(\alpha, \beta, \gamma, z)$  — гипергеометрическая функция. Поскольку в экспериментах исследуется зависимость интенсивности отражения лишь от одной угловой переменной (угла скольжения  $\eta$ ), то по второй переменной можно усреднить. Удобно также перейти к фурье-преобразованию величин  $\delta\varepsilon(z)$ .

Выражение (5.8) принимает тогда следующий вид:

$$I_1 = I_0 \kappa^4 |t_0|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_{||} e^{2\kappa_z'' z} \left| \frac{t}{2i\kappa_z} \right|^2 K(s), \quad (5.9)$$

где

$$K(s) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{-\infty}^{\infty} dk' f(k) f^*(k') \cdot \frac{1}{2\pi} \int dx e^{isx} \langle \delta\varepsilon(k) \delta^*\varepsilon(k') \rangle, \\ f(k) = \int_{-\infty}^{\infty} dz u_0(z) u(z) e^{ikz}, \\ \delta\varepsilon(k) = \frac{1}{2\pi} \int \delta\varepsilon(z) e^{-ikz} dz = -\frac{i|\chi_0|}{2\pi} \frac{e^{-ik\zeta} \operatorname{sh}(\pi ka) - \pi ka}{k \operatorname{sh}(\pi ka)},$$

$z = \zeta(x, y)$  — уравнение шероховатой поверхности. Если для простоты положить, что  $u_0(z) = e^{i\kappa_{0z} z}$  и  $u(z) = e^{i\kappa_z z}$ , т. е. имеют вид плоских волн, то несложно показать, что  $K(s)$  можно аппроксимировать следующим выражением:

$$K(s) = \frac{|\chi_0|^2}{(\kappa_{0z} + \kappa_z)^2} \left\{ \frac{L}{2\sqrt{\pi}} (1 - e^{-\sigma^2(\kappa_{0z} + \kappa_z)^2}) e^{-s^2 L^2/4} + \right. \\ \left. + \left[ \frac{e^{-\sigma^2(\kappa_{0z} + \kappa_z)^2}}{\operatorname{sh} \pi a (\kappa_{0z} + \kappa_z) - \pi a (\kappa_{0z} + \kappa_z)} \right]^2 \delta(s) \right\}, \quad (5.10)$$

где

$$L = \frac{l}{\sqrt{1 + \sigma^2(\kappa_{0z} + \kappa_z)^2}},$$

$l$  — характерная длина корреляции неоднородностей поверхности,  $\sigma$  — дисперсия. Первый член в (5.10) описывает интенсивность незеркальной, а второй — зеркальной компонент в рассеянном поле.

Степень шероховатости поверхности определяется параметром  $\sigma(\kappa_{0z} + \kappa_z)$ , который определяет разность фаз между волнами, отраженными от нижней и от верхней границ переходного слоя. При  $\sigma(\kappa_{0z} + \kappa_z) \ll 1$  поверхность является слабошероховатой, а в обратном предельном случае — сильношероховатой. В первом случае ширина углового спектра незеркального отражения, как следует из (5.10), определяется только длиной корреля-

ции  $l$ , а от  $\sigma$  зависит лишь интенсивность. Для сильношероховатых поверхностей и ширина углового спектра, и интенсивность зависят от параметра  $\sigma/l$ , определяющего среднее значение угла разориентации неоднородностей поверхности. Оценим численное значение  $\sigma$ , соответствующее условию  $\sigma \chi_{0z} \sim 1$ . Полагая  $\chi_{0z} \sim \sim \chi \eta_c$ , получим для высоты неровностей  $d = 2\sigma \approx 200 \text{ \AA}$  в случае Si, т. е. поверхности можно считать слабошероховатыми, если они обработаны по 14-му классу.

Определим теперь зависимость от угла рассеяния второго сомножителя  $|t/2i\chi_z|^2$  в подынтегральном выражении (5.8). Вид этой зависимости представлен на рис. 10. Этот сомножитель постоянен в области  $0 \ll \eta \ll \eta_c$  и быстро спадает по обе стороны от указанного интервала. Поскольку в экспериментах измеряется зависимость интенсивности отраженного поля от угла скольжения  $\eta$ , то весьма существенное значение играет также сомножитель  $dk_{\parallel} = d(\chi \cos \eta) \approx -\chi \eta d\eta$ , т. е. в зависимости  $I(\eta)$  будет наблюдаться спад в сторону малых значений  $\eta$ . Общая зависимость

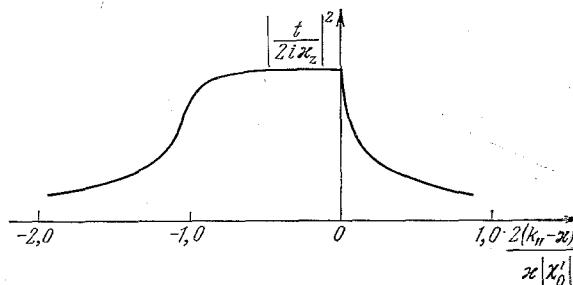
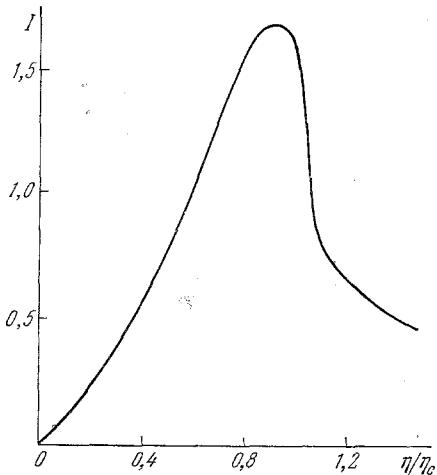
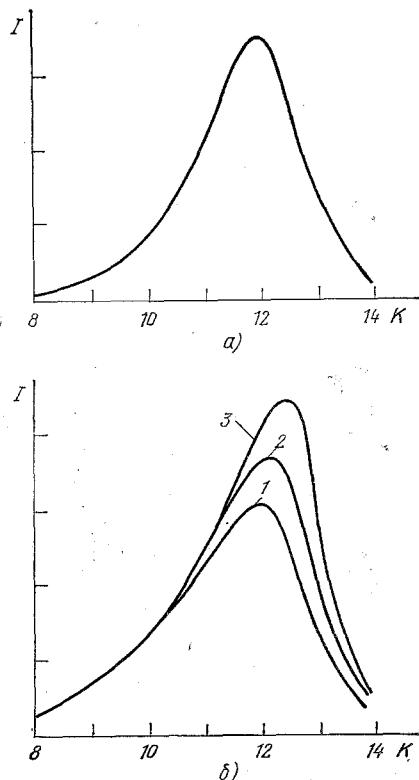


Рис. 10. К интерпретации формулы (5.9)

Рис. 11. Вид угловой зависимости интенсивности аномального отражения, согласно (5.9) — (5.10), при следующих значениях параметров:  $\sigma = 1000 \text{ \AA}$ ,  $l = 70 \text{ мкм}$ ,  $\eta_0 = 2\eta_c$ ,  $\eta_c = 15 \text{ угл. мин}$ 

$I(\eta)$  имеет вид рис. 11, где использованы следующие значения параметров  $\sigma = 1000 \text{ \AA}$ ,  $l = 70 \text{ мкм}$ . Сравнение рис. 11 и рис. 8, б показывает их совпадение.

Определим теперь зависимость интенсивности аномального отражения от класса шероховатости поверхности. Эта зависимость полностью определяется

Рис. 12. Зависимость интенсивности аномального отражения от класса шероховатости поверхности (К).  
а) Эксперимент;  
б) расчет по формулам (5.9), (5.10) при следующих значениях длины корреляции: 1 — 47 мкм, 2 — 40 мкм, 3 — 34 мкм

первым слагаемым в выражении (5.10). На рис. 12, *a* представлена зависимость интегральной интенсивности аномального отражения от класса шероховатости поверхности<sup>45</sup>. На рис. 12, *б* представлена в сравнении зависимость максимальной интенсивности аномального отражения от класса шероховатости поверхности, рассчитанная по формулам (5.8), (5.10).

Таким образом, приведенные выше сравнения экспериментальных данных и результатов проведенных нами теоретических расчетов позволяют сделать вывод, что появление аномального отражения в экспериментах, описанных в разделе 4, *а*), связано с рассеянием рентгеновского излучения на флуктуациях плотности среды в пределах поверхностного (переходного) слоя. Приведенные выше формулы позволяют по угловым спектрам отражения определить статистические характеристики неоднородности поверхности.

### 2) Рассеяние на объемных неоднородностях в поверхностном слое

Формула (5.8) будет иметь тот же вид, если рассеяние рентгеновских волн будет происходить и на объемных неоднородностях, обусловленных радиационными нарушениями в поверхностном слое. Отличие будет заключаться лишь в виде функции  $K(s)$ , которая в данном случае примет следующий вид:

$$K(s) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{p} e^{is\mathbf{p}} \int_{-\infty}^{\infty} dz u_0(z) u(z) \int_{-\infty}^{\infty} dz' u_0^*(z') u^*(z') \langle \delta\epsilon(\mathbf{r}) \cdot \delta\epsilon^*(\mathbf{r}') \rangle. \quad (5.11)$$

Корреляционная функция зависит теперь не от двух переменных, а в общем случае от четырех:

$$\langle \delta\epsilon(\mathbf{r}) \delta\epsilon^*(\mathbf{r}') \rangle = |\chi_0|^2 \langle \xi^2 \rangle \exp \left[ -\frac{p^2}{l^2} - \frac{(z'-z)^2}{a^2} - \frac{(z'+z')^2}{b^2} \right],$$

где  $\xi = \delta\epsilon / |\chi_0|$ . Говорить о рассеянии на объемных неоднородностях имеет смысл лишь тогда, когда вклад от рассеяния на неоднородностях поверхности мал. Согласно оценкам предыдущего раздела это имеет место, если поверхность соответствует 14-му классу обработки и выше. В этом случае переходной слой можно заменить резкой границей, и полагая, что  $\chi_0 \eta_c \sim \sim \chi_0 \eta_c \gg 1$ , получим

$$K(s) = \frac{|\chi_0|^2 l}{2 \sqrt{\pi}} \langle \xi^2 \rangle \frac{1}{|k_{0z} + k_z|^2} e^{-s^2 l^2/4}, \quad (5.12)$$

где  $k_z = \chi \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}$ .

Таким образом, функции  $K(s)$ , являющиеся фурье-преобразованиями корреляционных функций и определяющие вид угловой зависимости незеркального отражения, имеют сходный вид как для рассеяния на неоднородностях поверхности, так и на объемных неоднородностях.

### 3) Побочный максимум

В формуле (5.9) интегрирование по  $k_{\parallel}$  ведется от минус до плюс бесконечности. Волны с  $|k_{\parallel}| < \chi$  имеют в вакууме действительные проекции волнового вектора на нормаль к границе раздела  $\chi_z = \sqrt{\chi^2 - k_{\parallel}^2}$ , волны с  $|k_{\parallel}| > \chi$  — мнимые. В последнем случае волны в вакууме будут неоднородными, и амплитуда их будет экспоненциально спадать по мере удаления от границы раздела в вакуум. Суммарная интенсивность этих волн как функция  $z$  определяется величиной следующего интеграла:

$$I_2(z) = I_0 \chi^4 |t_0|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_{\parallel} \left| \frac{t}{2i\chi_z} \right|^2 K(s) e^{2z \sqrt{k_{\parallel}^2 - \chi^2}}.$$

Напомним, что вакуум находится в полупространстве  $z < 0$ . Следовательно, если ширина кривой  $K(s)$  много больше  $|k_{\parallel}| - \chi_{\parallel}| \gg \chi |\chi'_0|$ , то при углах

падения, близких к критическому, будет наблюдаться максимум интенсивности рассеянного поля у поверхности кристалла, интенсивность которого определяется той частью площади под кривой на рис. 10, которая лежит правее точки  $k_{\parallel} = \kappa$ . На рис. 13 представлен вид зависимости подынтегральной функции в (5.9) от угла выхода  $\eta$ , нормированного на  $\eta_c$ , в области  $k_{\parallel} < \kappa$

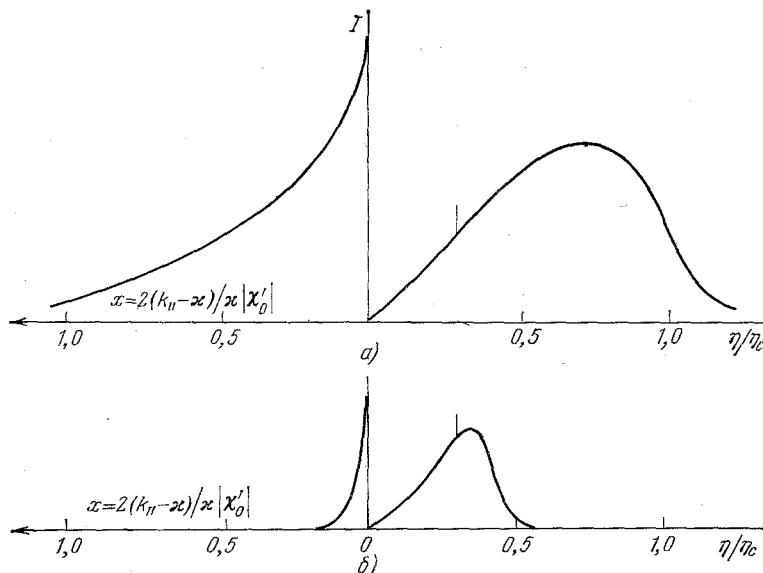


Рис. 13. Вид зависимости интенсивности незеркального отражения от угла рассеяния  $\eta$  (правая половина рисунка) и от величины  $k_{\parallel}$  при  $k_{\parallel} > \kappa = \omega/c$  (левая половина рисунка). Расчеты проводились для кристаллов кремния при следующих значениях параметров:  $\eta_0 = 0,3\eta_c$ ,  $l = 6,25$  мкм (a),  $l = 62,5$  мкм (b)

(правая половина рисунка), и от переменной  $x = 2(k_{\parallel} - \kappa)/\kappa |\chi'_0|$  в области  $k_{\parallel} > \kappa$  (левая половина рисунка). Отметим, что значение  $\eta = \eta_c$  соответствует значению  $x = -1$ . При расчете использовалась функция  $K(s)$  вида (5.12) при значениях  $l = 62,5$  мкм (a), 6,25 мкм (b).

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что образование побочного максимума в экспериментах, описанных в разделе 4 б) гл. 5, можно объяснить малоугловым рассеянием в поверхностном слое. Это рассеяние обусловлено как рассеянием на объемных неоднородностях, так и на шероховатости поверхности, причем доминирующий вклад, по-видимому, имеет первый механизм. Зависимость углового спектра от расстояния освещаемой области от границы кристалла можно объяснить сдвигом рассеянного пучка, падающего из среды на границу раздела с вакуумом и испытывающим отражение. Если воспользоваться формулой (2.7), то для  $\eta_{cA} = \sqrt{|\chi_A'|}$ , где  $\chi_A$  — поляризуемость воздуха, получим

$$l = \frac{2\lambda}{\pi \sqrt{|\chi'_0| |\chi''_A|/2}}.$$

Для характерных значений параметров получим  $l \approx 0,5$  см, что согласуется с экспериментальными данными.

## 6. ИССЛЕДОВАНИЯ ДАЛЬНЕЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ

Исследования дальней тонкой структуры энергетических спектров отражения существенно расширяют возможности приложения EXAFS-спектроскопии (см. обзор <sup>47</sup>) для исследования структуры поверхностных слоев,

тонких пленок, границ раздела. В основе EXAFS-спектроскопии лежит исследование тонкой структуры энергетических спектров поглощения за краем поглощения со стороны больших энергий. Наличие этой структуры обусловлено зависимостью конечной волновой функции фотоэлектрона от его энергии и связано с его рассеянием на ближайших атомах окружения. Фаза этого рассеяния зависит от типа атомов окружения и их положения относительно атома, край поглощения которого исследуется. Поэтому данные EXAFS-спектроскопии позволяют судить о структуре ближнего порядка.

В экспериментах на прохождение толщина кристалла, оптимальная с точки зрения получения необходимого контраста, близка к обратной величине коэффициента поглощения. Это ограничивало применение метода для исследования тонких слоев. Методы, связанные с регистрацией вторичных процессов, значительно снижали чувствительность. Поэтому обнаружение осцилляций в спектрах зеркального отражения при скользящих углах падения<sup>48</sup> открыло широкие возможности в исследовании тонких слоев. И если в первых экспериментах использовалось синхротронное излучение, то затем была показана возможность использования обычных рентгеновских трубок<sup>49-53</sup>.

Возможность изменения глубины проникновения волны в среду вариацией угла падения позволяет исследовать изменения в структуре ближнего порядка по мере удаления от границы раздела. Глубина проникновения при изменении угла скольжения от нуля до  $\eta_c$  меняется, как мы отмечали выше, от нескольких десятков до нескольких тысяч ангстрем. В работе<sup>53</sup> с помощью такой методики были исследованы ионноимплантированные кристаллы кремния и было показано существенное изменение в структуре ближнего порядка при глубине проникновения порядка 40 Å (угол падения 7 угл. мин) и 1000 Å (угол падения 11,5 угл. мин).

Если поверхностный слой исследуемого материала неоднороден, то информацию о структуре ближнего порядка в слоях различной толщины можно получать из исследования энергетических спектров различных частей углового спектра отражения. Действительно, каждому значению угла выхода  $\eta$  соответствует своя проекция волнового вектора  $k_{\parallel}$  на границу раздела  $\eta = \sqrt{\chi^2 - k_{\parallel}^2}/\chi$ . С другой стороны, каждому значению  $k_{\parallel}$  в диапазоне  $0 < \eta < \eta_c$  соответствует свой инкремент затухания в веществе  $\Gamma = \sqrt{k_{\parallel}^2 - \chi^2 \langle \varepsilon \rangle}$  и, следовательно, своя глубина выхода  $l = 1/\Gamma$ . В работе<sup>54</sup> было использовано возникновение в угловом спектре побочного максимума и исследована энергетическая структура в пределах уширенного зеркального пика и побочного максимума. В качестве образца использовались кристаллы германия с окисной пленкой. Неоднородность окисной пленки, по-видимому, и являлась причиной возникновения побочного максимума. Фурье-спектр тонкой структуры зеркального отражения соответствовал структуре германия. В рассеянном поле наблюдается корреляция со структурой окружения германия в  $\text{GeO}_2$  и есть пик, отвечающий расстоянию  $\text{Ge} - \text{Ge}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя, можно сделать вывод, что использование скользящих углов падения рентгеновских лучей (а также гамма-излучения, нейтронов, ионов) открывает новые перспективы в исследовании тонких слоев вещества. Рентгеновская дифракция при скользящих углах падения становится универсальным инструментом исследования двумерных структур толщиной в несколько атомных слоев. Наибольшее развитие здесь получил метод некомпьютерной двухволновой дифракции, с помощью которого были исследованы такие тонкие эффекты, как реконструкция поверхности металлических и полупроводниковых кристаллов, двумерные фазовые переходы. Идет обсуждение возможности исследования монослоев биологических макромолекул, нанесенных

на твердую подложку <sup>55</sup>. Большие перспективы некомпьютерная дифракция открывает при исследовании поверхностей раздела, находящихся внутри многослойных структур, в том числе и под аморфными пленками.

Проведены первые эксперименты по исследованию динамических эффектов в геометрии некомпьютерной двухволновой дифракции. Дальнейшее развитие этой методики, несомненно, даст новую информацию о структуре поверхности кристаллов, недоступную другим методам диагностики поверхности. Одним из ярких проявлений динамической дифракции на поверхности является возможность возбуждения дифрагированной рентгеновской поверхностью волны.

Новую волну развития получили и исследования полного внешнего отражения рентгеновских лучей в отсутствие дифракции. Так, исследования энергетических спектров дальней тонкой структуры отражения показали возможность исследования структуры ближнего порядка в приповерхностных областях, состоящих из нескольких атомных слоев. Немаловажное значение имеет простота изменения глубины исследуемого слоя от нескольких монослоев до сотен — тысяч монослоев, достигающаяся вариацией угла падения. Изучение структуры нарушенных поверхностных слоев должно быть связано с исследованием угловой структуры отражения. Выше мы попытались показать, что статистические характеристики неоднородностей могут быть получены на основе несложного анализа.

Значительные перспективы ожидают методики, основанные на комбинации вышеперечисленных. Такие сочетания могут дать информацию как о структуре ближнего, так и дальнего порядка, как в идеальных, так и слабо нарушенных кристаллах.

Таким образом, есть все основания ожидать в ближайшее время бурного прогресса в развитии рентгенооптических методов диагностики поверхности.

Автор выражает глубокую признательность С. А. Ахманову, Э. К. Ковьеву, Ю. В. Пономареву, Ю. А. Турутину за многочисленные обсуждения вопросов, изложенных в настоящем обзоре.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пинскер З. Г. Рентгеновская кристаллооптика.— М.: Наука, 1982.
2. Farwig P., Schurmann H. W.— Zs. Phys., 1967, Bd. 204, S. 489.
3. Kishino S.— J. Phys. Soc. Japan, 1971, v. 31, p. 1168.
4. Kishino S., Kohra K.— Japan. J. Appl. Phys., 1971, v. 10, p. 551.
5. Kishino S., Noda A., Kohra K.— J. Phys. Soc. Japan, 1972, v. 33, p. 158.
6. Bedynska T.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1973, v. 19, p. 365; 1974, v. 25, p. 405.
7. Rustichelli F.— Phil. Mag., 1975, v. 31, p. 1.
8. Mazkedian S., Rustichelli F.— Sol. State Comm., 1975, v. 17, p. 609.
9. Brummer O.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1976, v. 33, p. 587.
10. Brummer O., Hoche H. R., Nieber J.— Ibid., v. 37, p. 529.
11. Brummer O., Hoche H. R., Nieber J.— Ibid., 1978, v. 46, p. K131.
12. Hartwig J.— Ibid., 1976, v. 37, p. 417.
13. Hartwig J.— Ibid., 1977, v. 42, p. 495.
14. Hartwig J.— Exper. Techn. Phys., 1978, Bd. 26, S. 131.
15. Takahashi T., Kikuta S.— J. Phys. Soc. Japan, 1979, v. 46, p. 1608.
16. Balestrino G.— Thin Sol. Films, 1981, v. 78, p. 327.
17. Fukuhara A., Takano Y.— J. Appl. Cryst., 1977, v. 10, p. 287.
18. Wilkins S.— Acta Cryst. Ser. A, 1980, v. 36, p. 143.
19. Brummer O., Hoche H. R., Nieber J.— Zs. Naturforsch., 1982, Bd. 37a, S. 519.
20. Kaganer V. M., Indenbom V. L., Vrah M., Chalupa B.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1982, v. 71, p. 374.
21. Eichhorn F., Kulda J., Mikula P.— Ibidem., 1983, v. 80, p. 483.
22. Zeilinger A., Beatty T. J.— Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 27, p. 7239.
23. Андреев А. В., Ковьев Э. К.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1984.
24. Барышевский В. Г.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 112.

25. Marra W. C., Eisenberger P., Cho A. Y.— *J. Appl. Phys.*, 1979, v. 50, p. 6927.
26. Eisenberger P., Marra W. C.— *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 46, p. 1081.
27. Marra W. C., Fuoss R. H., Eisenberger P.— *Ibidem.*, 1982, v. 49, p. 4169.
28. Robinson I. K.— *Ibid.*, 1983, v. 50, p. 4145.
29. Андреев А. В., Ковьев Э. К., Матвеев Ю. А., Пономарев Ю. В.— *Письма ЖЭТФ*, 1982, т. 35, с. 412.
30. Vineyard G. H.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1982, v. 26, p. 4146.
31. Afanas'ev A. M., Melkonyan M. K.— *Acta Cryst. Ser. A*, 1983, v. 39, p. 207.
32. Александров П. А., Афанасьев А. М., Мелконян М. К.— *ФТТ*, 1983, т. 25, с. 1003.
33. Golovin A. L., Imamo R. M.— *Phys. Stat. Sol. Ser. a*, 1983, v. 77, p. K94.
34. Andreyeva M. A., Kuzmin R. N.— *Sol. State Comm.*, 1984, v. 49, p. 743.
35. Синайский В. М., Сиденко В. И.— *ПТЭ*, 1974, № 6, с. 5.
36. Yoneda Y.— *Phys. Rev.*, 1963, v. 131, p. 2010.
37. Ковьев Э. К., Матвеев Ю. А.— *ФТТ*, 1981, т. 23, с. 587.
38. Nigam A. N.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1965, v. 138, p. 1189.
39. Warren B. E., Clarke J. S.— *J. Appl. Phys.*, 1965, v. 36, p. 324.
40. Guentert O. J.— *Ibid.*, p. 1361.
41. Bindell J. B., Wainfan N.— *J. Appl. Cryst.*, 1970, v. 3, p. 503.
42. Ровинский Б. М., Синайский В. М., Сиденко В. И.— *ФТТ*, 1972, т. 14, с. 409.
43. Турьяновский А. Г., Киселева К. В.— Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1977, № 8, с. 20.
44. Киселева К. В., Турьяновский А. Г.— *Ibidem*, с. 25.
45. Киселева К. В., Турьяновский А. Г.— Препринт ФИАН СССР № 34.— Москва, 1979.
46. Петрашень П. В., Ковьев Э. К., Чуховский Ф. И., Дегтярев Ю. Л.— *ФТТ*, 1983, т. 25, с. 1211.
47. Lee P. A., Citrin P. H., Eisenberger P., Kincaid B. M.— *Rev. Mod. Phys.*, 1981, v. 53, p. 769.
48. Barchewitz R., Cremonese-Visicato M., Onori G.— *J. Phys. Ser. C*, 1978, v. 11, p. 4439.
49. Martens G., Rabe P.— *Phys. Stat. Sol. Ser. a*, 1980, v. 57, p. K31.
50. Martens G., Rabe P.— *Ibid.*, v. 58, p. 415.
51. Martens G., Rabe P.— *J. Phys. Ser. C*, 1981, v. 14, p. 1523.
52. Martens G., Rabe P.— *Ibidem*, 1980, v. 13, p. L913.
53. Пономарев Ю. В., Турутин Ю. А.— *ЖТФ*, 1983, т. 53, с. 2398.
54. Пономарев Ю. В., Турутин Ю. А.— *Ibidem*, с. 1652.
55. Robinson A. L.— *Science*, 1983, v. 221, p. 1274.
56. Андреев А. В., Ахманов С. А., Ковьев Э. К.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1983, т. 47, с. 1898.
57. Андреев А. В., Ахманов С. А.— Препринт физ. ф-та МГУ № 6.— Москва, 1981.
58. Baldwin G. S., Solem J. C., Goldanskii V. I.— *Rev. Mod. Phys.*, 1981, v. 53, pt. II, p. 687.
59. Batterman B. W.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1964, v. 133, p. 759.
60. Golovchenko J. A., Batterman B. W., Brown W. L.— *Ibidem. Ser. B*, 1974, v. 10, p. 4239.
61. Круглов М. В., Созонтов Е. А., Щемелев В. Н., Захаров Б. Г.— *Кристаллография*, 1977, т. 22, с. 693.
62. Golovchenko J. A., Patel J. R., Kaplan D. R., Cowan P. L., Bedzyk M.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 49, p. 560.
63. Kohn V. G., Kovalchuk M. V., Imamo R. M., Zakharov B. G., Lobanovich E. F.— *Phys. Stat. Sol. Ser. a*, 1982, v. 71, p. 603.
64. Becker R. S., Golovchenko J. A., Patel J. R.— *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 50, p. 153.
65. Соломин И. К., Круглов М. В.— *ФТТ*, 1984, т. 26, с. 519.
66. Martens G., Rabe P., Tolkichin G., Werner A.— *Phys. Stat. Sol. Ser. a*, 1979, v. 55, p. 105.
67. Stöhr J., Johanson L., Lindau I., Pianetta P.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1979, v. 20, p. 664.
68. Citrin P. H., Eisenberger P., Hewitt R. C.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 309.
69. Del Cueto J. A., Shevchik N. J.— *J. Phys. Ser. C*, 1978, v. 11, p. L833.