

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ДИФРАКЦИИ ОГРАНИЧЕННЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЧКОВ: III. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПОРИСТОГО КРИСТАЛЛА

В. И. Пунегов^{a*}, *А. А. Ломов*^b

^a *Физико-математический институт Коми научного центра
Уральского отделения Российской академии наук
167982, Сыктывкар, Россия*

^b *Физико-технологический институт Российской академии наук
117218, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 февраля 2018 г.

В рамках динамической теории дифракции ограниченных рентгеновских пучков выполнен количественный анализ структуры пористого кристаллического слоя $\text{InP}(001)$ на основе экспериментальных данных высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. Моделированием когерентного и диффузного рассеяния получены параметры пористого кристалла. Показано влияние инструментальной функции и динамических эффектов на результаты исследований.

DOI: 10.1134/S0044451018080060

1. ВВЕДЕНИЕ

В первой и во второй частях работы представлены результаты динамической теории рентгеновской дифракции пористым кристаллом для когерентного [1] и диффузного [2] рассеяний. До настоящего времени в анализе экспериментальных данных применялась обычная теория, разработанная для падающей плоской волны [3–6]. Для того чтобы избежать распределения интенсивности когерентного рассеяния в обратном пространстве в виде дельта-функции, было необходимо выполнить определенные приближения, связанные с введением войтовской или псевдвойтовской функции [7]. При этом приходилось проводить нормировку интенсивности когерентного рассеяния на засвечиваемый рентгеновскими лучами объем пористого кристалла, поскольку в плосковолновой теории дифракции рентгеновских лучей когерентная и диффузная части интенсивности рассеяния несопоставимы по величине. В динамической теории дифракции для ограниченных рентгеновских пучков эта проблема исче-

зает, поскольку в решениях для когерентного и диффузного рассеяния интенсивности обеих компонент зависят от поперечных размеров падающего излучения [1, 2]. Цель данной работы — показать возможности разработанной теории для получения количественной информации о структурных характеристиках пористого кристалла $\text{InP}(001)$ с использованием экспериментальных карт интенсивности рассеяния в обратном пространстве (reciprocal space map (RSM)). Выбор данного пористого кристалла не случаен, поскольку InP является наиболее перспективным материалом для приборов, работающих в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне, а также для устройств спинтроники и оптоэлектроники [8].

2. ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОЛНОГО РАССЕЯНИЯ

Трехосевая регистрация отраженного рентгеновского пучка в обратном пространстве зависит от параметров ω и ε , определяющих угловое положение образца и анализатора. В симметричной брэгговской геометрии эти параметры связаны с проекциями отклонения вектора дифракции от узла обратной решетки соотношениями [1]

* E-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

$$q_x = k \sin \theta_B (2\omega - \varepsilon),$$

$$q_z = -k \cos \theta_B \varepsilon,$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны рентгеновского излучения в вакууме.

В статистической динамической теории дифракции интенсивность полного рассеяния от различных по структуре кристаллов представляет собой сумму когерентной и диффузной частей [9–11]. Для пространственно-ограниченных пучков интенсивность когерентного рассеяния пористым кристаллом имеет вид [1]

$$I_h^c(q_x, q_z) = \left| \frac{a_h f}{2\pi l_{norm}} \times \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{\exp(i\tilde{\xi}l_z) - 1}{\tilde{Q}} \hat{Y}(\kappa, l_x^{in}) \hat{Y}(\kappa - q_x, l_x^{ex}) \right|^2. \quad (1)$$

Интенсивность диффузного рассеяния для однородной пористой среды запишется как [2]

$$I_h^d(q_x, q_z) = \frac{|a_h|^2 (1 - f^2) \Gamma(q_x, q_z)}{l_x^{in} l_z} \times \int_{-l_x^m/2}^{l_x^m/2} dx \int_0^{l_z} dz \exp(-2\mu z) I_0^c(q_x, q_z; x, z). \quad (2)$$

Здесь интенсивность когерентной проходящей волны равна

$$I_0^c(q_x, q_z; x, z) = \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \times \frac{\tilde{\xi}_1 \exp(i\tilde{\xi}l_z) - \tilde{\xi}_2 \exp(i\tilde{\xi}z)}{\tilde{Q}} \hat{Y}(\kappa, l_x^{in}) \times \exp\left(i[(\sigma_0 + \tilde{\xi}_2)z + \kappa x]\right) \right|^2, \quad (3)$$

где

$$\tilde{\xi} = \sqrt{\tilde{\psi}^2 - 4f^2 a_h a_{\bar{h}}}, \quad \tilde{\psi} = 2\bar{a}_0 - q_z + [q_x - 2\kappa] \operatorname{ctg} \theta_B,$$

$$\tilde{Q} = \tilde{\xi}_1 \exp(i\tilde{\xi}l_z) - \tilde{\xi}_2, \quad \tilde{\xi}_{1,2} = (-\tilde{\psi} \pm \tilde{\xi})/2,$$

$$\sigma_0 = (\bar{a}_0 - \kappa \operatorname{ctg} \theta_B), \quad \hat{Y}(\kappa, l_x^{in}) = \frac{\sin(\kappa l_x^{in}/2)}{\kappa/2},$$

величина l_{norm} равна наименьшему из значений ширины засветки поверхности кристалла падающим пучком l_x^{in} и поперечного размера выходящего пучка l_x^{ex} [1]. Остальные присутствующие в выражениях (1)–(3) коэффициенты и функции определены

в работах [1, 2]. Интенсивность полного рассеяния $I_h^t(q_x, q_z)$ является результатом суммы когерентной составляющей (1) и диффузной компоненты (2)

$$I_h^t(q_x, q_z) = I_h^c(q_x, q_z) + I_h^d(q_x, q_z). \quad (4)$$

Соотношения (1)–(4) составляют теоретический базис для анализа структурных характеристик пористых кристаллов на основе экспериментальных данных высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

Сопоставление теоретических расчетов на основе полученных выше аналитических решений с экспериментальными данными высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии не совсем корректно. Вид экспериментальной RSM зависит как от исследуемого образца, так и от так называемой инструментальной (аппаратной) функции [12–14], т. е. от типа монохроматора (М) и анализатора (А). В качестве анализатора может служить позиционно чувствительный детектор.

Выражение для интенсивности рассеяния с учетом инструментальной функции будет определяться соотношением

$$I_h^{ins}(q_x, q_z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq'_x dq'_z \bar{R}^{ins}(q'_x, q'_z) I_h^t(q_x - q'_x, q_z - q'_z)}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq'_x dq'_z \bar{R}^{ins}(q'_x, q'_z)}, \quad (5)$$

где

$$\bar{R}^{ins}(q'_x, q'_z) = \bar{R}^M(q'_x, q'_z) \bar{R}^A(q'_x, q'_z)$$

— инструментальная функция,

$$\bar{R}^M(q'_x, q'_z) = R^M \left(-\frac{q'_x \cos \theta_B - q'_z \sin \theta_B}{h \cos \theta_B} \right),$$

$$\bar{R}^A(q'_x, q'_z) = R^A \left(\frac{q'_x \cos \theta_B - q'_z \sin \theta_B}{h \cos \theta_B} + \frac{q'_z}{k \cos \theta_B} \right)$$

— коэффициенты отражения соответственно от монохроматора и анализатора, h — величина вектора обратной решетки, $I_h^t(q_x, q_z)$ — интенсивность полного рассеяния, вычисленная с использованием (4).

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Модельные пористые слои были получены на стандартных монокристаллических подложках InP(001) размером $5 \times 8 \times 0.35$ мм³, легированных

Sn до концентрации носителей [ND-NA] около $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, методом электрохимического травления в гальваностатическом режиме [6]. В качестве электролита использовался водный раствор HCl при температуре 23°C . Процесс анодирования происходил без освещения в ячейке эквивалентной 4-электродной конфигурации при потенциале зонда 4 В и токе 16 мА. При данном режиме анодирования формируются наклонные к поверхности токовые поры, называемые обычно кристаллографическими порами.

Рентгенодифракционные исследования как исходных, так и подвергнутых анодированию подложек были выполнены на станции E2 немецкого электронного синхротронного источника DESY методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. Излучение с энергией 10 кэВ ($\lambda = 0.12398 \text{ нм}$) синхротронного источника после прохождения поворотного магнита формировалось двукратным монохроматором Si (111) и системой щелей. Выходные щели коллиматора имели размеры 0.05 мм и 2 мм соответственно в плоскости рассеяния и перпендикулярно ей. Монохроматичность и расходимость пучка в плоскости рассеяния были соответственно $\Delta\lambda/\lambda \sim 1.3 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta\theta \approx 0.003^\circ$. Образец устанавливался в симметричное брэгговское отражение (004). Регистрация отраженной интенсивности $I_h^{exp}(\omega, \theta)$ по углу скольжения ω на образец и углу выхода θ осуществлялась позиционно-чувствительным детектором фирмы MYTHEN при фиксированных угловых положениях образца ω_i . Шаг сканирования образца равнялся $\Delta\omega_i = 0.125^\circ$. Геометрия эксперимента обеспечивала угловое разрешение детектора $\Delta\theta = 0.003^\circ$ на канал. В период прохождения образца вблизи точного брэгговского положения перед центральной частью детектора вводился ослабитель (beam stopper) для подавления высокой интенсивности отраженного излучения. Время накопления каждого скана составляло 120 сек. По полученным массивам данных строились двумерные карты распределения интенсивности рассеяния $I_h^{exp}(q_x, q_z)$.

Экспериментальная карта двумерного распределения интенсивности рассеяния (RSM) вблизи узла (004) обратной решетки для исходной подложки и образца с наклонными порами приведена на рис. 1.

Наиболее характерной особенностью карт RSM (рис. 1) является присутствие на них областей с повышенной интенсивностью — тяжей, простирающихся под углом $\beta \approx 35^\circ$ к направлению q_x . Наблюдаемые тяжи являются проекцией фурье-образа формы рассеивающего объекта на плоскость рассеяния. Угол наклона тяжей к оси абсцисс связан с уг-

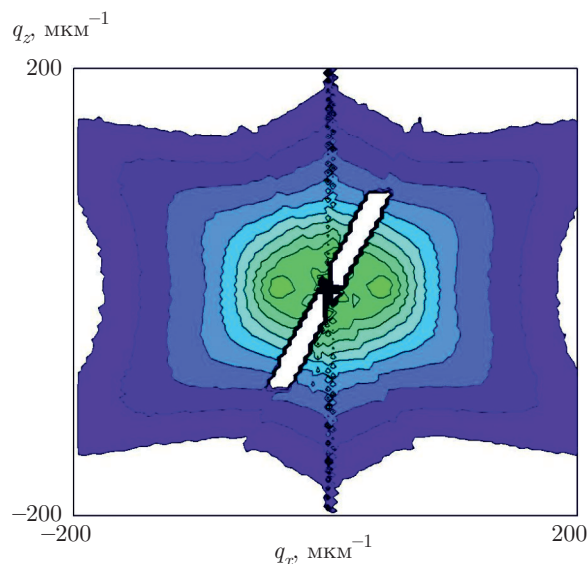


Рис. 1. Экспериментальная карта RSM от пористого кристалла InP вблизи узла обратной решетки (004). Контуры равной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями равно 0.56

лом наклона стенок (граней) пор к поверхности образца как $\alpha = 90^\circ - \beta$. Из эксперимента следует, что поры при травлении образовались преимущественно в направлении [111], поскольку угол наклона α их к поверхности (001) образца хорошо совпадает с известной величиной 54.7° .

4. АНАЛИЗ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРИСТОГО СЛОЯ InP ПО ДАННЫМ ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩЕЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ

Впервые одновременный учет когерентной и диффузной составляющих интенсивности рассеяния для анализа лазерных структур выполнен с использованием данных двух- и трехкристальной дифрактометрии [15]. Однако в этой работе не были измерены карты RSM, оценивались только данные двух дифракционных схем в режиме $\omega - 2\theta$ -сканирования, поэтому была получена информация только о размерах, но не о типе дефектов. Минимизация функционала невязки в [15] была выполнена на основе прямого поиска с учетом наложения ограничений на искомые параметры, поскольку градиентные методы, основанные на минимизации функционала χ^2 [16, 17], были затруднительны из-за большого числа локальных минимумов.

Выражения (1)–(4) с учетом инструментальной функции (5) позволяют сравнивать расчетные и экспериментальные карты RSM, тем самым получать более обширную информацию об исследуемых объектах.

Подгонка карт RSM проводилась методом минимизации функционала невязки $\rho(P, L_x, L_z, \sigma_L, a, \Delta_1^a, l_z)$ по методу наименьших квадратов с учетом экспериментальных ошибок:

$$\rho(P, L_x, L_z, \sigma_L, a, \Delta_1^a, l_z) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left[\frac{I_h^{exp}(q_{x,z}^m) - I_h^{ins}(q_{x,z}^m)}{I_h^{exp}(q_{x,z}^m)} \right]^2. \quad (6)$$

Здесь $I_h^{exp}(q_{x,z}^m)$ и $I_h^{ins}(q_{x,z}^m)$ — экспериментальная и теоретическая полная интенсивности с учетом инструментальной функции, M — размер массива экспериментальных данных. В процессе минимизации функционала невязки варьировались следующие параметры: P — пористость кристалла, L_x, L_z — размеры пор в латеральном и вертикальном направлениях, σ_L — разброс по размерам пор, a — среднее расстояние между порами и Δ_1^a — дисперсия первой функции распределения паракристаллической модели, l_z — толщина пористого слоя.

При подгонке теоретических карт к экспериментальным данным RSM для уменьшения времени машинного счета был уменьшен массив данных интенсивностей рассеяния. В вычислениях использовались значения массива $M = 100 \times 100$ с равномерным шагом $\Delta q_{x,z} = 4 \text{ мкм}^{-1}$. Расчеты проводились по девяти сечениям в вертикальном q_z ($\omega - 2\theta$ -сканирование) и горизонтальном q_x (ω -сканирование) направлениях на картах RSM. Коэффициенты и параметры для рентгеновского излучения и кристаллической среды, используемые при расчетах, приведены в [1, 2].

Процедура численного моделирования состояла из четырех этапов. На первом вычислялась когерентная составляющая с учетом вариации толщины пористого слоя, величины пористости и зависящего от нее статического фактора Дебая–Валлера. С этой целью использовалось экспериментальное q_z -сечение с учетом инструментальной функции (рис. 2а). Учитывался фактор уменьшения ширины кривой дифракционного отражения (q_z -сечения) при увеличении пористости и уменьшении статического фактора Дебая–Валлера. Начальное значение толщины пористого слоя получено из эмпирических данных электрохимической технологии и снимков электронной микроскопии. На рис. 2б изображена

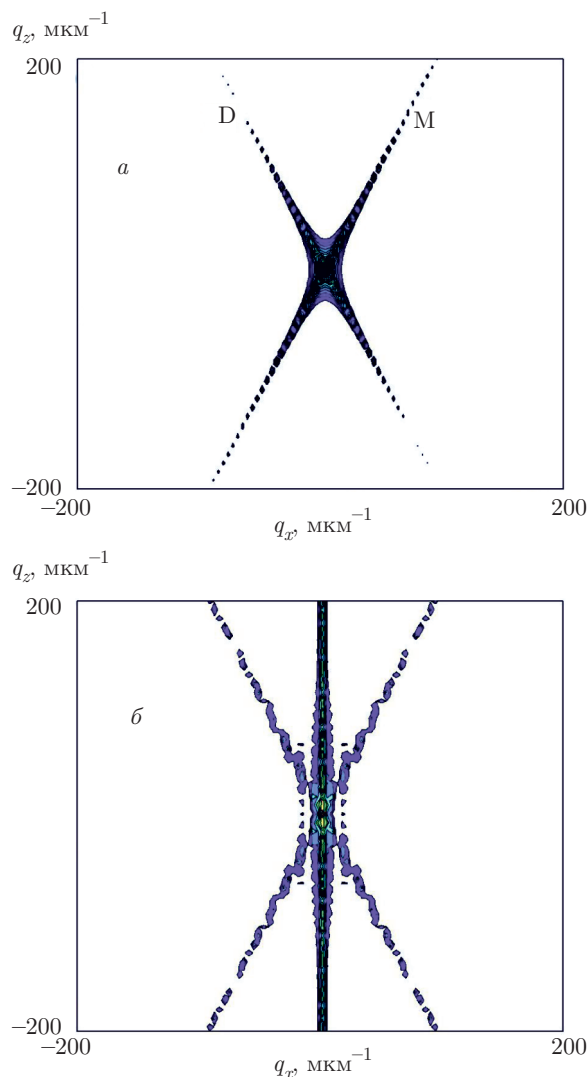


Рис. 2. а) Инструментальная функция, соответствующая условиям эксперимента, D — полоса функции разрешения детектора, M — полоса псевдопика монохроматора; б) расчетная карта RSM когерентного рассеяния от пористого кристалла InP вблизи узла обратной решетки (004). Контуры равной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями для инструментальной функции — 0.56, для RSM когерентного рассеяния — 0.056

карта RSM когерентной составляющей интенсивности рассеяния, рассчитанная с учетом окончательных значений структурных параметров пористого кристалла. Наклонные линии на карте когерентного рассеяния (рис. 2б) обусловлены конечными размерами рентгеновских пучков, их интенсивность быстро убывает, отношение интенсивностей между соседними линиями на порядок меньше, чем на экспериментальной карте RSM (рис. 1) и карте инструментальной функции (рис. 2а).

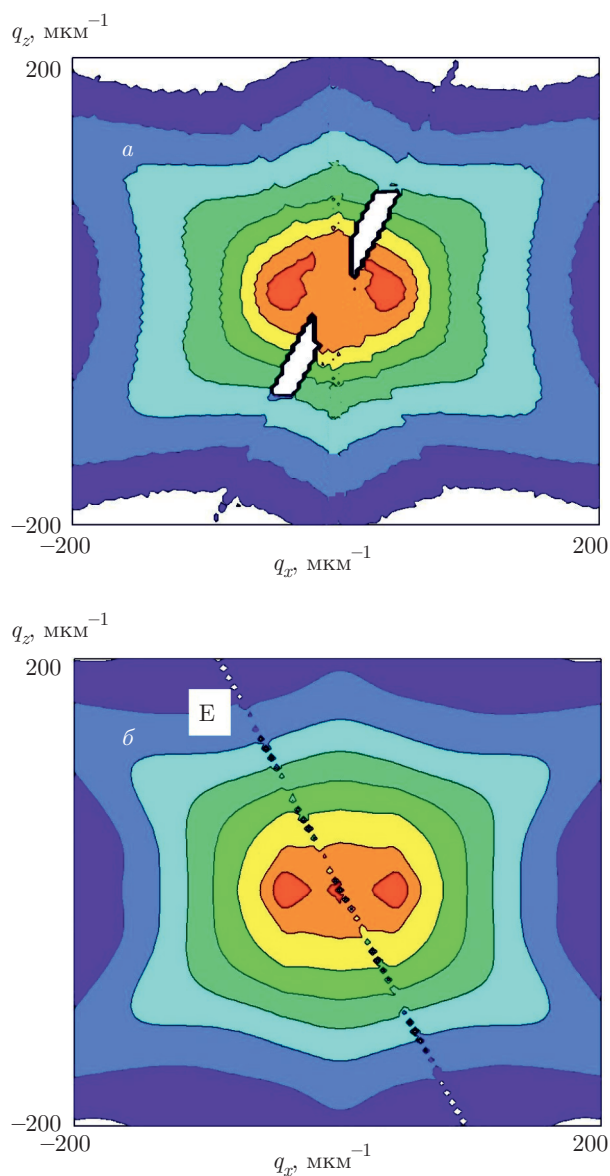


Рис. 3. Экспериментальная (а) и расчетная (б) карты RSM диффузного рассеяния от пористого кристалла InP вблизи узла обратной решетки (004); E — полосы экстинкционного провала. Контуры равной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями равно 0.42

Следующий шаг — исследование диффузного рассеяния. Методом сравнения экспериментальной RSM (рис. 1) и теоретической карты когерентного рассеяния была выделена диффузная компонента интенсивности рассеяния из экспериментальных измерений (рис. 3а). Подгонка интенсивностей диффузного рассеяния выполнялась по девяти сечениям в каждом направлении с использованием минимизации функционала невязки. Результат вычислений

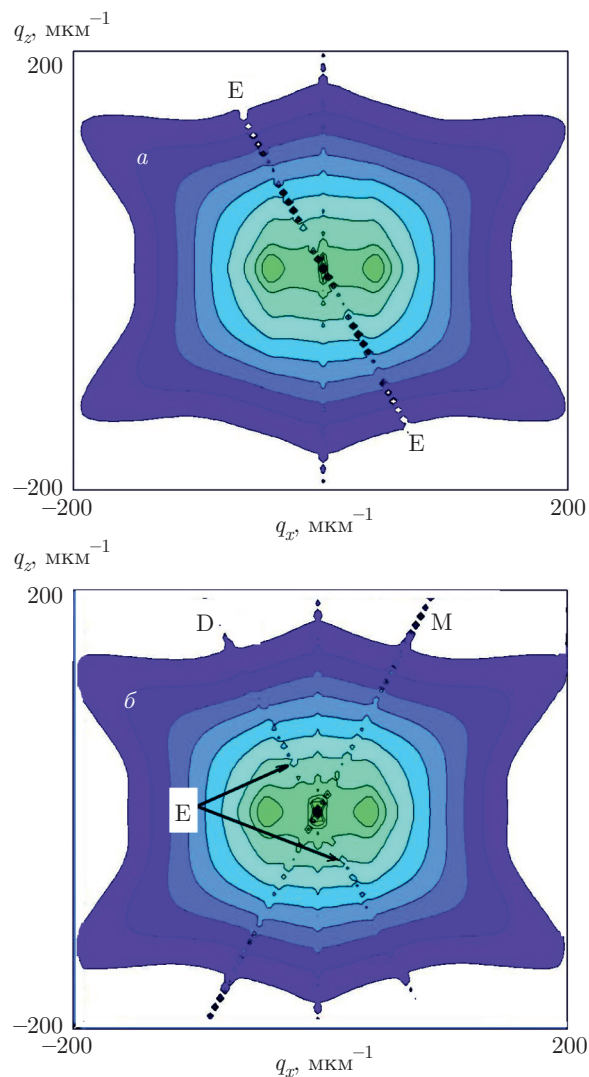


Рис. 4. Расчетные карты RSM полного рассеяния от пористого кристалла InP вблизи узла обратной решетки (004) без учета инструментальной функции (а) и с учетом (б); E — полосы экстинкционного провала, D — полосы функции разрешения детектора, M — полосы псевдопика монохроматора. Контуры равной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями равно 0.56

без учета инструментальной функции приведен на рис. 3б.

Наклонная полоса на теоретической карте RSM (рис. 3б) возникла из-за учета динамического эффекта в диффузном рассеянии. Иными словами, эта полоса представляет собой проинтегрированный по глубине пористого кристалла экстинкционный провал в угловом распределении интенсивности проходящего рентгеновского пучка (3).

Третий этап связан с вычислением полной интенсивности (когерентной и диффузной составляющих) по формуле (4). На рис. 4а показан результат вычислений.

Заключительный этап сводился к вычислениям с использованием инструментальной функции $\bar{R}^{ins}(q'_x, q'_z)$ (рис. 4б). Роль полосы псевдопика анализатора играла функция разрешения детектора (полоса D на рис. 2а) [18], профиль которой соответствовал функции Войта [7]. Полоса M относится к псевдопику двукратно отражающего монохроматора Si (111). Отметим, что все полосы на картах RSM когерентного (полосы ограниченности пучков [12], рис. 2б) диффузного рассеяния (полоса экстинкционного провала) и инструментальной функции (рис. 2а) направлены под углом Брэгга в обратном пространстве. При вычислении полного рассеяния интенсивности этих полос частично компенсируют друг друга. На расчетной карте RSM полного рассеяния (рис. 4б) вблизи когерентного брэгговского пика еще наблюдается экстинкционный провал (E), но уже при больших углах (малых значениях интенсивности диффузного рассеяния) он переходит в полосу функции разрешения детектора (D). Этот эффект также наблюдается на экспериментальной карте RSM (рис. 1).

Следует отметить, что подгонка теоретических расчетов к экспериментальным данным является длительным процессом и не приводит к абсолютному совпадению. Это связано с определенными трудностями в процедуре решения обратных задач рентгеновской дифракции [19]. Как правило, вычисления заканчивались, когда функционал невязки не превышал 5–7% для каждого из сечений.

На рис. 5 в логарифмическом масштабе показаны результаты подгонки главных сечений. Эти сечения измерены дополнительно без ослабителя синхротронного излучения. На рис. 6 приведены расчетные (1) и экспериментальные (2) кривые q_x -сечений для четырех значений q_z нижней части карты RSM. Провалы на экспериментальных q_x -кривых отражения связаны с наличием ослабителя в центральной области детектора.

Сравнение расчетных и экспериментальных q_z -сечений показано на рис. 7. Провал на экспериментальной q_z -кривой при $q_x = -50$ мкм⁻¹ является также результатом действия ослабителя перед детектором. Вычисления, представленные на рис. 6 и 7, являлись «каркасом» для теоретической карты RSM.

Сложности в процедуре подгонки расчетных кривых появились при анализе диффузного рассе-

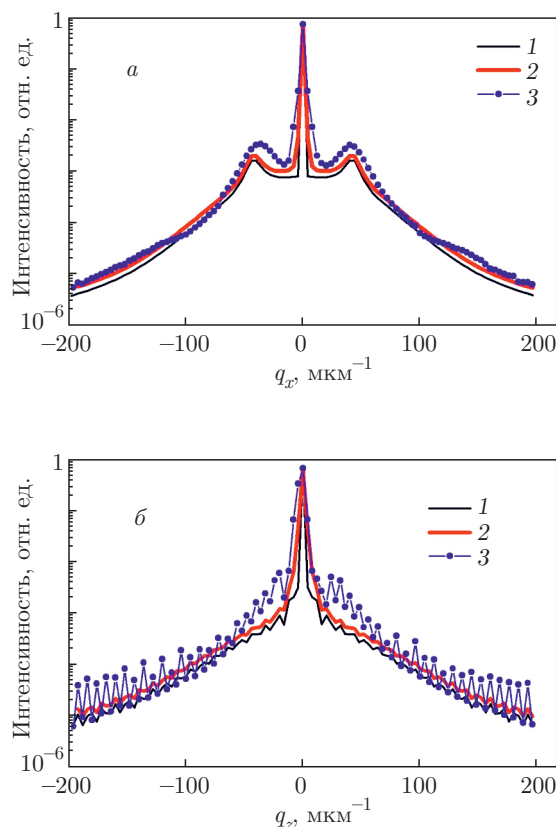


Рис. 5. Кривые главных q_x - и q_z -сечений теоретической (кривая 1 без учета инструментальной функции и кривая 2 с учетом) и экспериментальной (кривая 3) карты RSM от пористого кристалла InP вблизи узла обратной решетки (004) при $q_z = 0$ (а) и $q_x = 0$ (б)

яния в связи с возникновением пор двух типов, различающихся по размерам. Согласно данным электронной микроскопии, поры зафиксированы в виде «стволов» (крупномасштабные поры) и «ветвей». Диффузное рассеяние от «стволов» и «ветвей» считалось независимым процессом и в модели учитывалось простым суммированием. При подгонке учитывалось усреднение размеров пор каждой группы с разбросом 40%.

Моделирование показывает, что «ветви» дают основной вклад в диффузное рассеяние. Любое изменение крупномасштабных пор, в частности, их формы (искривление, излом), сечения и размеров приводит к тому, что для чувствительного диффузного рассеяния «стволы», в первую очередь, представляют собой цепочку пор с меньшими размерами. Поэтому вклад в диффузное рассеяние «стволов» незначителен и составляет несколько процентов.

Отметим, что в рассматриваемой модели рассеяния величина угла наклона поры к поверхности лег-

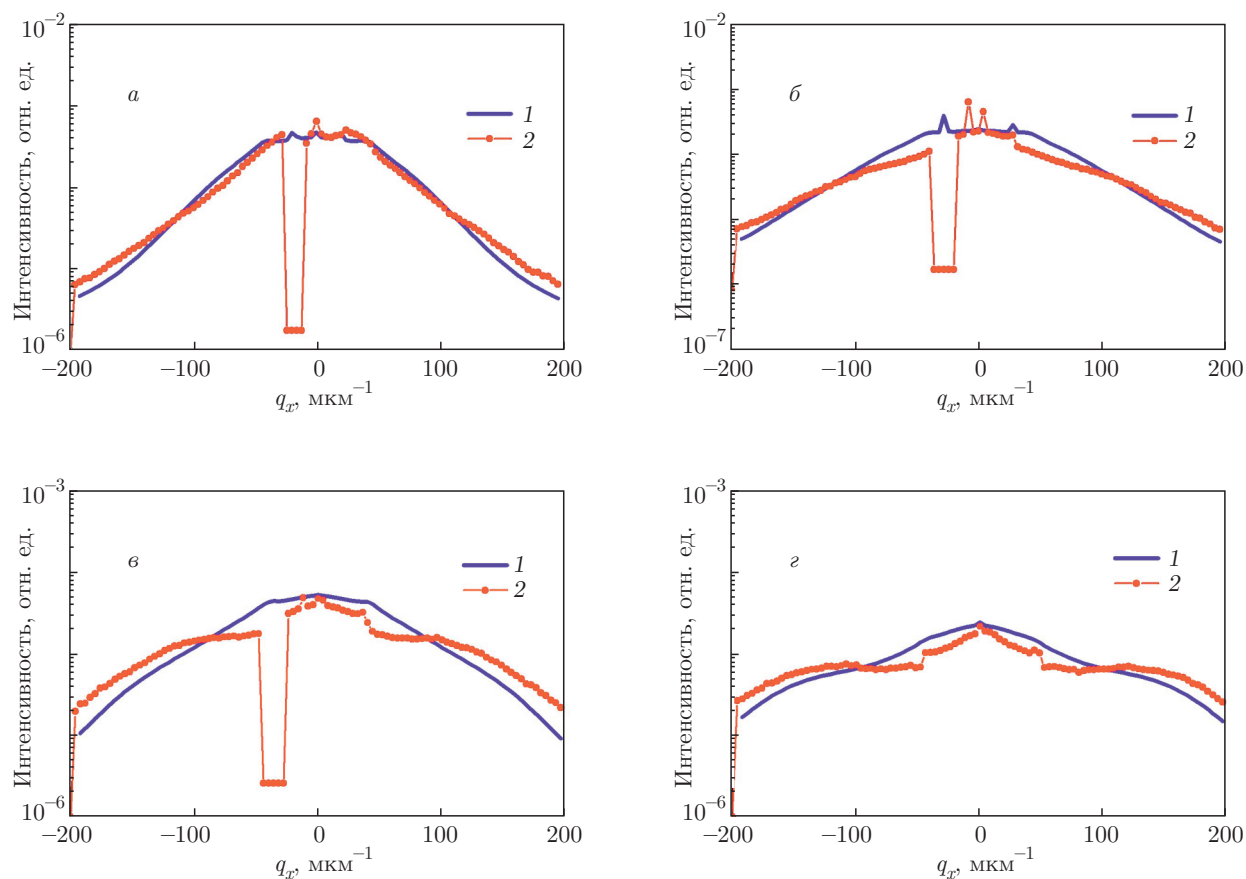


Рис. 6. Кривые q_x -сечений (1 — расчетная, 2 — экспериментальная) карты RSM от пористого кристалла InP вблизи узла обратной решетки (004) при $q_z = -50$ мкм $^{-1}$ (а), $q_z = -75$ мкм $^{-1}$ (б), $q_z = -100$ мкм $^{-1}$ (в), $q_z = -125$ мкм $^{-1}$ (г)

ко определяется графически из карт RSM. Однако на самом деле эти измерения дают только эффективный угол наклона поры через величину ее проекции на плоскость рассеяния.

Наилучшее согласие расчетов и данных эксперимента получено для толщины пористого слоя InP $l_z = 5.3 \pm 0.3$ мкм, статического фактора Дебая – Валлера $f = 0.60 \pm 0.05$, пористости $P = 0.40 \pm 0.05$, угла наклона пор к поверхности $56 \pm 2^\circ$ и нулевой деформации. Получены следующие характеристики для крупномасштабных пор: средняя длина $L_z^{(1)} = 200 \pm 50$ нм, средний радиус $R^{(1)} = 30 \pm 9$ нм, латеральный квазипериод (среднее расстояние между порами) не был определен, в расчетах бралась модель хаотически распределенных пор. Для группы мелкомасштабных пор («ветвей») получены следующие параметры: средняя длина $L_z^{(2)} = 60 \pm 15$ нм, средний радиус $R^{(2)} = 15 \pm 5$ нм, латеральный квазипериод $a^{(2)} = 140 \pm 50$ нм.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе показана процедура количественного анализа структурных характеристик пористых слоев на основе математического моделирования и экспериментальных данных высокоразрешающего синхротронного рассеяния от пористого слоя InP. Показаны динамические эффекты и влияние инструментальной функции на картах распределения интенсивности рассеяния. Проведена подгонка теоретических и экспериментальных карт RSM от пористого слоя InP с наклонными порами. На основе модели цилиндрических пор получены усредненные по статистическому разбросу параметры пористого слоя. Выводы рентгенодифракционных исследований, в целом, подтверждаются результатами анализа изображений сколов образцов, полученных методом растровой электронной микроскопии. Следует отметить, что несмотря на информативность карт RSM, привлечение данных растровой электронной микроскопии является весьма важным

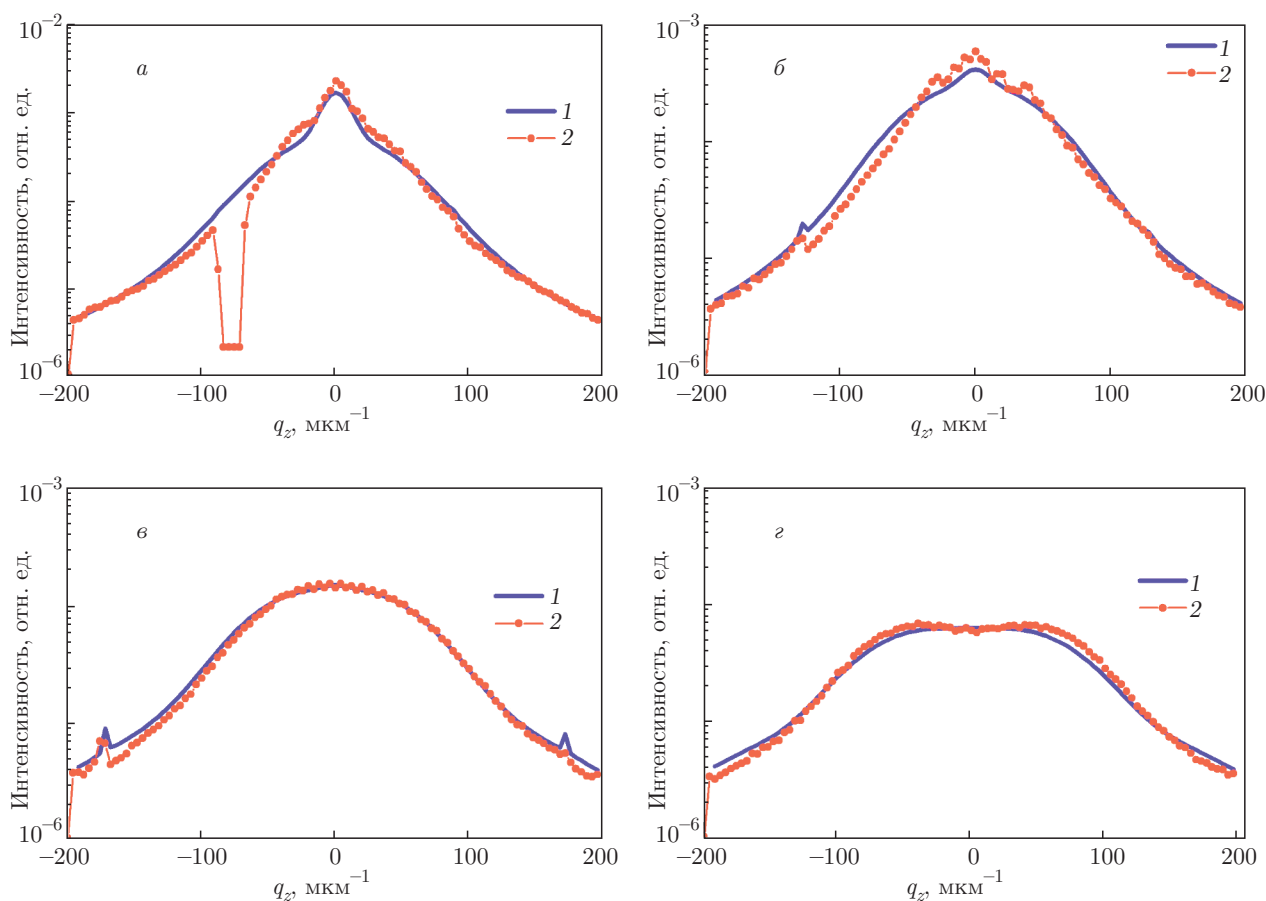


Рис. 7. Кривые q_z -сечений (1 — расчетная, 2 — экспериментальная) карты RSM от пористого кристалла InP вблизи узла обратной решетки (004) при $q_x = -50$ мкм $^{-1}$ (а), $q_x = -75$ мкм $^{-1}$ (б), $q_x = -100$ мкм $^{-1}$ (в), $q_x = -125$ мкм $^{-1}$ (г)

фактором при уточнении модели пористого слоя. С одной стороны, это уменьшает число варьируемых параметров, а следовательно, и временные затраты вычислений. С другой стороны, это делает вычисления более надежными с точки зрения однозначности получаемых результатов и их численного значения.

Предложенная методика может быть использована не только для пористых слоев, но и для кристаллов с произвольными локальными нарушениями структуры.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России, а также при частичной финансовой поддержке в рамках программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 18-10-2-23) и РФФИ (проекты 17-02-00090-а, 16-43-110350).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Пунегов, ЖЭТФ **154**, (2018).
2. В. И. Пунегов, ЖЭТФ **154**, (2018).
3. V. I. Punegov, A. A. Lomov, and K. D. Shcherbachev, Phys. Stat. Sol. (a) **204**, 2620 (2007).
4. В. И. Пунегов, А. А. Ломов, Письма в ЖТФ **34**, 30 (2008).
5. В. И. Пунегов, А. А. Ломов, Письма в ЖТФ **36**, 60 (2010).
6. A. A. Lomov, V. I. Punegov, D. Nohavica et al., J. Appl. Cryst. **47**, 1614 (2014).
7. T. Ida, M. Ando, and H. Toraya, J. Appl. Cryst. **33**, 1311 (2000).
8. S. Langa, J. Carstensen, M. Christophersen, H. Foll, and I. M. Tiginyanu, in: *Ordered Porous Nanostructures and Applications*, ed. by R. B. Wehrspohn, Springer, New York (2005), p. 57.
9. N. Kato, Acta Cryst. A **36**, 763 (1980).

10. V. I. Punegov, A. P. Petrakov, and N. A. Tikhonov, *Phys. Stat. Sol. (a)* **122**, 449 (1990).
11. В. И. Пунегов, *ФТТ* **33**, 234 (1991).
12. V. I. Punegov, K. M. Pavlov, A. V. Karpov et al., *J. Appl. Cryst.* **50**, 1256 (2017).
13. N. N. Faleev, C. Honsberg, and V. I. Punegov, *J. Appl. Phys.* **113**, 163506 (2013).
14. В. И. Пунегов, С. И. Колосов, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 159 (2015).
15. К. М. Павлов, В. И. Пунегов, Н. Н. Фалеев, *ЖЭТФ* **106**, 1967 (1995).
16. А. Г. Красильников, В. И. Пунегов, Н. Н. Фалеев, *Письма в ЖТФ* **30**, 6 (2004).
17. М. А. Чуев, А. А. Ломов, Р. М. Имамов, *Кристаллография* **51**, 208 (2006).
18. A. Boule, O. Masson, R. Guinebretieare et al., *J. Appl. Cryst.* **35**, 606 (2002).
19. В. И. Пунегов, *УФН* **185**, 449 (2015).