

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

УДК 548.731

PACS numbers: 61.10.Dp, 61.10.Lx, 61.66.-f

**В. П. Кладько, Л. И. Даценко, И. И. Ткач,
Д. О. Григорьев, И. В. Прокопенко**

Институт физики полупроводников НАН Украины
Украина, 252028 Киев-28, просп. Науки, 45

ОСОБЕННОСТИ ЛАУЭ-ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ДЛЯ КВАЗИЗАПРЕЩЕННЫХ ОТРАЖЕНИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaAs В ОБЛАСТИ СЛАБЫХ И ВЫСОКИХ УРОВНЕЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Экспериментально, а также путем численного решения уравнений Такаги и расчетов по формулам динамической теории рассеяния рентгеновских лучей показано проявление динамических эффектов (толщинные осцилляции отражающей способности, угловые вариации интенсивности лауэ-проходящих пучков) для квазизапрещенных отражений (КЗО) в бинарных кристаллах с близкими атомными номерами компонентов. По сравнению со структурными отражениями установлено изменение характера поглощения волновых полей в случае КЗО для лауэ-проходящего пучка в области длин волн, находящихся между K-краями поглощения компонентов GaAs. Изучено влияние дефектов и отклонения от стехиометрии на период осцилляций толщиной зависимости интенсивности РЛ. Найден оптимальные дифракционные условия для наблюдения указанных динамических явлений.

Експериментально, а також шляхом числового розв'язання рівнянь Такагі та розрахунків за формулами динамічної теорії розсіяння рентгенівських променів показано наявність динамічних ефектів (товщинні осциляції відбитної здатності, кутові варіації інтенсивності лауе-дифрагованих пучків) для квазізаборонених рефлексів (КЗР) в бінарних кристалах з близькими атомними номерами компонентів. У порівнянні зі структурними рефлексами встановлено зміну характеру поглинання хвильових полів у випадку КЗР для лауе-дифрагованого пучка в області довжин хвиль, що знаходяться поміж K-країв поглинання компонентів GaAs. Вивчено вплив дефектів та відхилення від стехіометрії на період осциляцій товщинної залежності інтенсивності РЛ. Знайдено оптимальні дифракційні умови для спостереження вказаних динамічних явищ.

Manifestation of the dynamical phenomena, namely the thickness oscillation of a reflectivity, the angular variations of an intensity in the Laue-transmitted beams, was shown experimentally as well by calculations using the Takagi equations and the corresponding formulae of the theory of X-ray dynamical scattering for the quasi-forbidden reflections (QFRs). A change of the absorption character of wave fields in the case of the QFRs as comparing with usual reflections was established for the wavelengths situated between the absorption K-edges of lattice components in GaAs. An effect of the structural distortions as well as deviation from stoichiometric composition on the thickness intensity oscillations was studied. The optimal diffraction conditions for observation of the mentioned phenomena were found.

Ключевые слова: дифракция, рентгеновские лучи, квазизапрещенные отражения, маятниковые осцилляции интенсивности.

Введение

Исследованиям дифракции рентгеновских

лучей (РЛ) для квазизапрещенных отражений (КЗО), зависящих от разности атомных факторов компонентов бинарных кристаллов, по-

священ ряд работ [1—5]. В частности, в [1—3] проведены исследования особенностей брэгговской дифракции РЛ в кристаллах GaAs для КЗО в широком интервале длин волн, включая *K*-края поглощения компонентов. Показано, что благодаря слабой чувствительности интегральной интенсивности (ИИ) этих отражений к дефектам структуры, когда интегральная отражательная способность (ИОС) R_i исследуемого образца близка к этой величине для идеально-мозаичного кристалла, т.е. $R_n/R_d \sim 1$ (R_n и R_d — кинематическая и динамическая отражательные способности), появляется возможность контроля степени нестехиометрии бинарных кристаллов [1]. Степень же дефектности структуры может быть оценена, как известно [6], с помощью статического фактора Дебая—Валлера L . Различные аспекты этой проблемы проанализированы в работе [7].

Одним из проявлений динамического характера рассеяния рентгеновских лучей является эффект толщинных осцилляций интенсивности (Pendellösung) дифрагированных пучков [8], который отсутствует в случае сильноискаженных кристаллов ($L \sim 1$). Однако при невысоком уровне деформаций ($L \ll 1$) это явление сохраняется, причем период осцилляций равен перенормированной величине экстинкционной длины Λ . Измерение периода указанных осцилляций считается одним из наиболее точных методов определения атомных факторов рассеяния РЛ [9], хотя в случае КЗО такой перспективный подход, как нам кажется, не применялся.

Попытки исследования особенностей ди-

фракции РЛ для КЗО в случае Лауэ, касающиеся анализа интегральных интенсивностей дифрагированных пучков, сделаны в работах [10, 11]. Исследованный толщинный интервал не дал, однако, возможности сделать какой-либо вывод о характере поведения ИИ как в области малых уровней поглощения ($\mu t < 6$), где наблюдается упомянутое явление, так и в случае приближения толстого кристалла, когда имеет место эффект Бормана, а также получить надежные сведения о влиянии дефектов различной природы на рассеяние РЛ. Экспериментальному и теоретическому исследованию этих проблем посвящена настоящая работа.

Теоретические основы

Рассмотрим сначала поведение расчетной толщинной зависимости ИОС R_i для бинарного кристалла в области слабых уровней поглощения $\mu t < 1$ (μ — нормальный коэффициент поглощения РЛ, t — толщина кристалла). Выражение для ИОС в этом случае можно записать в виде [12]:

$$R_i = (C\pi|\chi_{hh}|/2\sin(2\theta))(1 + \epsilon^2)^{1/2} \times \exp(-\mu t/\gamma) \left[\int_0^{2A} J_0(x) dx + I_0(h) - 1 \right], \quad (1)$$

где $\chi_h = \chi_h^\alpha - \chi_h^\beta$ — коэффициенты Фурье восприимчивости бинарного кристалла (α, β — атомы подрешеток), $J_0(h)$, $I_0(h)$ — функция Бесселя 0-порядка соответственно действительного и мнимого аргументов, $h = \mu t C \epsilon/\gamma$, $\gamma = \cos\theta$, $A = \pi t/\Lambda$, $\Lambda = \lambda\gamma/C\chi_h$ — экстинкцион-

Дифракционные параметры для длин волн вблизи *K*-краев поглощения компонентов GaAs

$\lambda, \text{ \AA}$	χ_{400}	χ_{400}	χ_{200}	χ_{200}	$\Lambda_{400}, \text{ мкм}$	$\Lambda_{200}, \text{ мкм}$	$t_{ab} = \mu^{-1}, \text{ мкм}$
1,204	$9,26 \cdot 10^{-6}$	$0,3 \cdot 10^{-6}$	$1,22 \cdot 10^{-6}$	$0,45 \cdot 10^{-7}$	10,8	96,7	59
1,191	$8,92 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,32 \cdot 10^{-6}$	$9,07 \cdot 10^{-7}$	12,1	88	15
1,051	$7,2 \cdot 10^{-6}$	$7,57 \cdot 10^{-7}$	$5,45 \cdot 10^{-7}$	$5,8 \cdot 10^{-7}$	13,5	189	20
1,040	$7,05 \cdot 10^{-6}$	$1,41 \cdot 10^{-6}$	$5,81 \cdot 10^{-7}$	$1,54 \cdot 10^{-7}$	13,7	175	11
1,1965	—	—	$0,18 \cdot 10^{-5}$	$0,44 \cdot 10^{-7}$	—	63,3	61
1,2378	—	—	$0,84 \cdot 10^{-6}$	$0,5 \cdot 10^{-7}$	—	143,7	55
1,54056	—	—	$0,78 \cdot 10^{-6}$	$0,11 \cdot 10^{-7}$	—	188	30

Примечание. Экстинкционная глубина $t_{ab} \approx \mu^{-1}$ для $\lambda = 0,15 \text{ \AA}$ составляет 2272 мкм.

ная длина, θ_B — угол Брэгга, $\epsilon = \chi_{ih}/\chi_{io}$ — коэффициент локализации волновых полей, $\alpha = \chi_{ih}/\chi_{rh}$, C — фактор поляризации ($C = 1$ для σ -поляризации и $C = \cos 2\theta$ для π -поляризации РЛ). Поскольку Λ для КЗО типа $h + k + l = 4n + 2$ (hkl — индексы Миллера, $n = 0, 1, 2, \dots$) значительно больше соответствующих значений для структурных рефлексов (таблица) для всех важных для исследования областей длин волн (включая и длины волн вблизи K -краев поглощения), то толщинная область кинематического приближения ($t \leq \Lambda$) может достигать даже промежуточных уровней поглощения ($1 < \mu t < 6$).

Независимым проявлением динамического характера дифракции РЛ для КЗО может служить, на наш взгляд, и поведение кривых $T(y)$ углового распределения интенсивности лауэ-проходящего T -пучка, распространяющегося в направлении падающего излучения. Модифицированный вид коэффициента отражения $T(y)$ (дифференциальная отражательная способность) для центросимметричного случая имеет вид [13]:

$$(T_1(y) + T_2(y))/I_0 \exp(-\mu t/\gamma) = \\ = 1/4 \{ [1 + y_r/\sqrt{1 + y_r^2}]^2 \exp(-\mu t C \epsilon/\gamma \sqrt{1 + y_r^2}) + \\ + [1 - y_r/\sqrt{1 + y_r^2}]^2 \exp(\mu t C \epsilon/\gamma \sqrt{1 + y_r^2}) \}, \quad (2)$$

где $y_r = \Delta\theta \sin 2\theta / C |\chi_{rh}|$ — безразмерная угловая координата, пропорциональная величине отклонения положения образца от точного значения θ_B , индексы 1 и 2 относятся к различным волновым полям, $\Delta\theta = \theta - \theta_B$, $C = (1 + |\cos 2\theta|)/2$, I_0 — интенсивность падающего пучка.

Перейдем к рассмотрению случая толстого кристалла ($\mu t > 10$). При локализации волновых полей на атомных рядах подрешеток выражение для интерференционного коэффициента поглощения μ_i при эффекте Бормана имеет вид [14]

$$\mu_i^{200} = \mu_\alpha/\gamma [1 - C \epsilon_\alpha \exp(-M_\alpha)] + \\ + \mu_\beta/\gamma [1 + C \epsilon_\beta \exp(-M_\beta)], \quad (3)$$

где M_α и M_β — температурные факторы Дебая—Валлера для атомов подрешеток α и β , μ_α и μ_β —

парциальные коэффициенты фотоэлектрического поглощения компонентов подрешеток.

Поскольку для квазизапрещенных отражений в длинноволновой области K -края поглощения коэффициенты локальности поглощения очень малы (ϵ_α и $\epsilon_\beta \rightarrow 0$), то μ_i^{200} здесь, как следует из (3), стремится к μ , что означает исчезновение эффекта Бормана. При этом вклад волновых полей обоих типов может быть исчезающе малым даже в относительно тонких кристаллах и потери энергии будут описываться нормальным коэффициентом поглощения, что характерно для кинематической дифракции. Для фундаментальных же отражений типа 400 в образце такой же толщины дифракционные явления носят динамический характер.

Методика эксперимента

Исследования проводились на непрерывном спектре рентгеновской трубки БСВ (режим 20 кВ, 30 мА) в варианте однокристалльного спектрометра (величина спектрального окна $\Delta\lambda = 0,005$ Å). Выбранный режим работы трубки позволял избавиться от влияния кратных гармоник $n\lambda/2$ на величину ИОС. Толщинная зависимость ИОС исследовалась методом наклона образца вокруг вектора дифракции H [15]. Для эксперимента были выбраны бинарные кристаллы GaAs с невысокой плотностью дислокаций ($N_d = 3 \cdot 10^4$ см⁻²). Характерные параметры рассеяния РЛ, которые использовались в расчетах, приведены в таблице. Измерения и расчеты проводились для характеристических длин волн CuK_α , а также для длин волн непрерывного спектра вблизи K -краев поглощения компонентов ($\lambda_K^{\text{Ga}} = 1,1957$ Å, $\lambda_K^{\text{As}} = 1,0450$ Å).

Результаты и их обсуждение

Анализ толщинных зависимостей ИОС, рассчитанных (согласно (1)) для длин волн вблизи K -краев поглощения атомов GaAs, показывает, что осцилляции интенсивности в области даже невысоких уровней поглощения ($\mu t < 3$) отсутствуют почти для всех длин волн

непрерывного спектра. Исключение составляет только длинноволновая область вблизи K -края атомов Ga.

На рис. 1 приведены рассчитанные по формуле (1) толщинные зависимости ИОС для рефлекса 200 в GaAs и длины волны непрерывного спектра $\lambda = 1,204 \text{ \AA}$, расположенной вблизи K -края атомов Ga, а также экспериментальные значения. При расчете зависимостей по формуле (1) учитывалось наличие в кристалле волновых полей с двумя состояниями поляризации ($R_i = (R_o + R_e)/2$). Подобные кривые получены также независимо методом численного решения уравнений Такаги. Некоторое различие экспериментальных и расчетных зависимостей ИОС для 200 рефлекса может свидетельствовать, по нашему мнению, о неполном соответствии расчетных параметров (M_j, χ_{hj}) их реальным значениям в измеряемом образце [11], а также о влиянии имеющихся структурных несовершенств (дислокаций).

С помощью решения уравнений Такаги получено также характерное динамическое рас-

пределение интенсивности в «палатке Бормана», рассчитанное для образца GaAs толщиной $t = 200 \text{ мкм}$, которое демонстрирует существование заметных маятниковых колебаний для указанного отражения по крайней мере на глубине, где фотоэлектрическое поглощение не подавляет это явление как в идеальном, так и дефектном кристаллах.

Таким образом, анализ полученных результатов исследования вариаций ИОС с толщиной показывает, что в бинарном кристалле типа GaAs с близкими атомными номерами компонентов может существовать динамический характер рассеяния для КЗО по крайней мере вплоть до значений $\mu t \sim 4$ как для совершенных, так и для дефектных образцов.

Рассчитанные (с учетом двух состояний поляризации РЛ) и экспериментальные зависимости $T(y)$ в GaAs ($\lambda = 1,191 \text{ \AA}$), показывающие изменение характера локализации волновых полей для отражений 400 и 200, приведены на рис. 2, а и б соответственно.

В случае обычного отражения 400 слабопоглощающее поле 1 доминирует при $\theta < \theta_B$ (наблюдается пик интенсивности проходящего пучка для этих углов). Полю 2 отвечает экстинкционный провал для углов $\theta > \theta_B$ [16]. В случае же КЗО 200 картина также носит динамический характер, но угловое положение максимума и минимума меняется местами: прежде сильнопоглощавшееся поле 2 становится слабопоглощающим и доминирует для углов $\theta > \theta_B$ (наблюдается пик интенсивности), а ранее слабопоглощавшееся 1 — подавлено при $\theta < \theta_B$ (экстинкционный провал). Поскольку в случае КЗО оба волновых поля локализируются на атомных рядах разных подрешеток, то физически это может означать, что более легкие атомы Ga дают больший эффективный вклад в поглощение, чем тяжелые атомы As. Такая ситуация возможна в случае, когда используемая длина волны расположена между двумя краями поглощения. Экспериментальные результаты (точки) подтверждают результаты проведенных расчетов для 200 и 400 рефлексов в области длин волн $\lambda_K^{As} < \lambda_K < \lambda_K^{Ga}$. Профиль T -пучка для 200-отражения зависит не только от уровня поглощения, но и

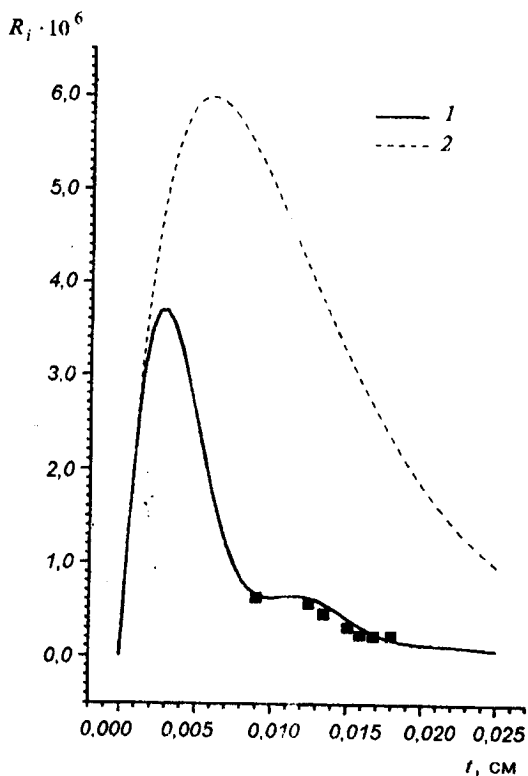


Рис. 1. Толщинные зависимости R_i для рефлекса 200 ($\lambda = 1,204 \text{ \AA}$) в GaAs: 1 — расчет по формуле (1); 2 — расчет по формуле идеально-мозаичного кристалла (точки — экспериментальные значения)

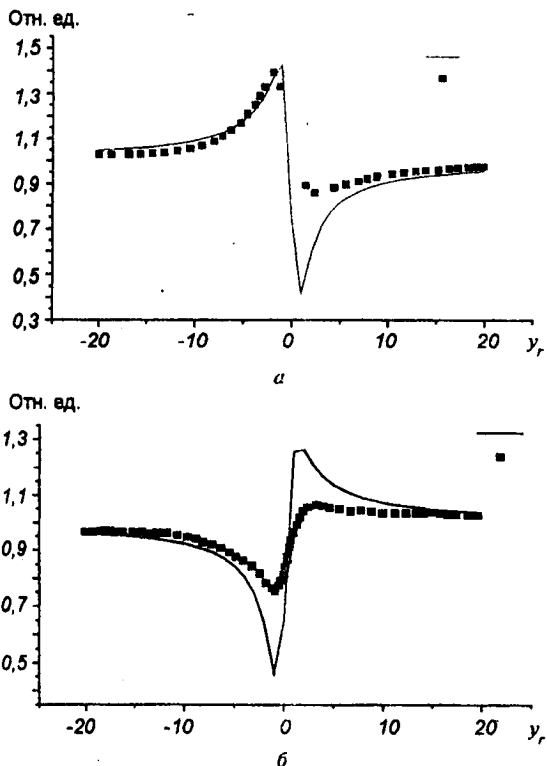


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и расчетные (линия) распределения интенсивности РЛ в лауэ-проходящем пучке вблизи точного брэгговского положения ($y_r = 0$) для рефлексов 400 (а) и 200 (б) в кристаллах GaAs толщиной $t = 0,006$ см

от степени структурного совершенства. Так, например, при плотности дислокаций 10^4 см^{-2} уже при $\mu t = 3$ профиль $T(y)$ характеризуется только слабым экстинкционным провалом, т. е. идет подавление аномального прохождения РЛ.

Характер рассеяния РЛ для других длин волн является кинематическим, которое с ростом уровня поглощения μt сразу после исчезновения осцилляций описывается нормальным законом спада интенсивности $\exp(-\mu t/\gamma_0)$. В пользу этого утверждения свидетельствуют и данные о величине экстинкционных длин Λ (см. таблицу), которые значительно превосходят толщинный интервал области проявления слабого поглощения ($\mu t \cong 1$). Это означает, что сильно поглощающееся волновое поле, наличие которого необходимо для проявления маятниковых осцилляций, погибает раньше, чем может проявиться искомое динамическое явление. Осциллирующий характер ИОС экспериментально можно наблюдать только в длинноволновой области K -края поглощения атомов Ga.

При этом, как показывают расчеты, варьируя ширину спектрального окна монокристалльного спектрометра, т. е. подходя ближе к K -краю по длине волны, можно изменять и само значение периода осцилляций (рис. 3). В частности, при $\lambda = 1,204 \text{ \AA}$ период равен $\Lambda = 96 \text{ мкм}$, а уже при $\lambda = 1,1965 \text{ \AA}$ он значительно уменьшается — $\Lambda = 63,9 \text{ мкм}$. Из этих расчетов вытекает целесообразность максимально возможного приближения к длине волны K -края Ga, что наиболее хорошо может быть реализовано с использованием слаборасходящегося синхротронного излучения. Вариации величины Λ при этом можно объяснить изменением эффективного структурного фактора для длины волны, расположенной в центре спектрального окна за счет дисперсионных поправок Хёнля $\Delta f'$ к функциям атомного рассеяния f_0 ($f_r = f_0 + \Delta f'$).

Для анализа влияния степени нестехиометрии на толщинный характер ИОС были рассчитаны их значения при изменении концентрации компонентов, которое может приводить как к увеличению, так и к уменьшению периода осцилляций (рис. 4) в зависимости от того, дефицит атомов какого компонента име-

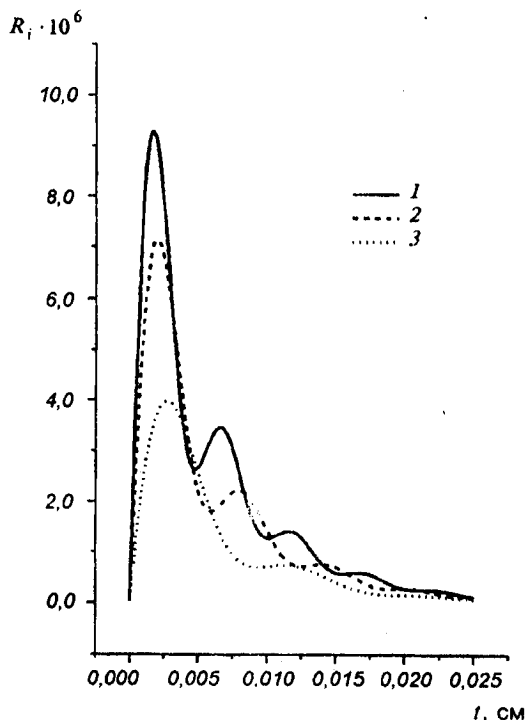


Рис. 3. Характер поведения ИОС вблизи K -края поглощения Ga для различных длин волн: 1 — $\lambda = 1,196 \text{ \AA}$; 2 — $\lambda = 1,1965 \text{ \AA}$; 3 — $\lambda = 1,204 \text{ \AA}$

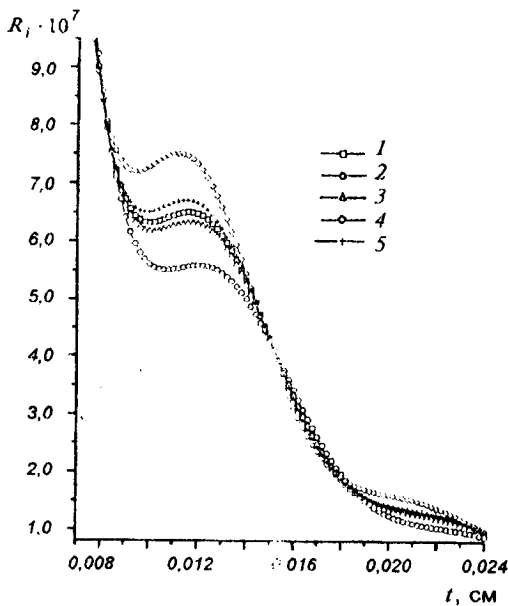


Рис. 4. Влияние изменения концентрации компонентов GaAs $\Delta = (C_{Ga} - C_{As})/C_{As}$ на толщинные зависимости ИОС КЗО 200 ($\lambda = 1,19 \text{ \AA}$): 1 — идеальный кристалл; 2 — $\Delta = 0,05$; 3 — $\Delta = 0,01$; 4 — $\Delta = -0,05$; 5 — $\Delta = -0,01$

ет место, что характеризуется концентрационным параметром $\Delta = (c_{Ga} - c_{As})/c_{As}$.

На основании данных, приведенных на рис. 1, можно также получить отношение $R_{\kappa}/R_{id} = c$ для КЗО, которое в какой-то степени характеризует чувствительность дифракционных явлений к дефектам структуры. Такой анализ величин c ($c \neq 1$) показывает, что вплоть до $\mu t \leq 4$ ИОС для КЗО является все же чувствительной к дефектам структуры, хотя и в значительно меньшей степени, чем обычное отражение 400. Поэтому вопрос изучения влияния структурных дефектов различной природы на ИОС КЗО является актуальным, хотя в литературе и постулируется нечувствительность величин дифракционных максимумов к искажениям структуры. Возможные влияния дефектов структуры на величину ИОС КЗО были промоделированы в расчетах введением в формулу для ИОС тонкого искаженного кристалла [17] различных значений статического фактора Дебая—Валлера $\exp(-L)$ и коэффициента дополнительных потерь энергии РЛ при диффузном рассеянии μ_{dt} . В этих расчетах, целью которых было сопоставление влияния структурных дефектов и нестехиометрии на ИОС КЗО, различие в двух значениях коэффициентов μ_{dt} [18] не делалось.

Как следует из рис. 5, дефекты приводят к росту ИОС в исследуемой области μt , а также к качественному изменению периода осцилляций. В отличие от обычных (фундаментальных) отражений 400 для КЗО в данном толщинном интервале отсутствует и четко выраженная динамическая точка пересечения [17, 19] зависимостей $R_i^{эксц}(t)$ и $R_i^{ид}(t)$, в которой влияние механизмов поглощения и рассеяния энергии рентгеновских лучей одинаково. Это означает отсутствие динамического рассеяния в области толщин, где начинают исчезать осцилляции интенсивности.

Проведенные исследования имели целью установление наиболее оптимальной области длин волн и уровней поглощения для изучения толщинных осцилляций ИОС для КЗО. Предварительные оценки показали, что переход в область очень коротких длин волн ($\sim 0,1 \text{ \AA}$) для GaAs не приводит к оптимизации соотношения уровня поглощения, и величин L . Например, для $\lambda = 0,15 \text{ \AA}$ ($\chi_{\mu} = 0,62 \cdot 10^{-8}$) получается очень высокое значение экстинкционной длины ($L_{200} = 2400 \text{ мкм}$). При этом,

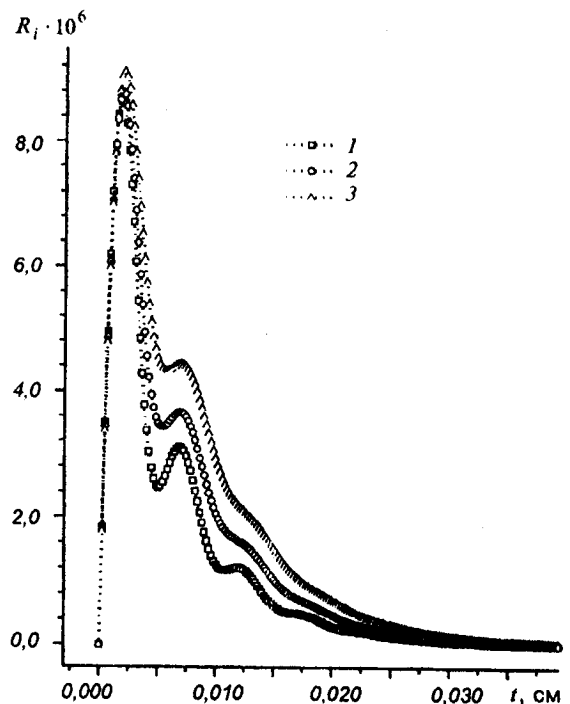


Рис. 5. Изменение характера толщинных зависимостей ИОС КЗО 200 ($\lambda = 1,196 \text{ \AA}$) при изменении структурного фактора Дебая—Валлера L в GaAs. 1 — совершенный кристалл; 2 — $L = 0,05$; 3 — $L = 0,1$ ($\mu_{dt} = 30 \text{ см}^{-1}$, $\mu_0 = 165 \text{ см}^{-1}$)

учитывая малую величину χ_m , экспериментальное наблюдение осцилляций для таких длин волн даже с учетом малых величин $\mu_0 = 4,4 \text{ см}^{-1}$ очень затруднено. Следовательно, длины волн вблизи K -края поглощения Ga являются наиболее приемлемыми для экспериментального наблюдения толщинных осцилляций ИОС.

Высказанная ранее [10] мысль о возможном влиянии степени нестехиометричности на характер толщинных зависимостей ИОС не может быть экспериментально подтверждена и для характеристических линий ($\text{MoK}\alpha$ - и $\text{CuK}\alpha$ -излучения), поскольку расчетным путем не удалось надежно зафиксировать период толщинных осцилляций интенсивности РЛ, которая при толщине образца $\sim 150 \text{ мкм}$ резко спадает по нормальному закону поглощения. Это обстоятельство является одним из подтверждений высказанного выше предположения о затухании эффекта Бормана для КЗО в кристаллах с близкими f_0 , даже в условиях слабого поглощения.

Выводы

1. Экспериментально показано существование динамического характера лауэ-дифракции РЛ (толщинных осцилляций интенсивности) в случае КЗО вплоть до $\mu t = 3$ для длинноволновой области K -края поглощения атомов Ga. Период наблюдаемых осцилляций близок к рассчитанным значениям для выбранной длины волны вблизи K -края поглощения Ga.

2. Установлено, что ИОС для КЗО является чувствительной как к дефектам структуры, так и к стехиометрии. Поэтому при определении уровня нестехиометрии нужно учитывать величину статического фактора Дебая—Валлера, который может быть найден из анализа маятниковых колебаний для фундаментального отражения.

3. Изучено поведение лауэ-проходящего T -пучка при использовании КЗО и показано, что в случае, если длина волны меняется в пределах $\lambda_k^{\text{As}} < \lambda < \lambda_k^{\text{Ga}}$, характер поглощения волновых полей претерпевает качественные изменения. Положение максимумов и минимумов относительно брэгговского угла при этом меняется

местами для 400 и 200 рефлексов.

4. Установлено полное подавление аномального прохождения РЛ (эффекта Бормана) для КЗО уже при $\mu t > 4$, что не имеет места для обычных фундаментальных отражений, для которых области проявления маятниковых колебаний и эффекта Бормана значительно разнесены по толщинам.

1. I. Fujimoto // Mater. Sci. Eng. B, Sol. Stat. — 1992. — 14, No. 4. — P. 426.
2. A. Cockerton, G. S. Green, B. K. Tanner // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. — 1989. — 138. — P. 65.
3. В. П. Кладько // УФЖ. — 1997. — 42, № 7. — С. 894.
4. В. П. Кладько // УФЖ. — 1994. — 39, № 3. — С. 330.
5. В. Б. Молодкин // Металлофизика. — 1980. — 2, № 1. — С. 3.
6. М. А. Кривоглаз. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. — Москва: Наука, 1967.
7. В. П. Кладько // Металлофизика и новейшие технологии. — 1998. — 20, № 1. — С. 3.
8. N. Kato, A. R. Lang // Acta Crystallogr. — 1959. — 12, No. 10. — P. 787.
9. H. A. Craf, J. R. Schneider // Phys. Rev. B. — 1986. — 34, No. 12. — P. 8629.
10. L. I. Datsenko, V. P. Klod'ko, T. G. Kryshab // Defects in Crystals: Mat. Proc. of 8th Intern. School. — Szczyrk, 1988. — P. 59.
11. В. П. Кладько, Т. Г. Крышаб, Л. И. Даценко // Кристаллография. — 1989. — 34, № 5. — С. 1083.
12. З. Г. Пинскер. Рентгеновская кристаллооптика. — Москва: Наука, 1982.
13. B. W. Batterman // Rev. Mod. Phys. — 1964. — 36, No. 3. — P. 681.
14. G. I. Gudzenko, V. B. Molodkin, V. G. Novitskii // Phys. Status Solidi a. — 1983. — 77, No. 1. — P. 115.
15. С. Н. Воронков, Д. И. Пискунов, Ф. Н. Чуховский, С. К. Максимова // ЖЭТФ. — 1987. — 92, № 3. — С. 1099.
16. В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей. — Москва: Изд-во МГУ, 1978.
17. Л. И. Даценко, В. Б. Молодкин, М. Е. Осинковский. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами. — Киев: Наук. думка, 1988.
18. V. Baryakhtar, V. Nemoshkalenko, V. Molodkin et al. // Met. Phys. Adv. Tech. — 1994. — 16, No. 1. — P. 21.
19. В. Ф. Мачулин, В. И. Хрупа. Рентгеновская диагностика структурного совершенства слабо искаженных кристаллов. — Киев: Наук. думка, 1995.

Получено 08.04.1998 (оконч. вариант — 04.06.1998)