

САМОСОГЛАСОВАННАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ КВАНТОВЫХ ЯМ ПОЛУПРОВОДНИКОВ A^2B^6

В. П. Мартовицкий^{a}, В. И. Козловский^a, П. И. Кузнецов^b, Д. А. Санников^a*

^a *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
141190, Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 7 февраля 2007 г.

Для исследования квантовых ям (КЯ) шириной 5–8 нм, разделенных толстыми барьерными слоями 100–220 нм, разработана рентгенодифракционная методика с использованием слегка расходящегося пучка ($3'$) и максимально достижимых углов дифракции вплоть до $\theta_B = 77^\circ$. Преимущество такой методики по сравнению с применением параллельного пучка заключается в повышении на два порядка интенсивности пучка, падающего на образец, и в увеличении вероятности дифракции всех КЯ как единого монокристалла. Обнаружено, что рост на подложках GaAs, разориентированных от плоскости (001) на угол 10° к направлению $[111]_A$, вызывает моноклинизацию кристаллических решеток слоев КЯ и барьерных слоев в противоположных направлениях. Наблюдается неоднородность состава по толщине каждой ямы. При росте структуры ZnSe/ZnMgSSe, у которой слои имеют период кристаллической решетки, близкий к периоду решетки подложки GaAs, КЯ неоднородно легируются элементами состава барьерных слоев. При росте рассогласованных слоев в структурах ZnCdSe/ZnSSe и ZnCdS/ZnSSe наблюдаемая неоднородность состава КЯ обусловлена тем, что несоответствие в параметрах решеток КЯ и барьеров стимулирует рост самосогласованных составов, понижая на начальных этапах роста концентрацию кадмия в КЯ $Zn_{1-x}Cd_xSe$ по сравнению с его концентрацией в потоке газов и повышая концентрацию цинка в КЯ $Cd_{1-x}Zn_xS$ при малых x до концентрации согласования с GaAs ($x = 0.4$). Напряжения несоответствия частично релаксируются дислокациями с плоскостями скольжения $(111)_A$, в результате чего наблюдается сочетание поворота кристаллических плоскостей слоев и КЯ вокруг оси $[1\bar{1}0]$ с почти цилиндрическим изгибом всего образца вокруг перпендикулярной оси $[110]$. Рассогласование параметра решетки барьерных слоев ZnMgSSe с подложкой вызывает распад этих слоев на две фазы, обусловленный термодинамической неустойчивостью твердого раствора.

PACS: 61.10.Nz, 68.55.Jk, 68.65.Hb, 78.67.De

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на значительные достижения последних лет в технологии полупроводниковых соединений нитридов третьей группы Периодической таблицы элементов, A^3N , и их применении в лазерах и светодиодах, полупроводниковые соединения A^2B^6 по-прежнему являются наиболее перспективным материалом для создания лазеров в видимой области спектра, особенно зеленого диапазона. Основной трудностью создания надежного инжекционного лазера на основе наноструктур ZnCdSe/ZnMgSSe явля-

ется деградация слоев с проводимостью p -типа [1]. Эта проблема отсутствует в полупроводниковых лазерах с продольной накачкой электронным пучком или излучением лазерных диодов на основе GaN, которые являются перспективными источниками монохроматического света для дисплейных технологий [2].

Наноструктуры, используемые в таких лазерах, имеют ряд особенностей по сравнению со структурами для обычных инжекционных лазеров и светодиодов. Прежде всего они имеют большую толщину (3–5 мкм). Кроме того, они должны обеспечивать достижение резонансно-периодического уси-

*E-mail: martov@okb.lpi.troitsk.ru

ления, когда квантовые ямы (КЯ) помещаются в пучности моды микрорезонатора [3], т. е. структуры должны иметь много КЯ, расположенных с периодом, кратным половине длины волны генерируемого излучения в структуре, равной примерно 100 нм. Такие структуры трудно сделать изопериодными, особенно если состав КЯ, необходимый для реализации заданной длины волны излучения, существенно рассогласован с ростовой подложкой по периоду кристаллической решетки. Упругие напряжения, вызванные рассогласованием, накапливаются от КЯ к КЯ и могут превысить критические значения, после чего вводятся структурные дефекты. Тонкая компенсация напряжений путем ввода напряжений обратного знака в толстых барьерных слоях затруднена при большой толщине структуры. При точной ориентации подложки по плоскости (001) появление структурных дефектов приводит к увеличению шероховатости ростовой поверхности, что недопустимо для лазеров. Лучшая зеркальность поверхности достигается при разориентации подложки от плоскости (001) на угол примерно 10° . При таком угле отклонения от кристаллографической плоскости (001) из-за разных значений модуля Юнга в направлениях [001] и [111] упругая деформация решеток КЯ и слоев должна приводить как к тетрагональной, так и к моноклинной деформациям их элементарных решеток [4]. Моноклинная деформация затрудняет анализ таких структур обычными методами рентгеновской дифракции, использующими параллельный пучок и симметричные рефлексы типа (004). Требуется более детальное исследование с применением целого набора дифракционных рефлексов.

Для получения наноструктур большой толщины необходимо использовать технологию эпитаксиального роста с достаточно высокой скоростью роста. Такой технологией является парофазная эпитаксия из металлоорганических соединений при повышенной температуре (430–460 °С). Обычно наноструктуры A^2B^6 получают этим методом при более низких температурах (300–330 °С), чтобы предотвратить расплывание гетерограниц за счет взаимной диффузии элементов. Однако мы считаем, что более существенным фактором, стимулирующим взаимную диффузию, является наличие дефектов вблизи гетерограницы, и повышение температуры до указанных величин может способствовать уменьшению этой диффузии за счет снижения числа соответствующих дефектов [5]. Ранее парофазная эпитаксия использовалась в основном для выращивания относительно тонких структур для инжекционных лазеров [6–8]. Полученные результаты с помощью дан-

ной технологии пока значительно превосходят результаты с использованием молекулярно-пучковой эпитаксии [9].

В настоящей работе представлены результаты рентгенодифракционных исследований наноструктур A^2B^6 для лазеров с продольной накачкой, полученных при повышенной температуре роста на разориентированных относительно плоскости (001) подложках. Специально разработанная для изучения таких структур методика позволяет выявлять неоднородность КЯ по толщине, возникающую как из-за особенностей метода парофазной эпитаксии при быстром росте, так и из-за самосогласованного напряжениями роста ям тройного состава. Лучшие со структурной точки зрения КЯ имеют небольшой разброс в величинах тетрагональной и моноклинной деформаций их решеток, тогда как в других КЯ наблюдается частичная релаксация напряжений по плоскостям (111)_A.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Наноструктуры ZnSe (CdZnS, ZnCdSe)–ZnSeS или ZnSe–ZnMgSeS с числом пар от 30 до 55 и толщинами соответственно 5–15 нм и 90–290 нм были выращены методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках (001)GaAs, разориентированных на 10° в направлении [111]_A. Основные параметры структур, исследованных в данной работе, сведены в таблицу. Здесь также приведены параметры структуры GaInP/AlGaInP, полученной методом парофазной эпитаксии в Технологическом центре при Университете г. Шеффилда (Великобритания) и использованной в ряде сравнительных экспериментов. Исследовались также аналогичные структуры, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, но по структурному совершенству и квантовому выходу они значительно уступали структурам, полученным методом парофазной эпитаксии.

Толщины КЯ и барьерных слоев контролировались непосредственно в процессе роста по фотоотражению, состав и однородность слоев по глубине структуры определялись по катодолюминесценции при различных ускоряющих напряжениях. В отдельных случаях для измерения состава на различной глубине образца использовалось селективное травление заданного числа пар с последующим сравнением спектров фотолуминесценции вышедших на поверхность слоев со спектрами внешних слоев исходной структуры.

Параметры исследованных структур

№ структуры	Число КЯ	Ширина КЯ, нм	Длина волны излучения КЯ, нм	Длина волны излучения барьера, нм	Состав барьерных слоев	Состав КЯ	Толщина структуры, мкм	Период структуры, нм
К-1843	17	8	628	536	$(Al_{0.7}Ga_{0.3})_{0.5}In_{0.5}P$	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$	5.0	284
D-161	27	5	505	451	$ZnS_{0.09}Se_{0.91}$	$Zn_xCd_{1-x}S$	6.1	220
D-251	40	15	459	452	$ZnS_{0.08}Se_{0.92}$	ZnSe	6.1	153
Ку-418	60	11	458	452	$ZnS_{0.08}Se_{0.92}$	ZnSe	6.8	110
Ку-500	50	6	535	458	$ZnS_{0.05}Se_{0.95}$	$Zn_xCd_{1-x}Se$	4.9	96
Ку-513	53	6	540	457	$ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	$Zn_xCd_{1-x}Se$	5.8	107
Ку-M231	50	8	458	425	$Zn_{0.88}Mg_{0.12}S_{0.18}Se_{0.82}$	ZnSe : Mg	5.0	98
Ку-M252	30	6.5	454	427	$Zn_{0.91}Mg_{0.09}S_{0.20}Se_{0.80}$	ZnSe : Mg	5.4	179
Ку-M269	30	6.5	454	419	$Zn_{0.89}Mg_{0.11}S_{0.25}Se_{0.75}$	ZnSe : Mg	5.3	178
Ку-M276	15	5.5	456	415	$Zn_{0.85}Mg_{0.15}S_{0.24}Se_{0.76}$	ZnSe : Mg	2.6	163
Ку-M284	30	8	463	410	$Zn_{0.84}Mg_{0.16}S_{0.24}Se_{0.76}$	$Zn_xCd_{1-x}Se$	4.5	145

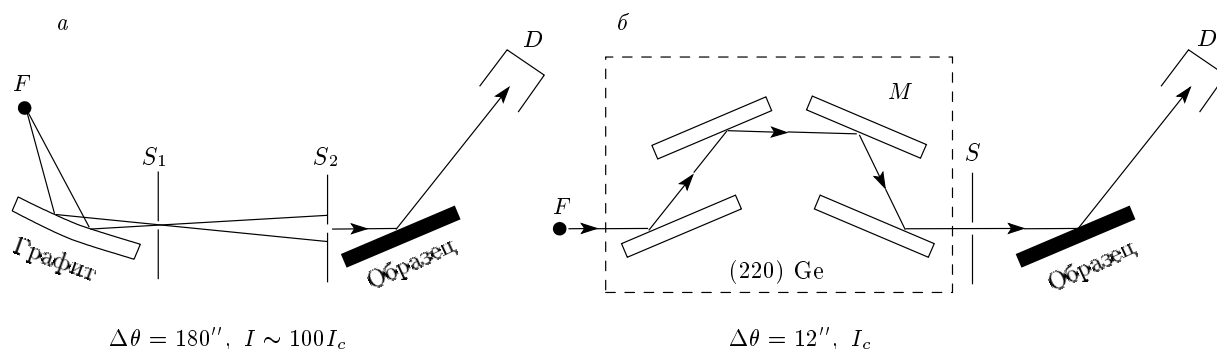


Рис. 1. Повышение интенсивности на два порядка и расходимости рентгеновского пучка в 15 раз при использовании графитового монохроматора и дополнительной узкой щели S_2 (а) по сравнению с обычной высокоразрешающей методикой, использующей монохроматор (М) из четырех монокристаллов германия (б)

Для оценки структурного совершенства сверхрешеток стало общепринятым применение высокоразрешающих методов рентгенодифракционного анализа с использованием четырехкристального монохроматора с расходимостью $\Delta\theta$ рентгеновского пучка всего $12''$ (рис. 1б) [10]. Естественной платой за высокое разрешение является уменьшение на несколько порядков интенсивности I_c рентгеновского монохро-

матизированного пучка. Это особенно заметно при исследовании периодических структур с большим соотношением толщин КЯ и барьерных слоев, как в настоящей работе, 1 : (12–35). Кроме того, малая толщина каждой отдельной ямы приводит к размытию отраженного рентгеновского пучка в некотором интервале углов по обе стороны от точного значения брэгговского угла θ_B . Поэтому в геометрии на

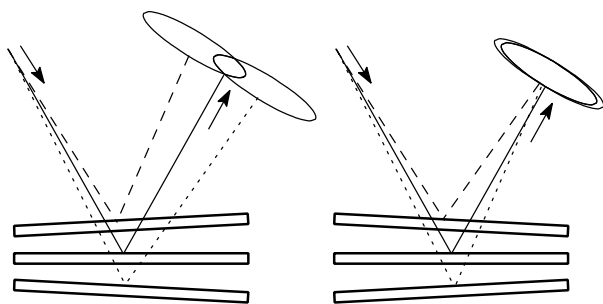


Рис. 2. Различные случаи интерференции отраженных рентгеновских лучей от системы тонких слегка разориентированных пластин при освещении их расходящимся пучком

отражение с использованием почти параллельного рентгеновского пучка даже на сильнейшем рефлексе (004) интенсивность отражения от КЯ примерно на два–три порядка ниже, чем от барьерных слоев, и находится примерно на уровне фона.

Для повышения интенсивности отражения от КЯ мы использовали первичный графитовый монохроматор с дополнительной вертикальной щелью 0.1 мм, установленной непосредственно перед исследуемым образцом (рис. 1а). Интенсивность отражения от графитового монохроматора как минимум на два порядка выше, чем при использовании монохроматора из монокристаллического германия, поскольку она пропорциональна квадрату числа электронов в элементарной ячейке, тогда как интенсивность отражения совершенного монокристалла пропорциональна только числу электронов в ячейке [11]. Дополнительная щель дает возможность как сузить расходимость падающего пучка до $180''$, так и избежать размытия асимметричных рефлексов при нарушении фокусировки пучка в геометрии Брэгга–Брентано. В такой геометрии имеется возможность без труда получать пики от КЯ для всего углового диапазона брэгговских углов (вплоть до $\theta_B = 77^\circ$). При большом угле дифракции в геометрии на отражение можно использовать плоскости с большими углами наклона φ к ростовой поверхности ($\theta_B > \varphi$), что позволяет для КЯ определять по отдельности величины тетрагональной и моноклиной деформаций, а также углы поворота отражающих плоскостей КЯ и слоев относительно друг друга и суммарный поворот всей периодической структуры относительно подложки.

Еще одним преимуществом использования слегка расходящегося пучка рентгеновских лучей для изучения структурных особенностей КЯ является

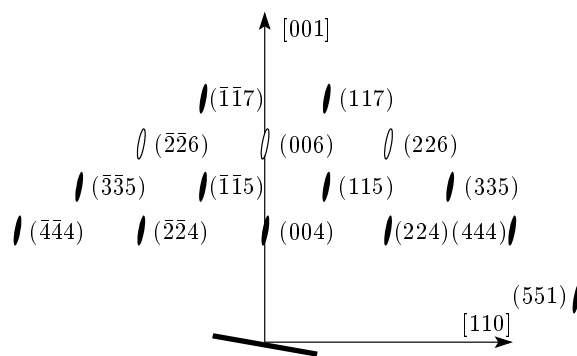


Рис. 3. Фрагмент сечения обратной решетки плоскостью $(1\bar{1}0)$ для квантовых ям ZnSe, выросших на подложках GaAs, разориентированных на 10° в направлении $[111]_A$. Указаны только рефлексы, использованные в настоящей работе

возрастание вероятности интерференции пучков, отраженных от ям с небольшим различием в параметрах решетки или с небольшими углами поворота решеток друг относительно друга. Это в упрощенной форме показано на рис. 2. При записи кривых φ - 2θ -сканирования от КЯ, разориентация кристаллических плоскостей которых меньше, чем расходимость рентгеновского пучка, уширенные из-за малой толщины каждой отдельной ямы дифракционные пятна интерферируют между собой. Степень интерференции зависит от направления разориентации ям относительно падающего пучка. При освещении той же самой структуры параллельным пучком отражение будет наблюдаться только от КЯ, кристаллические плоскости которых удовлетворяют условию Брэгга.

На рис. 3 приведен фрагмент обратной решетки для КЯ ZnSe, дифракционные пятна от которых размыты из-за малой толщины в направлении, перпендикулярном ростовой поверхности. На этом рисунке представлено большинство рефлексов, используемых в настоящей работе. Наиболее эффективными оказались рефлексы (444) и $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ с брэгговским углом $\theta_B \approx 70.72^\circ$ для GaAs и углами наклона к ростовой поверхности соответственно $\varphi_{(111)} = 44.74^\circ$ и $\varphi_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})} = 64.74^\circ$, а также рефлекс (117) с углом дифракции $\theta_B \approx 76.7^\circ$, который практически перпендикулярен поверхности образца ($\varphi_{(117)} = 1.42^\circ$). Рефлекс (551) интересен тем, что при том же значении межплоскостного расстояния, как и у рефлекса (117), отраженный рентгеновский луч образует с ростовой поверхностью угол всего 4.6° , поэтому глубина проникновения рентгеновских лучей в кристалл уменьшается до двух микрометров, что поз-

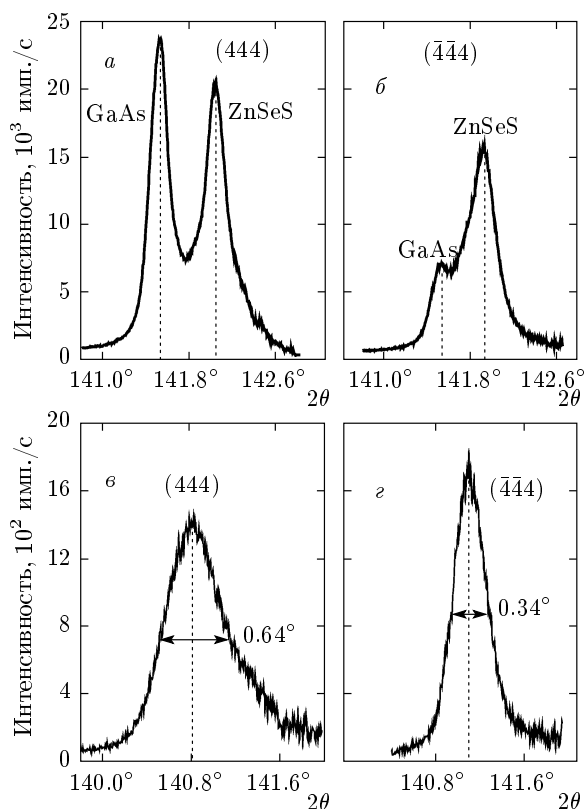


Рис. 4. Профили рефлексов (444) и $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$, записанные в режиме φ - 2θ -сканирования образца D-251 (соответственно *a, в* и *б, з*). Максимумы линии $K_{\alpha 2}$ удалены программным путем. Смещения максимумов пиков слоев ZnSeS из-за моноклинной деформации их элементарной ячейки (*a, б*) противоположны смещениям максимумов пиков от КЯ (*в, з*)

воляет исследовать только верхние пары сверхрешеток. Иногда использовались также слабые рефлексы (006) и (226), структурный фактор которых пропорционален разности электронных плотностей в анионной и катионной подрешетках.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4*a* для образца D-251 приведены профили рефлексов (444) и $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ для подложки GaAs и слоев ZnSeS, а на рис. 4*б* — профили тех же рефлексов для КЯ ZnSe. Хорошо видно, что положения максимумов слоев и ям смещаются в противоположных направлениях относительно максимумов подложки, используемых в качестве реперов. Если пик слоев сдвинут в сторону больших углов на рефлексе (444), то пик КЯ сдвинут в сторону больших углов на рефлексе $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$. Противоположные смеще-

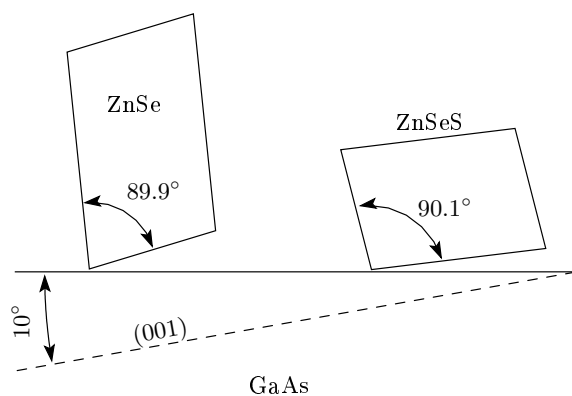


Рис. 5. Моноклинная деформация КЯ ZnSe с большим значением параметра решетки, чем у подложки GaAs, и барьеров ZnSeS с меньшим параметром решетки. Значения углов моноклинизации примерно соответствуют экспериментально наблюдаемым углам в образце D-251

ния пиков слоев и КЯ хорошо объясняются различным направлением моноклинной деформации их решеток (рис. 5), поскольку в структуре D-251 среднее релаксированное значение параметра решетки для слоев (5.6433 Å) меньше, а для КЯ (5.6605 Å) больше, чем для подложки GaAs (5.6537 Å). Отметим, что несмотря на десятикратное различие в толщинах слоев и КЯ величина средней тетрагональной деформации решетки КЯ ($a_{\perp}/a_{\parallel} = 1.0017$) в этом образце даже меньше, чем у слоев ($a_{\perp}/a_{\parallel} = 0.9967$). Мы считаем, что главной причиной частичного сброса напряжений в КЯ является отклонение их состава от стехиометричного, поскольку в лучших структурах с КЯ ZnSe нами наблюдалась только упругая деформация.

Другой особенностью профилей рефлексов КЯ на рис. 4*б* является примерно вдвое меньшая полуширина рефлекса $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ по сравнению с полушириной рефлекса (444). Это может быть следствием большего угла наклона нормали $[\bar{1}\bar{1}1]$ ($\varphi_{[\bar{1}\bar{1}1]} = 64.74^\circ$) по сравнению с углом наклона нормали $[111]$ ($\varphi_{[111]} = 44.74^\circ$), если учитывать вытянутый характер дифракционных пятен от тонких слоев (см. рис. 3). Действительно, полуширина рефлекса $(\bar{1}\bar{1}7)$ для КЯ (1.5°) примерно в 15 раз больше полуширины этого же рефлекса для подложки (рис. 6*a*). Однако полуширина рефлекса $(\bar{1}\bar{1}7)$ в несколько раз превышает расчетное значение, если принимать во внимание только уширения рефлексов из-за малой толщины каждой отдельной ямы. Кроме того, положение максимума рефлекса $(\bar{1}\bar{1}7)$ смещается на 0.3° в сторону меньших уг-

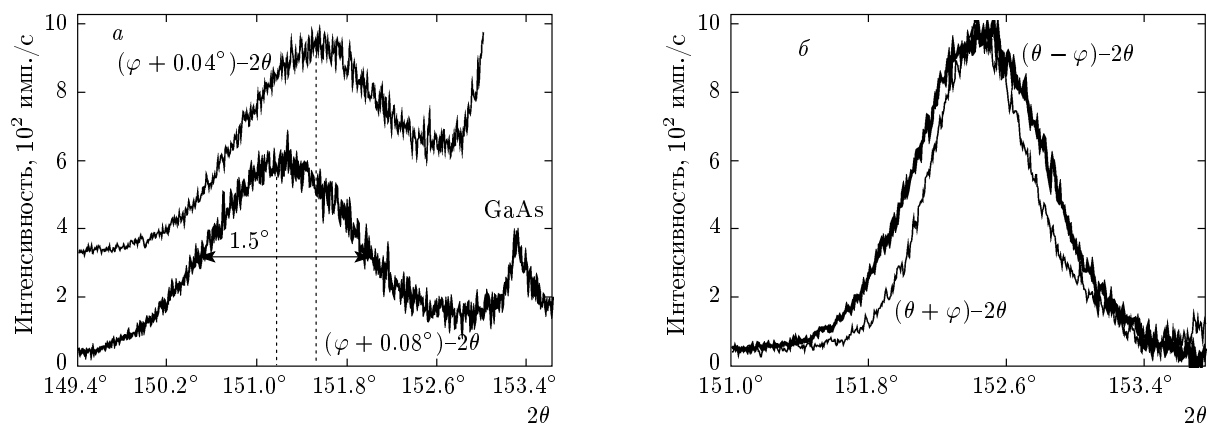


Рис. 6. Влияние неоднородного состава КЯ ZnSe образца D-251 на положения и полуширины рефлексов с большими углами дифракции: *a* — сдвиг максимума рефлекса $(\bar{1}\bar{1}7)$ на 0.3° вместо предполагаемого сдвига на 0.08° при дополнительной разориентации структуры на 0.04° ; *b* — меньшая полуширина рефлекса (515) КЯ, записанная при большом угле падения рентгеновских лучей на образец, по сравнению с полушириной того же рефлекса, но записанного при малом угле падения

лов при разориентации кристалла всего на 0.04° (рис. 6а). Для однородных образцов такое смещение равно удвоенному углу поворота кристалла по шкале углов φ . Это прямо указывает на существование неоднородности в параметрах решеток КЯ вдоль нормали к ростовой поверхности либо из-за частичной релаксации напряжений несоответствия, либо из-за изменения состава в процессе роста структуры. Данные по катодолуминесценции при различных ускоряющих напряжениях и, следовательно, при различных глубинах проникновения электронного пучка в образец позволяют считать главной причиной уширения рефлексов именно наличие неоднородности в каждой отдельной яме, а не по глубине образца. Относительно широкие пики от структуры D-251 связаны, по-видимому, с релаксацией структуры из-за большой суммарной толщины КЯ ZnSe ($0.6 \mu\text{м}$), что значительно превышает критическую толщину ($0.15 \mu\text{м}$) относительно кристаллической решетки GaAs.

Другим указанием на присутствие неоднородностей в КЯ во всех исследованных образцах является уширение каждого асимметричного рефлекса, записанного при сканировании в геометрии $(\theta - \varphi) - 2\theta$ по сравнению с геометрией $(\theta + \varphi) - 2\theta$ (рис. 6б). Полуширины рефлексов подложки для двух геометрий остаются одинаковыми.

На рис. 7 приведены профили рефлексов (444) и $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ для КЯ GaInP образца K-1843 с барьерами AlGaInP на подложках GaAs, разориентированных на 10° . Более узким из них является рефлекс

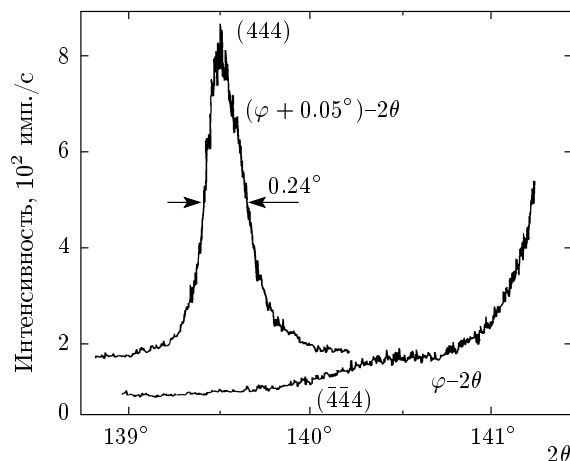


Рис. 7. Сужение примерно в четыре раза полуширины рефлекса (444) по сравнению с полушириной рефлекса $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ для семнадцати КЯ GaInP (толщина каждой 80 \AA) в образце K-1843

(444) , и это прямо противоположно уширению кривых для образца D-251 (см. рис. 4б). Релаксированное значение параметра решетки для КЯ GaInP больше, чем для GaAs (как и для КЯ ZnSe), поэтому из-за моноклинной деформации максимум рефлекса (444) сдвинут в сторону меньших углов по сравнению с максимумом рефлекса $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$. Следовательно, различие в 20° в угле наклона к ростовой поверхности не является основной причиной уширения рефлекса (444) по сравнению с рефлексом $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$. Полуширина рефлекса (444) для КЯ GaInP состав-

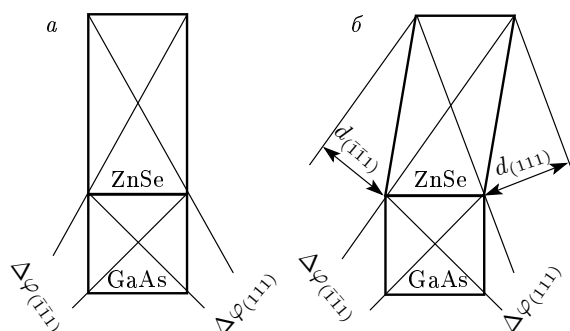


Рис. 8. Изменение межплоскостных расстояний и углов наклона плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ при тетрагональной (а) и тетрагональной плюс моноклинной (б) деформациях решеток КЯ ZnSe. Моноклинизация решетки с большим значением параметра, чем у подложки, приводит к возрастанию межплоскостного расстояния $d_{(111)}$ и угла $\Delta\varphi_{(111)}$ по сравнению с $d_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})}$ и $\Delta\varphi_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})}$

ляет всего 0.24° , тогда как для рефлекса $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ она равна примерно 1° . Если оценить размер области когерентного рассеяния рентгеновских лучей по полуширине рефлекса (444) согласно формуле Шеррера–Селякова [12], то он окажется равным 1050 \AA вдоль вектора дифракции [111]. Это соответствует размеру области когерентного рассеяния около 740 \AA вдоль нормали к ростовой поверхности при суммарной толщине 1360 \AA всех семнадцати КЯ по 80 \AA . Следовательно, в направлении [111] более половины всех ям отражают рентгеновские лучи как единое целое. А в направлении $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ размер области когерентного рассеяния примерно в четыре раза меньше. Это позволяет считать, что главной причиной сужения одних рефлексов КЯ по сравнению с другими является различная интерференция отраженных рентгеновских лучей набором КЯ согласно рис. 2. В образцах с КЯ A^2B^6 нами также наблюдался случай более узкого рефлекса (444) по сравнению с рефлексом $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$, однако не с таким большим различием, как в структурах A^3B^5 . Для понимания причин уширения одних рефлексов КЯ по сравнению с другими нужно рассмотреть возможные модели релаксации напряжений несоответствия в параметрах решеток КЯ относительно подложки.

Упругая релаксация напряжений КЯ ZnSe, выращенных на подложках (001)GaAs, приводит к тетрагональной деформации решетки, в результате которой появляется разориентация $\Delta\varphi$ между одноименными асимметричными плоскостями КЯ и подложки (рис. 8а). Если в КЯ имеется неоднородность по

составу, то она будет приводить к различным уровням тетрагональной деформации решетки. Тогда согласно схеме, приведенной выше на рис. 2, асимметричные рефлексы КЯ, записанные в геометрии $(\theta + \varphi) - 2\theta$, должны быть уже, чем те же самые рефлексы, записанные в геометрии $(\theta - \varphi) - 2\theta$, что и наблюдается на практике (рис. 6б).

При росте на разориентированных подложках помимо тетрагональной деформации должна происходить также моноклинизация решеток слоев и КЯ из-за большего значения модуля Юнга в направлении [111] по сравнению с направлением [001] [13]. Это приводит к возрастанию как межплоскостного расстояния $d_{(111)}$, так и угла наклона $\Delta\varphi_{(111)}$ по сравнению с аналогичными значениями для плоскости $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ (рис. 8б). При наличии разброса в параметрах решеток КЯ, выращенных на разориентированных подложках GaAs, упругая релаксация напряжений несоответствия будет приводить к появлению дополнительной разориентации плоскостей (111) по сравнению с плоскостями $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ из-за возрастания угла моноклинизации решетки с ростом параметра решетки (рис. 9а). В этом случае полуширина рефлекса $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ КЯ будет меньше полуширины рефлекса (444) (см. рис. 4б). Если же возрастание несоответствия в параметрах решеток КЯ снимается дислокациями несоответствия на границах раздела, то большему значению параметра решетки будет соответствовать больший угол поворота кристаллических плоскостей ям и основной разворот будет наблюдаться для плоскостей $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ (рис. 9б). В этом случае полуширина рефлекса (444) будет меньше полуширины рефлекса $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ (см. рис. 7).

Для изучения неоднородностей КЯ наряду с записью кривых в режиме $\varphi - 2\theta$ -сканирования нами применялся также метод последовательной записи кривых качания в фиксированных положениях счетчика импульсов с шагом в 0.1° по шкале 2θ . В геометрии с дополнительной щелью интенсивные рефлексы от подложки и барьерных слоев характеризуются присутствием «хвостов» по обе стороны от максимумов с равномерным понижением интенсивности этих «хвостов» до 2–0.5% при отклонении от точного значения угла Брэгга соответственно на 0.5 – 1.5° . По-видимому, появление хвостов связано с присутствием небольшой доли «белого» излучения с длинами волн, близкими к длине волны характеристического излучения меди. Несмотря на уменьшение интенсивности в хвосте, положение максимума пика на кривой качания сдвигается ровно на половину угла отклонения счетчика от брэгговского максимума. Поэтому положение максимумов хвостов на

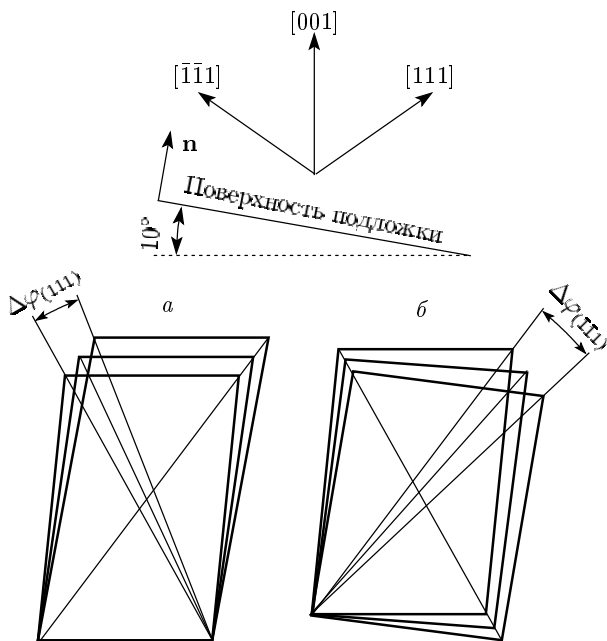


Рис. 9. Дополнительная разориентация плоскостей на угол $\Delta\varphi$ в случае существования разброса в параметрах решетки КЯ: *a* — для плоскостей (111) при полностью упругой релаксации несоответствия в параметрах решеток подложки и КЯ; *b* — для плоскостей ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) КЯ при появлении дислокаций несоответствия на границах раздела

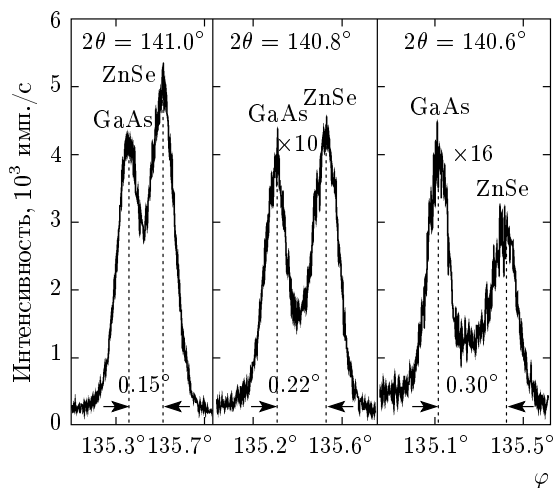


Рис. 10. Кривые качания хвоста пика подложки и пика КЯ образца Ку-M231 при различных фиксированных положениях счетчика импульсов. Неоднородный состав КЯ при упругой релаксации несоответствия в параметрах решеток ведет к возрастанию углового расстояния между максимумами пиков подложки и КЯ

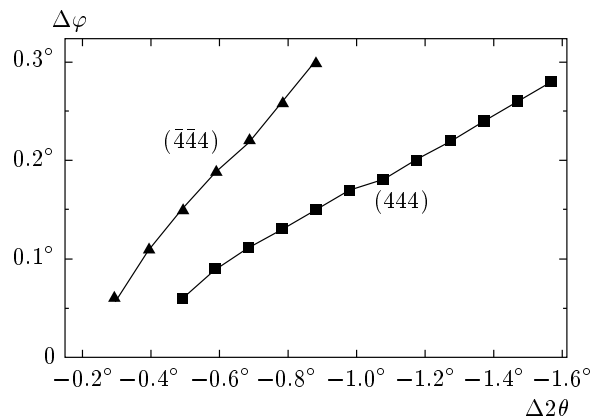


Рис. 11. Угловые расстояния $\Delta\varphi$ между максимумами пиков подложки и КЯ на кривых качания в зависимости от отклонения счетчика импульсов на угол $\Delta 2\theta$ от положения максимума пика подложки на рефлексах $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ и (444) для образца Ку-M231

кривых качания удобно использовать в качестве реперов для оценки величины сдвига максимумов кривых качания КЯ.

На рис. 10 для образца Ку-M231 с КЯ ZnSe и барьерами ZnMgSSe приведены кривые качания рефлекса $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ в трех фиксированных положениях счетчика импульсов. Хорошо видно возрастание углового расстояния $\Delta\varphi$ между максимумами пиков хвоста подложки и КЯ при уменьшении углового положения счетчика. Отметим, что полуширины кривых качания КЯ остаются узкими и примерно равными полуширине кривой качания подложки. Поскольку меньшему значению брэгговского угла соответствует большее значение параметра решетки, полученные данные можно интерпретировать как возрастание величин тетрагональной и моноклинной деформаций при увеличении релаксированного значения параметра решетки у некоторого объема КЯ.

На рис. 11 для этих же рефлексов (444) и $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ приведены значения угловых расстояний $\Delta\varphi$ между пиками подложки и КЯ в зависимости от отклонения счетчика импульсов на угол $\Delta 2\theta$ от положения максимума пика подложки. На рефлексе $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ первое разрешаемое угловое расстояние $\Delta\varphi = 0.05^\circ$ между пиками подложки и КЯ фиксируется при $\Delta 2\theta = -0.3^\circ$ и достигает максимального значения $\Delta\varphi = 0.3^\circ$ при отклонении счетчика на угол $\Delta 2\theta = -0.9^\circ$. Следовательно, кристаллические плоскости для двух крайних случаев упругой деформации ($\Delta\varphi = 0.05^\circ$, $a_\perp/a_\parallel = 1.0022$ и $\Delta\varphi = 0.30^\circ$, $a_\perp/a_\parallel = 1.0112$) на рефлексе $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ имеют разницу в межплоскостных расстояниях $\Delta d/d = 1.0018$.

Дополнительный поворот кристаллических плоскостей (111) из-за увеличения уровня моноклинной деформации решетки при возрастании параметра решетки КЯ (см. рис. 9а) приводит на рефлексе (444) к более пологой зависимости изменения углового расстояния между максимумами пиков подложки и КЯ от величины отклонения положения счетчика импульсов. Поскольку угловое расстояние между максимумами пиков линий $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ по шкале 2θ составляет 0.78° , а диапазон ненулевой интенсивности от КЯ на рефлексе (444) достигает 1.1° , на кривых качания этого рефлекса для КЯ должен наблюдаться также пик от линии $K_{\alpha 2}$. Угловое расстояние между максимумами пиков линий $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ ($\Delta 2\theta_{1-2}$) может служить критерием различия способов релаксации напряжений несоответствия. При полностью упругой релаксации несоответствия в параметрах решеток подложки и КЯ имеем $\Delta 2\theta_{1-2} = 0.39^\circ - \Delta\varphi_1$, где $\Delta\varphi_1$ соответствует смещению пика линии $K_{\alpha 1}$ при сдвиге счетчика импульсов на величину $\Delta 2\theta = 0.78^\circ$. Кривые качания на рефлексе (444) образца Ку-М231 в точности соответствуют случаю упругой релаксации напряжений несоответствия в КЯ.

При записи таких же кривых качания для образца D-251 обнаруживается две особенности по сравнению с образцом Ку-М231. Во-первых, величина разброса параметров решетки в образце D-251 меньше, чем в Ку-М231. Это связано с отсутствием магния при выращивании барьерных слоев ZnSeS. Во-вторых, на кривых качания рефлекса (444) образца D-251 со стороны больших углов появляется небольшое размытие пика КЯ, которое связано с частичной пластической деформацией решетки из-за большой суммарной толщины КЯ, что лучше заметно в КЯ тройного состава.

Другой тип неоднородности возникает в КЯ тройного состава. Фотолюминесценция структур ZnCdSe/ZnSSe в зависимости от времени роста (толщины) КЯ показывает «запаздывание» вхождения кадмия в КЯ. Длинноволновый сдвиг линии излучения структуры с увеличением толщины КЯ существенно отличается от сдвига, ожидаемого за счет квантово-размерного эффекта при условии постоянства состава слоев ZnCdSe. По структурным данным концентрация кадмия в КЯ ZnCdSe всегда меньше, чем его концентрация в толстых эпитаксиальных пленках, полученных из того же состава паров.

При неоднородном вхождении кадмия по толщине каждой КЯ в образце Ку-500 наблюдаются сочетание заметной разориентации кристаллических

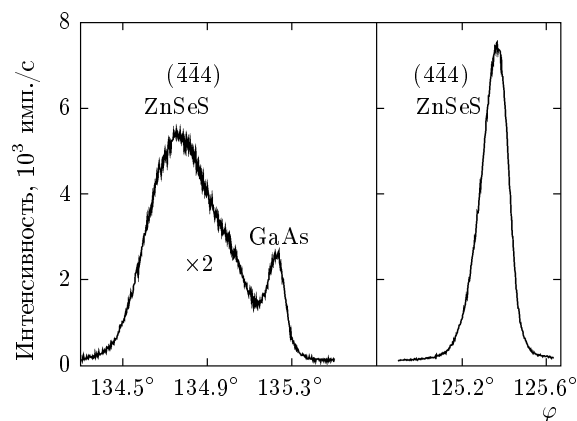


Рис. 12. Разориентация до 0.5° вокруг оси $[1\bar{1}0]$ кристаллических плоскостей слоев ZnSeS на рефлексе $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ в образце Ку-500. В перпендикулярном направлении на рефлексе $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ разориентация практически отсутствует

плоскостей до 0.5° вокруг оси $[1\bar{1}0]$ и практически полное отсутствие разориентации вокруг оси $[110]$ (рис. 12). На спектрах фотоотражения и спектрах, полученных на рентгеновском двухкристальном спектрометре, которые позволяют определять радиус кривизны структуры, наблюдается почти цилиндрический изгиб структуры вокруг оси $[110]$. Разориентация кристаллических плоскостей КЯ и слоев в одном направлении и цилиндрический изгиб в другом означают, что в таких образцах происходит появление дислокаций несоответствия с плоскостями скольжения $(111)_A$, в то время как дислокации с плоскостями скольжения $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})_B$ еще отсутствуют. Этот результат согласуется с большей подвижностью α -дислокаций по сравнению с β -дислокациями в структуре сфалерита [14].

На рис. 13 приведены кривые качания образца Ку-500, записанные на рефлексе (444). Проекция этого рефлекса на ростовую поверхность перпендикулярна направлению разориентации подложки. Поскольку дифракция рентгеновских лучей имеет высокую чувствительность только к разориентациям кристаллических плоскостей вокруг оси, перпендикулярной плоскости дифракции, кривые качания на рефлексе $(\bar{4}\bar{4}\bar{4})$ выявляют способ релаксации несоответствия в параметрах решеток подложки и КЯ в зоне $[110]$, т.е. по плоскостям $(111)_B$. На этих кривых помимо максимума КЯ пика линии $K_{\alpha 1}$ наблюдается также максимум пика линии $K_{\alpha 2}$, угловое положение которого соответствует модели упругой деформации.

В образце Ку-513 разориентация кристалличе-

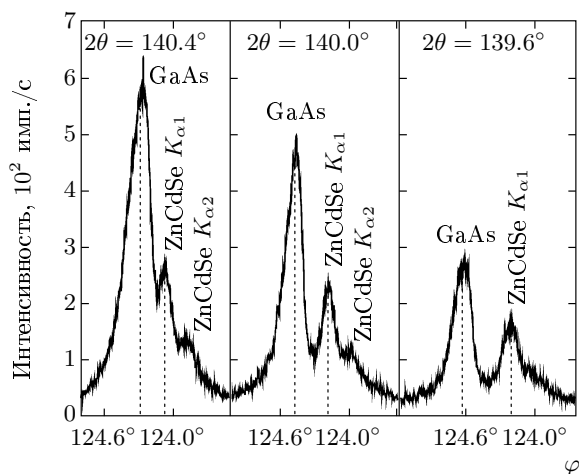


Рис. 13. Кривые качания хвоста пика подложки и пика КЯ образца Ки-500 при различных фиксированных положениях счетчика импульсов на рефлексе (444), проекция нормали которого на ростовую поверхность составляет угол 90° с направлением разориентации подложки. Пик линии $K_{\alpha 2}$ соответствует упруго деформированной решетке КЯ, параметр которой на 0.014 Å больше, чем для линии $K_{\alpha 1}$

ских плоскостей вокруг оси $[1\bar{1}0]$ достигает 1.2° (рис. 14). При этом на кривой качания рефлекса (551) с глубиной проникновения рентгеновских лучей в образец около 2 мкм наблюдается преобладание больших значений разориентаций по сравнению с рефлексом (444). Отметим, что узкий пик на рефлексе (551) не может быть пиком подложки из-за малой глубины проникновения рентгеновских лучей, он соответствует барьерным слоям тех участков наноструктуры, в которых концентрация кадмия в КЯ не превышает нескольких процентов, что не приводит к появлению дислокаций несоответствия. Изображение этих образцов в люминесцентном микроскопе характеризуется разбиением всей площади образца на домены размерами менее микрометра с различными длинами волн.

На рис. 15а приведены кривые качания для образца D-161 с КЯ $Cd_{1-x}Zn_xS$. В отличие от кривых, представленных выше на рис. 10, угловое расстояние между максимумами пиков хвоста подложки и КЯ на рефлексе (444) даже немного уменьшается с ростом углового отклонения счетчика, что свидетельствует о пластической деформации решеток КЯ. Но при этом при больших угловых отклонениях счетчика одновременно появляется и пик линии $K_{\alpha 2}$ от упруго деформированной части КЯ. Заме-

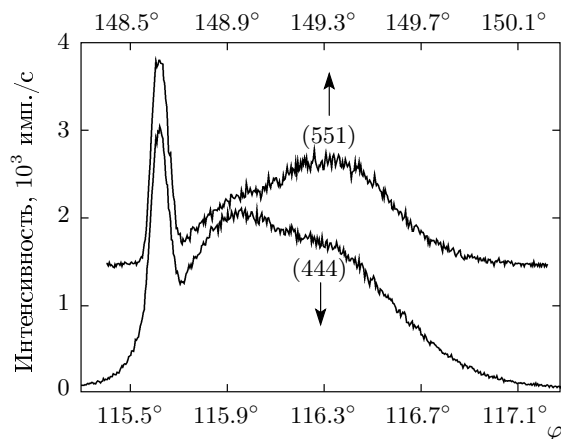


Рис. 14. Возрастание среднего угла разориентации вокруг оси $(1\bar{1}0)$ относительно подложки кристаллических плоскостей слоев ZnSeS в образце Ки-513 при глубине проникновения рентгеновских лучей в образец около 2 мкм на рефлексе (551) по сравнению с кривой качания этих же слоев на рефлексе (444) с глубиной проникновения на всю толщину структуры (5.5 мкм)

тим, что появление пластической деформации в КЯ CdZnS не приводит к накоплению суммарной разориентации между пиками слоев и подложки, как в случае КЯ ZnCdSe (см. рис. 13, 14). В отличие от образцов D-251 и Ки-500 в этом образце спектры катодолюминесценции указывают на существование неоднородности состава КЯ по глубине. По нашему мнению, это можно объяснить развитием пластической деформации в глубинных слоях после формирования большей части слоев, поскольку напряжения возрастают с увеличением числа выросших слоев. Отметим, что в образце D-161 появление второго пика на кривых качания КЯ рефлекса (444) соответствует уширению кривых φ -2 θ -сканирования этого рефлекса по сравнению с кривой рефлекса (444) (рис. 15б).

Напряжения несоответствия не только активно влияют на состав ям, но также способствуют распаду барьеров ZnMgSeS. Лучшими рефлексами для изучения распада слоев на фазы являются (444) и (551). Первый рефлекс интересен тем, что фазы с релаксированными значениями параметров решетки, большими и меньшими параметра решетки подложки, из-за моноклинной деформации их решеток в противоположных направлениях разориентированы между собой на максимально возможный угол. На рефлексе (551) отсутствует пик подложки из-за малой глубины проникновения рентгеновских лучей

(около 2 мкм). На рис. 16 приведены профили рефлекса (444) образца Cu-M276, среднее значение параметра решетки слоев ZnMgSeS в котором больше, чем в GaAs. Хорошо виден распад решетки на две фазы, причем у подчиненной фазы параметр решетки меньше, чем у подложки. Такой же тип распада отмечен нами в образце Cu-M284, но с меньшей интенсивностью подчиненного пика. При этом оба пика слоев примерно вдвое шире пика подложки. Если же параметр решетки слоев меньше, чем у подложки, то распад на две фазы также наблюдается, причем параметр решетки подчиненной фазы практически совпадает с параметром решетки подложки (правая кривая на рис. 16б). Интересно отметить, что распад четверного состава не приводит к уширению кривых качания, поэтому он слабо сказывается на структурном совершенстве КЯ. Это является косвенным свидетельством того, что распад четверного состава происходит после выращивания структуры при ее охлаждении до комнатной температуры. И только при близких значениях параметра решетки слоев к параметру решетки подложки нами не наблюдался распад слоев ZnMgSeS на две фазы, как например, в образце Cu-M231.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Использование графитового монохроматора с дополнительной узкой щелью, установленной непосредственно перед образцом, позволяет примерно на два порядка повысить светосилу падающего рентгеновского пучка по сравнению с распространенным способом монохроматизации четырехкристалльным монохроматором. Графитовый монохроматор широко используется для анализа поликристаллических материалов, но при исследовании монокристаллических пленок без дополнительной узкой щели асимметричные рефлексы уширяются и степень их уширения возрастает с увеличением угла наклона отражающей плоскости к поверхности образца. Помимо выигрыша в интенсивности, при исследовании не очень совершенных КЯ применение слегка расходящегося пучка повышает вероятность интерференции пучков, отраженных набором КЯ. В результате такой интерференции на некоторых рефлексах большинство КЯ отражают рентгеновские лучи как единый монокристалл с возможностью выявления тонкой неоднородности их состава. Заметить с помощью рентгеновских методов в одной квантовой яме ZnSe переходный слой в 10–15 Å из-за присутствия 2–3 % серы представляется невозможным, но

когда тридцать КЯ отражают как единый монокристалл, обнаружить слой в 300–450 Å с другим параметром решетки не представляет труда. Для повышения разрешения в такой методике необходимо использовать рефлексы с большими индексами, поскольку угловое расстояние между максимумами пиков линий $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ увеличивается пропорционально тангенсу угла дифракции, а тангенс начинает быстро возрастать лишь при углах, больших 60° . При использовании рефлексов с большими углами дифракции ($\theta_B > 60^\circ$) число возможных рефлексов увеличивается до 25, что позволяет получать структурную информацию без дополнительных предположений о качестве границ раздела и однородности КЯ, что часто вынужденно делается при использовании всего одного-двух рефлексов [15, 16].

Упругая деформация КЯ и слоев при росте периодических структур на разориентированных на 10° от плоскости (001) подложках GaAs приводит к моноклинизации их решеток из-за большего значения модуля Юнга в направлении [111] по сравнению с направлением [001]. Это сдвигает положение максимумов асимметричных рефлексов и изменяет угол их наклона относительно аналогичных плоскостей подложки. Поскольку в исследованных структурах параметр решетки КЯ больше, чем у подложки, а у барьерных слоев — меньше, эти различия в положениях максимумов рефлексов и их углов наклона могут эффективно использоваться для анализа КЯ. При наличии неоднородностей в параметрах решеток КЯ разные значения моноклинизации решеток или их углов поворота, обусловленные появлением на границах дислокаций несоответствия, по-разному влияют на уширение асимметричных рефлексов, что было использовано в настоящей работе для выявления этих неоднородностей. В лучших структурах с КЯ ZnSe несоответствие в параметрах решеток между подложкой и КЯ снимается упругими напряжениями. По-видимому, степень упругой деформации решеток КЯ можно считать критерием достижения стехиометричности состава. При прочих равных условиях квантовый выход структур уменьшается с ростом пластической деформации в КЯ.

Главная неоднородность КЯ ZnSe, полученных методом парофазной эпитаксии, связана с частичным внедрением в них серы при использовании барьерных слоев ZnSeS или серы и магния при использовании слоев ZnMgSeS. При смене источников газов в процессе перехода от роста барьеров к росту КЯ часть компонентов слоев адсорбируется на стенках реактора и смешивается впоследствии с компонентами, используемыми для роста КЯ. Это при-

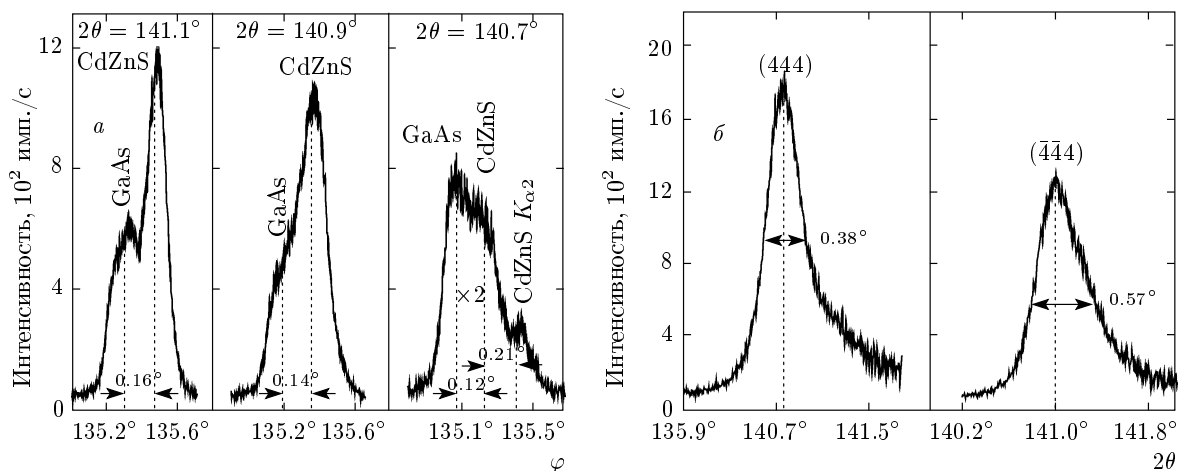


Рис. 15. а) Уменьшение углового расстояния на кривых качания между основным пиком КЯ CdZnS и подложки для больших значений параметра решетки КЯ, свидетельствующее о частичном сбросе упругих напряжений в образце D-161. При малых углах счетчика появляется второй пик от упруго деформированных верхних КЯ. б) Уширение рефлекса (444) КЯ образца D-161 по сравнению с рефлексом (444) в режиме φ - 2θ -сканирования из-за частичной пластической деформации КЯ

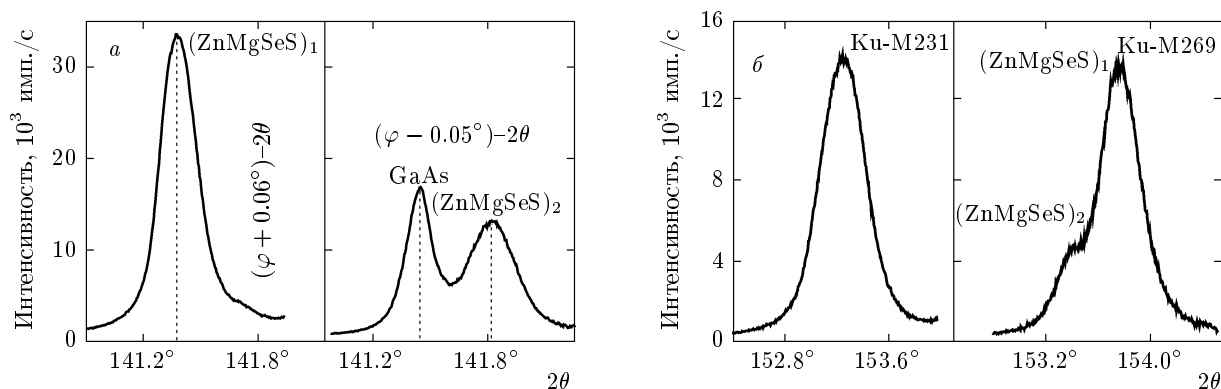


Рис. 16. а) Распад на две фазы слоев ZnMgSeS в образце Ку-M276, параметр решетки которых больше, чем у подложки. На рефлексе (444) из-за упругой деформации решетки максимум слоев с меньшим параметром решетки, чем у подложки, отклонен на $+0.06^\circ$, тогда как максимум слоев с большим параметром отклонен на -0.05° . б) Отсутствие распада на две фазы при совпадении параметра решетки слоев ZnMgSeS с подложкой в образце Ку-M231 и появление в образце Ку-M269 дополнительного пика слоев ZnMgSeS, имеющего меньшее значение параметра решетки по сравнению с подложкой. Кривые от структур с общей толщиной слоев 5 мкм записаны на рефлексе (551) с глубиной проникновения рентгеновских лучей 2 мкм, чтобы исключить появления пика подложки

водит к образованию переходных слоев при выращивании структур методом парофазной эпитаксии. Нельзя исключать также развитие неоднородности из-за особенностей роста на вицинальных поверхностях [17, 18]. Переходный слой в 10–15 Å практически никак не сказывается на пике от барьеров из-за их большой толщины (примерно 200 нм в настоящей работе). В то же время такой же слой может составлять от 20 до 30 % толщины каждой квантовой ямы

и проявляется на рентгеновских кривых либо в виде уширения рефлексов, либо в виде их искажения или даже раздвоения.

Другой тип неоднородности КЯ образуется при выращивании ям тройного состава. В этом случае по фотоотражению непосредственно в процессе роста КЯ и по рентгеновским данным можно сделать вывод о том, что напряжения несоответствия активно влияют на состав КЯ. Аналогичные явления наблю-

даются и в КЯ A^3B^5 [19, 20]. Добавление кадмия в КЯ ZnSe увеличивает уровень напряжений, поэтому его концентрация на начальных стадиях роста меньше, чем в газовой фазе. Накопление кадмия над поверхностью роста приводит в конечном счете к лавинообразному вхождению его с появлением большого числа дефектов упаковки. По всей видимости, эти дефекты упаковки увеличивают локальную концентрацию кадмия вблизи дефекта. В результате образуются структуры с частично релаксированными напряжениями вдоль одного направления и с упругими напряжениями в перпендикулярном направлении. В лучших образцах величина упругой деформации КЯ толщиной 50 \AA может достигать значения $a_{\perp}/a_{\parallel} = 1.0180$ до появления дефектов упаковки в плоскостях $(111)_A$. Если пересчитать эти данные на релаксированное значение параметра решетки, то пороговое несоответствие равно $\varepsilon = 0.64\%$. Поскольку $\varepsilon = 0.27\%$ для чистого ZnSe на подложке GaAs, максимальная концентрация кадмия в КЯ толщиной 50 \AA может достигать 5% до появления дефектов упаковки в плоскостях $(111)_A$.

При выращивании КЯ CdS с малым содержанием цинка также наблюдается отклонение состава ям от состава пара. Растущие ямы активно захватывают цинк для уменьшения напряжений несоответствия и растут с кубической структурой сфалерита, тогда как толстые слои из того же потока газов кристаллизуются в гексагональной структуре вюрцита. Согласно структурным данным, концентрация цинка в КЯ CdZnS близка к 40% , при которой наблюдается согласование с параметром решетки GaAs. При уменьшении концентрации цинка по мере роста каждой ямы наблюдается развитие дефектов упаковки преимущественно по одной из двух возможных плоскостей скольжения $(111)_A$, в результате чего наблюдается уширение рефлекса именно от этой системы плоскостей, записанного в режиме φ - 2θ -сканирования. Вполне возможно, что часть цинка входит в КЯ из барьерных слоев по плоскостям скольжения, облегчающих диффузию компонент [21].

Таким образом, напряжения несоответствия активно влияют на состав растущей ямы, повышая коэффициент распределения примеси, которая сближает параметр решетки ямы с подложкой, и уменьшая коэффициент распределения примеси, которая увеличивает величину рассогласования параметра решетки КЯ с подложкой. В результате начальный этап роста каждой ямы характеризуется образованием самосогласованных составов. Это не удивительно, поскольку для многих минералов хорошо извест-

но явление псевдоморфного роста, когда тонкие эпитаксиальные слои с другим типом решетки сначала повторяют структуру подложки и лишь впоследствии кристаллизуются в обычном структурном типе [22].

Напряжения несоответствия оказывают также влияние на распад слоев ZnMgSeS. В структурах с практически полным совпадением параметров решетки подложки и слоев ZnMgSeS наблюдается лишь незначительное уширение рефлекса (551) без появления дополнительного пика второй фазы. Когда релаксированное значение параметра решетки для слоев больше, чем для подложки, наблюдается распад на две фазы с подчиненной фазой, имеющей меньшее значение параметра решетки, чем у подложки. Если же релаксированное значение параметра решетки для слоев ZnMgSeS меньше, чем для подложки, то наблюдается выделение подчиненной фазы с параметром решетки, совпадающей с параметром решетки подложки. Это фазу можно наблюдать только на рефлексе (551) с малой глубиной проникновения рентгеновских лучей в образец. Таким образом, для повышения качества образцов с барьерами ZnMgSeS необходимо добиваться согласования параметра решетки этих барьеров с подложкой.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана эффективность рентгенодифракционного анализа с использованием слегка расходящегося рентгеновского пучка высокой интенсивности при исследовании особенностей роста многослойных низкоразмерных структур соединений A^2B^6 с общей толщиной до 5 мкм . Такой пучок позволяет регистрировать слабые дифракционные рефлексы, которые дают дополнительную информацию о кристаллографическом качестве исследованных структур, что трудно сделать с использованием сильноколлимированных пучков. Особенно это важно при исследовании структур, выращенных на разориентированных подложках, когда в несогласованных структурах кроме тетрагональной деформации наблюдается также моноклинная деформация. С помощью данной методики удалось обнаружить неоднородность состава КЯ в большинстве исследованных структур соединений A^2B^6 . Данная неоднородность обусловлена, с одной стороны, особенностями метода парофазной эпитаксии, использованного для выращивания структур, а с другой стороны, эффектом самосогласованного роста, когда вероятность встраивания элемента в

кристаллическую решетку зависит не только от соотношения элементов в газовой фазе, но и от величины напряжений несоответствия наращиваемого слоя с ростовой подложкой. Результаты данного исследования полезны и были реально использованы для оптимизации многослойных структур, предназначенных для полупроводниковых лазеров с продольной оптической накачкой или накачкой электронным пучком.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16390, 07-02-01139), программы «Научные школы» (грант НШ-6055.2006.2), программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Новые материалы и структуры» и учебно-научного комплекса ФИАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Adachi, Z. M. Aung, K. Minami et al., *J. Cryst. Growth* **214/215**, 1035 (2000).
2. V. Yu. Bondarev, V. I. Kozlovsky, A. B. Krysa et al., in *Proc. of the 15th Int. Symp. «Advanced Display Technologies»* (ADT'06), Moscow (2006), p. 64.
3. В. Ю. Бондарев, В. И. Козловский, А. Б. Крыса и др., *КЭ* **34**, 919 (2004).
4. J. Hornstra and W. J. Bartels, *J. Cryst. Growth* **44**, 513 (1978).
5. P. I. Kuznetsov, G. G. Yakushcheva, V. A. Jitov et al., *Extended Abstr. of the 11th Eur. Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy*, Lausanne, Switzerland, (2005), p. 229.
6. F. L. Gurskii, I. P. Marko, E. V. Lutsenko et al., *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1496 (1998).
7. A. Toda, T. Kawasumi, D. Imanishi et al., *Electron. Lett.* **31**, 235 (1995).
8. K. Ogata, D. Kawaguchi, N. Nishiyama et al., *J. Cryst. Growth* **184/185**, 554 (1998).
9. A. Gurs, C. Kruse, M. Klude et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **2**, 1098 (2005).
10. A. Krost, G. Bauer, and J. Woitok, in *Optical Characterization of Epitaxial Semiconductor Layers*, ed. by G. Bauer and W. Richter, Springer, Telos (1996), p. 429.
11. Р. Д. Джеймс, *Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей*, Изд-во. иностр. лит., Москва (1950).
12. С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков, *Рентгенографический и электроннооптический анализ*, Металлургия, Москва (1970).
13. *Современная кристаллография*, т. 4, *Физические свойства кристаллов*, Наука, Москва (1981).
14. Г. К. Струкова, *Изучение дислокаций в полупроводниках A_2B_6 методами химического травления и просвечивающей микроскопии*, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук, Черногловка, ИФТТ РАН (1982).
15. R. N. Kyutt, T. V. Shubina, S. V. Sorokin et al., *J. Phys. D* **36**, A166 (2003).
16. Р. Н. Кютт, М. П. Щеглов, В. Ю. Давыдов и др., *ФТТ* **46**, 353 (2004).
17. V. Holy, A. A. Darhuber, J. Stangl et al., *Phys. Rev. B* **57**, 12435 (1998).
18. M. Schmidbauer, R. Opitz, Th. Wiebach et al., *Phys. Rev. B* **64**, 195316 (2001).
19. O. Dehaese, X. Wallart, and F. Mollot, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 52 (1995).
20. P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson et al., *Phys. Rev. B* **55**, 2406 (1997).
21. G. Springholz, G. Bauer, and V. Holy, *Phys. Rev. B* **54**, 4500 (1996).
22. К. Херлбат, К. Клейн, *Минералогия по системе Дэна*, Недра, Москва (1982).