

06;07;12

Определение углов наклона и высот граней квантовых точек из анализа диффузного и зеркального рентгеновского рассеяния

© Л.И. Горай,^{1,2} Н.И. Чхало,³ Г.Э. Цырлин^{1,4}¹ Институт аналитического приборостроения РАН,
190103 Санкт-Петербург, Россия² International Intellectual Group, Inc.,
10313 Staten Island, New York, USA³ Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия⁴ Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН,
195220 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: lig@skylink.spb.ru

(Поступило в Редакцию 5 февраля 2008 г.)

С помощью высокоразрешающей скользящей рентгеновской рефлектометрии (BCRP) проведен анализ рентгеновского рассеяния на образцах с многослойными ансамблями квантовых точек (КТ), выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии в системе In(Ga)As/GaAs. Впервые экспериментально обнаружены пики интенсивности диффузного рассеяния для структур как с коррелированными по вертикали, так и некоррелированными КТ. Показано, что положение пика полностью определяется углом наклона α пирамидальных граней КТ (так называемое „условие блеска дифракционных решеток“), что ранее было предсказано теоретически.

Сравнение с результатами моделирования рассеяния на основе метода граничных интегральных уравнений показывает, что простое геометрическое условие позволяет точно определять значение α по положению пика интенсивности, форма которого определяется многими параметрами. Как следует из теории и эксперимента, ширина и высота пиков, полученных для образца с коррелированными по вертикали КТ, больше, чем в противоположном случае. По положению и амплитуде брэгговских пиков определены величины шероховатости/взаимодиффузии интерфейсов и высота КТ. Таким образом, традиционное использование BCRP для определения параметров сверхрешетки и несовершенства границ расширено в предложенном методе до определения геометрии КТ.

PACS: 42.25.Dd, 42.25.Fx, 61.05.C-, 68.65.-k

Введение

Низкотемпературные структуры, такие как квантовые точки (КТ), квантовые молекулы и многослойные ансамбли КТ (МАКТ), характеризуются определенными линейными размерами и углами наклона граней. Структурные параметры подобных самоорганизующихся нанобразований определяют электронные и оптические свойства изготавливаемых на их основе приборов и требуют надежного и относительно легкого контроля. Геометрические параметры наноструктур определяются материалами и условиями роста и могут в какой-то степени контролироваться *in situ*, однако разброс их средних значений обычно достигает нескольких десятков процентов, даже при условии полного повторения эксперимента. В связи с этим точный и быстрый контроль основных топологических параметров выращенных образцов *ex situ*, желателен неразрушаемый, является одним из важнейших в процессе их дальнейшей характеристики.

Методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [1], атомно-силовой микроскопии (АСМ) [2], а в последнее время и ближнепольной сканирующей оптической микроскопии (БСОМ) [3] широко используются для анализа наноразмерных объектов, но для детальных

структурных исследований систем, содержащих КТ, они имеют определенные недостатки. В частности, микроскопические методы имеют существенные ограничения при определении средних и композиционных характеристик ансамблей нанообъектов. Для АСМ к ним можно отнести малое поле сканирования при высоком латеральном и вертикальном разрешениях и невозможность „заглянуть“ внутрь слоев, а также ошибки измерения крутых склонов и острых углов. Для ПЭМ и БСОМ к ним относятся проблемы, связанные с вертикальной калибровкой и сложностью получения точных количественных характеристик геометрии КТ, в том числе высот и углов наклона граней из-за процессов диффузии и необходимости контрастировать изображение. Кроме того, метод ПЭМ является разрушающим и дорогостоящим.

Универсальным неразрушающим инструментом исследования наноразмерных многослойных структур, в том числе атомной шероховатости границ раздела и взаимодиффузии, является рентгеновское излучение, особенно жесткое и коротковолновая часть мягкого. Методы высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии (ВРД и ВРП), основанные на анализе распределения интенсивности зеркальной и диффузной составляющих рентгеновского рассеяния в прямом и

обратном пространстве, являются наиболее информативными для анализа многослойных гетероструктур, в том числе содержащих КТ.

Методы ВРД и ВРР хорошо разработаны для анализа химического состава, толщины и несовершенства слоев, распределения упругих напряжений в них, а также для определения дислокаций и фрактальности образцов. Теоретическая база для такого анализа разрабатывалась в последние десятилетия как в приближении кинематического рассеяния, так и в общем динамическом подходе. Несмотря на это не все возможности, заложенные в ВРД и ВРР, эксплуатируются в полном объеме, что связано в основном с трудностью однозначной интерпретации получаемых данных и большим числом подгоночных параметров, используемых в моделях.

Развитие вычислительной техники позволяет обратиться в настоящее время к строгим численным решениям (на основе уравнений Максвелла, точных граничных условий и условий излучения), не требующих использования свободных параметров и пригодным для анализа оптического рассеяния коротковолнового электромагнитного излучения на многослойной структуре большого латерального периода D с произвольной формой границ и наличием статистических неоднородностей [4].

Настоящая работа посвящена исследованию зеркального и диффузного рассеяния МАКТ в системе $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ методом высокоразрешающей скользящей рентгеновской рефлектометрии (ВСРР) и экспериментальному обнаружению пиков диффузного отражения, положение которых определяется углами наклона пирамидальных граней КТ, что ранее было предсказано теоретически [5].

1. Эксперимент

Методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) в системе $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$ на полуизолирующих сингулярных подложках GaAs (100) на установке ЭП 1203 были изготовлены три гетероэпитаксиальных образца с 10 парами слоев InAs/GaAs и 5 nm закрывающего слоя GaAs : со смачивающим слоем без КТ ($F684$), с некоррелированными по вертикали МАКТ ($F680$) и полностью коррелированными МКАТ ($F681$). Ростовая температура подложки составляла 483°C , скорость осаждения InAs — 0.1 monolayer/s, GaAs — 1 monolayer/s, а временная выдержка перед напылением GaAs (для $F681$ и $F680$) составляла 60 s. Таким образом напылялись (толщина d_1) один монослой (МС) InAs для $F684$ и два МС InAs — для $F681$ и $F680$. В результате образования КТ толщина смачивающего слоя InAs во всех трех образцах стала примерно одинаковой, что было подтверждено измерениями спектров фотолуминесценции. Напыляемая толщина d_2 спейсеров GaAs составила ~ 9 nm для $F684$ и $F681$ и ~ 39 nm — для $F680$. При заданных ростовых условиях плотность КТ в слое составляет $\sim 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, высота КТ $h \approx 5$ nm, а ширина квадратного основания пирамиды L , стороны

которой ориентированы по направлениям $[110]$ и $[1-10]$, изменяется от ~ 17 до ~ 20 nm при переходе от нижнего слоя к верхнему [6].

Измерения зеркального (когерентного) и диффузного (частично когерентного) в силу квазипериодического распределения КТ) рассеяния методом ВСРР проводились на рефлектометре Phillips ExpertPro с четырехкристалльным Ge монохроматором в режимах $\theta/2\theta$ сканов, сканирования детектора и кривых качения на длине волны $\lambda_{\text{CuK}\alpha_1} = 0.1541$ nm. Расстояние до образца равнялось 320 mm, ширина щели для получения интенсивного сигнала при измерении рассеянного света составляла $100 \mu\text{m}$ (с щелями шириной 30 и $45 \mu\text{m}$ результаты измерений похожи), высота — 1–5 mm, шаг сканирования выбирался в диапазоне $0.001-0.005^\circ$ в зависимости от необходимого разрешения при угловой расходимости пучка 0.003° . Измерения рассеяния однородных в двух взаимно перпендикулярных направлениях трехмерных структур выполнялось с использованием позиционно-чувствительного щелевого детектора, что удобно для проведения сравнений с расчетами коэффициента отражения двумерных решеточно-подобных структур. Интегрирование функции дифференциального рассеяния по положению на детекторе (или по пространственным частотам) приводит к определенному сглаживанию кривых рассеяния. Аналогичный эффект достигается усреднением расчетных данных, полученных для статистических наборов структурных параметров образца.

Для проведения оптических расчетов на основе строгой электромагнитной теории в работе использовался модифицированный метод граничных интегральных уравнений [7], оказавшийся весьма точным и достаточно быстро сходящимся в области больших значений отношений D/λ и h/λ [8], которые являются тяжелыми для любого численного подхода [9], особенно для структур с большим числом рандомизированных границ. Как показали численные эксперименты [8], интенсивность коротковолнового рассеяния, получаемая для статистических наборов параметров структурной модели, имеет малую дисперсию и достаточно усреднения по нескольким таким наборам. Ошибка проводимых вычислений, оцененная из энергетического баланса, составляла около 10^{-5} при использовании 1000–1200 точек коллокации на каждой из 21 границ моделируемых структур и применении ускорения сходимости [8]. Время вычисления кривой рассеяния с одним статистическим набором параметров на рабочей станции с двумя процессорами Quad-Core Intel® Xeon® с тактовой частотой 2.66 GHz, 8 Mb L2 кэша, тактовой частотой системной шины 1333 MHz и имеющей 16 Gb ОЗУ составило ~ 45 min при работе под управлением Windows Vista® Ultimate 64-bit и использовании восьмикратного распараллеливания.

2. Структурная модель

Физическая модель, описывающая рост МАКТ [10,11], была взята за основу разработанной структурной модели

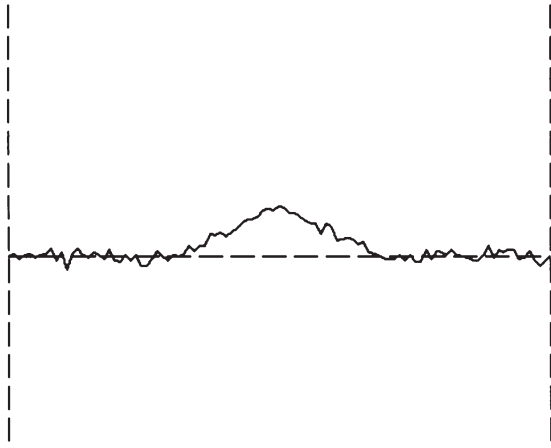


Рис. 1. Пример модели границы исследуемых структур (в сечении), содержащей КТ высотой 4.9 nm и углом наклона 26.1° и случайную шероховатость с СКО = 1.4 nm и малой корреляционной длиной.

выращиваемых In(Ga)As/GaAs сверхрешеток с тонкими смачивающим слоями InAs, разделенными GaAs спейсерами и КТ пирамидальной (треугольной — в сечении) формы с соответствующими углами наклона граней. Известно также [12,13], что в совершенной кристаллической структуре с вертикально коррелированными МАКТ существует дополнительное дальней упорядочение КТ в латеральной плоскости (плоскости роста), связанное с корригированием (волнистостью) кристаллографических плоскостей, приводящее к квазипериодическому распределению упругой деформации и КТ [6].

Чтобы точно учесть квазипериодичность МАКТ (степень коррелированности КТ по горизонтали и вертикали) в дифракционных расчетах, нами использовалась модель, в которой выращенная структура с неидеальными границами и КТ представляется многослойной решеткой большого периода D , содержащего несколько или достаточно много случайных и квазипериодических неровностей. В нашей модели КТ, лежащие в латеральной плоскости, в среднем упорядочены, а усредненное расстояние между ними определяется плотностью КТ. Для простоты можно также считать, что случайные смещения КТ от их среднего положения не коррелированы и что дисперсия смещения, размеры КТ и среднее расстояние между ними в каждом слое одинаковы. Степень вертикальной корреляции КТ может определяться путем задания случайным образом латерального смещения одной границы относительно другой. В случае сильно коррелированных по вертикали МАКТ среднеквадратическое отклонение (СКО) такого смещения мало по сравнению с шириной КТ (т.е. происходит мультипликация ансамблей КТ).

Задавая подходящим образом D , среднее расстояние между КТ, дисперсию смещения КТ и границ, среднюю высоту и ширину (угол наклона граней) КТ, можно моделировать изменение горизонтальной и вертикальной корреляций в структурных параметрах КТ. В предложенной модели также может задаваться корригированная

поверхность интерфейсов, на которой располагаются квазирегулярные КТ.

Для генерации поверхностей со случайной шероховатостью — с гауссовым распределением высот и гауссовой автокорреляционной функцией — использовался спектральный метод [8], пригодный для рандомизации плоских интерфейсов. Для задания случайных шероховатостей на КТ и корригированных границах этот метод был расширен на случай интерфейсов, задаваемых произвольной полигональной функцией (рис. 1).

3. Анализ зеркального рассеяния

Измерение интенсивности зеркального отражения (нормированной на интенсивность падающего излучения) образцов проводилось с целью общей характеристики выращенных многослойных структур и определения периода $\Lambda = d_1 + d_2$, соотношения толщин $\Gamma = d_1/\Lambda$, средней величины толщинных ошибок Δd , и СКО σ нанощероховатости и взаимодиффузии.

На кривой коэффициента зеркального отражения образца F684 (рис. 2), измеренного вдоль одного из исследуемых направлений, отчетливо наблюдаются три брэгговских максимума, а между ними заметны вторичные, что свидетельствует о высоком кристаллическом совершенстве образцов и хорошей структуре выращенной сверхрешетки. Сверхрешеточные пики также отчетливо видны на кривой коэффициента зеркального отражения, полученной при отражении от плоскости (004) GaAs образца F681 (рис. 3).

Измерения когерентного отражения для различных образцов при падении излучения вдоль выбранных направлений (не приводятся) позволяют говорить о хорошей однородности образцов по полю. Параметры многослойных структур определялись из положений и амплитуд брэгговских максимумов и минимумов по

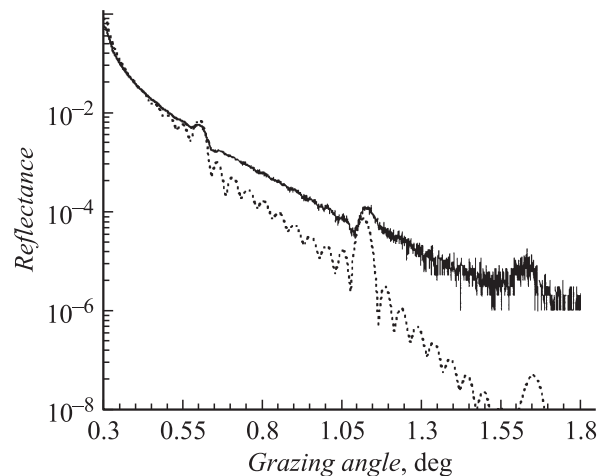


Рис. 2. Коэффициент зеркального отражения образца F684 в зависимости от угла скольжения излучения относительно плоскости роста вдоль одного из направлений [110] или [1-10]: измерение (сплошная), расчет (штриховая).

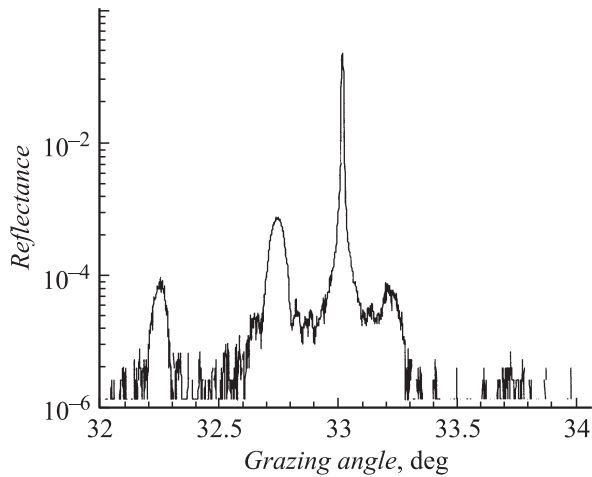


Рис. 3. Измеренный коэффициент зеркального отражения образца $F781$ в зависимости от угла скольжения излучения относительно плоскости роста вдоль одного из направлений $[110]$ или $[1-10]$ (отражение от (004) GaAs).

методике, описанной в [14]. Для $F684$ эти параметры составили: $\Lambda_{F684} = 8.20$ nm (ростовое значение ~ 9.6 nm) и $\Gamma_{F684} = 0.073$ (~ 0.063). Величины брэгговских пиков свидетельствуют о значительной неидеальности границ структуры — наличии шероховатости и диффузии интерфейсов. СКО шероховатости и диффузии интерфейсов, полученные для $F684$ путем сравнения экспериментальных и теоретических (используя модель Nevot-Croce для учета шероховатости) кривых зеркального отражения составило $\sigma_{F684} = 1.4$ nm. Значения σ различных образцов определялись с учетом толщинных ошибок, но без учета других типов неоднородностей, которые могут иметь место в выращенных структурах, но не являются предметом исследования данной работы.

Используемые в расчетах для определения σ показатели преломления сплошных веществ, рассчитанные на основе известных атомных факторов рассеяния [15], очевидно, не соответствуют реальным показателям преломления выращенных слоев, о чем свидетельствуют низкие величины измеренных коэффициентов отражения для минимальных углов скольжения. Этими причинами в основном объясняется несовпадение величин измеренных и рассчитанных коэффициентов отражения, которое наблюдается на рис. 2.

Учитывая близость структуры сверхрешеток для $F684$ и $F681$, из сравнения значений их измеренного зеркального отражения с расчетными данными можно определить влияние наличия КТ в $F681$ на уменьшение интенсивности зеркальной составляющей и среднюю высоту КТ. Такое вычисление справедливо, так как влияние дополнительной компоненты СКО шероховатости σ_{Q0} , обусловленной КТ, сравнимо по величине с влиянием на зеркальную составляющую других компонент, отвечающих за неидеальность интерфейсов. Так, измеренные коэффициенты отражения для двух сравниваемых образцов отличаются на несколько десятков процентов вблизи угла полного внешнего отражения (рис. 2 и 4).

Средняя высота КТ определялась из компоненты σ_{Q0} с учетом треугольной (в плоскости) формы [16] КТ и их квазипериодического расположения по слоям и фрактальности. Дисперсия σ_{Q0}^2 может быть легко найдена из полученного для $F681$ эффективного СКО шероховатости и условия линейности дисперсий: $\sigma_{F681}^2 = \sigma_{F684}^2 + \sigma_{Q0}^2$. Определенная таким образом высота КТ составила $h_{aver} = 4.92$ nm, а полученные из сравнения измеренных и расчетных данных отражения параметры многослойной структуры составили: $\Lambda_{F681} = 10.37$ nm, $\Gamma_{F681} = 0.116$ и $\Delta_{F681} = 0.39$ nm. Эти данные соответствуют заданным технологическим параметрам. Более точное, по сравнению с применением обычных амплитудных поправок типа Неве-Кроса и Дебая-Валлера, влияние как квазирегулярных КТ, так и случайной шероховатости границ, на интенсивность рассеяния можно описать с помощью строгой расчетной модели с использованием правдоподобных профилей интерфейсов. Использование упомянутых поправок может давать значительные расхождения по сравнению с точным моделированием, хотя применение последнего может быть затруднительно с численной точки зрения и требует некоторого статистического усреднения [8].

Как видно из рис. 4, статистически усредненные всего по трем наборам параметров расчеты на основе точной модели дают, в целом, значения интенсивности зеркального отражения, более близкие к измеренным, по сравнению с приближенными расчетами, хотя некоторые точки требуют усреднения по большему числу статистических наборов. Это справедливо при углах скольжения, превышающих угол полного внешнего отражения, например, в области второго брэгговского пика, где неточность используемых показателей преломления менее важна и большую роль в изменении коэффициента отражения играют величина и характер шероховатостей, в том числе форма КТ.

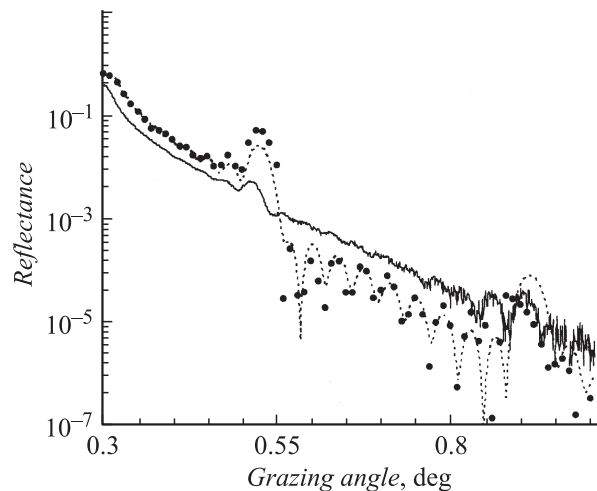


Рис. 4. Коэффициент зеркального отражения образца $F681$ в зависимости от угла скольжения излучения относительно плоскости роста вдоль одного из направлений $[110]$ или $[1-10]$: измерение (сплошная), приближенный расчет (штриховая), усредненный строгий расчет (точки).

4. Анализ диффузного рассеяния

В случае наличия в образцах наряду со случайной шероховатостью границ квазипериодических КТ соответствующие компоненты в диффузном спектре рассеяния будут частично когерентными. В общем, положение этих компонент в угловом спектре связано с преимущественными пространственными частотами, а их величина связана с коэффициентами Фурье разложения профилей границ, т.е. их формой [17]. Для слоев с квазипериодическими КТ пирамидальной формы, основания которых параллельны направлениям [110] и [1-10], а грани имеют определенный угол наклона, должно наблюдаться усиление компоненты рассеяния, положение которой в угловом спектре не зависит от периодичности в расположении КТ по горизонтали и вертикали, их высоты и параметров сверхрешетки, а всецело определяется углом наклона граней. Это так называемое условие блеска дифракционных решеток, которое связано с усилением отраженной волны в направлении зеркального отражения падающей волны на грани КТ [18].

Для обнаружения пиков диффузного рассеяния МАКТ для *F681* и *F680*, определяемых усилением волн, отраженных на гранях КТ, падающее излучение ориентировалось вдоль одного из направлений [110] или [1-10], а детектор сканировался вблизи угла скольжения ξ_{dif} , задаваемого выражением:

$$2\alpha = \xi_{\text{dif}} - \xi_{\text{inc}}, \quad (1)$$

где ξ_{inc} — скользящий угол падения излучения, α — угол наклона граней КТ ($\text{tg}\alpha = 2h/L$).

Сравнение с моделированием на основе строгой электромагнитной теории показало [8], что простое геометрическое условие (1) точно определяет положение максимумов интенсивности диффузного рассеяния при заданном среднем значении угла наклона граней КТ. Ширина и величина этих максимумов может зависеть от различных параметров: разброса α и неидеальности граней КТ, степени коррелированности КТ по вертикали и наличия их дальнего порядка в плоскости роста, ξ_{inc} и плотности КТ и др.

Установленные из положения максимумов измеренных кривых интенсивности диффузного рассеяния средние значения углов наклона граней КТ для образцов *F681* и *F680* оказались приблизительно равными (рис. 5 и 6): $\alpha_{F681} \approx \alpha_{F680} = \alpha = 26.1^\circ$ с погрешностью определения $\sim 0.1^\circ$. Это значение близко к кристаллографическому углу 26.6° , который составляет направление [311] с направлением плоскости роста. Средняя ширина КТ, определяемая углом наклона граней КТ и их средней высотой, $L = 20.1 \text{ nm}$, что соответствует ростовому значению верхних слоев. С ростом угла скольжения максимумы пиков интенсивности смещаются в сторону больших углов рассеяния, что соответствует выражению (1).

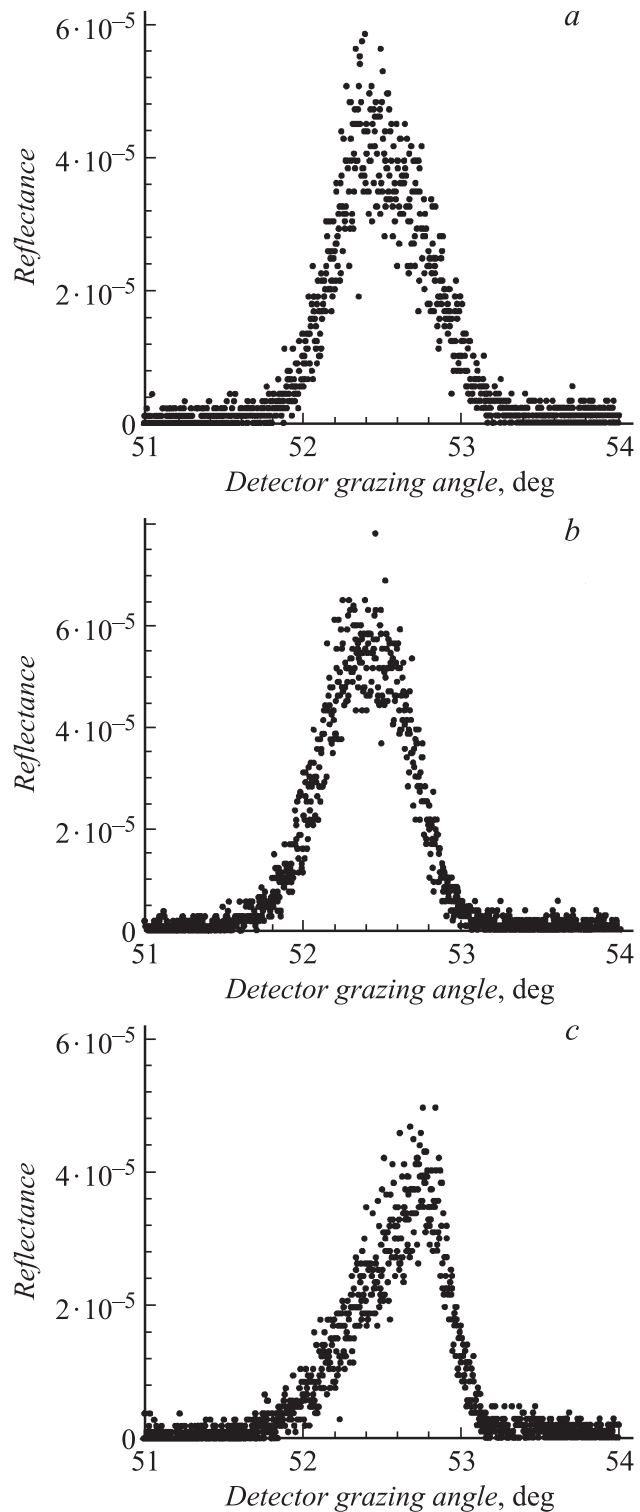


Рис. 5. Коэффициент диффузного отражения образца *F681*, измеренный в зависимости от угла скольжения детектора для различных углов скольжения излучения относительно плоскости роста вдоль одного из направлений [110] или [1-10]: *a* — 0.537, *b* — 0.57, *c* — 0.62°.

Установленное положение пиков и их угловая зависимость подтверждаются кривыми качания образца *F681*, полученными при фиксированном угле скольжения де-

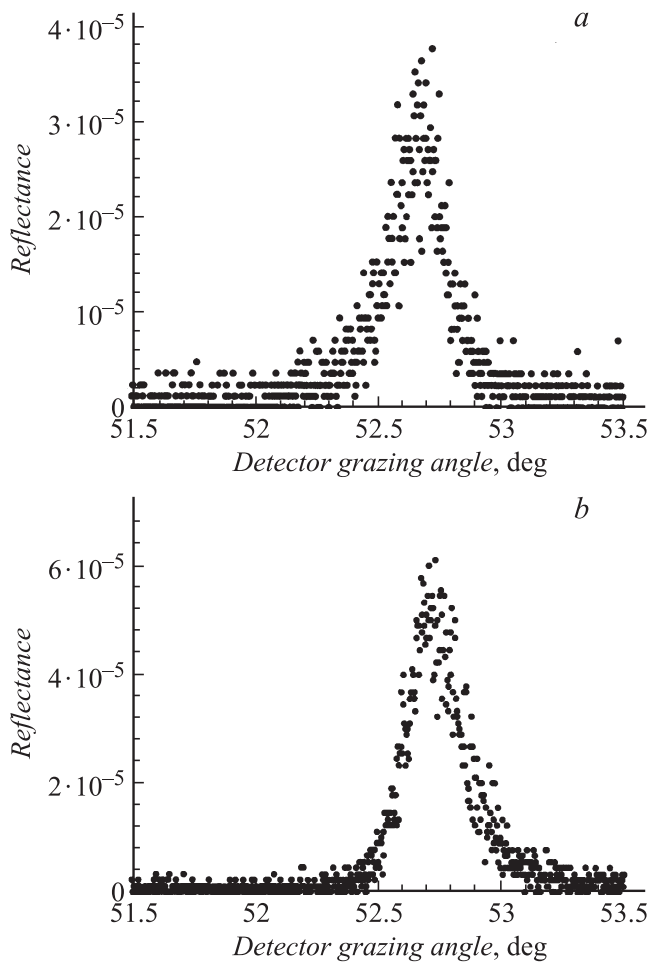


Рис. 6. Коэффициент диффузного отражения образца *F680*, измеренный в зависимости от угла скольжения детектора для различных углов скольжения излучения относительно плоскости роста вдоль одного из направлений [110] или [1-10]: *a* — 0.57° , *b* — 0.75° .

тктора 52.8° и ориентации образца вдоль направлений [110] и [1-10] (рис. 7). Из представленных на рисунках и других данных измерений следует, что ширина и высота пиков интенсивности для *F681* больше, чем в случае *F680*, что объясняется вертикальной корреляцией КТ и подтверждается численными расчетами.

На рис. 8 представлены теоретические кривые диффузного рассеяния при углах скольжения падающего излучения $\xi_{\text{inc}} = 0.57^\circ$ (рис. 8, *a*) и $\xi_{\text{inc}} = 1.0^\circ$ (рис. 8, *b*), полученные для образцов *F681* и *F680* с использованием установленных в работе средних параметров сверхрешеток, а также среднестатистических наборов параметров положения и формы КТ, включая случайную шероховатость границ. Средний угол наклона граней КТ, определенный из (1) по положению максимума теоретических кривых интенсивности диффузного рассеяния (на рис. 8, *a* максимум в районе -128 дифракционного порядка рассеяния соответствует углу скольжения 52.75° , на рис. 8, *b* максимум в районе -130 поряд-

ка -53.2°), как и в случае экспериментальных кривых для обоих углов и образцов, практически одинаков и с высокой точностью совпадает с измеренным значением: $\alpha_{\text{calc}} = \alpha = 26.1^\circ$. Величина смещения максимума диффузной интенсивности при изменении угла падения, даваемая точными расчетами, с хорошей точностью определяется (1) (рис. 8).

Расчетная абсолютная интенсивность максимумов диффузного рассеяния и их ширина примерно на порядок превышают значения, полученные из измерений. Для их корректного сопоставления необходимо вычислить поправочный коэффициент, сводящий трехмерную задачу рассеяния на пирамидальных КТ к двумерной задаче рассеяния на решетке и требующий использования дополнительных предположений. К ним относятся такие требования, как однородность распределения КТ в двух исследуемых взаимноперпендикулярных плоскостях, пропорциональность интенсивности рассеяния площади рассеивателя (граней) и учет эффектов затенения при определенной плотности КТ, предположения о степени фрактальности и наличия дальнего порядка

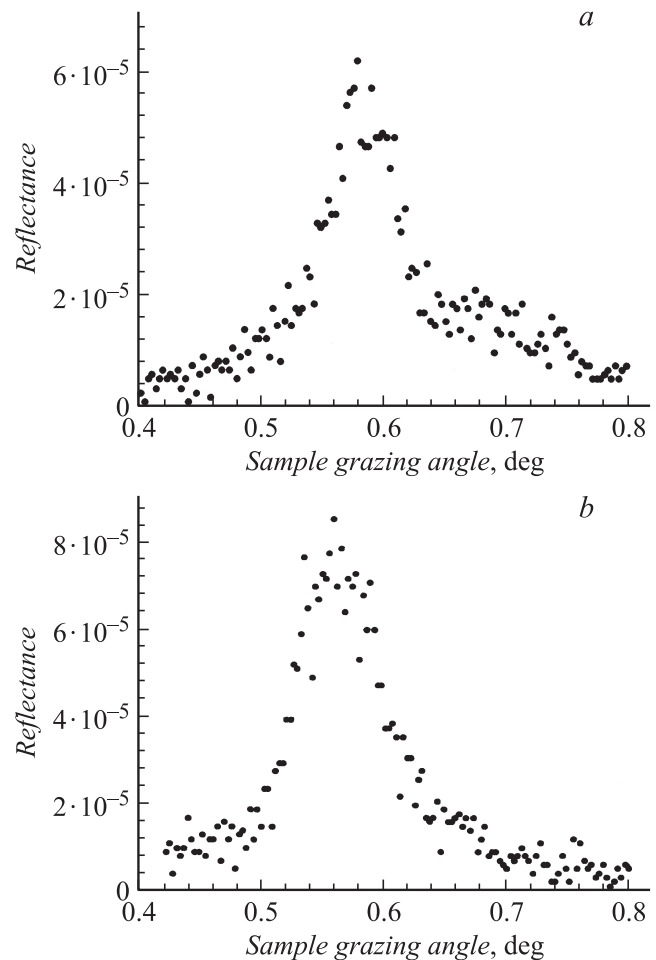


Рис. 7. Коэффициент диффузного отражения образца *F6814*, измеренный при угле скольжения детектора 52.8° в зависимости от угла качания образца относительно плоскости роста вдоль направления: *a* — [110] или [1-10], *b* — [1-10] или [110].

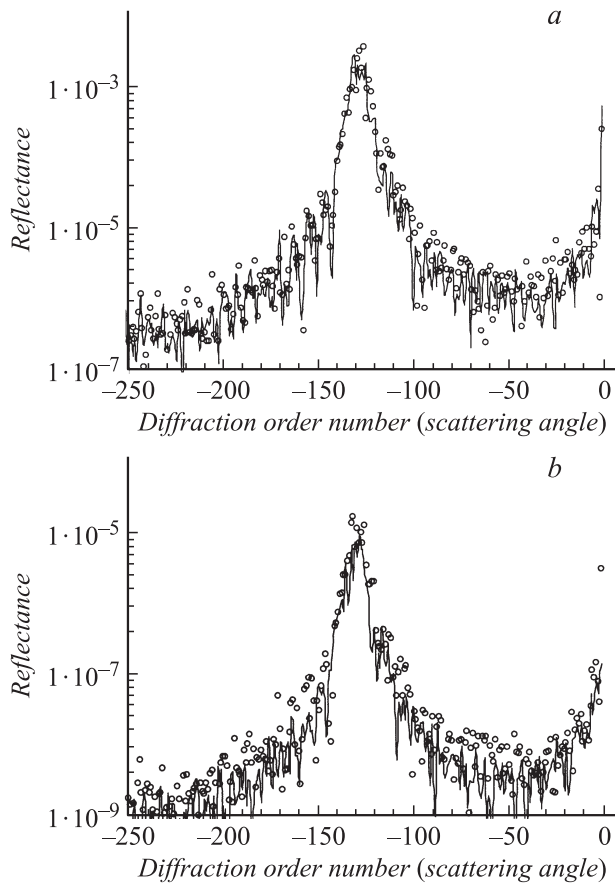


Рис. 8. Статистически усредненный коэффициент диффузного отражения образцов, рассчитанный в зависимости от угла рассеяния для различных углов скольжения падающего излучения относительно плоскости падения для образцов *F680* (сплошные линии) и *F681* (точки): *a* — 0.57° , *b* — 1.0° . Порядок дифракции № -250 соответствует скользкому углу рассеяния $\sim 76.74^\circ$, 0 порядок — 0.57° (*a*) и 1° (*b*); максимум интенсивности вблизи -128 порядка соответствует углу скольжения $\sim 52.75^\circ$ (*a*), максимум интенсивности вблизи -130 порядка — $\sim 53.2^\circ$ (*b*)

в распределении КТ. Хотя вычисление этого поправочного коэффициента в работе не проводилось прежде всего в связи с отсутствием информации о подходящих значениях показателей преломления материалов слоев выращенных структур, грубая оценка показывает возможность такого сопоставления и схожесть экспериментальных и теоретических значений интенсивности в максимуме по порядку величины.

Заключение

Впервые экспериментально обнаруженные с помощью ВСРР пики интенсивности диффузного рассеяния для структур с коррелированными и некоррелированными по вертикали КТ не только подтвердили ранее сделанные теоретические выводы, но и позволили легко

определить углы наклона граней КТ по положению максимумов дифференциальной интенсивности. Данные, получаемые для углов наклона (ширины КТ), могут быть дополнены значениями высот КТ, получаемыми путем сравнения измеренных и расчетных коэффициентов отражения образцов с КТ и без КТ.

Помимо точного вычисления геометрии КТ предложенный метод позволяет оперативно определять ориентацию оснований граней КТ. В рассмотренном случае, если падающее излучение не ориентировалось перпендикулярно граням КТ вдоль одного из направлений $[110]$ или $[1\bar{1}0]$, характерные максимумы интенсивности диффузного рассеяния не наблюдались.

Таким образом, традиционное использование ВСРР для определения периода сверхрешетки, толщины слоев и параметров несовершенства слоев и границ гетероструктур может быть легко расширено предложенным методом для определения углов наклона граней и высот самоорганизующихся низкоразмерных структур, таких как КТ, квантовые молекулы и МАКТ.

Нами было продемонстрировано, что с помощью проведения точных численных расчетов с использованием сгенерированных профилей границ и подходящих показателей преломления материалов можно получать близкие к экспериментальным значениям коэффициентов отражения, даже для столь сложных структур, как МАКТ. Быстрое развитие настольных вычислительных систем на базе монопроцессорных и многоядерных рабочих станций, а также всестороннее и детальное изучение квантовых наноструктур и используемых для их выращивания материалов позволяет с оптимизмом смотреть на широкие возможности проведения подобного численного анализа в ближайшем будущем.

В настоящей и предшествующей работах были исследованы структуры, выращенные методом МПЭ в системе $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$, однако представленная методика измерения и расчета структурных параметров не зависит от технологии изготовления однослойных или многослойных ансамблей КТ и используемых материалов. Для будущих исследований представляет интерес изучение предложенным методом структур с меняющимися углами наклона граней КТ, а также обладающими более сложной геометрией граней, например, имеющих несколько склонов с различными углами наклона. В частности, такие образцы могут быть получены в Ge/Si гетероэпитаксиальных структурах с КТ [19].

Авторы благодарны Ю.А. Вайнеру, Н.К. Полякову, Ю.Б. Самсоненко и И.П. Сошникову за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-17331, 05-02-17340) и программы призеридума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“.

Список литературы

- [1] Talalaev V.G., Tomm J.W., Sokolov A.S., Shtrom I.V., Novikov B.V., Winzer A.T., Goldhahn R., Gobsch G., Zakharov N.D., Werner P., Gosele U., Cirlin G.E., Tonkikh A.A., Ustinov V.M., Tarasov G.G. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 083 704.
- [2] Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Петров В.Н., Поляков Н.К., Егоров В.А., Масалов С.А., Горбенко О.М., Голубок А.О., Сошников И.П., Устинов В.М. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 17. С. 59–66.
- [3] Mintairov A., Chu Y., He Y., Merz J., Tokranov V., Oktyabrsky S., Blokhin S., Kuzmenkov A., Tanklevskaya E., Maximov M., Ustinov V. // Proc. 15th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology. Novosibirsk, 2007. P. 73–74.
- [4] Goray L.I. // Nucl. Inst. and Meth. 2005. Vol. A536. N 1–2. P. 211–221.
- [5] Goray L.I., Cirlin G.E., Alvers E., Samsonenko Yu.B., Tonkih A.A., Polyakov N.K., Egorov V.A. // Proc. 15th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology. Novosibirsk, 2007. P. 118–119.
- [6] Цырлин Г.Э., Петров В.Н., Масалов С.А., Голубок А.О. // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 6. С. 733–737.
- [7] Goray L.I., Seely J.F., Sadov S.Yu. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 094901.
- [8] Goray L.I. // Proc. SPIE. 2007. Vol. 6617. P. 661 719.
- [9] Rathsfeld A., Schmidt G., Kleemann B.H. // Commun. Comput. Phys. 2006. Vol. 1. N 6. P. 984–1009.
- [10] Tersoff J., Teichert C., Lagally M.G. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N 10. P. 1675–1678.
- [11] Dubrovski V.G., Cirlin G.E., Musikhin Yu.G., Samsonenko Yu.B., Tonkikh A.A., Polyakov N.K., Egorov V.A., Tsatsul'nikov A.F., Krizhanovskaya N.A., Ustinov V.M., Werner P. // J. Cryst. Growth. 2004. Vol. 267. N 1–2. P. 47–59.
- [12] Фалеев Н.Н., Павлов К.М., Пунегов В.И., Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Ковш А.Р., Михрин С.М., Устинов В.М., Tabuchi M., Takeda Y. // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 11. С. 1359–1368.
- [13] Егоров В.А., Цырлин Г.Э. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 5. С. 86–94.
- [14] Spiller E. Soft x-ray optics. Bellingham. SPIE, 1994. 278 p.
- [15] (http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants)
- [16] Stover J.C. Optical scattering: measurement and analysis. Bellingham. SPIE, 1995. 321 p.
- [17] Бушуев В.А. // Поверхность. Рентг., синх. и нейтр. иссл. 2007. № 9. С. 29–34.
- [18] Hutley M.C. Diffraction Gratings. London: Academic Press, 1982. 330 p.
- [19] Пчеляков О.П., Болховитянов Ю.Б., Двуреченский А.В., Соколов Л.В., Никифоров А.И., Якимов А.И., Фойхтлендер Б. // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 11. С. 1281–1299.