

01;05;06

Исследование структурных характеристик полупроводниковой сверхрешетки (InGa)As/GaAs с использованием высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии

© Я.И. Нестерец¹, В.И. Пунегов¹, К.М. Павлов¹, Н.Н. Фалеев²¹ Сыктывкарский государственный университет,
167001 Сыктывкар, Россия² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 6 октября 1997 г.)

В рамках статистического подхода построена кинематическая теория дифракции рентгеновских лучей на полупроводниковой сверхрешетке с периодом из двух слоев. Данная теория учитывает два типа структурных искажений: нарушения кристаллической решетки, вызванные хаотически распределенными по толщине сверхрешетки микродефектами, а также нарушения периодичности дополнительного потенциала сверхрешетки из-за случайных отклонений толщин слоев ее периода от заданных значений. Используя численное моделирование, показано влияние структурных нарушений на формирование кривой дифракционного отражения. Результаты теории использованы для анализа экспериментальных рентгенодифракционных спектров полупроводниковой сверхрешетки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.

Введение

Полупроводниковые сверхрешетки представляют собой новый важный класс модулированных кристаллических структур. Благодаря дополнительному периодическому потенциалу, создаваемому чередованием двух или более слоев определенного набора полупроводников, сверхрешетки обнаруживают ряд уникальных электронных и оптических свойств. Существующие методы эпитаксиального роста позволяют создавать сверхрешетки достаточно высокого структурного совершенства. Тем не менее в реальной ситуации сверхрешетки неизбежно содержат различного типа дефекты. Благодаря неразрушающему характеру и относительной простоте измерений дифракция рентгеновских лучей является наиболее эффективным методом определения структурных параметров сверхрешеток.

В настоящее время большое внимание уделяется описанию дифракции рентгеновских лучей на сверхрешетках с различными структурными дефектами. В работах [1–3] изучено влияние микродефектов кластерного типа на формирование двухкристалльных кривых дифракционного отражения от полупроводниковых сверхрешеток.

В ряде работ [4–7] исследуется поведение кривых дифракционного отражения от сверхрешеток, имеющих неровности гетерограниц. В работе [8] рассмотрена дифракция рентгеновских лучей при наличии макроискажений модулированной структуры сверхрешетки, вызванных флуктуациями толщин слоев и композиционного состава.

В реальной ситуации сверхрешетки могут содержать как микродефекты (точечные дефекты и их скопления, включения, дислокационные петли малого радиуса и т.д.), так и различного вида макронарушения дополнительной периодической структуры, возникающих в процессе эпитаксиального роста. В настоящей работе

получены выражения для интенсивности когерентно и диффузно рассеянных волн с учетом флуктуации толщин слоев сверхрешетки и статистически распределенных микродефектов.

Модель дефектов

Для описания микродефектов использована модель сферически-симметричных аморфных кластеров кулоновского типа. В рамках данной модели хаотически распределенные в кристалле дефекты вызывают следующие случайные локальные атомные смещения:

$$\delta \mathbf{u}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{A\mathbf{r}}{r^3}, & \text{если } |\mathbf{r}| > R_d, \\ \text{случайная величина,} & \text{если } |\mathbf{r}| \leq R_d, \end{cases} \quad (1)$$

где R_d и A — соответственно радиус и мощность дефекта.

Введем следующую модель макроискажений N -периодной сверхрешетки. Предположим, что имеются случайные отклонения $\delta l_p^{(n)}$ толщины p -го слоя в n -м периоде сверхрешетки $l_p^{(n)}$ от заданного значения $\langle l_p \rangle$, в результате $l_p^{(n)} = \langle l_p \rangle + \delta l_p^{(n)}$ ($n = 1, 2, \dots, N, p = 1, 2$). Так как сверхрешетка создается последовательным напылением слоев, то можно считать флуктуации толщин различных слоев независимыми. Таким образом, $\langle \delta l_p^{(n)} \cdot \delta l_s^{(m)} \rangle = 0$, если $p \neq s$ или $n \neq m$.

Когерентная интенсивность

В рамках статистического подхода к кинематической теории дифракции амплитудный коэффициент отражения когерентно рассеянных лучей от сверхрешетки с перио-

дом из двух слоев записывается в виде

$$\langle R^c \rangle = \sum_{n=1}^N \langle r^{(n)} \rangle \mu^{n-1} \prod_{m=1}^{n-1} \langle t^{(m)} \rangle, \quad (2)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усредненное по флуктуациям толщин слоев значение соответствующей величины. Решения для усредненного амплитудного коэффициента отражения $\langle r^{(n)} \rangle$ и произведения амплитудных коэффициентов прохождения в направлении падающего и отраженного луча $\langle t^{(n)} \rangle$ n -го периода сверхрешетки записываются как

$$\langle r^{(n)} \rangle = \langle r_1 \rangle + \langle r_2 \rangle \langle t_1 \rangle \mu_1, \quad (3)$$

$$\langle t^{(n)} \rangle = \langle t_1 \rangle \langle t_2 \rangle, \quad (4)$$

где соответствующие величины отдельных слоев периода сверхрешетки $\langle r_p \rangle$ и $\langle t_p \rangle$ имеют следующий вид ($p = 1, 2$):

$$\langle r_p \rangle = \sigma_p E_p \frac{\exp(i2A_p \langle l_p \rangle) D_p - 1}{2A_p}, \quad (5)$$

$$\langle t_p \rangle = \exp(i2A_p^r \langle l_p \rangle) D_p. \quad (6)$$

Здесь

$$A_p = \frac{1}{2} \left(\eta_p + \frac{2\pi \Delta d_p}{d_0^2} \right);$$

$\Delta d_p/d_0$, l_p и $\mu_p = \exp(-2A_p^i l_p)$ — соответственно относительная деформация, толщина и коэффициент, учитывающий фотопоглощение, p -го слоя периода сверхрешетки; d_0 — межплоскостное расстояние подложки; $\mu = \mu_1 \cdot \mu_2$; индексы r и i обозначают соответственно действительную и мнимую часть; переменная η_p выражается через угловую отстройку $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_B$ угла дифракции ϑ от точного угла Брэгга ϑ_B подложки следующим образом:

$$\eta_p = \frac{2\pi}{\lambda \gamma_0} \left(\chi_0^{(p)} + \Delta\vartheta \sin \vartheta_B \right), \quad (7)$$

где λ — длина волны рентгеновского излучения, $\chi_0^{(p)}$ — фурье-компонента диэлектрической восприимчивости в направлении падающего и отраженного луча соответственно, $\gamma_{0,g}$ — направляющие косинусы падающего и отраженного луча, $\sigma_p = (\pi C \chi_g^{(p)}) / (\lambda |\gamma_g|)$, C — поляризационный фактор, E_p — статистический фактор Дебая–Валлера ($p = 1, 2$).

В формулах (5), (6) введена величина $D_p(\Delta\vartheta) = \langle \exp(i2A_p^r \delta l_p) \rangle$, которую мы определим как эффективный фактор Дебая–Валлера p -го слоя периода. Явное выражение для D_p зависит от конкретного вида распределения флуктуаций толщины слоя. В частности, для непрерывного гауссового распределения можно использовать

$$D_p(\Delta\vartheta) = \exp(-2(A_p^r \Omega_p)^2), \quad (8)$$

где Ω_p^2 — дисперсия распределения флуктуаций толщины p -го слоя периода сверхрешетки.

В случае симметричной брэгговской дифракции решение для когерентно рассеянной интенсивности выражается через амплитудный коэффициент отражения $\langle R^c \rangle$ следующим образом:

$$I^c = |\langle R^c \rangle|^2. \quad (9)$$

Диффузная интенсивность

Наличие дефектов является причиной появления некогерентного (диффузного) рассеяния, угловое распределение которого находится из соотношения $I^d = I' - I^c$, где I' — полная рассеянная интенсивность.

Для диффузной интенсивности, возникающей вследствие флуктуаций толщин слоев сверхрешетки, получаем

$$I^d = \langle |R^c|^2 \rangle - |\langle R^c \rangle|^2. \quad (10)$$

Выражение для усредненной по флуктуациям толщин полной интенсивности (первое слагаемое в (10)) записывается в виде

$$\langle |R^c|^2 \rangle = \sum_{n,n'=1}^N S_{n,n'} \mu^{n+n'-2}, \quad (11)$$

где

$$S_{n,n'} = \begin{cases} \langle |r^{(n)}|^2 \rangle, & n = n'; \\ \langle r^{(n)} \rangle \cdot \langle r^{*(n')} t^{(n')} \rangle \cdot \langle t \rangle^{n-n'-1}, & n > n'; \\ \langle r^{(n)} t^{*(n)} \rangle \cdot \langle r^{*(n')} \rangle \cdot \langle t^* \rangle^{n'-n-1}, & n < n'. \end{cases} \quad (12)$$

Выражения для величин $\langle |r|^2 \rangle$ и $\langle r^* t \rangle$, входящих в формулу (12), имеют вид

$$\langle |r|^2 \rangle = \langle |r_1|^2 \rangle + \langle |r_2|^2 \rangle \mu_1^2 + 2\text{Re}(\langle r_1^* t_1 \rangle \langle r_2 \rangle) \mu_1, \quad (13)$$

$$\langle r^* t \rangle = \langle r_1^* t_1 \rangle \langle t_2 \rangle + \langle r_2^* t_2 \rangle \mu_1. \quad (14)$$

Соотношения для $\langle |r_p|^2 \rangle$ и $\langle r_p^* t_p \rangle$ отдельных слоев периода записываются

$$\langle |r_p|^2 \rangle = |\sigma_p|^2 E_p^2 \frac{1 + \mu_p^2 - 2\mu_p \cos(2A_p^r \langle l_p \rangle) D_p}{4|A_p|^2}, \quad (15)$$

$$\langle r_p^* t_p \rangle = \sigma_p E_p \frac{\mu_p - \exp(i2A_p^r \langle l_p \rangle) D_p}{2A_p^*}. \quad (16)$$

Распределенные в слоях сверхрешетки микродефекты также вызывают диффузное рассеяние, угловой профиль которого определяется типом, размерами и концентрацией дефектов. В кинематическом приближении решение для диффузно рассеянной интенсивности записывается в виде [9]

$$I_d(\Delta\vartheta) = I_1^d(\Delta\vartheta) \mu^{n-1} \frac{\mu^N - \mu^{-N}}{\mu - \mu^{-1}}, \quad (17)$$

где

$$I_1^d(\Delta\vartheta) = 2 \left(|\sigma_1|^2 (1 - E_1^2) \tau_1 l_1 + |\sigma_2|^2 (1 - E_2^2) \tau_2 l_2 \mu_1 \right) \quad (18)$$

— угловое распределение некогерентно рассеянной интенсивности на периоде сверхрешетки.

Явное выражение для корреляционной длины τ_p , соответствующей модели микродефектов (1), при условии, что атомные поля смещений различных кластеров не перекрываются, получено в работе [10]

$$\tau_p(\Psi_p) = \frac{1}{1 + \tilde{A}^2} \left\{ \tau_0(\Psi_p) + \tilde{A}^2 \tau_0(0) \left(\frac{\exp(ix_0)}{ix_0} \left(\frac{5}{3} - \gamma_0^2 \right) + \frac{(\gamma_0^2 + 1)\gamma_0}{x_0^2} (1 - \exp(ix_0)) + \frac{8i}{3x_0} + 2(1 - \gamma_0^2)F + \frac{x_0^2(3\gamma_0^2 - 1)}{6} (F_0 - F) \right) \right\}, \quad (19)$$

где $\tilde{A} = A|\mathbf{g}|/R_d^2$, \mathbf{g} — вектор дифракции, $x_{0,1} = 2R_{d,1}\Psi_p\gamma_0$, R_1 — внешняя граница поля упругих смещений, $\Psi_p = 2A_p$ ($p = 1, 2$),

$$F = \ln \left(\frac{x_1}{x_0} \right) + \int_{x_0}^{x_1} \frac{\exp(iz) - 1}{z} dz, \quad (20)$$

$$F_0 = \frac{\exp(ix_0)}{x_0^2} - \frac{\exp(ix_1)}{x_1^2} + \frac{i \exp(ix_0)}{x_0} - \frac{i \exp(ix_1)}{x_1}, \quad (21)$$

$$\tau_0(\Psi_p) = \tau_0^r(\Psi_p) + i\tau_0^i(\Psi_p), \quad (22)$$

$$\tau_0^r(\Psi_p) = \frac{3}{4} R_d \gamma_0 \frac{8}{x_0^4} \left(\frac{x_0^2}{2} + 1 - \cos(x_0) - x_0 \sin(x_0) \right), \quad (23)$$

$$\tau_0^i(\Psi_p) = \frac{R_d \gamma_0}{x_0^4} (2x_0^3 - 6 \sin(x_0) + 6x_0 \cos(x_0)). \quad (24)$$

Численное моделирование

Проведем анализ полученных выражений на примере 10-периодной композиционной сверхрешетки 30 nm AlAs / 30 nm GaAs, выращенной на массивной (001)-ориентированной подложке GaAs. Нумерация слоев в периоде ведется от подложки. Численные расчеты выполнены для симметричного (004) отражения σ -поляризованного $\text{CuK}\alpha_1$ -излучения. Предполагается, что сверхрешетка находится в напряженном состоянии вследствие когерентного роста. С учетом возникающей при этом тетрагональной деформации кристаллической решетки выражение для относительной деформации p -го слоя периода сверхрешетки запишется

$$\frac{\Delta d_p}{d_0} = \frac{d_p - d_0}{d_0} K_p,$$

где d_p, d_0 — межплоскостное расстояние слоя и подложки в ненапряженном состоянии; $K_p = (C_{11}^{(p)} + C_{12}^{(p)})/C_{11}^{(p)}$,

$C_{11}^{(p)}$ и $C_{12}^{(p)}$ — упругие постоянные кристаллической решетки p -го слоя периода ($p = 1, 2$).

На рис. 1 приведены угловые распределения диффузной компоненты и полной рассеянной интенсивности в зависимости от радиуса кластеров R_d . Статический фактор Дебая–Валлера слоев периода $E_1 = E_2 = 0.9$. Из рис. 1, *a* видно, что при постоянной степени нарушения кристаллической решетки слоев сверхрешетки с ростом радиуса дефектов наблюдается плавное уменьшение ширины углового распределения диффузно рассеянной интенсивности. Это в свою очередь оказывает существенное влияние на поведение углового профиля полной кривой дифракционного отражения. На рис. 1, *b* заметен подъем профиля полной рассеянной интенсивности в рассматриваемой угловой области с ростом размеров дефектов.

Отдельный интерес представляет анализ формирования кривой дифракционного отражения при варьировании структурного совершенства одного из слоев в периоде сверхрешетки. Как показано в работе [11], при определенных значениях статических факторов Дебая–Валлера может происходить полное гашение когерентной компоненты рассеянной интенсивности тех или иных спутных максимумов в спектре сверхрешетки. На рис. 2, 3 показаны зависимости углового распределения когерентной и полной рассеянной интенсивности от величины статического фактора E_1 и E_2 соответственно при фиксированном радиусе дефектов $R_d = 5$ nm. Провалы когерентной интенсивности наблюдаются для первого спутника при $E_1 = 0.2$, а для второго спутника при $E_1 = 0.4$ (рис. 2, *a*). При этом второй слой периода считается совершенным ($E_2 = 1$). Аналогичная картина наблюдается и на графике полной рассеянной интенсивности (рис. 2, *b*). В случае когда первый слой периода сверхрешетки совершенный, а микродефекты сосредоточены во втором слое, картина меняется. Теперь провалы когерентной интенсивности наблюдаются для минус первого и минус второго спутников соответственно при $E_2 = 0.35$ и $E_2 = 0.8$ (рис. 3, *a*). Заметим, что в общем случае провалы когерентной и минимумы полной интенсивностей не совпадают (сравните рис. 3, *a* и 3, *b* для минус второго спутника). Это связано с тем, что даже при постоянном радиусе дефектов с уменьшением статического фактора одного из слоев наблюдается увеличение диффузно рассеянной интенсивности.

Обратимся теперь к анализу влияния флуктуации толщины слоев сверхрешетки на ее рентгенодифракционные спектры. На рис. 4 приведены зависимости когерентной, диффузной и полной рассеянной интенсивности от величины относительной флуктуации толщин слоев сверхрешетки (отношения среднеквадратичного отклонения толщины слоя к его среднему значению). Как видно из рис. 4, *a*, с ростом величины относительной флуктуации толщин слоев наблюдается монотонное уменьшение когерентной интенсивности, а также уширение спутных максимумов. Причем с ростом номера спутника это влияние усиливается. Наличие флуктуаций толщин слоев вызывает появление диффузно рассеянной интенсивности (рис. 4, *b*), сосредоточенной главным образом

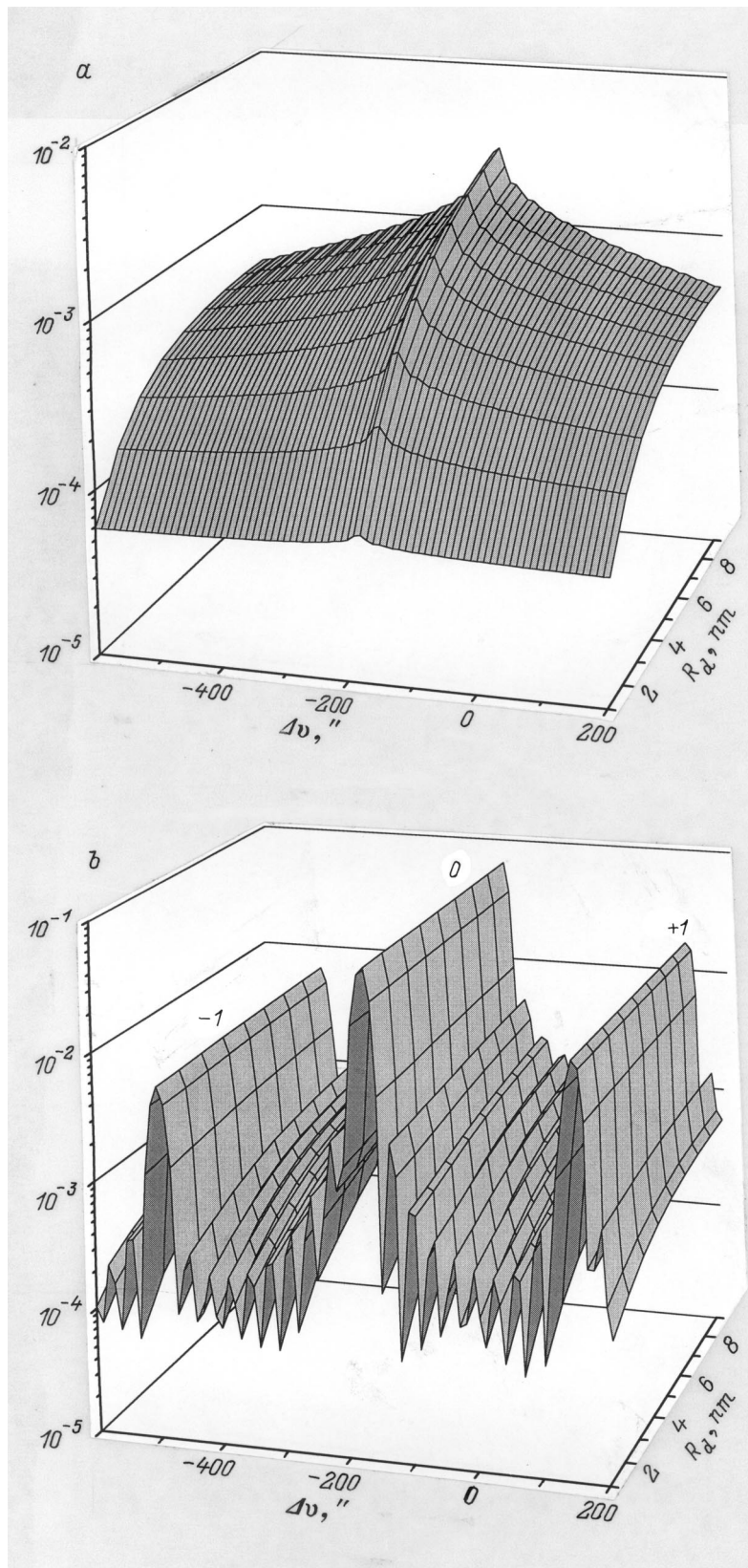


Рис. 1. Теоретическая зависимость углового распределения диффузной компоненты (а) и полной рассеянной интенсивности (b) 10-периодной полупроводниковой сверхрешетки 30 nm AlAs / 30 nm GaAs от радиуса кластеров.

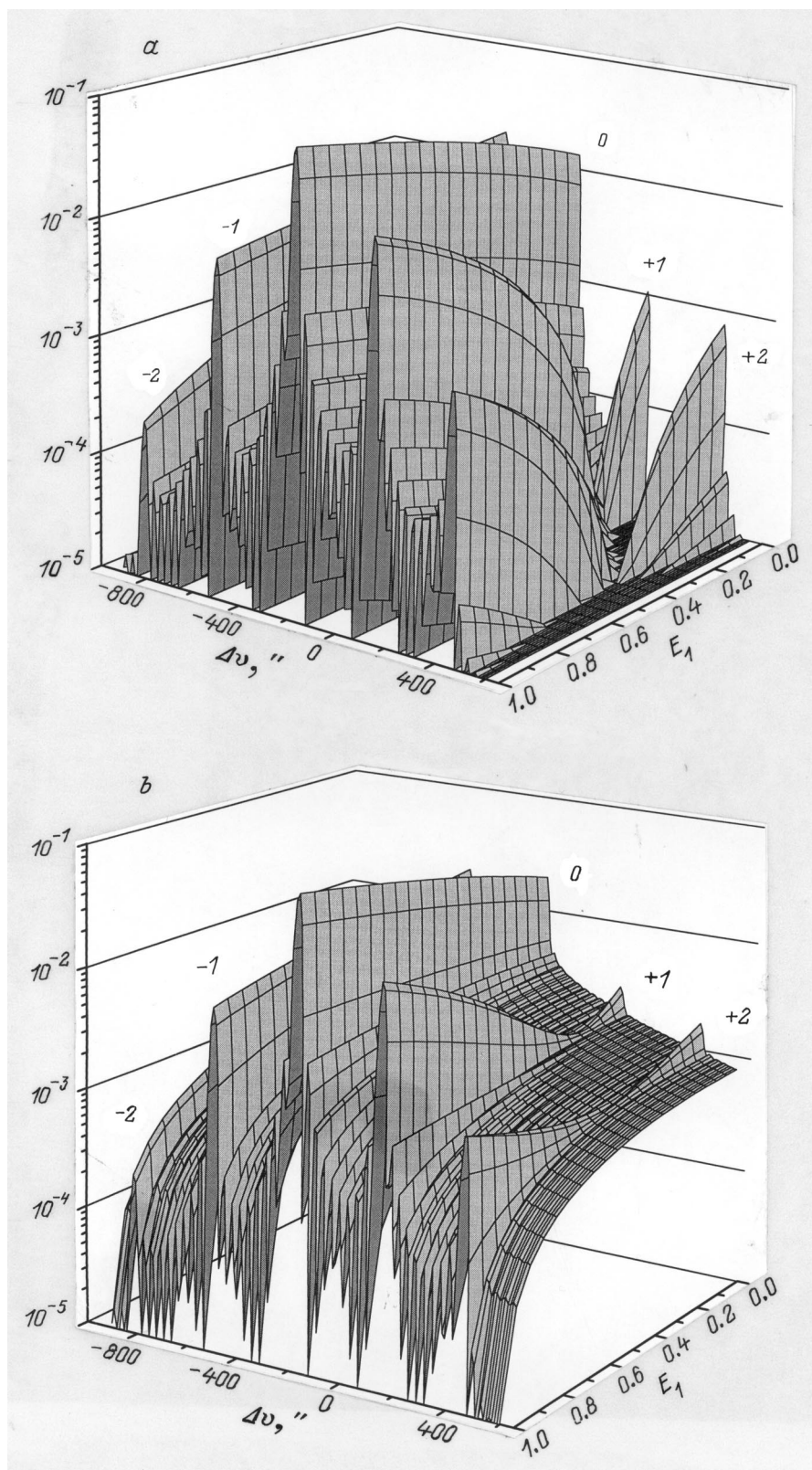


Рис. 2. Теоретическая зависимость углового распределения когерентной компоненты (*a*) и полной рассеянной интенсивности (*b*) от величины статического фактора Дебая–Валлера E_1 первого слоя периода сверхрешетки. Сверхрешетка та же, что и на рис. 1.

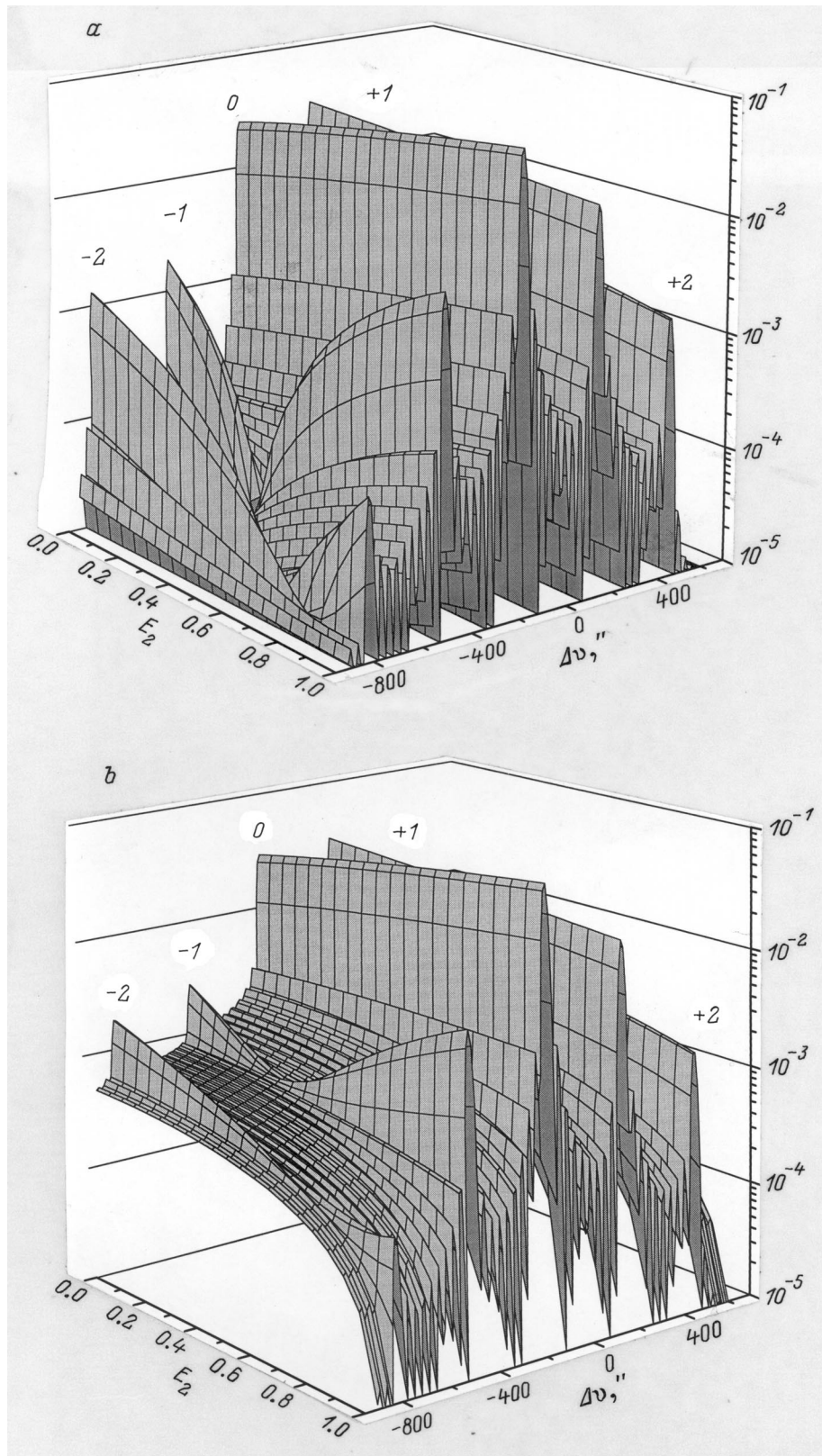


Рис. 3. Теоретическая зависимость углового распределения когерентной компоненты (*a*) и полной рассеянной интенсивности (*b*) от величины статистического фактора Дебая–Валлера E_2 второго слоя периода сверхрешетки. Сверхрешетка та же, что и на рис. 1.

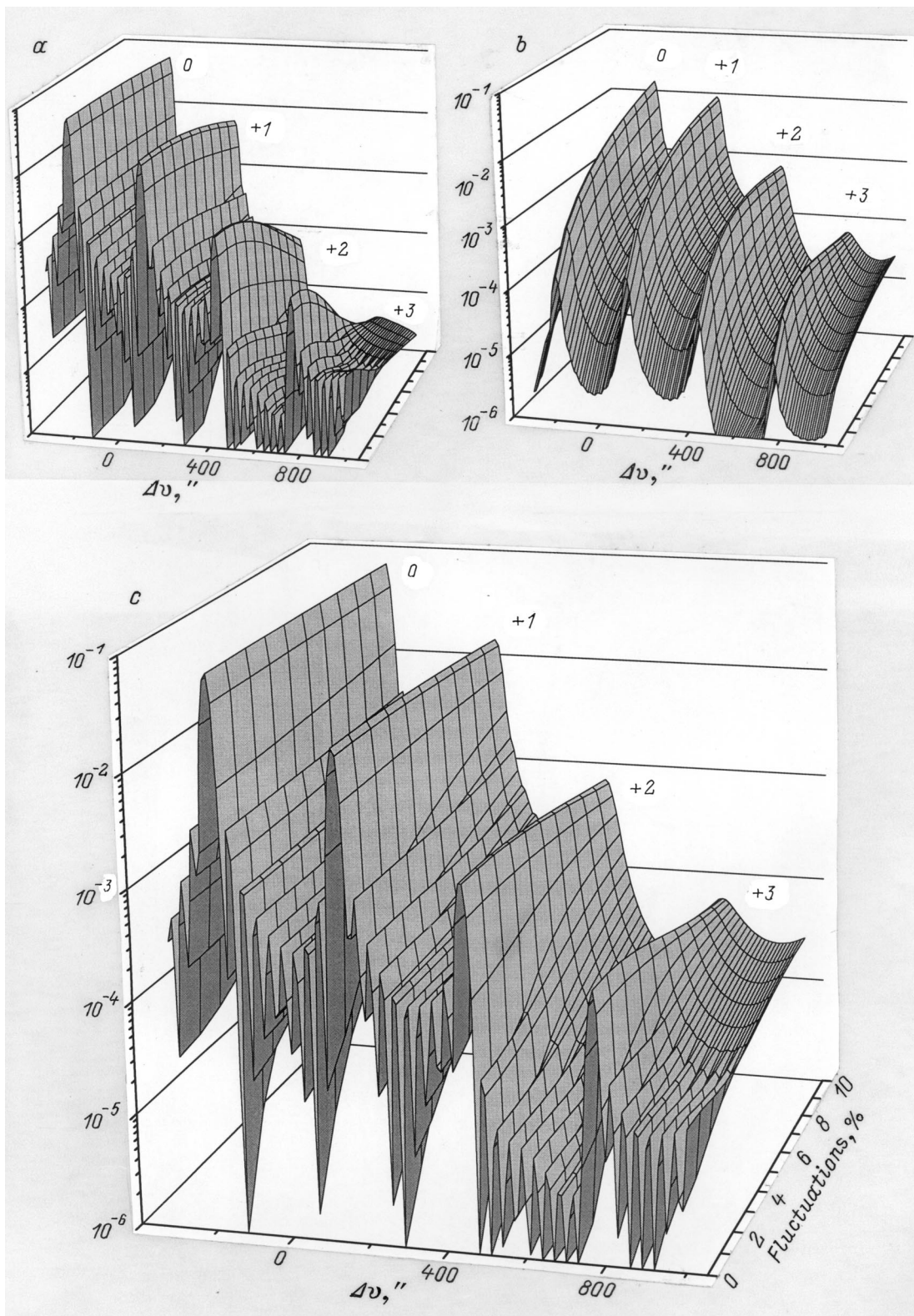


Рис. 4. Теоретическая зависимость углового распределения когерентной (*a*), диффузной (*b*) компоненты и полной рассеянной интенсивности (*c*) от величины относительной флуктуации толщины слоев сверхрешетки. Сверхрешетка та же, что и на рис. 1.

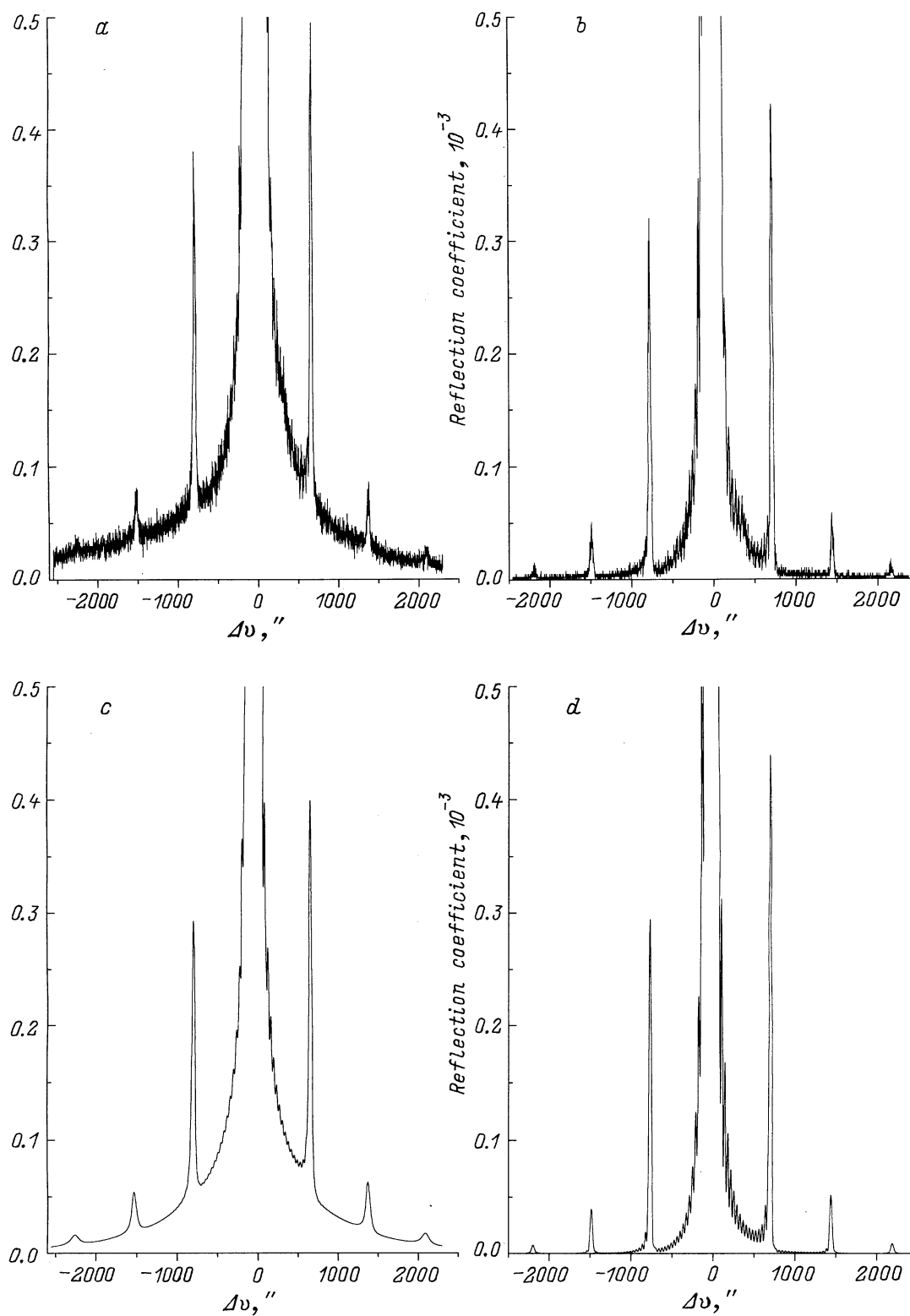


Рис. 5. Экспериментальные (*a, b*) и соответствующие теоретические (*c, d*) кривые дифракционного отражения от полупроводниковой сверхрешетки (InGa)As/GaAs/.../(001)GaAs.

в угловых областях сателлитных максимумов. По мере роста величины флуктуаций наблюдается значительное увеличение диффузной интенсивности. Однако имеется некоторый предел роста диффузной интенсивности, который, как видно из рисунка 4, *b*, быстрее достигается в области сателлитов с большими порядковыми номерами. Относительно полной рассеянной интенсивности необходимо отметить следующее. Как и для когерентной интенсивности, с ростом величины флуктуаций наблюдаются уменьшение полной интенсивности сателлитов и их уширение. При этом по мере роста величины флуктуаций увеличивается доля диффузной компоненты в полной рассеянной интенсивности, так что постепенно диффузная интенсивность начинает преобладать. Это отчетливо видно на рис. 4, *c* для второго и третьего сателлитов.

Таким образом, статистически распределенные по объему сверхрешетки микродефекты и возможные флуктуации толщин слоев от заданных значений оказывают существенное влияние на формирование кривых дифракционного отражения. Их учет чрезвычайно важен при анализе экспериментальных рентгенодифракционных спектров сверхрешеток.

Рентгенодифракционная диагностика полупроводниковой сверхрешетки (InGa)As / GaAs

Воспользуемся полученными выражениями для исследования полупроводниковой сверхрешетки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на точно (001)-ориентированном совершенном кристалле GaAs. Двухкristальные экспериментальные кривые дифракционного отражения (рис. 5, *a, b*) сверхрешетки снимались в окрестности пика (004) подложки. Для монохроматизации рентгеновского излучения использовалось (004) отражение совершенного кристалла Ge. Падающий на образец пучок ограничивался горизонтальной и вертикальной щелью шириной 0.1 и 2 mm соответственно. При получении экспериментальной кривой, приведенной на рис. 5, *b* с целью уменьшения диффузной компоненты рассеянной интенсивности между образцом и детектором (на расстоянии 185 mm от образца и 45 mm от детектора), устанавливалась щель шириной 0.1 mm. Кривая 5, *a* снималась без щели.

В ходе эпитаксиального роста проводилось напыление 20 пар слоев InAs толщиной 0.5 Å и GaAs толщиной порядка 300 Å. Однако анализ экспериментальных кривых выявил лишь 19 периодов. Используя связь углового расстояния $\Delta\vartheta_l$ между сателлитами с толщиной периода l

$$\Delta\vartheta_l = \frac{\lambda|\gamma_g|}{l \sin 2\vartheta_B},$$

получаем следующий результат: $l = 261 \pm 4$ Å. Кроме того, по величине угловой отстройки $\Delta\vartheta_0$ центрального пика сверхрешетки от пика подложки с помощью извест-

ного соотношения

$$\Delta\vartheta_0 = -\frac{\Delta d}{d_0} K_1 \cdot x_{av} \operatorname{tg} \vartheta_B$$

найдена средняя по периоду сверхрешетки молярная доля индия $x_{av} = (23 \pm 3) \cdot 10^{-4}$, где $\Delta d/d_0$ — относительная разность параметров решетки ненапряженных слоев InAs и GaAs, K_1 — коэффициент Хонстра для InAs.

Так как толщина слоев InAs в ходе эпитаксиального роста составляла менее монослоя, то вместо слоя малой толщины InAs следует рассматривать монослой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Это в свою очередь позволяет найти значения толщин слоев периода $l_{(\text{InGa})\text{As}}$, l_{GaAs} и молярной доли индия x в слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($l_{(\text{InGa})\text{As}} = 3.116 \pm 0.004$ Å, $l_{\text{GaAs}} = 258 \pm 4$ Å, $x = 0.19 \pm 0.01$). При этом величина молярной доли в ходе численного сравнения теоретических и экспериментальных кривых дифракционного отражения уточнена и составила $x = 0.22 \pm 0.01$.

Используя полученные в результате численных расчетов параметры сверхрешетки, на рис. 5, *c, d* приведены теоретические кривые дифракционного отражения. Эти кривые рассчитаны по полученным в настоящей работе формулам для соответствующих экспериментальных кривых на рис. 5, *a* и *b*. При вычислении теоретических кривых были учтены 1) поляризуемость и инструментальная функция распределения падающего на кристалл-образец излучения (в качестве последней использовалось гауссово распределение), 2) флуктуации толщин слоев сверхрешетки, 3) однородно распределенные по толщине сверхрешетки микродефекты.

Удовлетворительное согласие между экспериментальными и теоретическими кривыми отражения удалось получить при следующих параметрах: ширина распределения инструментальной функции падающего пучка 17 ± 2 , $\Omega_1 = 8 \pm 1$ Å, $\Omega_2 = 0.09 \pm 0.01$ Å, радиус дефектов $R = 8$ nm, статический фактор Дебая–Валлера $E = 0.98$.

Использование узкой щели перед детектором значительно ослабляет диффузную компоненту рассеянной интенсивности. Расчеты показали, что для используемой геометрии эксперимента и микродефектов радиусом до 10 nm щель перед детектором шириной 0.1 mm пропускает лишь несколько процентов диффузно рассеянной интенсивности. Поэтому для сравнения с соответствующей экспериментальной кривой (рис. 5, *b*) на рис. 5, *d* приведена лишь когерентная компонента рассеянной интенсивности.

Список литературы

- [1] Пунегов В.И. // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 8. С. 2476–2479.
- [2] Пунегов В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 4. С. 66–70.
- [3] Пунегов В.И., Павлов К.М. // Кристаллография. 1993. Т. 38. № 5. С. 34–42.
- [4] Holý V., Kuběna J., Ploog K. // Phys. St. Sol. (b). 1990. Vol. 162. P. 347.
- [5] Holý V., Kuběna J., Ohlídal I., Ploog K. // Superlattices and Microstructures. 1992. Vol. 12. N 1. P. 25–35.
- [6] Holý V. // Appl. Phys. A. 1994. Vol. 58. P. 173–180.

- [7] *Holý V., Kuběna J., van den Hoogenhof W.W., Vávra I.* // Appl. Phys. A. 1995. Vol. 60. P. 93–96.
- [8] *Прудников И.Р.* // Вест. Моск. университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1995. Т. 36. № 4. С. 74–81.
- [9] *Пунегов В.И., Нестерец Я.И.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 16. С. 62–67.
- [10] *Павлов К.М., Пунегов В.И.* // Кристаллография. 1996. Т. 41. № 4. С. 621–628.
- [11] *Пунегов В.И.* // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 4. С. 1134–1148.