

PACS numbers: 61.10.Dp, 61.10.Eq, 61.10.Kw, 61.72.Dd, 61.72.Ff

Аномальная дисперсия рентгеновских лучей и диагностика структурного состояния кристаллов

В. П. Кладько, В. Б. Молодкин*, Л. И. Даценко, В. Ф. Мачулин

*Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАН Украины,
просп. Науки, 41,
03028 Киев-28, Украина*

**Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Обобщены полученные авторами и другими исследователями результаты экспериментальных и теоретических исследований реальной структуры (дефектов) монополярных монокристаллов, а также композиционного состава бинарных соединений (выделений иноядных фаз и нарушения стехиометрии). Использовалось динамическое рассеяние рентгеновских лучей в приближении толстого, тонкого и промежуточных уровней поглощения с длинами волн в области аномальной дисперсии. Обсуждаются развитые авторами неразрушающие методы определения количественных характеристик структурного совершенства и композиционного состава кристаллов.

Узагальнено отримані авторами та іншими дослідниками результати експериментальних і теоретичних досліджень реальної структури (дефектів) монополярних монокристалів, а також композиційного складу (присутності чужорідних фаз та порушення стехіометрії) в бінарних сполуках. Використовувалось динамічне розсіяння рентгенівських променів в наближеннях товстого, тонкого та проміжного рівнів поглинання в області довжин хвиль, що характеризуються аномальною дисперсією. Обговорюються розвинені авторами неруйнівні методи визначення кількісних характеристик структурної досконалості та композиційного складу кристалів.

The results of experimental and theoretical investigations of real structure (with defects) as well as chemical composition (precipitation of different phases, violation of stoichiometry) of crystals, which were obtained by the authors and by other investigators, are generalized. Dynamical scattering of X-rays with wavelengths falling into the region of anomalous dispersion for thick, thin, and intermediate levels of absorption is

used. The non-destructive methods, developed by authors for determination of structure-perfection characteristics as well as composition of binary crystals, are discussed.

Ключевые слова: *K*-край поглощения, рентгеновские лучи, стехиометрия.

(Получено 30 сентября 2003 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение рассеяния рентгеновских лучей (РЛ) в области аномальной дисперсии, которое началось в 30-х гг. XX столетия [1], остается актуальным и в настоящее время, поскольку как действительная, так и мнимая части коэффициентов Фурье поляризуемости периодической среды, с помощью которых можно количественно характеризовать степень совершенства кристалла, варьируются с длиной волны излучения подобно соответствующим частям атомного формфактора. Достаточно отметить, что аномальному рассеянию РЛ были посвящены конференции в Мадриде в 1974 г. [2], а также в Маленте (Германия, 1992 г.) [3]. В этих трудах обсуждается современное состояние теории и эксперимента в области аномального рассеяния РЛ, включая и новые возможности, связанные с применением синхротронного излучения. Вопросы же, касающиеся развития современной динамической теории рассеяния РЛ реальными кристаллами и экспериментального определения интегральных характеристик рассеяния, оказались вне внимания этих сборников трудов. Между тем именно вблизи *K*-края поглощения вещества существуют уникальные возможности определения не только характеристик структурного совершенства, но и параметров, описывающих нарушения правильного химического состава (нестехиометрий) многокомпонентных кристаллов.

Экспериментальные исследования в области рассеяния РЛ ис-
каженными кристаллами, проведенные различными авторами,
направлены на определение интегральных (усредненных по облу-
чаемому объему) характеристик процесса рассеяния реальной
кристаллической средой, содержащей дефекты различной приро-
ды. Важнейшими из них являются статический фактор Дебая—
Валлера L и коэффициент экстинкции μ_{ds} , возникающий вследст-
вие диффузного рассеяния излучения на дефектах структуры.
Эти параметры были введены независимо друг от друга М. А.
Кривоглазом [4] и П. Дедерихсом [5].

В последние годы достигнуты значительные успехи в разработ-
ке динамической теории дифракции РЛ на неидеальных кри-
сталлах, содержащих дефекты различного рода, распределенные
однородно в объеме кристалла (Н. Като [6], Ф. Н. Чуховский и

Ю. Гайгей [7], В. А. Бушуев [8], В. Голый [9]). Динамическая теория рассеяния излучений в кристаллах с макроскопически однородно распределенными дефектами различного типа развита в работах В. Б. Молодкина [10]. В этом подходе установлена связь дифракционных параметров кристаллической среды с характеристиками дефектной структуры и предсказаны динамические эффекты в диффузном рассеянии РЛ.

Основные экспериментальные исследования интегральных дифракционных максимумов в реальных моноатомных кристаллах (германий, кремний, медь) с использованием характеристических РЛ были обобщены в монографиях Л. И. Даценко, В. Б. Молодкина и М. Е. Осиновского (1988 г. [11]), В. Ф. Мачулина и В. И. Хрупы (1995 г. [12]), а также Л. И. Даценко, В. П. Кладько, В. Ф. Мачулина, В. Б. Молодкина (2002 г. [13]). Значительный интерес в связи с развитием исследований с применением полихроматического излучения синхротрона приобрели работы, выполненные в области аномальной дисперсии РЛ вблизи K -края поглощения вещества. Близость длины волн к K -краю поглощения, как показали Хёнль [29] и другие авторы, радикально меняет характер взаимодействия электронного облака атома с излучением. Появляются, как известно, специфические добавки к структурному фактору, а значит, и к функции восприимчивости среды.

В наших работах впервые показано, что, анализируя при эффекте Бормана толщинные зависимости скачков (отношений) интенсивностей, измеренных вблизи K -края поглощения при лауз-дифракции РЛ, можно определить в реальном кристалле величину статического фактора Дебая—Валлера L . Знание параметра L дает возможность определить коэффициент экстинкции из наклона толщинной зависимости одной из интегральных интенсивностей дифракционных максимумов для длин волн РЛ вблизи K -края. Далее, анализируя зависимости параметров L или μ_{ds} от дифракционного вектора для отражений разных порядков дифракции, можно установить природу доминирующего типа микродефектов в кристалле, а также определить основные их параметры — концентрацию и средний радиус. Особый интерес представляют динамические эффекты в бинарных кристаллах (GaAs, InSb, CdTe), которые проявляются при использовании так называемых квазизапрещенных рефлексов (КЗР). Действительная часть структурного фактора таких отражений, пропорциональная, как известно, разности атомных формфакторов атомов подрешеток, в области аномальной дисперсии может быть близка к нулю. Из этого обстоятельства вытекает высокая чувствительность интегральных интенсивностей дифракционных максимумов к нарушению стехиометричности. Применение динамической теории рассеяния реальным кристаллом, развитой в работах В. Б. Молодкина [10], в отличие от первого приближения Борна, использующе-

гося в работах И. Фуджимото [14], позволяет определить не только степень отклонения состава бинарного кристалла от идеального, но и получить характеристики дефектной структуры. Такие исследования, выполненные нами в области аномальной дисперсии РЛ для КЗР, привели к определению как дефектных, так и композиционных характеристик кристаллов арсенида галлия, сильно легированных кремнием. Эти работы касаются в первую очередь влияния нестехиометрическости на период маятниковых колебаний интенсивности КЗР в длинноволновой области вблизи K -края, где может быть реализовано приближение так называемого тонкого кристалла. В результате были развиты новые неразрушающие методы одновременного контроля реальной структуры и композиционного состава бинарного кристалла.

Задачей настоящего обзора является обсуждение особенностей рассеяния РЛ в толстом, тонком кристаллах при использовании структурных отражений, а также поведения интегральных интенсивностей квазизапрещенных рефлексов в области длин волн между λ_K Ga и λ_K As в GaAs.

2. РАССЕЯНИЕ РЛ ТОЛСТЫМИ КРИСТАЛЛАМИ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ

В ранних работах Коула и Стемпла [15], а также Б. Г. Захарова [16] предложено использовать для диагностики структурного состояния величину скачков интенсивности вблизи K -края поглощения λ_K вещества при анализе рассеяния РЛ в геометрии брэгговской дифракции. Это обстоятельство привело нас к выводу, что при дифракции РЛ в геометрии Лауз величина скачка интенсивности $S = R_2/R_1$, где R_2 и R_1 — интегральные интенсивности, измеренные при эффекте Бормана соответственно в длинноволновой ($\lambda_2 > \lambda_K$) и коротковолновой ($\lambda_1 < \lambda_K$) областях длин волн, будет зависеть не только от толщины кристалла t , но и от дефектов кристалла. На рис. 1, б показано влияние дислокаций в кристалле Ge на рассеяние РЛ. Видно, что при плотности этих дефектов $N_d = 1,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ величина скачка S резко возрастает.

Используя формулу Като для интегральной интенсивности (ИИ) при эффекте Бормана в толстом ($h = \mu_0 t > 10$) идеальном центросимметричном кристалле

$$R_i = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\eta) d\eta = \frac{P |\chi_{rh}| e^{-M}}{\sin 2\theta} \left(\frac{\pi}{8h} \right)^{1/2} \times \\ \times \exp \left[-\frac{\mu_0 t}{\cos \theta} (1 - \epsilon_0 P e^{-M}) \right] \times \left[1 + \frac{1}{8h} + \frac{9}{2(8h)^2} + \dots \right] \quad (1)$$

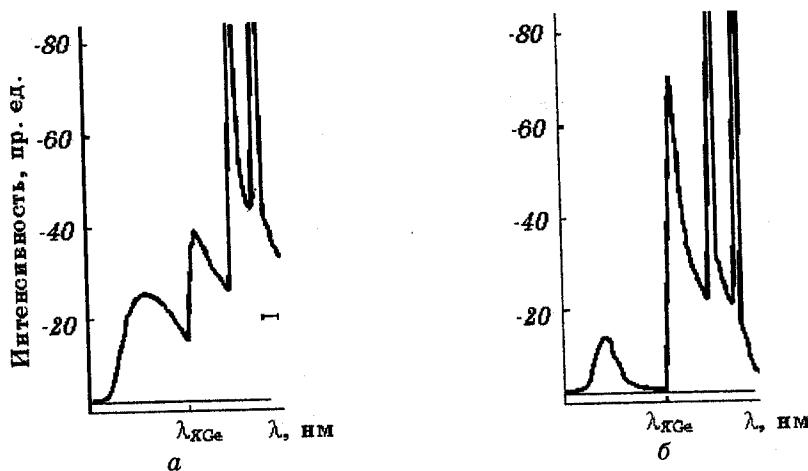


Рис. 1. Спектр рентгеновской трубки, записанный при лауз-дифракции в кристалле Ge, с $N_d = 0$ (a); с $N_d = 1,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ (б) (прямая линия выше оси абсцисс — уровень фона, толщина кристалла t порядка 250 мкм).

и введя интегральные характеристики структурного совершенства L и μ_{ds} , которые входят в показатель экспоненты (интерференционный коэффициент поглощения (ИКП)),

$$\mu_i = \frac{\mu_0}{\cos \theta} (1 - P \varepsilon_0^{-M} e^{-L}) + \mu_{ds} \frac{1}{\cos \theta}, \quad (2)$$

где коэффициент экстинкции μ_{ds} (второе слагаемое) в выражении интерференционного коэффициента поглощения ИКП равен

$$\mu_{ds}^{\Pi} = c J(\lambda, h) n_{\Pi} \ln \left(\frac{\Lambda}{R_{loop}} \right) \left[\frac{8}{15} + \frac{1}{15} \left(\frac{2v^2 + 6v - 1}{(1-v)^2} \right) \cos^2 \theta_B \right] \quad (3)$$

(в модели петель [5])

$$\mu_{ds}^K = c J(\lambda, h) n_K \ln \left(\frac{\Lambda}{R_{cl}} \right) \left(\frac{4\pi z}{V_c} \cos \theta_B \right)^2 \quad (\text{в модели кластеров [5]}), \quad (4)$$

можно получить соответствующее выражение для ИИ кристалла с дефектами. Важно отметить, что R_i для реального кристалла, кроме того, должно быть дополнено слагаемым R_d [10, 11], которое описывает диффузную компоненту рассеяния, возникающую из-за присутствия дефектов. Взяв логарифмы отношений ИИ $\ln(R_2/R_1)$ для R_2 и R_1 , получим простую линейную зависимость

$$\ln S = At + B, \quad (5)$$

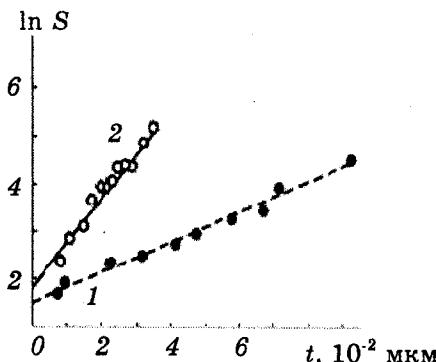


Рис. 2. Логарифмическая толщинная зависимость скачка интенсивности для совершенного (1) и дислокационного (2) кристаллов Ge от температуры.

где A — разность ИКП для длин волн λ_1 и λ_2 ; B — отношение минимальных частей коэффициентов Фурье восприимчивости χ_{ih} кристалла

$$A = \mu_{i_1} - \mu_{i_2}, \quad (6)$$

$$B = \frac{1}{2} \ln \chi_{ih_1} / \chi_{ih_2}. \quad (7)$$

Параметр A геометрически определяется тангенсом угла наклона зависимости $\ln S(t)$ (рис. 2), а B — отрезком, отсекаемым на оси ординат. Графики зависимости $\ln S(t)$ для совершенного кристалла и для образца с дислокациями показаны на рис. 2. По сравнению с графиком для совершенного кристалла график для кристалла с дефектами смещен вверх по оси ординат, а наклон этой зависимости к оси абсцисс при этом увеличивается.

К важнейшим свойствам введенной нами функции $\ln S = At + B$ реального кристалла можно отнести следующие:

1) независимость параметров A и B от действительной части структурного фактора (для отражений с четными индексами hkl);

2) изменение (рост) параметра B при варьировании степени нарушения структуры кристалла за счет появления компоненты диффузного рассеяния (рис. 2);

3) рост разности ИКП (наклона функции $\ln S = f(t)$, см. рис. 2) по мере увеличения степени искажения решетки, поскольку инкременты фотоэлектрической части ИКП (первое слагаемое в (2)) в искаженном (нес) кристалле по сравнению с этой величиной для идеального (с) кристалла

$$\Delta\mu_i^\Phi = \mu_i^{\text{нес}} - \mu_i^c = \frac{\mu_0 \epsilon_0 e^{-M}}{\cos \theta_B} (e^{-L} - 1) \quad (8)$$

не равны для длин волн λ_1 и λ_2 вследствие различия коэффициентов фотоэлектрического поглощения $\mu_{01}\varepsilon_{01}$ и $\mu_{02}\varepsilon_{02}$.

4) неизменность, при невысоком уровне искажений решетки кристалла ($e^{-L} \approx 1$), исходного значения параметра A , характерного для совершенной структуры, когда каждый из ИКП за счет μ_{ds} возрастает на одинаковую величину ($\mu_{ds_1} \approx \mu_{ds_2}$ согласно [5]) и $\Delta\mu_{i1} = \Delta\mu_{i2}$.

Интересным свойством функции $\ln S = f(t)$ является и независимость ее от коэффициента экстинкции μ_{ds} , в результате чего все изменения параметра A для искаженного кристалла связаны только с варьированием значения фотоэлектрического поглощения (первое слагаемое в (2)). Отсюда вытекает возможность определения L :

$$e^{-L} = \frac{1 - A^{\text{нec}} \gamma_1 \gamma_2 / (\mu_{01} \gamma_2 - \mu_{02} \gamma_1)}{1 - A^c \gamma_1 \gamma_2 / (\mu_{01} \gamma_2 - \mu_{02} \gamma_2)}, \quad (9)$$

где A^c и $A^{\text{нec}}$ — величины, относящиеся к совершенному и несовершенному кристаллам соответственно, а μ_{01} , μ_{02} — нормальные фотоэлектрические коэффициенты поглощения для длин волн λ_1 и λ_2 и $\gamma = \cos\theta$. Метод регистрации скачков интенсивности был использован нами в [17] для определения параметра L согласно (9) в кристалле Ge с плотностью дислокаций $N_d \approx 2,4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ в приближении толстого кристалла ($h > 10$). Измерив величину параметра $A^{\text{нec}}$ для этого кристалла и зная его значение A^c для графика 1 на рис. 2, мы определили эту характеристику, которая оказалась равной $L = 4,1 \cdot 10^{-2}$.

Этот подход, основанный фактически на анализе разности ИКП для длин волн λ_1 и λ_2 , оказывается, однако, неприемлемым при промежуточных толщинах образца ($0 < h < 10$), где зависимость $\ln S(t)$ носит явно нелинейный характер и $\mu_{ie} = \mu_{ie}(t)$. В этом случае целесообразно рассматривать только толщинную зависимость I_{R2} , измеренную в длинноволновой ($\lambda_2 > \lambda_K$) области K -края. Суть такого независимого метода определения L и μ_{ds} , использовавшегося также в [17], состоит в нахождении координаты точки пересечения h_0 зависимостей ИИ от толщины совершенного (I_R^c) и несовершенного ($I_R^{\text{нec}}$) кристаллов, где оба эти значения совпадают (рис. 3). Поэтому для определения величин L , μ_{ds} можно использовать систему уравнений вида

$$I_R^c(h_0) = I_R^{\text{нec}}(h_0); \quad K = d \ln I_R^{\text{нec}}(h_0) / dh_0, \quad (10)$$

где первое уравнение означает равенство вкладов процессов поглощения и рассеяния энергии, а K — экспериментально определяемый наклон зависимости $I_R^{\text{нec}}(t)$ в точке h_0 . Решение системы (10) позволило независимо определить L и μ_{ds} для упомянутого образца в случае $0 < h < 10$ ($L = 3,7 \cdot 10^{-2}$, $\mu_{ds} = 51 \text{ см}^{-1}$).

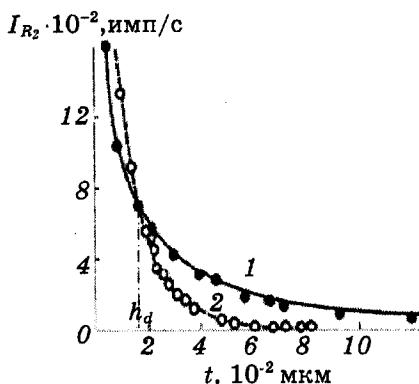


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности рефлекса 220 от толщины для совершенного (кривая 1) при $N_d = 0$ и несовершенного при $N_d = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ (кривая 2) кристаллов; $\lambda_2 = 0,1132 \text{ нм}$, $\mu_2 = 151,4 \text{ см}^{-1}$ (кривая 1 — расчет, выполненный для совершенного кристалла, точки — экспериментальные данные).

В области же слабого ($h \leq 1$) поглощения, слева от точки пересечения ИИ на рис. 3, наблюдается значительный прирост $I_R^{\text{нес}}$ для несовершенного кристалла по сравнению с приростом для совершенного за счет мощного некогерентного рассеяния РЛ на дислокациях, имеющего кинематический характер. Изменения I_R в дислокационном кристалле, связанные с заменой коэффициента Фурье поляризуемости χ на $\chi \exp(-L)$ и с дополнительным поглощением за счет ДР ($\exp(-\mu_{ds}t/\gamma)$) — при $h < 1$ можно считать достаточно малыми и весь прирост ИИ можно отнести за счет диффузного рассеяния:

$$\Delta I_R^{\text{нес}}(t) \equiv I_R^{\text{нес}} - I_B \approx Qt\gamma^{-1}[1 - \exp(-2L)]\exp(-h), \quad (11)$$

где $I_B = B \exp(-h) I_0(\varepsilon_0 \exp(-M)h)$; $B = P\pi|\chi_{rh}|/(2\sin 2\theta_B)$; $Q = \pi_2 |\chi_{rh}|^2 / (\lambda \sin 2\theta_B)$ — кинематическая рассеивающая способность среды за единицу длины; χ_{rh} — действительная часть коэффициента Фурье поляризуемости среды; $I_0(\varepsilon_0 \exp(-M))$ — функция Бесселя. Применение такого метода в области приближения тонкого кристалла позволило также независимо определить в вышеупомянутом образце параметр L ($L = 4,1 \cdot 10^{-2}$).

Совпадение значений параметра L в кристалле Ge с дислокациями, полученное с помощью трех различных вышеупомянутых подходов, свидетельствует о том, что представление о целесообразности введения о перенормированной величине L^* для кристалла с дислокациями [11] остается в силе и в условиях сильного поглощения РЛ, несмотря на отсутствие каких-либо серьезных теоретических оценок указанной характеристики структурного состоя-

ния кристалла при использовании эффекта Бормана. Кроме того, совпадения этих трех величин позволяют считать, что при анализе толщинных зависимостей скачков интенсивности вблизи λ_K может быть получена достоверная количественная информация об уровне искажений решетки в кристаллической среде.

Для дополнительного обоснования правомочности применения предложенного экспериментального метода анализа толщинных зависимостей $\ln S = f(t)$ была предпринята также попытка определения достоверной величины динамического (температурного) фактора Дебая—Валлера или значения температуры Дебая Θ_d для Ge [18]. Поскольку в литературе было показано, что при использовании температурных зависимостей ИИ для эффекта Бормана нужно вносить поправки к ИКП на величину $\mu_{\text{тд}}^*$, учитывающую термодиффузное рассеяние, можно было думать, что регистрация изменений величин $\ln S(T)$ с температурой (рис. 4) позволит корректно определить Θ_d , так как $\mu_{\text{тд}}^* \sim f_{rh}$, что дает основание считать $\mu_{\text{тд}1}^* \approx \mu_{\text{тд}2}^*$. Из рис. 4 следует, что все графики зависимостей $\ln S = At + B$ носят линейный характер, а параметр A пропорционален температуре T (при $B = \text{const}$). Все они сходятся в одной точке на оси ординат. Это означает, что вклад термодиффузной компоненты рассеяния в эффект Бормана до 400 К мал. Характер вариаций функций $\ln S(T)$ коренным образом отличается от формы графиков для случая дислокаций, для которых, в отличие от фононов, наблюдается изменение параметра B , в связи с заметным диффузным рассеянием на этих дефектах. Наиболее интересный результат, полученный при обработке шести температурных зависимостей $A(T)$ на рис. 4, состоит в том, что было получено значение $\Theta_d = (294 \pm 2)$ К для Ge, оказавшееся наиболее близким к значению Θ_d , известному в литературе для германия. Этот факт означает, что метод анализа тол-

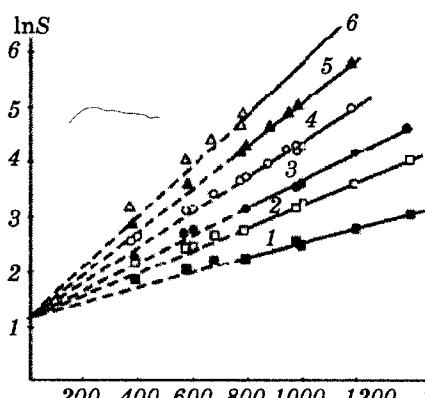


Рис. 4. Функции $\ln S = At + B$, построенные для различных температур: 1 — 120; 2 — 190; 3 — 233; 4 — 298; 5 — 368; 6 — 424 К.

щинных зависимостей скачков интенсивности позволяет получать достоверную информацию и об искажениях решетки за счет тепловых колебаний (фононов), поскольку поправка на $\mu_{\text{тдР}}$ при этом учитывается автоматически.

Указанный выше подход был применен в [19] и для определения температур Дебая двух подрешеток в соединении InSb. При этом считалось, что параметр $A^\alpha(h)$ такого бинарного кристалла можно представить в виде двух слагаемых для индия (A) и сурьмы (B):

$$A^\alpha(h) = \Delta\mu_A M_1^A(h)\delta_{\alpha,A} + \Delta\mu_B M_2^B(h)\delta_{\alpha,B}, \quad (12)$$

где $\Delta\mu_A$ и $\Delta\mu_B$ — скачки нормальных коэффициентов фотоэлектрического поглощения, соответственно, для компонентов A или B вблизи их K -краев, M_A и M_B — факторы Дебая—Валлера; δ — символ Кронекера; индекс α параметра $A^\alpha(h)$ равен A или B , если исследуемый скачок вблизи K -края атомов сорта A или B соответственно. В каждом из этих случаев в последней формуле от нуля остается отличным только одно согласие, что позволяет определить раздельно температурные факторы Дебая M_1^A или M_2^B для каждой из подрешеток. При анализе зависимостей $\ln S = At + B$ для K -краев In и Sb оказалось, что $\Theta_D^{\text{Sb}} = (159 \pm 3)$ К, $\Theta_D^{\text{In}} = (150 \pm 3)$ К, а среднеквадратичные смещения атомов Sb и In равны соответственно $\langle U_s^2 \rangle^{\text{Sb}} = 1,44 \cdot 10^{-4}$ нм²; $\langle U_s^2 \rangle^{\text{In}} = 1,72 \cdot 10^{-4}$ нм². Поправки ИКП на $\mu_{\text{тдР}}$ при рассмотрении указанных зависимостей $\ln A(T) = At + B$, как и в случае Ge, исключаются автоматически, поскольку, как уже упоминалось, $\mu_{\text{тдР}1} \approx \mu_{\text{тдР}2}$ (см. свойство 4) функции $\ln S = At + B$). Таким образом, эксперименты с изучением влияния фононов на скачки интенсивностей вблизи λ_K позволяют заключить, что и для статических искажений решетки, вызванных дислокациями или другими дефектами, можно определить корректную величину статического фактора Дебая—Валлера L .

Остановимся теперь на результатах изучения рассеяния РЛ в толстых кристаллах, в которых дефектная структура сформировалась при облучении Ge быстрыми нейtronами, при распаде пересыщенных твердых растворов As в Ge [11] и Te в GaAs [20]. Во всех этих случаях наблюдалось постоянство параметра A (наклона графика $\ln S(t)$ к оси абсцисс) с одновременным ростом параметра B . В качестве типичного примера приведем графики на рис. 5, полученные в бездислокационном кристалле GaAs, сильно легированном Te (до концентрации $1 \cdot 10^{19}$ ат./см⁻³). Видно, что по сравнению с исходным состоянием кристалла (прямая 1, $B = 0,41$) параметр B возраст-

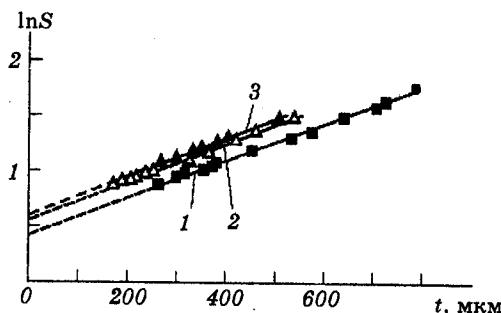


Рис. 5. Зависимость $\ln S = At + B$, измеренная для длин волн вблизи $\lambda_K^{As} = 0,1045$ нм: 1 — исходное состояние ($B = 0,41$); 2 — после отжига в течение 10 ч при 730°C ($B = 0,54$); 3 — после отжига при 730°C в течение 20 ч ($B = 0,59$).

тает после отжига образца в течение 10 ч при 730°C до значения $B_2 = 0,54$, а после отжига в течение 20 ч — до значения $B_3 = 0,59$. Характерно, что при этом ИКП μ_{i_1} и μ_{i_2} , измеренные вблизи $\lambda_K\text{As}$, возрастают на одинаковые значения (например, после отжига в течение 10 ч $\Delta\mu_{i_1} = 15,2 \text{ см}^{-1}$, а $\Delta\mu_{i_2} = 14,8 \text{ см}^{-1}$), благодаря чему значения параметра A_2 и A_3 приблизительно равны величине A_1 (т. е. $\Delta A = 0$) (см. табл. 1).

Такие особенности поведения обеих ИКП и параметра A можно объяснить только с помощью вариаций коэффициента экстинкции μ_{ds} (рост степени поглощения энергии РЛ за счет ухода части интенсивности из дифракционного максимума в диффузное рассеяние). Роль вклада фотоэлектрического механизма потерь энергии в ИКП

ТАБЛИЦА 1. Отношения теоретических и экспериментальных приростов $\Delta\mu^{(de)}$ в кристаллах GaAs — Т_e для различных hkl и длин волн.

От- ношение приростов ИКП	Теоретические данные				Экспериментальные данные			
	Петли		Кластеры		CuK _α при отжиге, ч		CuK _β при отжиге, ч	
	CuK _α	CuK _β	CuK _α	CuK _β	10	20	10	20
$\frac{\Delta\mu_{440}}{\Delta\mu_{220}}$	1,29	1,60	0,63	0,90	1,22	1,17	1,25	1,33
$\frac{\Delta\mu_{440}}{\Delta\mu_{422}}$	0,79	0,91	0,61	0,76	0,94	1,09	0,89	1,33

при этом остается такой же, как и в исходном состоянии, т. е. $\Delta\mu^\Phi = 0$ (см. (8)).

Можно предположить, что закономерности вариаций ИКП, установленные в кристаллах GaAs(Te) после отжигов в течение 10 и 20 ч, характерные для длин волн λ_1 и λ_2 вблизи K -краев поглощения Ga и As, имеют место и для характеристического $\text{Cu}K_\alpha$ -излучения. Тогда можно сравнить экспериментальные и рассчитанные значения отношений приростов ИКП за счет диффузного рассеяния для различных отражений $\Delta\mu_{h_1 k_1 l_1}^{ds} / \Delta\mu_{h_2 k_2 l_2}^{ds}$. Такой подход позволяет при расчетах избавиться от величин концентрации n и радиусов R дефектов (кластеров или петель в формулах (3) и (4)), которые не известны как в исходном состоянии образцов, так и после отжига.

Если измерения проводятся с использованием одной длины волны для различных отражений hkl , то отношение приростов $\Delta\mu_{ds}$ на основании [5] запишется следующим образом:

$$\frac{\Delta\mu_{h_1 k_1 l_1}}{\Delta\mu_{h_2 k_2 l_2}} = \frac{f_{rh_1}^2 H_1^2 \cos^2 \theta_{h_1 k_1 l_1}}{f_{rh_2}^2 H_2^2 \cos^2 \theta_{h_2 k_2 l_2}} \quad (13)$$

для дефектов типа кластеров,

$$\frac{\Delta\mu_{h_1 k_1 l_1}}{\Delta\mu_{h_2 k_2 l_2}} = \frac{f_{rh_1}^2 H_1^2 (W \cos^2 \theta_{h_1 k_1 l_1} + 8)}{f_{rh_2}^2 H_2^2 (W \cos^2 \theta_{h_2 k_2 l_2} + 8)} \quad (14)$$

для дефектов типа петель.

Фактор W в (14) (см. (4)) для модели петель характеризует поле деформаций и зависит от комбинации коэффициента Пуассона. Температурный множитель e^{-M} в этих формулах включен в f_{rh} . Здесь необходимо отметить, что в обеих формулах множитель $(\ln\Lambda - \ln R)$ заменен на $\ln\Lambda$, так как реально возможные размеры дефектов в данном случае намного меньше экстинкционной длины Λ . Наиболее существенной особенностью выражений (13) и (14), с нашей точки зрения, является их независимость от параметров, характеризующих размеры и концентрацию дефектов. Для случая, рассматриваемого нами ниже, это означает, что значение отношения $\Delta\mu_{h_1 k_1 l_1} / \Delta\mu_{h_2 k_2 l_2}$ не зависит от длительности термообработки. Это позволяет на основании одних только рентгеновских количественных данных судить о характере дефектов, возникающих при термообработках кристаллов, сопровождающихся распадом твердых растворов.

Из табл. 1 следует, что расчетные значения частного $\frac{\Delta\mu_{440}}{\Delta\mu_{220}}$ для

$\text{Cu}K_\alpha$ -излучения равны соответственно 1,29 и 0,63 для теоретических моделей петель и кластеров. Значения же этого отношения, полученные для $\text{Cu}K_\alpha$ -излучения на основании экспериментальных

результатов, представленные в этой таблице, равны $1,22 \pm 0,02$ и $1,17 \pm 0,01$, соответственно, для кристаллов, отжигавшихся в течение 10 и 20 ч при 730°C . Отношение приростов ИКП для указанных отражений после отжигов равно $1,05 \pm 0,02$. Таким образом, все три полученные на основании экспериментальных данных цифры более близки к расчетной величине 1,29, чем к 0,63, что дает основание считать, что преобладающим типом дефектов, возникших в кристаллах GaAs—Te после отжига при 730°C , являются дислокационные петли.

Вывод о преимущественном образовании дислокационных петель в кристаллах GaAs—Te после проведенных отжигов, полученный на основании изучения угловой зависимости μ_{ds} , нашел свое подтверждение с помощью трансмиссионной электронной микроскопии.

Резюмируя основные результаты этого параграфа, отметим, что наблюдаются три основных случая эволюции значений параметров A и B в зависимости от природы дефектов. Первый случай: рост только параметра A с увеличением температуры кристалла (влияние тепловых колебаний решетки). Второй случай: неизменность параметра A (при одинаковом увеличении обоих интерференционных коэффициентов поглощения μ_{d1} и μ_{d2}) с ростом второй характеристики B . Такой случай был установлен нами в кристаллах Ge на ранних стадиях распада твердого раствора As, при разных повреждениях периодичности после облучения быстрыми нейтронами, а также в бездислокационных кристаллах GaAs, сильно легированных теллуром. Третий случай: одновременное увеличение обоих параметров A и B наблюдалось в кристаллах с дислокациями, а также на поздних стадиях распада твердых растворов, когда эффект Бормана стремится к нулю.

Почти все эти дифракционные эффекты могут быть объяснены динамической теорией рассеяния РЛ кристаллами с однородно распределенными дефектами. Хотя основные экспериментальные данные упомянутых выше экспериментальных исследований, в которых для интерпретации используются понятия статического фактора Дебая—Валлера L и коэффициента дополнительных потерь энергии за счет ухода излучения из когерентного дифракционного максимума μ_{ds} (экстинкция), полезно применять и результаты статистической теории Като, оперирующей вместо μ_{ds} параметром ближнего порядка τ [6]. В работах В. А. Бушуева была установлена связь между ними:

$$\mu_{ds} = 2\gamma(1 - \exp(-2L))\tau / \Lambda^2, \quad (15)$$

где γ и Λ — соответственно косинус угла Брэгга и экстинкционная длина. Поэтому экспериментальные данные, касающиеся величины μ_{ds} , могут быть легко пересчитаны на язык статистической теории

рии Като.

Остановимся на случаях роста параметра B в кристаллах с дефектами. Этот эффект с точки зрения работы [8] может быть объяснен с помощью специфики распределения диффузного рассеяния вблизи брэгговского максимума, ширина которого пропорциональна отношению порядка λ/r (r — радиус дефекта) в отличие от когерентного максимума $\tilde{w}_c \sim \lambda/\Lambda$. При $r \ll \Lambda$ диффузное рассеяние уходит далеко от узла обратной решетки. Поэтому если дифракционная кривая уширяется вследствие развития дефектной структуры (например, при распаде твердых растворов, радиационных повреждениях) и появления плавно распределенного диффузного рассеяния, то при регистрации скачка поглощения наблюдается рост параметра B .

Результаты исследования ДРРЛ в реальных кристаллах в области аномальной дисперсии, изложенные в этом разделе, показали, что в ряде случаев удается не только сделать заключение о типе доминирующих дефектов в кристалле, но и определить важнейшие характеристики дефектной структуры (концентрацию и размер кулоновских центров или плотность однородно распределенных дислокаций), анализируя поведение параметров структурного совершенства с изменением величины вектора дифракции [5].

3. РАССЕЯНИЕ РЛ ТОНКИМИ БИНАРНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ

Область аномальной дисперсии РЛ оказалась весьма перспективной также для качественного и количественного анализов структурной однородности бинарных кристаллов A_n и B_m наличия сегрегаций фаз компонентов, их концентрации c_i ($i = A, B$).

Анализ особенностей динамического рассеяния РЛ при лаурдифракции для структурных отражений в тонких совершенных бинарных кристаллах [20] показал, что величина логарифма скачка интенсивности $\ln S = \ln i_2/i_1$, где i_2 и i_1 — соответственно интенсивности, измеренные в длинноволновой (λ_2) и коротковолновой (λ_1) областях вблизи K -края поглощения A и B компонентов, в отличие от случая толстого кристалла (5) определяется только разностью фотоэлектрических коэффициентов поглощения ФКП μ_1 и μ_2 этих составляющих

$$\ln S = \ln i_2 / i_1 = (\mu_1 - \mu_2)t. \quad (16)$$

Более того, оказалось, что это соотношение сохраняется и в образцах, содержащих дефекты структуры [21]. Легко видеть, что график функции (16) представляет собой линейную функцию типа $y = kx$. Известно, что ФКП бинарного соединения зависит от концентрации C_i и массовых коэффициентов поглощения i -го

компоненты. Поэтому (16) может быть записано в виде

$$\ln S = \rho_{\Sigma} \left[\sum_i (\mu / \rho)_i^1 C_i - \sum_i (\mu / \rho)_i^2 C_i \right] t. \quad (17)$$

При измеренных вблизи λ_K , например, первого компонента, ФКП второго сорта атомов оказывается одинаковым для длин волн λ_1 и λ_2 , вследствие чего последнее выражение упрощается:

$$\ln S = \rho_{\Sigma} \left[(\mu / \rho)_i^{(1)} - (\mu / \rho)_i^2 \right] C_i t \quad (18)$$

(ρ_{Σ} в (17) и (18) означает плотность исследуемого соединения).

Построение экспериментальных графиков толщинных зависимостей скачков интенсивностей вблизи K -краев поглощения Te и Cd (рис. 6) позволило установить присутствие выделений фаз кадмия и теллура в кристаллах CdTe, содержащих избыток Cd (графики 3 и 4), а также Te (графики 5 и 6) [22]. Избыток атомов Cd (прямая 3) приводит к резкому увеличению наклона функции $\ln S = f(t)$, измеренной в области длин волн вблизи λ_K Cd, по сравнению со стехиометрическим состоянием (прямая 1). Одновременно уменьшается влияние наклона исходной прямой 2, отвечающей стехиометрическому составу (скакок поглощения атомами теллура), приводя к графику 4. Необходимо при этом отметить, что использование обеих величин скачков интенсивностей, измеренных в кристалле с нарушением состава S_N^{Cd} , S_N^{Te} , а также в стехиометрическом образце S_0^{Cd} , S_0^{Te} (рис. 6), обеспечивает уникальную возможность определения концентрации компонентов C_N^{Cd} , а также $C_N^{Cd} = 1 - C_N^{Te}$ без знания величины плотности кристалла $\rho_{\text{кат}}$. Для этой цели в [22] получено следующее соотношение:

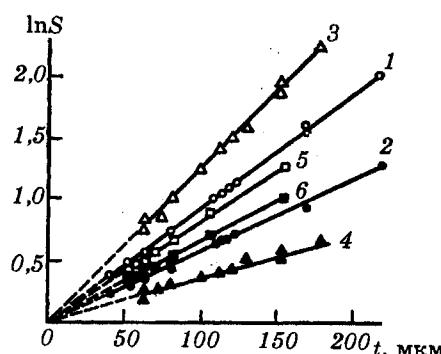


Рис. 6. Зависимости $\ln S = f(t)$ для кристаллов CdTe, измеренные вблизи K -краев Cd (кривые 1, 3, 5) и Te (кривые 2, 4, 6): 1, 2 — стехиометрического состава; 3, 4 — с выделениями фазы Cd; 5, 6 — с выделениями фазы Te.

$$\frac{\ln S_N^{\text{Cd}} / \ln S_0^{\text{Cd}}}{\ln S_N^{\text{Te}} / \ln S_N^{\text{Te}}} = \frac{C_N^{\text{Cd}} / C_0^{\text{Cd}}}{C_N^{\text{Te}} / C_0^{\text{Te}}} . \quad (19)$$

Эффективная концентрация компонентов в образце с выделениями кадмия оказалась равной $C_N^{\text{Cd}} = 0,67$ и $C_N^{\text{Te}} = 0,61$, что очень близко к значениям концентрации, определенной с помощью рентгеноспектрального микроанализа.

4. ДИАГНОСТИКА КОМПОЗИЦИОННОГО СОСТАВА БИНАРНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ДИФРАКЦИИ РЛ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ

Хорошо известно, что в бинарных кристаллах, решетка которых состоит из атомов сорта A и B , существенное влияние на механические, оптические, электрические и другие свойства этих материалов оказывают не только дефектная структура, но и композиционный состав. Задача одновременного определения не только количественных характеристик структурного совершенства L и μ_{ds} , но и параметра $\Delta = C_A - C_B$, характеризующего степень отклонения реального состава от стехиометрической композиции, была впервые решена в [13]. Для этой цели В. П. Кладько применил второе приближение теории Борна в описании величины интенсивности так называемых сверхструктурных (квазизапрещенных ($h + k + l = 4n + 2$) рефлексов), которая пропорциональна разности структурных амплитуд или атомных формфакторов бинарного кристалла AB . Такой подход, в отличие от работ ряда японских авторов, использовавших первое (кинематическое) приближение теории, более адекватно описывает структурную ситуацию в бинарном кристалле, не пренебрегая влиянием дефектов структуры на рассеяние РЛ [23]. Кроме того, им был рассмотрен более общий случай динамического рассеяния, когда нельзя пренебречь мнимой частью коэффициента Фурье поляризуемости по сравнению с его действительной частью. Это дало возможность корректно описать ситуацию в области длин волн тормозного спектра, где существенную роль играют явления аномальной дисперсии в реальных бинарных кристаллах GaAs, GaP.

К другим фундаментальным результатам [23] следует отнести установление факта динамического рассеяния РЛ в области длин волн (в точке), где действительная часть структурного фактора равна нулю. При этом интенсивность дифракционного максимума определяется только вкладом мнимой части коэффициентов фурье-поляризуемости. Еще один важный для приложений вывод, вытекающий из этих исследований, заключается в том, что отношение интенсивностей для нецентросимметричных плоскостей (закон Фриделя) в области аномальной дисперсии зависит в реальном кристалле от структурного совершенства кристаллов [24].

Для контроля параметра нестехиометричности В. П. Кладько использованы два независимых экспериментальных подхода. Первый из них заключается в построении толщинных зависимостей ИОС в приближении тонкого кристалла, когда наблюдаются так называемые маятниковые колебания интенсивности. Для этой цели была обоснована целесообразность использования только диапазона длин волн тормозного спектра РЛ в длинноволновой области K -края поглощения более легкого атома (Ga в GaAs). Расстояния между максимумами маятниковых колебаний зависят от экстинкционного расстояния Λ , которое дает возможность рассчитать искомый параметр Δ . Экспериментально удобно наблюдать осцилляции ИОС при нормировании R_i на кинематическую ИОС R_k , умноженную на параметр A , пропорциональный экстинкционной длине Λ (рис. 7). Легко видеть, что экспериментальные значения r_i (точки), полученные для длины волны $\lambda = 0,1198$ нм в кристалле GaAs с дислокациями, благодаря диффузной компоненте рассеяния на дефектах, располагаются выше кривой 1 для идеального кристалла. Подгоночная кривая 2, удовлетворительно описывающая экспериментальные точки, смещается, кроме того, по оси абсцисс из-за влияния характеристик структурного совершенства и параметра нестехиометрии на уровне $\Delta = 0,0003$ (см. табл. 2).

Второй экспериментальный подход состоял в анализе энергетических (от длины волны излучения) зависимостей ИОС для длин волн, расположенных между K -краями поглощения галлия

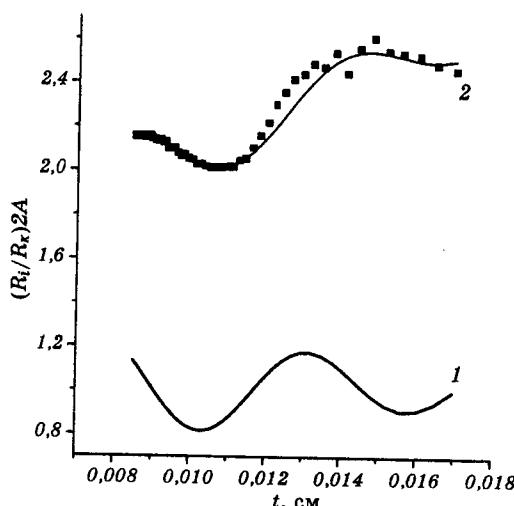


Рис. 7. Толщинные зависимости приведенной интенсивности r_i для рефлекса 200 в GaAs ($\lambda = 0,1198$ нм): кривая 1 — расчет для идеального кристалла; кривая 2 — расчеты для реального образца с параметрами L и μ_{ds} ; точки — экспериментальные данные.

ТАБЛИЦА 2. Характеристики дефектов и параметры нестехиометрии для различных образцов GaAs.

№ обр.	Рефлекс 400			Рефлекс 200			$\Delta = c_{\text{Ga}} - c_{\text{As}}$
	L	$R_0, \text{мкм}$	$n_0 \cdot 10^{-8}, \text{см}^{-3}$	L	$R_0, \text{мкм}$	$n_0 \cdot 10^{-8}, \text{см}^{-3}$	
1	0,22(5)	0,57(5)	200(10)	0,075(5)	0,7(1)	29(3)	-0,0037
2	0,029(3)	0,20(2)	3000(30)	0,005(1)	0,31(5)	2800(80)	-0,0003
3	0,14(3)	1,0(1)	5(1)	0,035(3)	4,0(3)	6(1)	+0,0012

и мышьяка (рис. 8). Именно в этой области длин волн существует упомянутая точка, где действительная часть структурного фактора для КЗР равна нулю, в результате чего наблюдается минимум интенсивности (стрелки на рис. 8). Сопоставляя экспериментальные и рассчитанные величины ИОС с учетом всех упомянутых соображений, можно определить все три параметра — L , μ_{ds} и Δ . В табл. 3 приведены статический фактор Дебая—Валлера L и коэффициент экстинкции μ_{ds} , полученные для двух кристаллов (1 и 2) GaAs с помощью указанных выше двух экспериментальных подходов. Принимая во внимание, что в эксперименте трудно обеспечить фиксирование точек измерений двумя методами на поверхности образцов, совпадение данных указанных независимых измерений можно считать удовлетворительным.

В заключение отметим, что в весьма изящных работах Дж. Айса с сотрудниками [25, 26], выполненных на монокристаллах металли-

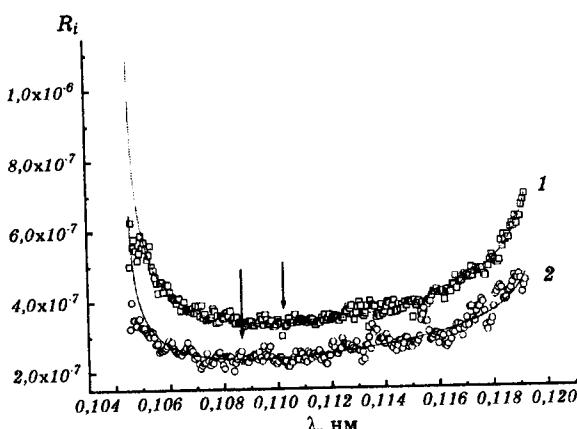


Рис. 8. Энергетические зависимости ИОС GaAs в случае лауз-дифракции, рефлекс 200, в области длин волн $\lambda_K^{\text{As}} < \lambda < \lambda_K^{\text{Ga}}$: точки — экспериментальные значения, сплошные линии — результат подгонки соответственно, кривая 1 — образец 1, 2 — образец 2.

ТАБЛИЦА 3. Значения параметров структурного совершенства кристаллов GaAs, полученные различными методами.

Метод	Рефлекс	Образец 1		Образец 2	
		L	μ_{ds} , см $^{-1}$	L	μ_{ds} , см $^{-1}$
Толщинные осцилляции интенсивности	400	$0,005 \pm$ $\pm 0,0003$	20 ± 3	$0,0052 \pm$ $\pm 0,0004$	27 ± 4
	200	$0,052 \pm$ $\pm 0,004$	31 ± 3	$0,067 \pm$ $\pm 0,004$	21 ± 5
Анализ энергетических зависимостей	200	$0,067 \pm$ $\pm 0,003$	18 ± 3	$0,085 \pm$ $\pm 0,0005$	10 ± 2
	600	$0,07 \pm$ $\pm 0,005$	—	$0,088 \pm$ $\pm 0,003$	—
ИОС	400	$0,006 \pm$ $\pm 0,0007$	—	$0,0082 \pm$ $\pm 0,0005$	—

ческих твердых растворов ($Fe_{22,5}Ni_{77,5}$ и $Fe_{0,53}Cr_{0,47}$), изучалось диффузное рассеяние для сверхструктурных отражений синхротронного излучения с тремя фиксированными длинами волн в области K -краев поглощения указанных элементов. Авторы использовали эффект варьирования «рентгеновского контраста» рассеяния атомами двух сортов для длин волн, расположенных ниже краев поглощения, а также в точке, где $f_A = f_B$, впервые в кинематическом приближении наблюдалось изменение в картинах диффузного рассеяния при изменении знака разности $f_A - f_B$. Это дало возможность выделить из экспериментальных картин вклад сильного термодиффузного рассеяния и определить, в конечном счете, параметры ближнего порядка сплавов, а также статические смещения ближайших атомов в парах $Ni-Ni$, $Ni-Fe$ и $Fe-Fe$, что крайне важно для понимания физических и химических свойств сплавов.

Таким образом, использование квазизапрещенных отражений оказалось весьма полезным при изучении короткопериодных сверхрешеток GaAs-AlAs [27], где благодаря свойствам таких отражений удалось выделить систему дифракционных максимумов AlAs. Кроме того, следует упомянуть, что вблизи K -краев поглощения, где существенны эффекты химической связи электронов в атомах, имеют место специфические поляризационные явления, связанные с анизотропией рентгеновской восприимчивости кристаллической среды [28]. Рассмотренные в данном обзоре методы исследования реальной структуры (дефектов) кристаллов, нарушения химической композиции в двухкомпонентных соединениях, как и упомянутые сейчас поляризационные явления, целесообразно исследовать с помощью синхротронного излучения, поляризованного в плоскости орбиты ускорителя электронов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Джеймс, *Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей* (Москва: Изд-во иностр. лит.: 1950).
2. *Anomalous Scattering* (Eds. S. Ramaseshan and S. C. Abrahams) (Copenhagen: Publ. Int. Union of Crystallography: 1974).
3. *Resonant Anomalous X-ray Scattering. Theory and Applications* (Eds. G. Materlik, C. J. Sparks, and K. Fisher) (North Holland etc.: 1994).
4. М. А. Кривоглаз, *Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами* (Москва: Наука: 1967).
5. P. H. Dederichs, *Phys. Rev. B*, 1, No. 4: 1306 (1970).
6. N. Kato, *Acta Crystallogr. A*, 36, No. 7: 763 (1980).
7. J. P. Guigay and F. N. Chukhovskii, *Acta Crystallogr. A*, 48: 819 (1992).
8. В. А. Бушуев, *Кристаллография*, 39, № 6: 983 (1994).
9. V. Holy, *Acta Crystallogr. A*, 39, No. 5: 642 (1983).
10. В. Б. Молодкин, *Металлофизика*, 3, № 4: 27 (1981).
11. Л. И. Даценко, В. Б. Молодкин, М. Е. Осиновский, *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами* (Киев: Наук. думка: 1988).
12. В. Ф. Мачулин, В. И. Хрупа, *Рентгеновская диагностика структурного совершенства слабоискаженных кристаллов* (Киев: Наук. думка: 1995).
13. Л. И. Даценко, В. П. Кладько, В. Ф. Мачулин и др., *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами в области аномальной дисперсии* (Киев: Академпериодика: 2002).
14. I. Fujimoto, *Jap. J. Appl. Phys.*, 23, No. 5: L287 (1984).
15. H. Cole and N. R. Stemple, *J. Appl. Crystallogr.*, 33, No. 7: 2227 (1962).
16. Б. Г. Захаров, *Кристаллография*, 11, № 2: 227 (1966).
17. Л. И. Даценко, В. В. Николаев, А. Н. Гуреев и др., *Металлофизика*, 11, № 4: 70 (1989).
18. А. Н. Гуреев, Л. И. Даценко, *УФЖ*, 20, № 1: 72 (1975).
19. В. Б. Молодкин, В. П. Кладько, А. Н. Гуреев и др., *Металлофизика*, 6, № 5: 103 (1984).
20. L. I. Datsenko, A. N. Gureev, and M. I. Starchik, *Phys. Status Solidi A*, 32, No. 2: 549 (1975).
21. Л. И. Даценко, В. П. Кладько, Е. Н. Кисловский и др., *Кристаллография*, 29, № 6: 1066 (1984).
22. В. П. Кладько, А. Н. Гуреев, Л. И. Даценко и др., *Кристаллография*, 32, № 5: 1202 (1987).
23. В. П. Кладько, *Влияние точечных дефектов и их ассоциаций на рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами полупроводников* (Автореф. ... д-ра физ.-мат. наук) (Киев: Киев. нац. ун-т: 2000).
24. V. P. Kladko, L. I. Datsenko, S. Manninen et al., *Металлофиз. новейшие технол.*, 23, № 12: 1595 (2001).
25. G. E. Ice and C. J. Sparks, *Phys. Rev. Lett.*, 68, No. 6: 863 (1992).
26. L. Reinhard, J. L. Robertson, S. C. Moss et al., *Phys. Rev.*, 45, No. 6: 2662 (1992).
27. В. П. Кладько, Л. И. Даценко, В. Ф. Мачулин и др., *Металлофиз. новейшие технол.*, 25, № 5: 597 (2003).
28. В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко, *УФН*, 158, № 4: 677 (1989).
29. H. Hönl, *Z. Phys.*, 84: 1 (1993).