

УДК 548.731

PACS numbers: 61.10.Lx, 61.72.Dd, 78.70.Dm

Л. И. Даценко, В. П. Кладько, В. М. Мельник, В. Ф. Мачулин

Институт физики полупроводников НАН Украины
Украина, 03650 Киев-28, просп. Науки, 45

ОСОБЕННОСТИ ТОЛЩИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ РАССЕЯНИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В БЛИЗИ К-КРАЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАЛЛИЯ ДЛЯ КВАЗИЗАПРЕЩЕННЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Экспериментально установлен динамический характер рассеяния рентгеновских лучей (РЛ) (маятниковых осцилляций в длинноволновой и эффект Бормана в коротковолновой областях) для квазизапрещенных отражений (КЗО) в бинарных кристаллах GaAs. Измерения толщинных зависимостей интегральной отражающей способности (ИОС) для КЗО и структурных отражений в коротко- и длинноволновых областях К-края поглощения позволили корректно определить с помощью измерений на однокристальном спектрометре и процедуры подгонки теоретической кривой к экспериментальным значениям ИОС структурные характеристики кристалла L и μ_{ds} , а также сепарировать влияние параметра нестехиометрии. Проанализирован характер рассеяния РЛ для КЗО в случае тонкого кристалла и установлена осциллирующая зависимость ИОС от толщины для КЗО. Проанализированы также влияние дислокаций на КЗО, а также зависимость величины L от вектора дифракции.

Експериментально встановлений динамічний характер розсіювання рентгенівських променів (РП) (маятниковых осцилляций в довгохвильовій та ефект Бормана в короткохвильовій областях) для квазизаборонених відбиттів (КЗВ) в бінарних кристалах GaAs. Вимірювання товщинних залежностей інтегральної відбивної здатності (ІВЗ) для КЗВ та структурних відбиттів в коротко- та довгохвильових областях К-краю поглинання дозволили корректно визначити за допомогою вимірювань на однокристальному спектрометрі та процедури підгонки теоретичної кривої до експериментальних значень ІВЗ структурні характеристики кристалу L і μ_{ds} , а також сепарувати вплив параметра нестехіометрії. Проаналізовано характер розсіювання РП для КЗВ у випадку тонкого кристала і встановлено осцилюючу залежність ІВЗ від товщини для КЗВ. Проаналізовано також вплив дислокацій на КЗВ, а також залежність величини L від вектора дифракції.

Dynamical character of the X-ray scattering (pendular oscillations in the long-wave region and the Borrmann effect in short-wave regions near the K-edges) for the so called quasi-forbidden reflections (QFR) in the binary GaAs crystals is theoretically and experimentally shown. The measurements of the thickness dependence of integral reflectivity R , for QFR and for usual structural reflections in the mentioned wave regions permitted to determine correctly the structural characteristics of a crystal, i.e. Debye-Waller static factor L and additional coefficient of absorption μ_{ds} due to the diffuse scattering on defects by means of a single-crystal spectrometer. The procedure of the theoretical-curve adjusting to experimental values of IRA gives a possibility to determine the mentioned characteristics as well as to separate an influence of the nonstoichiometry parameter. The character of X-ray scattering for QFR in the case of a thin crystal is analysed and the oscillating dependence of IRA on thickness of a sample for QFR is established. An influence of dislocations on QFR and dependence of the L value on the diffraction vector is analysed too.

Ключевые слова: маятниковые осцилляции интенсивности, квазизапрещенные рефлексы, дифракция рентгеновских лучей.

Одним из наиболее характерных динамических эффектов при дифракции рентгеновских лучей (РЛ) в кристаллах является эффект маятниковых полос, заключающийся в осциллирующей зависимости отражающей способности в геометрии Лаэз от толщины кристалла. Этот эффект, как известно, связан с пространственной структурой волновых полей, возникающих в периодической среде при выполнении условия Брэгга [1, 2]. Их проявления в значительной степени зависят от характера взаимодействия излучения с веществом. Эффект маятниковых осцилляций интенсивности (МОИ) для обычных (структурных) отражений подробно изучен при рассеянии РЛ и нейтронов, что явилось основой высокоточных методов измерения амплитуды рассеяния, позволяющих изучать структуру реальных кристаллов и их дефекты [3, 4].

Однако, несмотря на теоретически предсказанную чувствительность сверхструктурных (квазизапрещенных) отражений (КЗО) к наличию дальнего порядка в кристаллах и химическому составу (стехиометрии) [5, 6], к настоящему моменту отсутствуют какие-либо убедительные экспериментальные доказательства существования самих динамических эффектов для КЗО при рассеянии РЛ в бинарных кристаллах. Основной причиной этого факта, очевидно, является как относительно большая длина экстинкции Λ ($t \ll \Lambda$, где t — толщина реальных образцов), так и высокие уровни поглощения в ряде бинарных кристаллов полупроводников. Значительной помехой для наблюдения МОИ является также и сравнительно низкий уровень структурного совершенства таких кристаллов, которые часто характеризуются высокой плотностью дислокаций N_d .

Обнаружение динамических эффектов для КЗО является актуальной задачей не только с точки зрения проверки динамической теории рассеяния РЛ, но и для разработки новых методик изучения распределенных и локализованных искажений решетки реальных кристаллов, а также их состава. Поэтому цель настоящей работы — поиск и исследование возможностей наблюдения динамических осцил-

ляций интенсивности в бинарных кристаллах для КЗО в геометрии Лаэз, изучение влияния линейных дислокаций, а также отклонения от стехиометрии на характер МОИ в зависимости от параметров дифракции и порядка отражения.

Теоретические основы

Прежде чем рассматривать особенности поведения интегральных отражающих способностей (ИОС) для КЗО, проанализируем вклады в дифференциальный коэффициент отражения [7] двух волновых полей, а также интерференционного члена, описывающего их взаимодействие, в точном брэгговском положении кристалла с учетом только σ -поляризации. Коэффициент отражения в этом случае равен

$$R_s = \frac{1}{4} \left\{ \exp \left[-\frac{\mu t}{\cos(\theta)}(1-\varepsilon) \right] + \exp \left[-\frac{\mu t}{\cos(\theta)}(1+\varepsilon) \right] - 2 \exp \left[-\frac{\mu t}{\cos(\theta)} \right] \cos(2\alpha_s) \right\}, \quad (1)$$

$$\text{где } \alpha_s = \frac{\pi |\chi_m| C_t}{\lambda \cos(\theta)}.$$

С помощью соотношения (1) были рассчитаны слагаемые этой формулы для структурного 400 и КЗО 200 отражений (рис. 1, а и б). Графики построены в зависимости от динамического параметра $h = \mu t / \gamma$, где μ — нормальный фотоэлектрический коэффициент поглощения, γ — косинус брэгговского угла θ , $\varepsilon = \chi_m / \chi_0$ — параметр локальности поглощения волновых полей, зависящий от коэффициентов Фурье мнимой части поляризуемости кристалла χ .

Анализируя характер изменений трех составляющих динамического коэффициента отражения при лаэз-дифракции от параметра h , можно отметить следующие различия в поведении между «структурным» 400 и квазизапрещенным 200 отражениями в длинноволновой области К-края поглощения галлия.

1. Ввиду малости структурного фактора для 200 ($F_{200} = A(f_{Ga} - f_{As})$, где A — константа, а f_{Ga} и f_{As} — соответственно атомные формфакторы Ga и As с учетом поправок Хенля на аномаль-

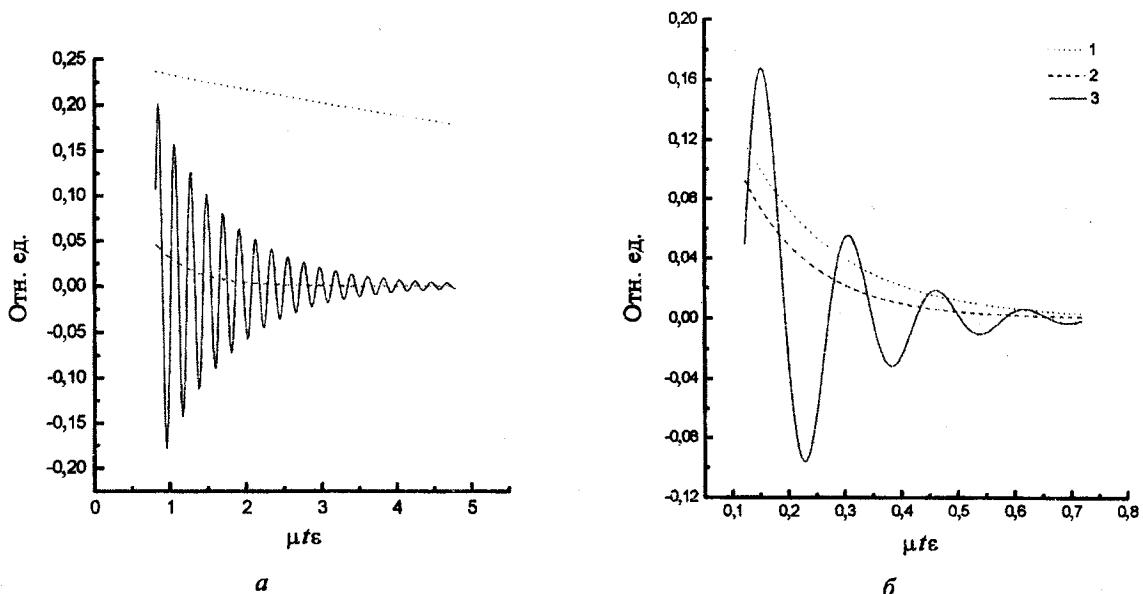


Рис. 1. Зависимость составляющих коэффициента отражения волновых полей слабопоглощающегося (1), сильно-поглощающегося (2) и интерференционного члена, описывающего взаимодействие между ними (3), от параметра $h = \mu t/\gamma$ в кристалле GaAs: а — отражение 400; б — отражение 200

ную дисперсию) по сравнению с 400 период МОИ в первом случае во много раз больше, чем во втором.

2. Поскольку вклад слабопоглощающего поля (первый член в (1)) резко убывает с ростом параметра h для рефлекса 200, то сумма всех составляющих коэффициента отражения для КЗО близка к нулю уже при $h \approx 0.7$, в то время как для отражения 400 осцилляции пропадают только при $h \approx 4.5$, а полная амплитуда равна вкладу одной слабопоглощающейся моды.

3. Эффект Бормана для КЗО не существует, так как вклад слабопоглощающейся моды быстро приближается к нулю. Таким образом, если для структурного отражения 400 сразу за толщинной областью, где проявляются МОИ, следует область аномального прохождения РЛ, то для КЗО наблюдается лишь область маятниковых осцилляций.

4. При описании толщинных зависимостей отражающей способности в случае КЗО можно пользоваться приближенными формулами для тонкого кристалла.

Аналогичные расчеты, выполненные в коротковолновой области длин волн вблизи K -края Ga, показали коренное отличие дифрак-

ционных явлений. Ввиду высокого уровня поглощения в этой области длин волн МОИ исчезают уже при очень малых толщинах, а коэффициент отражения определяется полностью волновым полем, обеспечивающим существование эффекта Бормана. Поэтому коротковолновая область не перспективна для решения задач, поставленных в работе, не говоря уже об очень низкой интенсивности лазер-дифрагированных пучков.

Полная интегральная отражательная способность (ИОС) R_I^0 при дифракции РЛ в тонких кристаллах является, как известно, осциллирующей функцией толщины t кристалла [7]:

$$R_I^0 = (C\pi |\chi_h| / 2\sin(2\theta))(1 + \kappa^2)^{1/2} \times \\ \times \exp(-\mu t/\gamma) \left[\int_0^{2A} J_0(x)dx + I_0(h) - 1 \right], \quad (2)$$

где C — фактор поляризации ($C = 1$ для σ -поляризации и $C = \cos(2\theta)$ для π -поляризации РЛ); $\chi_h = \chi_h^\alpha - \chi_h^\beta$ — коэффициенты Фурье восприимчивости бинарного кристалла (α, β — атомы подрешеток); $J_0(h)$, $I_0(h)$ — соответственно функция Бесселя 0-порядка действительного и мнимого аргументов; $A = \pi t/\Lambda$; $\Lambda = \lambda\gamma/C\chi_h$ — экстинкционная длина; $\kappa =$

$= \chi_{\text{ш}}/\chi_{\text{н}}$. Поскольку, как отмечалось в работах [8, 9], для кристаллов с близкими атомными номерами компонент эффекта Бормана для КЗО за счет малости параметра ϵ отсутствует уже при $\mu t > 4$, так как интерференционный коэффициент поглощения $\mu = \mu(1 - \epsilon)$ стремится к μ , и сформировавшийся пучок РЛ поглощается по нормальному фотоэлектрическому закону, то рассеяние РЛ в этой области толщин будет описываться формулами кинематической теории. С учетом наличия в кристалле волновых полей с двумя состояниями поляризации (σ и π) выражение для ИОС запишем в виде

$$\bar{R}_I = (R_I^\sigma + R_I^\pi)/2. \quad (3)$$

Несмотря на интерференционные биения между поляризациями, осциллирующий характер \bar{R}_I при КЗО все же сохраняется во всем толщинном интервале при работе с неполяризованным излучением рентгеновской трубы.

Дефекты структуры при $h \approx 1$ приводят, как известно [10], к увеличению интенсивности дифрагированного пучка с толщиной за счет диффузной составляющей R_D , которая является монотонной функцией толщины кристалла:

$$R_I = R_B + R_D = R_I^0(\chi \exp(-L)) \exp(-\mu_{ds}) + \\ + (1 - \exp(-2L)) R_I^k(\chi \exp(-L)) \exp(-\mu_{ds}^*), \quad (4)$$

где R_B , R_D — соответственно ИОС брэгговской (когерентной) составляющей и идеально-мозаичного кристалла; μ_{ds} и μ_{ds}^* — коэффициенты дополнительных потерь энергии РЛ при диффузном рассеянии соответственно когерентной и диффузной составляющих ИОС; R_I^0 определена формулой (2). Кроме дефектов кристаллического строения, приводящих к диффузному рассеянию, а также к ослаблению когерентной составляющей ИОС, на величину интенсивности и период осцилляций Λ может влиять и степень отклонения от стехиометрического состава кристалла, $\Delta = C_{\text{Ga}} - C_{\text{As}}$ (для идеального кристалла $C_{\text{Ga}} = C_{\text{As}} = 1$), поскольку структурный фактор для КЗО в отличие от структурных рефлексов сильно зависит от параметра нестехиометрии. Это обстоятельство

дает возможность определить величину параметра Δ и статфактора L . Определив же значения L для рефлексов 200 и 400 и изучив его зависимость от вектора дифракции и экстинкционной длины, по-видимому, можно исключить влияние структурных дефектов и учесть вклад в ИОС одного только отклонения состава реального кристалла от идеального.

Методика эксперимента

Все измерения интегральных интенсивностей (ИИ) в кристаллах GaAs проводились с помощью однокристального спектрометра (ОКС), при работе которого коррекция влияния нестабильности питания учитывалась с помощью мониторного измерения интенсивности первичного пучка I_0 для данной длины волны. Режим работы установки $U = 20$ кВ, $I = 30$ мА позволял избавиться от влияния кратных гармоник $n\lambda/2$ для выбранной длины волны λ . Измерялись толщинные зависимости ИИ или R_I для рефлексов 200 и 400 в коротко- и длинноволновых областях К-края поглощения атомов Ga ($\lambda_K = 1,1957$ Å). Это обстоятельство было вызвано необходимостью подбора оптимального соотношения параметров рассеяния и поглощения для этой области длин волн [9]. В связи с этим методической особенностью работы было использование тонких ($t \leq 100$ мкм) образцов ($t \sim \lambda$) при больших углах их наклона ($\alpha = \pm 60^\circ$) вокруг направления вектора дифракции [11] с шагом 1° . Толщина образцов выбиралась из условия $\mu t < 1$, поскольку уже при $\mu t \sim 4$ эффект Бормана для этих кристаллов подавлен. Образцы GaAs(100) для исследований отбирались с помощью рентгеновской топографии и по минимальным полуширинам кривых качания. Плотность дислокаций N_d по данным рентгеновской топографии составляла $\sim 10^4$ см $^{-2}$.

Расчет ИИ падающего на исследуемый кристалл GaAs первичного пучка РЛ I_0 производился с использованием эталонного совершенного кристалла Si(220), ИОС которого могла быть также рассчитана по формулам динамической теории рассеяния идеальными

кристаллами [7]. Определенное с помощью таких расчетов значение I_0 для заданной длины волны непрерывного спектра составляло $6 \cdot 10^6$ рад. Измерения проводились на длинах волн, расположенных вблизи K -края поглощения галлия с учетом ширины спектрального окна прибора, расчетные значения которого составляли: $\Delta\lambda = 0,005 \text{ \AA}$ для 200 и $\Delta\lambda = 0,0025 \text{ \AA}$ для 400 отражений при ширине двух выходных щелей $s = 0,005 \text{ см}$.

Поскольку при распространении РЛ в кристалле возникают два состояния поляризации с отличающимися параметрами рассеяния χ_h , расчетным путем было изучено также их влияние на поведение толщинной зависимости осцилляций интенсивности. При этом было установлено, что усредненная по двум состояниям поляризации толщинная зависимость ИОС имеет осциллирующий характер во всем исследуемом интервале толщин.

Для реальных кристаллов непосредственно по экспериментальному ходу толщинных зависимостей ИОС трудно судить о характере поведения толщинных осцилляций из-за уменьшения ИИ с толщиной кристалла, связанного с фотоэлектрическим поглощением. Задача упрощается, если в измеренные величины ИИ ввести поправку на поглощение и аномальное прохождение. Тогда для обработки результатов и расчета параметров L , μ_{DS} и Δ преобразуем формулы (2)–(4) к виду

$$r_I = (\bar{R}_I/R_I^k)2A + 1 - I_0(\mu\epsilon t), \quad (5)$$

где \bar{R}_I в свою очередь является функцией искомых подгоночных параметров χ , μ_{DS} , L . Процедура определения этих параметров в предположении выполнения нормального закона распределения ошибок [12] сводится к поиску минимума функции

$$\Phi = \sum_{i=1}^n (R_I^{\exp} - \bar{R}_I)/\sigma_i^2, \quad (6)$$

где n — число измерений; σ_i — ошибка статистики счета; R_I^{\exp} — экспериментальные значения ИОС. Уточнение первичного грубого приближения для значений искомых параметров будем осуществлять, превращая исходную

систему уравнений в систему уравнений в поправках:

$$\Phi(\Delta_i) = \sum_{i=1}^n 1/\sigma_i^2 (\delta R_I^{\exp} - \sum_{j=1}^3 (\partial \bar{R}_I / \partial a_j) \delta a_j). \quad (7)$$

Продифференцировав Φ по δa_j и приравняв к нулю производные, получим систему алгебраических уравнений для нахождения поправок к исходным параметрам. Уточнения значения параметров после этой процедуры, производим ряд последовательных итераций для достижения желаемой точности.

Результаты и их обсуждение

На рис. 2 показана экспериментальная зависимость ИИ от угла наклона образца GaAs, измеренная для отражения 200 на длине волны $\lambda = 1,1965 \text{ \AA}$. Сплошная кривая, удовлетворительно аппроксимирующая, с нашей точки зрения, ход экспериментальной зависимости ИИ, включая их осцилляции, получена расчетным путем по формуле (4) с использованием значений L , μ_{DS} , χ_r^{200} , представленных в таблице. Нижняя кривая — расчет для идеального кристалла. В расчетах были использованы значения температурных факторов Дебая—

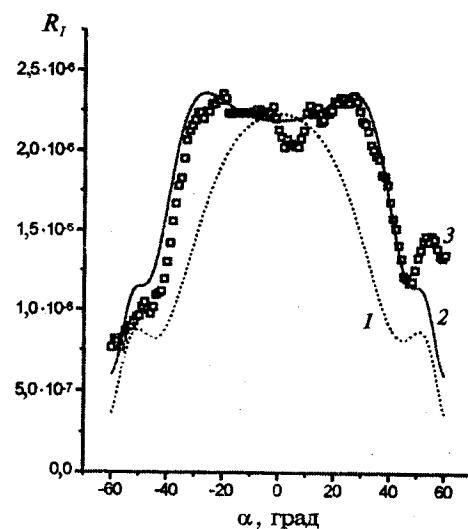


Рис. 2. Зависимость ИОС для отражения 200 от угла наклона образца вокруг нормали к отражающей плоскости: 1 — расчет для идеального кристалла; 2 — расчет с учетом параметров структурного совершенства; 3 — эксперимент

Значения характеристик структурного совершенства L и μ_{DS} , а также дифракционных параметров рассеяния χ для различных рефлексов в кристалле GaAs в длинноволновой области вблизи К-края поглощения Ga

Рефлекс	L	$\Delta L/L, \%$	$\mu_{DS}, \text{ см}^{-1}$	$\Delta \mu_{DS}/\mu_{DS}, \%$	$\chi \cdot 10^5$ (теория)	$\chi^{\exp} \cdot 10^5$ (эксперимент)	$\Lambda_0 \cdot 10^3, \text{ см}$ (теория)	$\Lambda_0 \cdot 10^3, \text{ см}$ (эксперимент)	F_0^{\exp}/F_0
200	$0,0675 \pm \pm 0,003$	4,5	$21,46 \pm 2$	9	0,163	0,2326	6,729	5,27	1,239
400	$0,17 \pm \pm 0,0005$	3	20 ± 1	5	0,8711	0,8701	1,586	1,596	0,994

П р и м е ч а н и е. Как известно, $\chi = (e^2/mc^2)\lambda^2 |F|/\pi V$ [7]. В свою очередь, для КЗО $F \sim (Cf_{Ga} - Cf_{As})$ [6] с учетом поправок Хенеля на аномальную дисперсию. Поэтому χ есть функция $\Delta = C_{Ga} - C_{As}$. Значение Λ_0^{\exp} получено умножением Λ^{\exp} на $\exp(L)$.

Валлера для атомов Ga и As, взятые из [13], а функции атомного рассеяния $f_{Ga}^0(200) = 25,778$ и $f_{As}^0(200) = 27,168$ — из [14]. Поправки на аномальное рассеяние рассчитывались согласно [15] с использованием сил осцилляторов, рассчитанных в [16].

На рис. 3 приведены экспериментальные и расчетные толщинные зависимости R_I в кристалле GaAs для рефлексов 200 и 400. В расчетной толщинной зависимости учитывалось наличие двух состояний поляризации. Значения величины статического фактора L и μ_{DS} (см. таблицу) были получены путем обработки экспериментальных результатов для ИИ с по-

мощью методов, описанных в [17]. В экспериментальных зависимостях ИИ от толщины использованы данные как правых, так и левых частей графиков угловых зависимостей (см. рис. 2).

Анализ данных рис. 3, *a* показывает, что, несмотря на сравнительно малые значения Λ_{400} по сравнению с Λ_{200} и паразитное влияние биений σ - и π -составляющих интенсивностей, можно использовать ОКС для наблюдения ма-ятниковых осцилляций ИИ для рефлекса 400

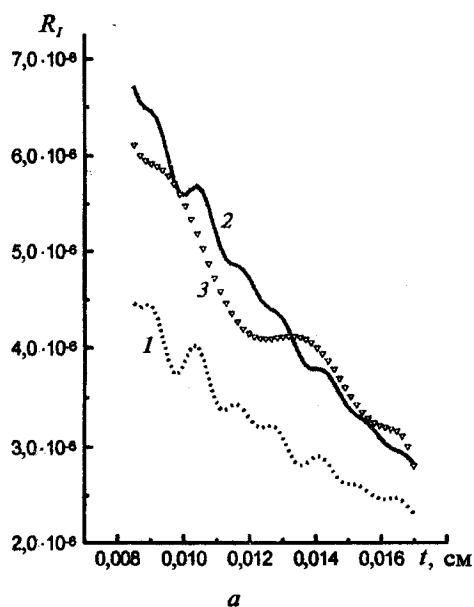
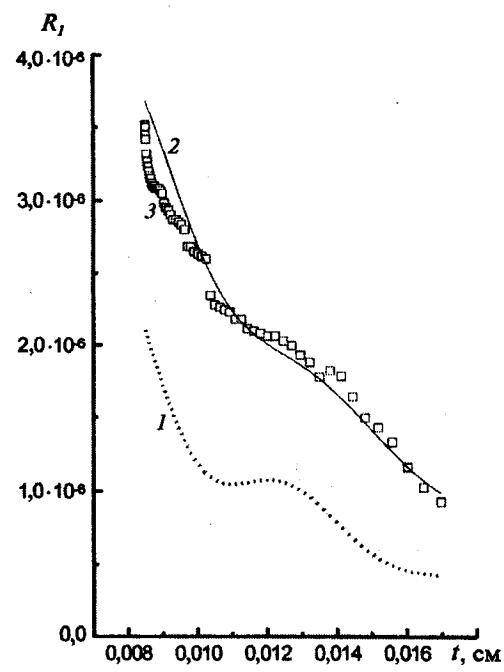
*a**б*

Рис. 3. Расчетные по формулам (2) и (4) точки (соответственно 1 и 2), экспериментальные точки (3) для GaAs: *a* — отражение 400; *б* — отражение 200

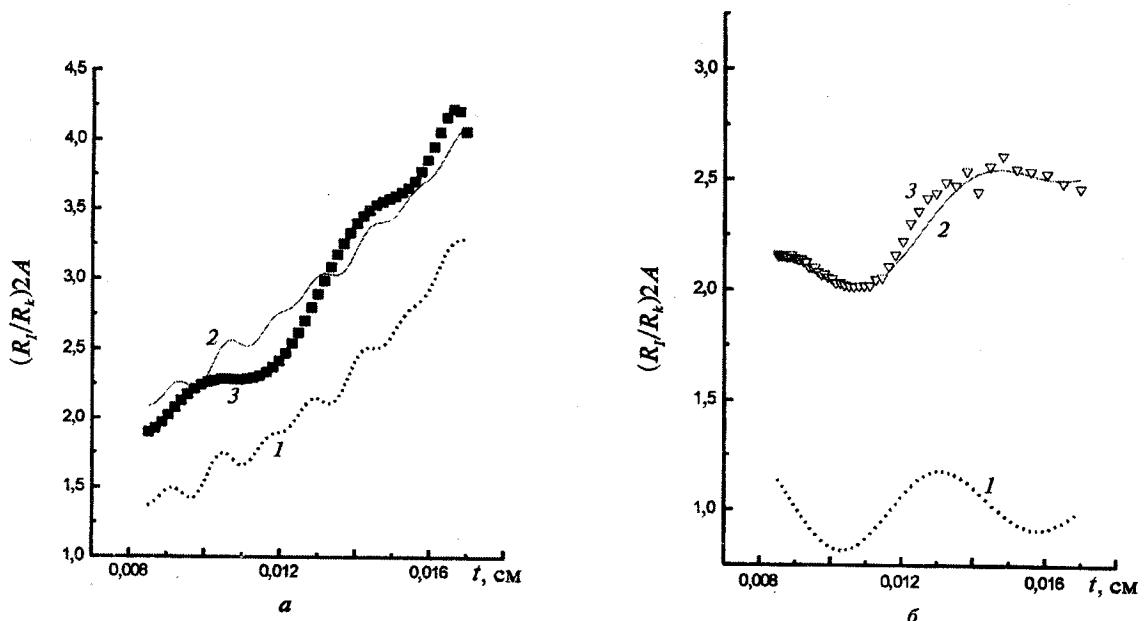


Рис. 4. Толщинные зависимости приведенной интенсивности r_I для рефлексов 400 (а) и 200 (б) в GaAs ($\lambda = 1,198 \text{ \AA}$): 1 — расчет для идеального кристалла; 2 — расчетная зависимость с учетом параметров L и μ_{DS} ; 3 — эксперимент

при измерениях на длинах волн непрерывного спектра. Как следует из анализа представленных на рис. 4, а данных для рефлекса 400, ИОС $r_I = f(t)$, сохраняя осциллирующий характер, монотонно возрастает с толщиной даже для идеального кристалла ($L = 0$) в отличие от известного случая слабопоглощающего кристалла Si [18], где r_I осциллирует вокруг значения, равного 1. Это возрастание r_I^{400} обусловлено влиянием члена $I_0(\mu t)$, учитывающего в формуле (2) поглощение волновых полей. Здесь же следует сказать, что для рефлекса 400 из наклона ($\mu = \mu(1 - \varepsilon) + \mu_{DS}$) толщинной зависимости ИОС, измеренной в коротковолновой области K -края поглощения ($\mu t \approx 8$), независимо определено значение $\mu_{DS} = 21 \text{ см}^{-1}$, которое хорошо согласуется с определенными выше величинами.

Несколько иная ситуация наблюдается в случае КЗО (рис. 3, б), на котором приведены экспериментальные и расчетные толщинные зависимости интенсивности для рефлекса 200. Поведение экспериментальных зависимостей свидетельствует о наличии значительной диффузной составляющей интенсивности (увеличение ИИ по сравнению с расчетной кривой для идеального кристалла). Обработанные по

методике [4, 19] экспериментальные результаты дали возможность получить значения структурного фактора F для отражения 200 в реальном кристалле. Найденные значения F_{200}^{\exp} отличаются от рассчитанного F_{200}^C для длины волны $\lambda = 1,198 \text{ \AA}$ с учетом влияния структурных дефектов, учитываемых параметром L , что свидетельствует о влиянии каких-то дополнительных факторов на величину Λ . Увеличение F_{200}^{\exp} по сравнению с F_{200}^C можно было бы трактовать влиянием макроскопических упругих полей. Однако такой эффект не наблюдается в случае структурного 400 отражения. Кроме того, измерения ИОС для фриделевской пары 400 и 400 отражений в условиях аномального прохождения (коротковолновая область K -края Ga) показывают, что вкладом упругих напряжений можно пренебречь ($R_I^{400}/R_I^{400} \approx 1,06$). Следовательно, наблюдаемое уменьшение экстинкционной длины (увеличение структурного фактора) нужно отнести, по-видимому, за счет изменения химического состава кристалла (отклонения от стехиометрии). Расчет изменения F_{200} вследствие возможного влияния вышеуказанного фактора (последняя колонка таблицы) отвечает вариациям параметра нестехиометрии Δ на

уровне 10^{-3} — 10^{-4} , что отвечает изменениям концентрации компонент кристалла на уровне 10^{19} — 10^{18} см $^{-3}$.

Для квазизапрещенного рефлекса 200 значение нормализованной ИОС r , осциллирует вокруг значения, равного 1 (рис. 4, б), т. е. реализуется случай слабопоглощающегося кристалла (хотя значения параметра поглощения μt одни и те же, как и в случае обычного структурного отражения 400). Такой эффект обусловлен малым значением коэффициента локальности поглощения волновых полей ε ($\varepsilon_{200} = 0,14$).

Анализ полученных результатов показывает, что значение L для КЗО 200 значительно превосходит величину этого параметра для рефлекса 400. Определенные из этих значений L величины плотностей дислокаций, согласно [10], для рефлексов 200 и 400 составляют соответственно $N_d^{200} = 5,04 \cdot 10^4$ и $N_d^{400} = 8,96 \cdot 10^4$ см $^{-2}$. Это подтверждает обнаруженную в [20] зависимость величины L от $H\Lambda^2$ при постоянной плотности дислокаций, где H — вектор дифракции.

Выводы

1. Вблизи λ_K^{Ga} существует динамический характер рассеяния РЛ (маятниковые осцилляции интенсивности в длинноволновой и эффекта Бормана в коротковолновой областях соответственно) для КЗО в кристаллах GaAs. При этом показано, что количественное описание толщинных зависимостей ИОС КЗО для первой из областей можно проводить по приближенным формулам динамической теории для тонкого непоглощающего кристалла.

2. При динамической дифракции РЛ для КЗО и структурных рефлексов на основании анализа поведения функции $R_t = f(t)$ в условиях слабого поглощения можно, применяя подгонку теоретической кривой к экспериментальным значениям ИОС, корректно определять как интегральные характеристики дефектов, так и параметр стехиометрии в кристаллах с близкими значениями атомных формфакторов.

3. В кристаллах GaAs, содержащих дислокации,

происходит существенное изменение ИОС не только за счет диффузной составляющей, но и вследствие влияния статфактора, а также параметра стехиометрии. Эти параметры влияют на величину структурного фактора, а также экстинкционное расстояние в кристалле.

4. Для кристаллов GaAs, содержащих дислокации, показано, что $L(H) \sim H\Lambda^2$.

Таким образом, результаты данной работы указывают на необходимость проведения дальнейших исследований на бездислокационных кристаллах GaAs с целью выявления влияния нестехиометрии в чистом виде. Кроме того, проведение таких экспериментов наиболее целесообразно проводить с использованием синхротронного излучения благодаря целому ряду его преимуществ над рентгеновским (поляризованное излучение, большая интенсивность первичного пучка, а также малая его расходимость, что позволяет более близко подойти к К-краю поглощения, а значит, и значительно уменьшить экстинкционные расстояния для КЗО).

1. B. W. Batterman, H. Cole // Rev. Mod. Phys. — 1964. — 36, No. 3. — P. 681.
2. N. A. Kato // Acta Crystallogr. — 1961. — 14, No. 6. — P. 627.
3. М. В. Зеленухин, В. В. Квардаков, В. А. Соменков, С. Ш. Шильштейн // ЖЭТФ. — 1989. — 95, № 4. — С. 1530.
4. H. A. Graf, J. R. Schneider // Phys. Rev. B. — 1986. — 34, No. 12. — P. 8629.
5. В. Б. Молодкин // Металлофизика. — 1980. — 2, № 1. — С. 3.
6. I. Fujimoto // Jap. J. Appl. Phys. — 1986. — 25, No. 2. — P. 291.
7. З. Г. Пинскер. Рентгеновская кристаллооптика. — Москва: Наука, 1982.
8. G. I. Gudzenko, V. B. Molodkin, V. G. Novitskii // Phys. Status Solidi a. — 1983. — 77, No. 1. — P. 115.
9. В. П. Кладько, Л. И. Даценко, И. И. Ткач и др. // Металлофизика и новейшие технологии. — 1998. — 21, № 3. — С. 3.
10. Л. И. Даценко, В. Б. Молодкин, М. Е. Осиновский. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами. — Киев: Наук. думка, 1988.
11. С. Н. Воронков, Д. И. Пискунов, Ф. Н. Чуховский, С. К. Максимов // ЖЭТФ. — 1987. — 92, № 3. —

- С. 1099.
12. Е. И. Пустыльник. Статистические методы анализа и обработки результатов. — Москва: Наука, 1968.
 13. U. Pietsch // Phys. Status Solidi a. — 1985. — 87, No. 1. — P. 151.
 14. J. H. Hubbel, I. Overbo // J. Phys. Chem. Ref. Data. — 1979. — 8. — P. 69.
 15. T. Fukamachi, S. Hosoya, T. Kawamura, M. Okunuko. — Tokyo, 1976. — (Preprint / The Institute for Sol. Stat. Phys. the University of Tokyo; No. 760).
 16. D. T. Cromer // Acta Crystallogr. — 1965. — 18, No. 10. — P. 17.
 17. В. И. Хрупа, В. Ф. Мачулин. Рентгеновская диагностика структурного совершенства слабо искаженных кристаллов. — Киев: Наук. думка, 1995.
 18. А. М. Олехнович. Дифракционная поляризация и динамическое рассеяние рентгеновских лучей в реальных кристаллах: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — Минск, 1985.
 19. N. M. Olekhnovich, A. L. Karpei // Phys. Status Solidi a. — 1984. — 82, No. 1. — P. 365.
 20. В. И. Хрупа // Завод. лаб. — 1991. — 57, вып. 2. — С. 41.

Получено 25.06.1998