

ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАПРЯЖЕННЫХ СЛОЕВ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaInAsP/InP, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

© А.В.Говорков, О.А.Лабутин*

Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности,
109017 Москва, Россия

*Акционерное общество «Сигма-Плюс»,
118133 Москва, Россия

(Получена 13 марта 1995 г. Принята к печати 11 октября 1995 г.)

Изучены спектры фотолюминесценции и фотовольтаического ответа в гетероструктурах GaInAsP/InP в напряженных слоях с квантовыми ямами, в которых варьировалась их толщина от 20 до 140 Å и величина упругой деформации сжатия от 0.5 до 1.5%. Сопоставление теоретических расчетов с данными из спектров фотовольтаического ответа позволило установить, между какими энергетическими уровнями в зоне проводимости и в валентной зоне наблюдались переходы носителей с поглощением света при изменении толщины квантовой ямы. Переходы с наименьшей энергией хорошо согласуются с данными измерений фотолюминесценции. Рассмотрены два основных механизма уширения полосы фотолюминесценции — флуктуации состава твердого раствора и толщины квантовой ямы. Для квантовых ям толщиной более 80 Å доминирующим является неоднородность состава. Для квантовых ям меньшей толщины оба механизма влияют на уширение полосы фотолюминесценции.

Введение

В настоящее время повышенный интерес у разработчиков полупроводниковых приборов вызывают четверные и тройные твердые растворы GaInAsP, GaInAs и InAsP, выращиваемые на подложке фосфида индия. Гетероструктуры на их основе позволяют создавать приборы, перекрывающие спектральный диапазон от 1.1 до 2.0 мкм и используемые в основе передающих и приемных модулей волоконно-оптических линий связи. Основные усилия разработчиков направлены главным образом на создание высокоэффективных инжекционных лазеров, являющихся основой передающих устройств волоконно-оптических линий. Достижение необходимых лазерных характеристик является возможным благодаря использованию гетероструктур с напряженными квантовыми ямами в качестве активной области лазерной структуры. В

связи с этим особый интерес представляют оптические и люминесцентные свойства напряженных квантовых ям, которые оказывают влияние на наиболее важные параметры инжекционных лазеров.

Начиная со времени первой публикации в 1984г [1] в ряде работ была показана возможность создания квантовых ям с напряжениями типа растяжения или сжатия в полупроводниковых системах GaInAs/GaAs [2], GaInP-AlGaInP/GaAs [3,4], GaInAs/InP [5,6], InAsP/InP [7,8]. Наименьшее внимание до сих пор уделялось исследованию четверных твердых растворов GaInAsP в качестве основы для структур с квантовой ямой, пригодных для создания инжекционных лазеров в спектральном диапазоне 1.3 мкм. Применение в качестве материала напряженной квантовой ямы четверного твердого раствора GaInAsP имеет некоторые преимущества по сравнению с применением тройного твердого раствора InAsP, также перекрывающего спектральный диапазон около 1.3 мкм. Так, например, наличие четвертого компонента дает дополнительную степень свободы в выборе толщины ямы и величины напряжений при фиксированной длине волны излучения. Это позволяет оптимизировать параметры полупроводниковой структуры и инжекционного лазера в целом.

Цель данной работы — получение гетероструктур с напряженными квантовыми ямами, состоящими из четверного твердого раствора GaInAsP на подложке InP, для инжекционных лазеров на длину волны 1.3 мкм; изучение их оптических свойств и зонной структуры.

Методика эксперимента

Образцы гетероструктур с напряженными квантовыми ямами выращивались на подложках InP, легированных серой, и содержали следующие слои:

- буферный слой фосфида индия толщиной 0.5 мкм;
- первый напряженный слой с квантовой ямой в GaInAsP, состав которого и толщина варьировались в ходе экспериментов;
- разделяющий слой InP толщиной 200 Å;
- второй слой с квантовой ямой, по составу и толщине повторяющий первый;
- верхний слой InP толщиной 0.1 мкм.

Все эпитаксиальные слои были нелегированными. Гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении в реакторе горизонтального типа. Газовая схема эпитаксиальной установки была устроена по обычному принципу «реактор-байпас». Управление процессом эпитаксиального роста осуществлялось с помощью персонального компьютера. Источниками компонентов третьей группы являлись металлоорганические соединения триметилиндий и триэтилгаллий, источниками компонентов пятой группы — гидридные газы арсин и фосфин. Технологические режимы выращивания выбирались близкими к оптимальным режимам роста InP и изопериодичных с ним четверных твердых растворов. Состав и толщина квантовых ям рассчитывались из измерений состава и скорости роста толстых слоев твердых растворов.

Спектры поглощения образцов с квантовыми ямами записывались по методике, использующей фотовольтаический ответ от полупроводниковой гетероструктуры, освещаемой монохроматическим светом с

изменяющейся длиной волны. Измерения проводились на приставке к прибору Polaron-4200, изготовленному фирмой Bio-Rad. Разработанная для измерения ширины запрещенной зоны толстых пленок твердых растворов AlGaAs и GaInAsP, эта методика может быть успешно использована для измерения энергии переходов в квантовых ямах. В этом случае фотовольтаический ответ несет информацию об основном (низкоэнергетическом) переходе и о переходах с более высокими энергиями. Используя полученную информацию, можно оценить положение энергетических уровней с квантовым числом больше 1, расположение подзон тяжелых и легких дырок в валентной зоне, величины энергетических барьеров.

Фотoluminesцентные исследования проводились при 77 и 300 К. Для возбуждения рекомбинационного излучения использовался He-Не-лазер с длиной волны излучения 0.632 мкм. Рекомбинационное излучение фокусировалось на входную щель монохроматора SPM-2. В качестве фотоприемника использовалось фотоспротивление PbS. Спектральное разрешение установки составляло (2–4) мэВ в зависимости от интенсивности исследуемых сигналов. На основании исследования фотoluminesценции можно получить информацию о величине энергетического перехода (зона проводимости)–(валентная зона) и определить, каким переходам соответствует излучательная рекомбинация, при сопоставлении с данными фотовольтаического ответа.

Результаты экспериментов

Режимы эпитаксиального роста InP и изопериодичных с ним твердых растворов обрабатывались в МОС-гидридной установке, описанной выше. Были получены эпитаксиальные пленки с гладкой, бездефектной поверхностью. Концентрация носителей в нелегированных пленках была не выше $(1-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для твердых растворов вариации несоответствия периода решетки были не более $6 \cdot 10^{-4}$, а вариации длины волны, соответствующей ширине запрещенной зоны, не превышали 10 нм для пластины размером $30 \times 30 \text{ мм}^2$.

Для определения содержания мышьяка в твердом растворе квантовой ямы выращивалась серия эпитаксиальных пленок $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ различного состава толщиной 1 мкм. Состав твердого раствора изменялся с помощью мольной доли арсина в газовой фазе. По методике измерения фотовольтаического ответа, описанной выше, измерялась ширина запрещенной зоны твердого раствора. Из ширины запрещенной зоны по известной формуле [9] рассчитывался состав. При этом считалось, что все напряжения в эпитаксиальной пленке полностью релаксировали и не оказывают влияния на результаты измерений. Полученная таким образом зависимость состава $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ от мольной доли арсина в газовой фазе использовалась в дальнейшем для выбора расхода мышьяка при выращивании слоев с квантовыми ямами.

Содержание галлия в слое с квантовой ямой рассчитывалось из мольной доли триэтилгаллия в газовой фазе. Коэффициент распределения галлия K определялся с помощью выражения

$$K = \frac{x_s(1 - x_v)}{x_v(1 - x_s)}, \quad (1)$$

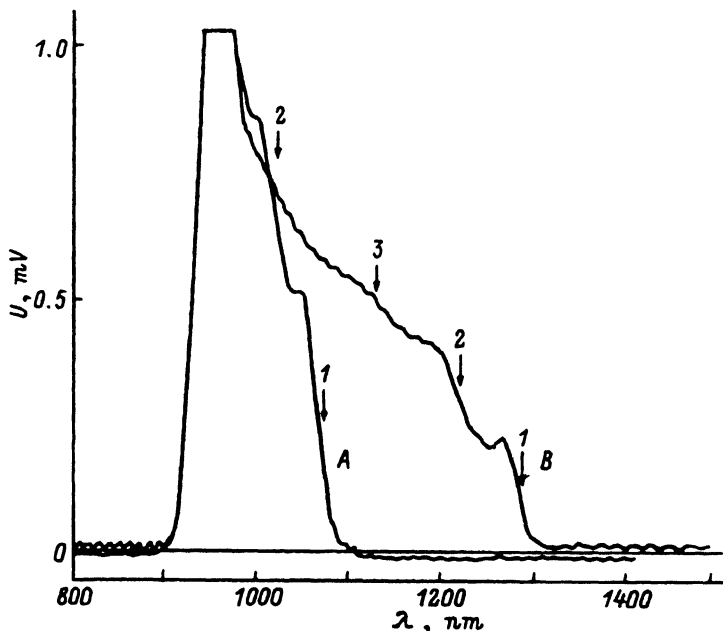


Рис. 1. Спектры фотовольтаического ответа от гетероструктур $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}/\text{InP}$ с напряженными слоями с квантовыми ямами. Толщина слоев — 35 (A) и 135 Å (B).

где x_s — содержание галлия в твердом растворе; $x_v = [\text{TEG}]/([\text{TEG}] + [\text{TMI}])$ — мольная доля триэтилгаллия в газовой фазе; $[\text{TEG}]$, $[\text{TMI}]$ — парциальные давления триэтилгаллия и триметилиндия. Так как для описываемых условий роста коэффициент распределения K , рассчитанный с помощью выражения (1), для твердых растворов, изопериодичных с фосфидом индия, был близок к 1, то при расчете состава квантовой ямы считалось, что $x_s = x_v$.

Расчетный состав слоев с квантовыми ямами $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ выбирался таким, чтобы слои были в состоянии сжатия и относительная величина упругой деформации находилась в пределах от 0.5 до 1.5%. Для этого содержание галлия поддерживалось постоянным с $x = 0.07$, а содержание мышьяка варьировалось в пределах $0.2 < y < 0.6$. Все образцы имели гладкую бездефектную поверхность, не отличавшуюся от поверхности подложки.

Спектры фотовольтаического ответа, показанные на рис. 1, записаны от двух образцов гетероструктур с составом слоев с квантовыми ямами $x = 0.07$ и $y = 0.5$ и толщинами 35 (образец A) и 135 Å (образец B), выращенных при температуре эпитаксии 620°C. Расчетная величина упругой деформации составляла для данного состава 1%. Стрелками на рисунке помечены резкие изменения величины сигнала, соответствующие переходами носителей с поглощением квантов света. В спектре образца с толстыми квантовыми ямами наблюдаются три такие области, что соответствует трем переходам с поглощением света. В спектре образца с тонкими квантовыми ямами наблюдаются только два перехода с поглощением света. Поглощение света с наименьшей энергией в обоих образцах соответствует основному переходу между

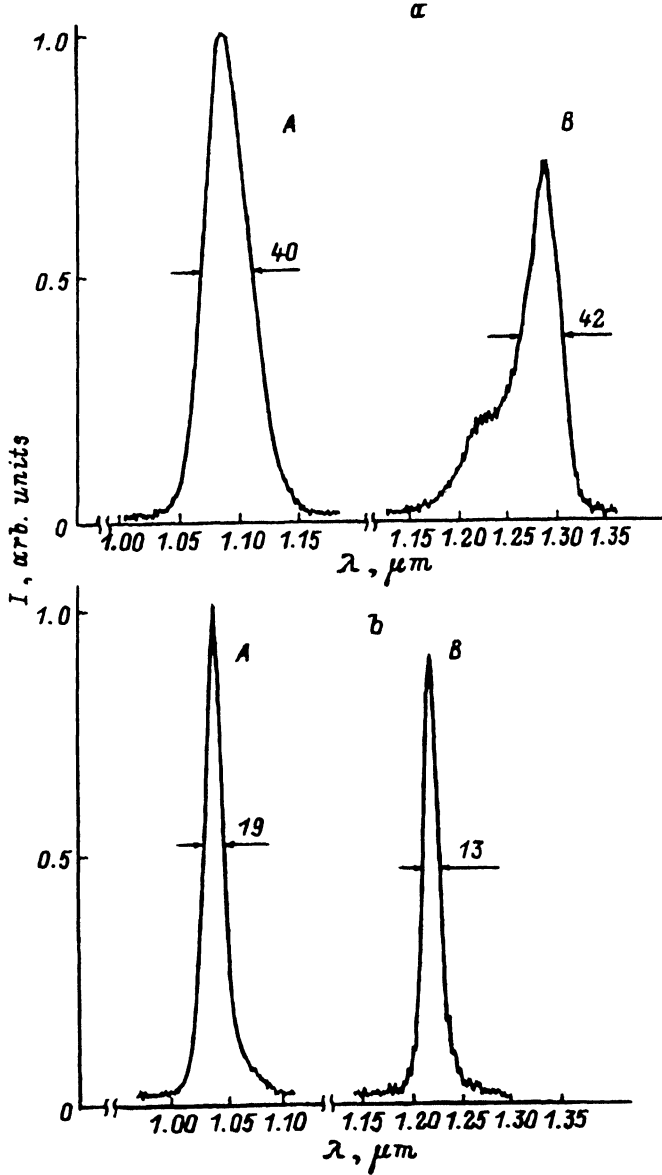


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции при температуре 300 (а) и 77 К (б) для гетероструктур $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}/\text{InP}$ с напряженными слоями с квантовыми ямами толщиной 35 (А) и 135 Å (В).

Цифрами у кривых указана полуширина линий в м eВ.

уровнями с $n = 1$ в зоне проводимости и в подзоне тяжелых дырок валентной зоны (см. стрелки 1). Поглощение света с наибольшей энергией соответствует переходам носителей между зонами в подложке InP. Поглощения с промежуточными энергиями могут быть связаны как с переходом между уровнями с $n = 1$ в зоне проводимости и в подзоне легких дырок, так и с переходами с квантовым числом больше 1 (стрел-

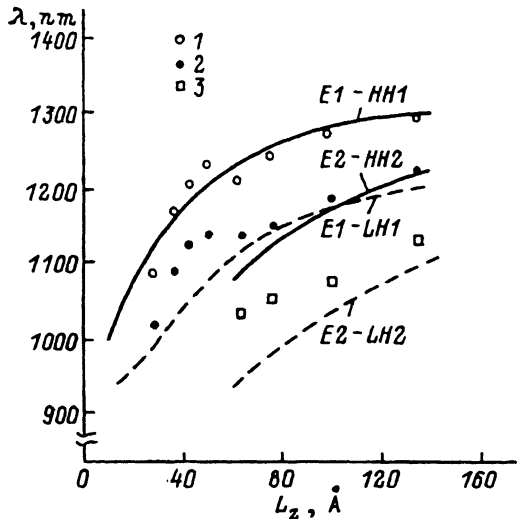


Рис. 3. Зависимость пороговой длины волны для переходов носителей между уровнями валентной зоны и зоны проводимости от толщины напряженных слоев с квантовыми ямами L_z . Сплошными линиями показаны расчетные зависимости переходов типа (зона проводимости)–(подзона тяжелых дырок) ($E-HH$), штриховыми — переходы типа (зона проводимости)–(подзона легких дырок) ($E-LH$) для гетероструктур $Ga_{0.07}In_{0.93}As_{0.46}P_{0.54}/InP$ с квантовыми ямами.

1–3 — экспериментальные точки, полученные при обработке спектров фотовольтаического ответа, соответствующие переходам, обозначенным стрелками с теми же индексами на рис. 1.

ки 2, 3). Форма спектров, представленных на рис. 1, была типичной для всех образцов. Однако энергетическое положение переходов и их количество изменялись в зависимости от состава и толщины квантовых ям.

Спектры фотолюминесценции при 300 и 77 К для образцов А и В показаны на рис. 2, а, б. Спектральные положения максимумов люминесценции при 300 К отличаются от спектральных положений основных переходов в спектре фотовольтаического ответа на несколько мэВ для обоих образцов. В спектре фотолюминесценции образца с толстыми ямами наблюдается высокоэнергетическое плечо, максимум которого совпадает с переходом (обозначенным стрелкой 2 на рис. 1), следующим по энергии после основного перехода на спектре фотовольтаического ответа. При снижении температуры измерения максимум люминесценции сдвигается в коротковолновую область, а ширина спектра сужается.

В ходе экспериментов выращивались структуры с различным содержанием мышьяка и, следовательно, с различными величинами упругой деформации. При увеличении упругой деформации образцы демонстрировали тенденцию к увеличению полуширины линии от 13 до 25 мэВ с ростом напряжений.

С целью исследования зависимости энергии переходов от толщины напряженных слоев с квантовыми ямами в структурах $Ga_{0.07}In_{0.93}As_{0.5}P_{0.5}/InP$ выращивались серии образцов с толщинами слоев от 25 до 140 Å при различных температурах эпитаксии. Расчетные зависимости пороговых длин волн для переходов в квантовой яме от толщины слоев для серии образцов, выращенных при 650°C, показаны на рис. 3; там же приведены данные, полученные из спектров фотовольтаического ответа. Данные для переходов с наименьшей энергией соответствуют фотолюминесцентным измерениям при 300 К. Как видно из рисунка, пороговая длина волны для переходов сдвигается в коротковолновую область при уменьшении толщины ямы благодаря квантово-размерному эффекту. Число возможных переходов также уменьшается с толщиной и для квантовых ям тоньше 50 Å на-

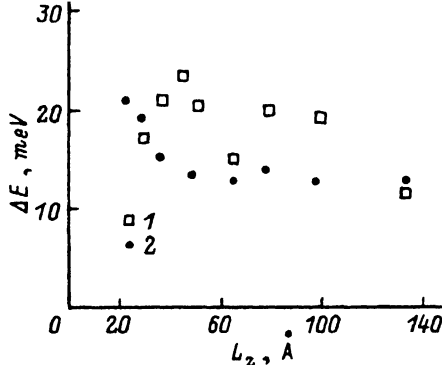


Рис. 4. Зависимость полуширины линии спектра фотолюминесценции ΔE при 77 К от толщины напряженной квантовой ямы. Температура роста гетероструктуры — 650° (1) и 620°С (2).

блюдаются лишь два перехода. В области толщин около 60 Å имеется особенность, связанная с немонотонным изменением пороговой длины волны для переходов с изменением толщины. Такой характер зависимости был подтвержден несколькими повторяющимися друг друга экспериментами.

Однородность напряженных слоев с квантовыми ямами по составу и толщине характеризовалась с помощью полуширины основной линии спектра фотолюминесценции на половине высоты при 77 К. На рис. 4 представлены данные по полуширине спектров фотолюминесценции для квантовых ям в структурах $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}/\text{InP}$ с толщиной слоев от 25 до 140 Å для двух серий образцов, выращенных при 620 и 650°С. Для образцов, выращенных при 620°С, видно, что полуширина линии спектра практически не изменяется для слоев с толщиной более 40 Å, составляя величину (13–14) мэВ. При меньших толщинах полуширина линии спектра монотонно увеличивается до 21 мэВ. Данные для образцов, выращенных при 650°С, несмотря на значительный разброс, повторяют тенденцию к увеличению полуширины линии спектра с уменьшением толщины. Величина полуширины линии спектра фотолюминесценции четвертого твердого раствора $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$ практически совпадает с этим параметром для тройного твердого раствора $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ [10].

Обсуждение результатов

На рис. 3 сплошными линиями показаны рассчитанные значения пороговой длины волны для электронных переходов в зависимости от толщины квантовой ямы. Состав твердого раствора квантовой ямы, первоначально определенный как $x = 0.07$ и $y = 0.5$, корректировался для наилучшего соответствия результатов расчетов с экспериментальными данными для основного перехода и особенно в толстых квантовых ямах. Лучшее совпадение расчетных данных с экспериментальными было получено для $x = 0.07$ и $y = 0.46$. Эти значения состава твердого раствора использовались в дальнейшем. Ширина запрещенной зоны материала, по составу твердого раствора соответствующего составу квантовой ямы в свободном от напряжения состоянии, составляет величину 0.908 эВ и возрастает под действием гидростатической компоненты сжатия до 0.928 эВ. Расщепление между подзонами легких и тяжелых дырок в валентной зоне по данным расчета составляет 65 мэВ.

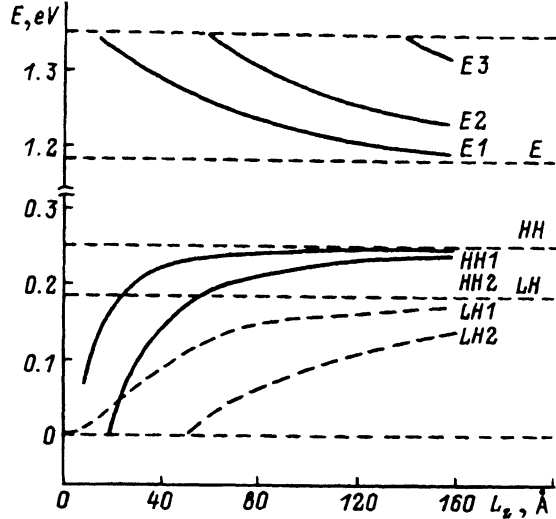


Рис. 5. Зависимость положения энергетических уровней от толщины напряженной квантовой ямы в гетероструктуре $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.46}\text{P}_{0.54}/\text{InP}$.

В расчетах использовалась величина относительной упругой деформации 1% для состава $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.46}\text{P}_{0.54}$. Параметры материала выбирались с помощью линейной интерполяции из известных величин для бинарных соединений [11]. Расчеты зонной структуры напряженного материала проводились по методике, представленной в [12].

Квантово-размерный эффект рассчитывался отдельно для трех потенциальных ям в зоне проводимости, валентной подзоне тяжелых дырок и валентной подзоне легких дырок. Предполагалось, что потенциальные ямы образуются за счет разрывов запрещенной зоны напряженного четверного твердого раствора и фосфида индия, которые распределяются между зоной проводимости и валентной зоной в пропорции $\Delta E_c/\Delta E_v = 2/3$. Собственные значения энергии носителей в прямоугольной потенциальной яме находились решением уравнений

$$\text{tg} \left(\frac{\sqrt{m_W E} L_z}{2\hbar} \right) = \left(\frac{m_B(V - E)}{m_W E} \right)^{1/2}, \quad \text{для } n = 1, 3, \dots \quad (2)$$

$$\text{tg} \left(\frac{\sqrt{m_W E} L_z}{2\hbar} \right) = - \left(\frac{m_W E}{m_B(V - E)} \right)^{1/2}, \quad \text{для } n = 2, 4, \dots, \quad (3)$$

где V — высота потенциального барьера, m_W , m_B — эффективные массы носителей в квантовой яме и в барьере, L_z — толщины квантовой ямы, E — собственное значение энергии, n — квантовое число.

В расчетах учитывалась зависимость эффективной массы от энергии [13]. Результаты расчетов приведены на рис. 5, где показаны зависимости положения энергетических уровней от толщины квантовой ямы. Из рисунка видно, что при толщине квантовой ямы от 60 до 140 Å возможны переходы: (зона проводимости)–(подзона тяжелых

дырок с $n = 1$) ($E1-LH1$), (зона проводимости) — (подзона легких дырок с $n = 1$) ($E1-LH1$), (зона проводимости) — (подзона тяжелых дырок с $n = 2$) ($E2-HH2$) и (зона проводимости) — (подзона легких дырок с $n = 2$) ($E2-LH2$). Для ям толщиной менее 60 \AA существуют только два разрешенных перехода $E1-HH1$ и $E1-LH1$. На основании этих данных строились зависимости, показанные на рис. 3. Характерной особенностью зависимости в области толщин ($60-140$) \AA является близость энергий переходов $E1-LH1$ и $E2-HH2$. Поэтому наличие перехода, обозначенного стрелкой 2 на спектрах фотовольтаического ответа толстых ям, может быть связано одновременно с переходами из двух подзон валентной зоны, и его идентификация сильно затруднена. Как видно из рис. 3, для квантовых ям толще 60 \AA наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных данных с переходами $E1-HH1$ и $E1-LH1$ или $E2-HH2$. Значительное различие имеется с переходами $E2-LH2$, которое может объясняться неопределенностью в выборе отношения $\Delta E_c / \Delta E_v$. Например, при выборе $\Delta E_c / \Delta E_v < 2/3$ можно ожидать уменьшения энергии, особенно для переходов $E2-LH2$, и приближения их к экспериментальным значениям. Для квантовых ям толщиной менее 60 \AA теоретические расчеты дают значения, отличающиеся от экспериментальных, что особенно заметно для перехода $E1-LH1$. В этом случае уже нельзя ожидать достаточного согласования между расчетами и экспериментом при изменении отношения $\Delta E_c / \Delta E_v$. Возможной причиной отличия является изменение в процессе роста состава твердого раствора слоя с квантовой ямой, которое дает дополнительный сдвиг собственных значений энергии в потенциальной яме [14] и изменяет энергию расщепления подзон в валентной зоне, не оказывая заметного влияния на ширину спектра люминесценции. Процесс изменения состава происходит на первых стадиях роста и оказывает заметное воздействие на энергию переходов в тонких ямах. Вероятно с этим же связан немонотонный характер зависимости в области ($50-60$) \AA . Более ясное представление может быть получено при дополнительных исследованиях с помощью метода профильной оже-спектроскопии и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения.

Изменение полуширины линий спектра фотолюминесценции с толщиной квантовой ямы объясняется существованием механизмов уширения, основными из которых являются:

- 1) флуктуации толщины квантовой ямы;
- 2) флуктуации состава твердого раствора в слое с квантовой ямой;
- 3) накопление в квантовой яме основных носителей;
- 4) тепловое уширение.

Для простоты рассмотрения считалось, что структуры с квантовыми ямами имеют достаточно низкую концентрацию основных носителей и их температура близка к нулю. Первое предположение видимо соответствует реальной ситуации, учитывая низкую остаточную концентрацию носителей в нелегированных пленках и близость расположения квантовых ям к поверхности образцов. Второе позволяет обойти определенные трудности, связанные с учетом теплового уширения, для случая экситонной рекомбинации. Поэтому последние два механизма не принимались в расчет.

Полуширина линии люминесценции, обусловленная двумя механизмами уширения, находится с помощью выражения

$$\Delta E = [(\Delta E^a)^2 + (\Delta E^r)^2]^{1/2}, \quad (4)$$

где ΔE^a — полуширина линии из-за флуктуации состава твердого раствора, ΔE^r — полуширина линии из-за флуктуации толщины квантовой ямы. Флуктуации состава связаны со статистическим отклонением от среднего содержания атомов одного сорта (например, атомов III группы). Это ведет к уширению собственной линии люминесценции объемного материала. При этом изменяется ширина запрещенной зоны твердого раствора и высота потенциального барьера в яме. Для квантовой ямы в четверном твердом растворе ширина линии может быть записана в виде

$$\Delta E^a = [(\Delta E^{a,III})^2 + (\Delta E^{a,V})^2]^{1/2}, \quad (5)$$

где $\Delta E^{a,III}$, $\Delta E^{a,V}$ — полуширина линии из-за отклонения от среднего содержания компонентов III и V групп соответственно. В случае экситонной рекомбинации полуширины линий $\Delta E^{a,III}$ и $\Delta E^{a,V}$ находятся с помощью выражений [15]

$$\Delta E^{a,III} = 2 \left(\frac{1.4 x_0 (1 - x_0) r_{c,x}^3}{R_{ex}^3} \right) \Delta_{QW}^{III} \frac{1}{\sqrt{1 - P_{ex}}}, \quad (6)$$

$$\Delta E^{a,V} = 2 \left(\frac{1.4 y_0 (1 - y_0) r_{c,y}^3}{R_{ex}^3} \right) \Delta_{QW}^V \frac{1}{\sqrt{1 - P_{ex}}}, \quad (7)$$

где $r_{c,x}$, $r_{c,y}$ — характеристические размеры флуктуаций состава x и y (размер кластера), R_{ex} — экситонный радиус, P_{ex} — часть волновой функции экситона, находящаяся за пределами квантовой ямы и зависящая от толщины, Δ_{QW}^{III} и Δ_{QW}^V — изменения энергии перехода в квантовой яме, связанные с высотой потенциального барьера, при отклонении содержания компонента III группы (x) и компонента V группы (y) от их средних значений x_0 и y_0 :

$$\Delta_{QW}^{III} = \left. \frac{\partial E^{eh}}{\partial x} \right|_{x_0}, \quad \Delta_{QW}^V = \left. \frac{\partial E^{eh}}{\partial y} \right|_{y_0}.$$

Энергия перехода находится из уравнения

$$E^{eh} = E^e + E^h + E_g, \quad (8)$$

где E^e , E^h — собственные значения энергий электрона и дырки в квантовой яме. Энергия экситонной связи не учитывалась в расчетах.

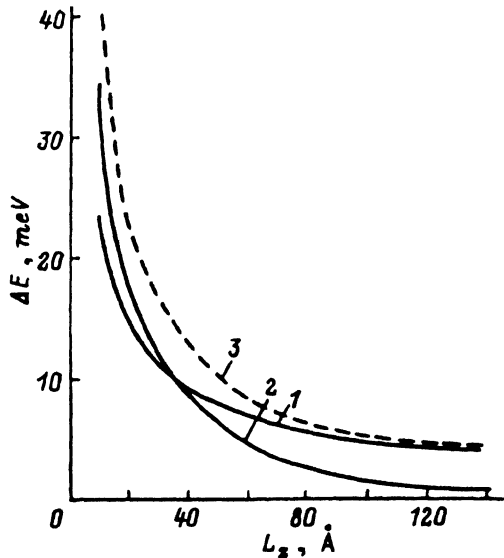


Рис. 6. Зависимость полуширины полосы люминесценции от толщины квантовой ямы в гетероструктуре $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.46}\text{P}_{0.54}/\text{InP}$, обусловленная флуктуациями состава твердого раствора (1), флуктуациями толщины (2) и совместным действием обоих механизмов уширения (3).

Размер кластера выбирался одинаковым для III и V групп и равным межатомному расстоянию в материале квантовой ямы. Результаты расчетов зависимости полуширины линии люминесценции квантовой ямы $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.46}\text{P}_{0.54}/\text{InP}$ от толщины, полученные с помощью выражений (5)–(7), представлены на рис. 6 (кривая 1).

Полуширина линии люминесценции, связанная с флуктуациями толщины квантовой ямы, при условии равенства концентрации островков и долин на гетерогранице и равенстве их размеров с экситонным радиусом дается выражением [15]

$$\Delta E^r = \Delta L_z \left. \frac{\partial E^{eh}}{\partial L_z} \right|_{L_{z_0}}, \quad (9)$$

где ΔL_z — высота ступеней на гетерогранице ямы толщиной L_{z_0} . Выражение (9) определяет максимальное значение полуширины линии за счет флуктуации толщины. Результаты расчетов для $\Delta L_z = 2.93 \text{ \AA}$ показаны на рис. 6 (кривая 2). Там же показана зависимость полуширины линии от толщины, обусловленная совместным действием двух механизмов уширения согласно выражению (4). Из рисунка видно, что полуширина линии возрастает с уменьшением толщины квантовой ямы. Это поведение совпадает с экспериментальной зависимостью для температуры 77 К, представленной на рис. 4. Для квантовых ям большой толщины (более 80 \AA) полуширина линии стремится к полуширине линии объемного материала квантовой ямы $\text{Ga}_{0.07}\text{In}_{0.93}\text{As}_{0.46}\text{P}_{0.54}$. Зависимость от толщины в этой области определяется механизмом уширения за счет флуктуации состава четверного твердого раствора. Для

квантовых ям толщиной менее 60 \AA оба рассматриваемых механизма оказывают влияние на ход зависимости и выделить доминирующий механизм невозможно. В отличие от бинарных соединений подобная ситуация характерна для квантовых ям, сформированных в твердых растворах. Причем роль флуктуации состава в уширении линии должна возрасти с увеличением числа компонентов, входящих в состав твердого раствора, и с увеличением степени разупорядоченности твердого раствора. Значение механизма уширения из-за флуктуации толщины уменьшается, если размер кластеров в плоскости гетерограницы много меньше экситонного радиуса и составляет на порядок меньшую по сравнению с полученными результатами величину [15]. В этом случае экситон как бы не замечает островков на гетерогранице и ход зависимости ширины линии от толщины квантовой ямы полностью определяется механизмом уширения из-за флуктуации состава.

Заключение

Сопоставление теоретических расчетов с результатами, полученными из спектров фотовольтаического ответа, позволило установить, что в квантовых ямах с толщиной более 60 \AA при поглощении света наблюдаются переходы между энергетическими уровнями $E1-HH1$, $E1-LH1$ или $E2-HH2$, $E2-LH2$. Для квантовых ям толщиной менее 50 \AA наблюдаются только два перехода с поглощением света $E1-HH1$ и $E1-LH1$. Значения энергии электронных переходов с наименьшей энергией из спектров фотовольтаического ответа хорошо согласуются с данным измерений фотолюминесценции во всем диапазоне толщин. В гетероструктурах, выращенных с разной толщиной квантовых ям, полуширина полосы фотолюминесценции при 77 K практически не изменяется при толщинах более 40 \AA . При меньших толщинах наблюдается монотонный рост полуширины полосы фотолюминесценции. В то же время сдвиг максимума полосы излучения в коротковолновую область происходит немонотонно при толщинах менее 60 \AA . Рассмотрены два основных механизма уширения полосы фотолюминесценции — флуктуация состава четверного твердого раствора и флуктуация толщины квантовой ямы. Для квантовых ям толщиной более 80 \AA доминирующим является неоднородность состава. Для квантовых ям меньшей толщины оба механизма влияют на уширение полосы фотолюминесценции.

Список литературы

- [1] W.D. Laidig, P.J. Coldwell, Y.F. Lin, C.K. Peng. Appl. Phys. Lett., **44**, 653 (1984).
- [2] G.M. Wang, T.G. Andersson, M.G. Ekenstend. Appl. Phys. Lett., **61**, 3139 (1992).
- [3] M. Kondo, K. Domen, C. Anayama, T. Tanahashi, K. Nakajima. J. Cryst. Growth, **107**, 578 (1991).
- [4] T. Katsujama, I. Yoshida, J. Hashimoto, Y. Taniguchi, H. Hayashi. J. Cryst. Growth, **124**, 697 (1992).
- [5] M. Yamamoto, M. Oishi, M. Sudo, J. Nakano, N. Tsuzuki. J. Cryst. Growth, **107**, 796 (1991).
- [6] M.P. Houg, Y.C. Chong. J. Appl. Phys., **65**, 3092 (1989).
- [7] Y.Q. Hon, C.W. Tu. J. Electron. Mater., **21**, 137 (1992).
- [8] R.P. Schneider, Jr., B.W. Wessels. Appl. Phys. Lett., **54**, 1142 (1989).

- [9] С.С. Стрельченко, В.В. Лебедев. *Соединения А^{III}В^V. Справочник* (М., Наука, 1984).
- [10] A. Kasukawa, T. Namegaya, T. Fukushima, N. Iwai, T. Kikuta. *IEEE J. Quant. Electron.*, **29**, 528 (1993).
- [11] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **53**, 8775 (1982).
- [12] T.V. Wang, G.B. Stringfellow. *J. Appl. Phys.*, **67**, 344 (1990).
- [13] D.F. Welch, G.W. Wicks, F. Eastman. *J. Appl. Phys.*, **55**, 3176 (1984).
- [14] H. Leier, H. Rothfritz, A. Forchel, G. Weiman. *J. Cryst. Growth*, **95**, 277 (1989).
- [15] J. Singh, K.K. Bajaj. *J. Appl. Phys.*, **57**, 5433 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

Optical and luminescent properties of strained quantum wells in MOCVD grown GaInAsP/InP heterostructures

*A. V. Govorkov, O. A. Labutin**

Institute of Rare Metals, 109017 Moscow, Russia

*Sigma-Plus Co, 118133 Moscow, Russia

Photoluminescence and photovoltaic response spectra of strained quantum well (QW) GaInAsP/InP structures with thickness varying from 20 to 140 Å and elastic strain varying from 0.5 to 1.5% were studied. Comparison of experimental photovoltaic response spectra with theoretical calculations allowed us to identify the energy levels in electron and hole quantum wells which were responsible for the transitions observed when the QW width was varied. There is a good correlation of the lowest energy transitions for photoluminescence and photovoltaic response measurements. Two main mechanisms of photoluminescence line broadening are considered: the broadening related to solid solution composition fluctuations and the broadening due to fluctuations of QW width. For thick QWs with widths more than 80 Å the former mechanism dominates, while for narrower wells both mechanisms should be considered.
