

Характеризация электрофизическими и оптическими методами гетероструктур $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с квантовыми точками

© В.Я. Алешкин, Д.М. Гапонова, С.А. Гусев, В.М. Данильцев, З.Ф. Красильник, А.В. Мурель, Л.В. Парамонов, Д.Г. Ревин, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 3 марта 1997 г. Принята к печати 7 июня 1997 г.)

Приводятся результаты электрофизических и оптических исследований гетероструктур $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с целью идентификации квантовых точек и развития технологии их роста в процессе спонтанной трансформации слоя твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Методом $C-V$ -профилирования выявлен поверхностный заряд на глубине залегания квантовых точек и оценена поверхностная плотность этих образований в зависимости от времени осаждения узкозонного материала. Методом фотолюминесценции изучены особенности заполнения электронных состояний в квантовых точках при изменении уровня возбуждения. Обсуждается роль кулоновского взаимодействия в оптических свойствах квантовых точек.

Изучению напряженных гетероструктур $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ посвящено в последнее время значительное число работ. Особый интерес вызывают возможности изготовления на их основе совершенных квантовых слоев и квантовых точек. Формирование квантовых точек в результате самоорганизации в напряженных гетероструктурах может оказаться альтернативой литографическим методам создания подобных объектов. Первые исследования гетеролазеров на квантовых точках на основе структур $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ подтверждают это [1,2]. Понимание процессов самоорганизации только формируется, в стадии изучения находятся факторы, способствующие достижению однородности размеров и формы квантовых точек, упорядочению их положения в слое (слоях). В данной работе излагаются результаты исследований оптическими и емкостным методами массивов квантовых точек в гетероструктурах $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ).

1. Технология

Эпитаксиальный рост гетероструктур $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ осуществлялся в газовой среде $\text{H}_2\text{-Ga}(\text{CH}_3)_3\text{-In}(\text{CH}_3)_3\text{-AsH}_3$ в вертикальном реакторе атмосферного давления с индукционным нагревом подложки. Использовались как полуизолирующие, так и низкоомные подложки GaAs , разориентированные относительно плоскости [100] на 2° в направлении (110). Температура роста варьировалась в пределах $450 \div 600^\circ\text{C}$ для InGaAs и $550 \div 650^\circ\text{C}$ для GaAs .

Установлено, что при малых скоростях роста в МОГФЭ процессе $v < 40$ нм/мин существенна поверхностная диффузия адатомов, что благоприятствует словесному росту. Скорость $v \sim 15 \div 40$ нм/мин оказалась оптимальной для роста структур с квантовыми ямами. При скоростях роста 70 нм/мин $< v < 100$ нм/мин поверхность слоев оказывается непланарной. В слоях, полученных при большой скорости роста $v > 100$ нм/мин,

образуются трехмерные островки твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, наблюдавшиеся в электронном микроскопе JEM-2000 на платино-угольных репликах. Для $x > 0.4$ даже при низких скоростях роста независимо от состояния поверхности GaAs происходит формирование таких островков из-за сильного рассогласования периодов решеток гетерослоев. Это способствует нормальному, а не слоевому росту.

Номер образца	Молевой состав x	Толщина слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, нм	Скорость роста $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, нм/мин	Время роста, с
H128	0.15	5	30.5	
H135	0.38	5	26	
H138	0.66	2.5	36	
H149	1		5	2
H150	1		5	4
H151	1		5	8
H152	1		5	16
H153	1		5	32
H155	1		5	12
H156	1		5	64
H158	1		5	96

Изучаемые структуры представляли собой эпитаксиальный слой $n\text{-GaAs}$ толщиной 0.5 мкм с концентрацией электронов $(1.5-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Внутрь его на расстоянии 0.15 мкм от поверхности встривался слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, параметры которого определялись длительностью и скоростью процесса осаждения. В таблице приведены параметры образцов, выращенных в различных условиях, электрофизические и оптические характеристики которых обсуждаются далее.

2. $C-V$ -профилирование

Измерение вольт-фарадных характеристик (ВФХ) барьера Шоттки к гетероструктуре позволяет определить величину поверхностного заряда σ для заселенных элек-

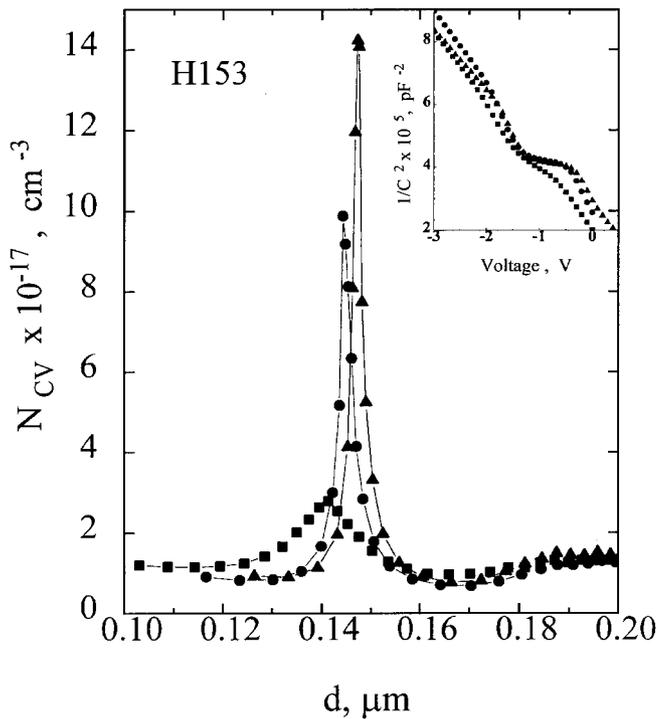


Рис. 1. Профиль концентрации $N_{CV}(d)$, рассчитанный по $C-V$ -характеристикам, для образца H153, d -глубина от поверхности структуры, T, K : квадраты — 300, точки — 77, треугольники — 4.2.

тронных состояний в твердом растворе $In_xGa_{1-x}As$. Для исследований ВФХ на поверхности структуры формировался диод с барьером Шоттки диаметром 500 мкм путем термического напыления алюминия через металлическую маску. ВФХ измерялись на частотах 1 МГц, 10 кГц и 1 кГц с помощью измерителей адмиттанса E7-12 и E7-14. Исследования проводились при температурах 300, 80 и 4.2 К.

Слой GaAs имели следующие электрофизические характеристики. Подвижность электронов при концентрации легирующей примеси $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ составляла $4500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Концентрация глубоких уровней, оцененная по измерению измеренных при двух температурах 300 и 80 К $C-V$ -профилей, не превышала $(1-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Встроенный в GaAs слой $In_xGa_{1-x}As$ вызывает обеднение носителями прилегающих областей. На ВФХ наблюдалось плато, характерное для структур с квантовыми ямами или точками¹, где емкость почти не меняется, что связано с прохождением края обедненной области квантового слоя [3]. Типичные $C-V$ -характеристики показаны на рис. 1 (вставка), где приведена зависимость $1/C^2(V)$ для образца H153, измеренная на частоте 1 МГц при температурах 300, 80 и 4.2 К. Уменьшение температуры приводит к более резкому выделению харак-

¹ По $C-V$ -профилям эти квантовые объекты трудно разделить [4,5], соответствующие заключения на основании оптических измерений будут сделаны в следующем разделе.

терных участков ВФХ благодаря уменьшению размытия, связанного с длиной дебаевского экранирования. Рассчитанный профиль концентрации (без учета квантово-механических особенностей для структур нанометрового масштаба) приведен на рис. 1. На область потенциальной ямы приходится пик концентрации электронов N_{CV} , вокруг него располагаются обедненные слои. Далее обсуждается относительное изменение этих величин в зависимости от времени осаждения InAs.

Время осаждения InAs t_{dep} в рассматриваемой серии образцов варьировалось в интервале 2–96 с. При имевшей место чувствительности обнаружения плотности электронных состояний в твердом растворе, определяемой концентрацией носителей в эпитаксиальном слое GaAs, минимальное время осаждения, начиная с которого пик концентрации становится заметным, составило 4 с (образец H150). В этом случае высота пика N_{CV} равна $0.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 80 К.

Из ВФХ можно определить σ в области залегания слоя InAs по величине ступеньки квазипостоянной емкости (см. вставку на рис. 1) [3] либо интегрированием пика $N_{CV}(x)$. Значение σ может быть использовано для оценки поверхностной плотности N_s квантовых точек InAs (в последующих разделах приведены экспериментальные подтверждения того, что в рассматриваемой серии образцов с твердым раствором InAs были сформированы квантовые точки), учитывая, что $\sigma = 2eN_s\beta$, где $\beta \leq 1$ — фактор заполнения квантовых состояний.

3. Оптические измерения

Оптическая диагностика гетероструктур осуществлялась методами фотолюминесценции (ФЛ), фотопроводимости (ФП) и межзонного поглощения. Для ФЛ в качестве источников возбуждения использовались непрерывный He-Ne-лазер или импульсный лазер ЛТИ-404, работающий на длине волны 532 нм. Мощность возбуждения составляла в непрерывном режиме $10 \text{ Вт}/\text{см}^2$, в импульсном режиме изменялась от 10^3 до $10^6 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Сигнал ФЛ пропускнулся через монохроматор МДР-23 и детектировался охлаждаемым жидким азотом фотоумножителем ФЭУ-62. При импульсном режиме работы возбуждающего лазера сигнал после ФЭУ пропускнулся через строб-интегратор и усреднялся. Измерение межзонного поглощения проводилось на Фурье-спектрометре BOMEM DA3-36. Фотопроводимость исследовалась в геометрии поперечного протекания тока. В этом случае в качестве перестраиваемого источника использовалось пропущенное через монохроматор излучение кварцевой галогенной лампы. На поверхность образца наносился полупрозрачный для зондирующего света слой Ni, образующий барьер Шоттки, вторым контактом являлась низкоомная подложка n^+ -GaAs. Для того чтобы слой $In_xGa_{1-x}As$ попадали в обедненную область к образцу прикладывалось обратное смещение. Измерения проводились при температурах 77 и 4.2 К.

В исследованиях ставилась задача идентифицировать структуры с квантовыми ямами и точками по особенностям их оптических свойств, опираясь на существенные различия плотности состояния в них. Измерения ФЛ из образца H128 (ширина слоя твердого раствора — 5 нм) показали высокое качество выращиваемых структур с квантовыми ямами. Полуширина пика ФЛ при 77 К не превышала 6 мэВ (рис. 2), при 4.2 К—2.8 мэВ. В некоторых экспериментах для уменьшения влияния неоднородности области структуры, из которой наблюдается излучение, уменьшался размер лазерного пятна засветки с 50 до 20 мкм, при этом полуширина пика ФЛ образца H128 уменьшалась до 3.8 мэВ при 77 К. На этом же рисунке приведен спектр межзонного поглощения, на котором видна узкая экситонная линия поглощения, связанная с квантовой ямой.

Характер ФЛ из квантовой ямы при больших уровнях накачки отражает заполнение верхних уровней в квантовой яме фотовозбужденными носителями [6]. С увеличением мощности возбуждения основная линия ФЛ из квантовой ямы уширяется в сторону больших энергий, затем появляется свечение, соответствующее переходам между следующими уровнями размерного квантования. По мере заполнения квантовой ямы фотоносителями начинает расти пик ФЛ из GaAs. На рис. 3 представлены спектры ФЛ для различных мощностей возбуждающего лазера и спектр ФП образца H135 с квантовой ямой In_{0.38}Ga_{0.62}As шириной 5 нм. Согласно теоретическим расчетам, два плато (1.3–1.36 и 1.39–1.46 эВ) в спектре ФП соответствуют переходам между первым электронным и первым дырочным уровнями размерного квантования и между вторым дырочным и зоной проводимости соответственно. Особенности на спектрах ФП и ФЛ хорошо совпадают по энергиям.

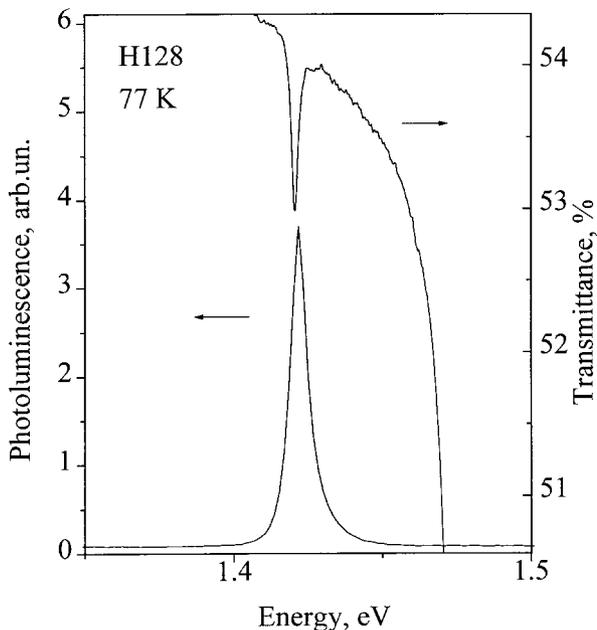


Рис. 2. Спектры пропускания и фотолюминесценции для образца H128.

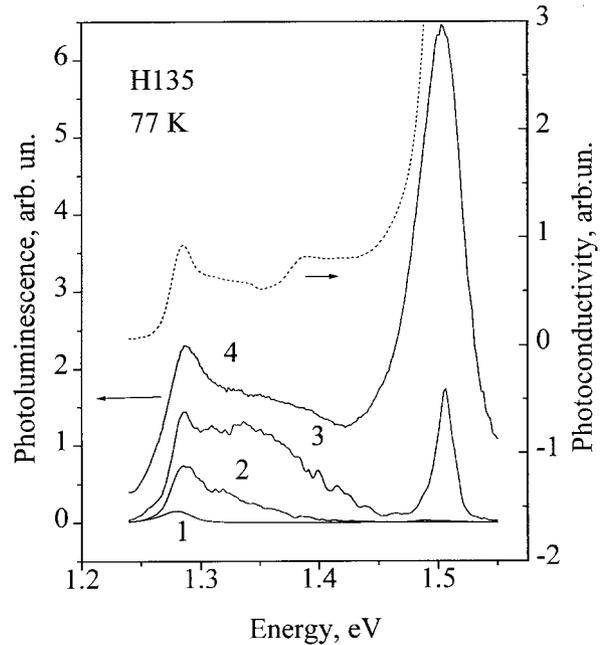


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции и фотопроводимости для образца H135 при различных уровнях возбуждения, Вт/см²: 1 — 10³, 2 — 10⁴, 3 — 10⁵, 4 — 10⁶.

Как отмечалось в разделе 1, при высоких скоростях роста или значениях $x > 0.4$ на поверхности твердого раствора в электронном микроскопе наблюдались островки нанометровых масштабов, которые выстраивались преимущественно вдоль ступенек, разделяющих террасы². Эти образования идентифицировались как квантовые точки In_xGa_{1-x}As, возникающие вследствие сильного рассогласования решеток GaAs и твердого раствора. В спектрах ФЛ таких объектов наблюдалось смещение пиков в сторону больших значений энергий в сравнении с расчетным положением, определяемым из условий технологического процесса. Так, например, исходя из режимов роста образца H138, можно было оценить, что при условии слоевого роста ширина слоя твердого раствора In_{0.66}Ga_{0.34}As составила бы 2.5 нм, что соответствовало бы положению пика ФЛ при 1.16 эВ. Измерения дали другое значение — 1.25 эВ (спектр 1 на рис. 4). Аналогично тому (как это проделано с квантовыми ямами) по спектрам ФЛ были исследованы особенности заполнения электронных состояний в квантовых точках при высоких уровнях возбуждения (образцы с $x > 0.4$). На рис. 4 приведены типичные для квантовых точек спектры ФЛ для различных уровней накачки и спектр ФП. При всех уровнях мощности возбуждения контур линии является суперпозицией множества δ-образных линий излучательной рекомбинации между состояниями в точках [7,8], так что в спектрах нет характерного для квантовых ям подъема (вплоть до трансформации в

² Подбором режимов роста GaAs ширину террас можно было варьировать от 8.1 до 60 нм, при этом высота ступенек менялась соответственно от 0.28 до 2.1 нм.

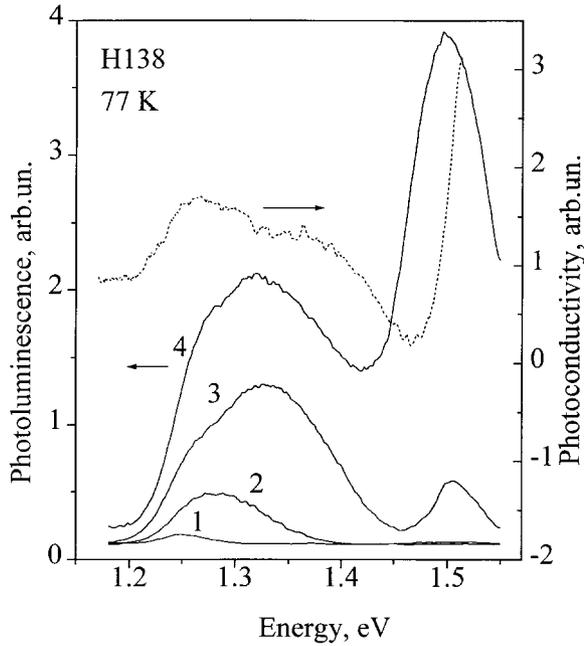


Рис. 4. Спектры фотолуминесценции и фотопроводимости для образца N138 при различных уровнях возбуждения, Вт/см²: 1 — 10³, 2 — 10⁴, 3 — 10⁵, 4 — 10⁶.

плато) коротковолнового плеча линии при высоких уровнях возбуждения. Отсутствует плато, соответствующее двумерной плотности состояний, и в спектре фотопроводимости. С увеличением мощности возбуждения линия ФЛ, соответствующая свечению из квантовых точек (~ 1.25 эВ), несколько уширяется и появляется новый максимум в более высоких энергиях (~ 1.35 эВ). Форма линий остается практически симметричной. Вероятно, при больших уровнях возбуждения начинают светиться (кроме основных) еще и возбужденные состояния в квантовых точках, а также точки меньших размеров. Симметрия формы также свидетельствует о нульмерной плотности состояний светящихся объектов. При заполнении почти всех состояний в квантовых точках фотовозбужденными носителями, начиная с мощности накачки 10⁵ Вт/см², появляется свечение из слоев GaAs. Значительная ширина пика ФЛ может быть связана как с дисперсией размеров квантовых точек, так и с неоднородностью состава твердого раствора. Описанные особенности в спектрах ФЛ позволяют сделать вывод о наблюдении ФЛ квантовых точек.

4. Обсуждение результатов

Процесс трансформации квантового слоя InAs в квантовые точки был исследован по изменению ФЛ из образцов с различным временем роста чистого InAs (N149–N158). В этой серии образцов ФЛ наблюдалось, если время осаждения превышало 8 с. При увеличении времени осаждения линия, соответствующая ФЛ InAs, смещалась в длинноволновую область спектра (это

наблюдалось и в работе [9]). Для анализа спектров ФЛ количество осажденного InAs удобно выразить в условных моносолях n_{imag} , как если бы происходил слойевой рост. На основании данных о росте смачивающего слоя при небольших временах осаждения ($t_{dep} < 16$ с) $n_{imag} \approx t_{dep}/8$ с. На рис. 5, а приведены зависимости положения пика ФЛ для этой серии образцов и его полуширины от n_{imag} при условии распространения связи

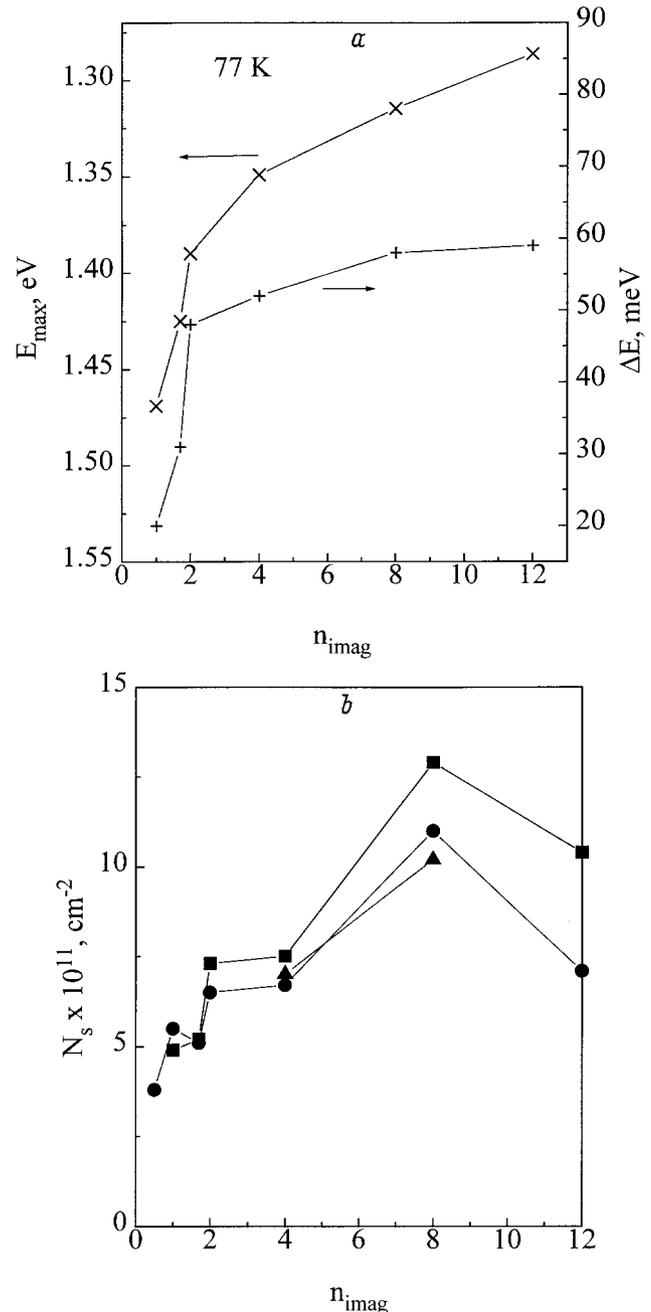


Рис. 5. Зависимость положения максимума (E_{max}), полуширины пика (ΔE) фотолуминесценции (а) и поверхностной плотности состояний N_s (б) от количества осажденного InAs (в условных моносолях n_{imag}). T , К: квадраты — 300, точки — 77, треугольники — 4.2.

между n_{imag} и t_{dep} на весь диапазон времен роста. Хорошо видно из этого рисунка, что существуют две области характерной зависимости: $n_{imag} < 4$, когда происходит рост смачивающего слоя, и $n_{imag} > 4$, когда образуются объекты с размерностью меньшей, чем размерность квантовой ямы (квантовых точки). Об этом свидетельствуют, в частности, выводы других работ о нарушении слоевого роста InAs при столь больших количествах осажденного материала из-за эффектов упругой деформации [10]. При больших значениях n_{imag} происходит укрупнение этих объектов и увеличивается разброс по их размерам, что приводит к уширению и дальнейшему смещению пика ФЛ.

При переходе от слоевого механизма роста к трехмерному зарождению островков оценка значения n_{imag} может оказаться неточной, так как меняется скорость осаждения InAs из газовой фазы. Для выяснения этого обстоятельства сопоставим данные ФЛ и $C-V$ -профилирования. По результатам $C-V$ -профилирования можно оценить поверхностный заряд, аккумулированный в двумерном слое при $t_{dep} \leq 16$ с, или $n_{imag} \leq 2$ (рис. 5, б), а также положение уровня Ферми E_F в нем. Уровень Ферми по оценкам оказывается на 40 мэВ ниже дна зоны проводимости GaAs у границы слоя и заметно выше уровня основного электронного состояния в слое (с чем, собственно говоря, и связано перераспределение заряда в структуре). При $t_{dep} = 32$ с ($n_{imag} = 4$) на поверхности двумерного смачивающего слоя формируются квантовые точки. По положению линии ФЛ, опираясь на модель пирамидальной формы точек [11], можно оценить их размер и энергию основного уровня электронов, который также оказывается ниже уровня Ферми, и, следовательно, заполненным. Это позволяет положить фактор заполнения квантовых точек β равным единице и найти из $C-V$ -измерений их поверхностную концентрацию. В свою очередь, зная поверхностную концентрацию и физический объем отдельной точки, нетрудно установить, что количество осажденного InAs при переходе от $t_{dep} = 16$ с к $t_{dep} = 32$ с выросло не на 100, а на 30 процентов. Такое изменение скорости роста указывает на смену механизма роста: от слоевого к островковому. Справедливость этого предположения связана, конечно, с применимостью модели пирамидальной формы точек.

С дальнейшим ростом t_{dep} происходит увеличение размеров квантовых точек. Появляется второй уровень размерного квантования, при заполнении которого величина N_s должна удвоиться, что наблюдается для структуры с $t_{dep} = 64$ с. Последующее наращивание InAs должно приводить к перекрытию квантовых точек и образованию квазиплоского слоя. Рост на нем завершающего слоя GaAs должен сопровождаться формированием слоя с повышенным содержанием дислокаций и структурных нарушений. Электрохимическое $C-V$ -профилирование, чувствительное к несовершенствам кристаллической структуры полупроводников [12], показывает, что верхний слой GaAs для структур Н156 и Н158 (время осаждения 64 с и 96 с соответственно) отличается от лежащей ниже матрицы. Это проявляется,

во-первых, в том, что верхний слой GaAs толщиной 0.1 мкм поддается электрохимическому травлению без освещения и при нулевом смещении, что обычно не наблюдается n -GaAs. Во-вторых, электрохимическое $C-V$ -профилирование дает для верхнего слоя образца Н158 p -тип проводимости, что свидетельствует о наличии высокой концентрации глубоких уровней акцепторного типа. Подобное явление наблюдалось ранее в ионно-нарушенных слоях n -GaAs [13].

5. Заключение

Идентификация нульмерных нанобъектов на основе гетероструктур GaAs/In_xGa_{1-x}As оказалась возможной благодаря совместному использованию оптических методов $C-V$ -профилирования и электронной микроскопии. Это в свою очередь позволило развить технологию МОГФЭ формирования квантовых точек в процессе спонтанной трансформации смачивающего слоя твердого раствора. Более продвинутой оказалась технология роста квантовых точек в гетероструктурах GaAs/In_xGa_{1-x}As с молевым составом x , близком к единице, закономерности образования островков в структурах с $x \sim 0.4$ менее выражены и требуют дальнейших исследований.

Наиболее достоверная информация о наличии квантовых точек в гетероструктуре может быть оперативно получена методом фотолюминесценции с дополнительным проходом по интенсивности возбуждающего излучения. Такие измерения опираются на особенности δ -образного характера плотности состояний в квантовой точке. При этом следует отличать другие объекты с подобными особенностями плотности состояний — экситоны, точечные дефекты. Эти исследования являются центральными в данной работе, они проведены в сочетании с другими оптическими и электрофизическими методами в сравнении с подобными измерениями других низкоразмерных объектов в гетероструктурах GaAs/In_xGa_{1-x}As квантовых ям.

В заключение обсудим возможности еще одного действенного, как представляется, метода наблюдения квантовых точек (спектроскопии поглощения). Известно, что пространственная локализация движения электронов увеличивает энергию их кулоновского взаимодействия. В квантовых точках, где движение электронов локализовано в трех направлениях, кулоновское взаимодействие приводит к ряду явлений, которые отсутствуют в квантовых ямах и квантовых проволоках. Из-за сильного кулоновского взаимодействия количество электронных и дырочных состояний в квантовой точке, а также их энергии существенно зависят от числа электронов и дырок, находящихся в ней. Аналогичные явления характерны для простых и многозарядных центров в полупроводниках. Зависимость энергетического спектра квантовой точки от заполнения ее носителями заряда приводит к особенностям в эффекте Бурштейна–Мосса.

Рассмотрим два случая: энергия кулоновского взаимодействия двух электронов E_{ee} превышает энергию ионизации основного состояния электрона E_{1e} в квантовой точке, и наоборот — $E_{1e} > E_{ee}$. В первом случае в квантовой точке при отсутствии фотодырки может находиться только один электрон. При поглощении фотона (здесь и далее речь идет о межзонных переходах между уровнями размерного квантования) в квантовой точке рождаются дырка с энергией E_{1h} и электрон с энергией E_{1e} , энергия взаимодействия которых равна E_{eh} ($E_{eh} > 0$). Межзонное поглощение в изначально "пустой" квантовой точке возможно со строго фиксированной энергией фотона $E_0 = E_g - E_{1e} - E_{1h} - E_{eh}$ (E_g — ширина запрещенной зоны широкозонного материала), при этом фотоиндуцированные электрон и дырка могут оказаться в любом из двух спиновых состояний. Если в начальном состоянии в квантовой точке уже находился электрон, то тогда энергия поглощенного фотона изменится на энергию взаимодействия этого электрона с родившейся электрон-дырочной парой $(E_0)' = E_0 - E_{eh} + E_{ee}$. Родившейся фотоэлектрон может занять только одно свободное спиновое состояние. Поэтому вероятность поглощения фотона заряженной точкой должна быть вдвое меньше, чем нейтральной. Если $E_{ee} > E_{1e} - E_{eh}$, то изначально заряженная квантовая точка не в состоянии поглотить фотон. Таким образом, межподзонное поглощение заряженной и нейтральной квантовыми точками отличается по интенсивности и частоте.

Во втором случае на дискретных уровнях в квантовой точке можно разместить больше, чем один электрон. Если в квантовой точке имеется лишь один уровень размерного квантования, заполненный двумя электронами, то поглощение на частоте межподзонного перехода между основными состояниями невозможно. В остальных вариантах можно воспользоваться предыдущими рассуждениями.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 95-02-05870, 95-02-05606, 97-02-17337 и грантов МНТП "Физика твердотельных наноструктур" №№ 2-018/3, 2-007.

Авторы признательны Ю.Н. Дроздову и М.Н. Дроздову за рентгенодифракционный и элементный анализ структуры.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров, Н.А. Берг, Ю.А. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, А.О. Косоогов, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. ФТП, **30**, 351 (1996).
- [2] Ж.И. Алфёров, Н.Ю. Гордеев, С.В. Зайцев, П.С. Копьев, И.В. Кочнев, В.В. Комин, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, С.С. Рувимов, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. ФТП, **30**, 357 (1996).
- [3] В.Я. Алешкин, Е.В. Демидов, Б.Н. Звонков, А.В. Мурель, Ю.А. Романов. ФТП, **25**, 1047 (1991).
- [4] P.N. Brunkov, S.G. Konnikov, T. Benyattou, G. Guillot. Phys. Low-Dim. Struct., **10/11**, 197 (1995).
- [5] П.Н. Брунков, С.Г. Конников, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев. ФТП, **30**, 924 (1996).
- [6] В.Я. Алешкин, З.Ф. Красильник, Д.Г. Ревин. ФТП, **27**, 1190 (1993).
- [7] M. Grundmann, J. Christen, N.N. Ledentsov, J. Bohrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gosele, J. Herdenreih, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. Lett., **74**, 4043 (1995).
- [8] J.-Y. Martin, J.-M. Gerard, A. Izrael, D. Barrier, G. Bastard. Phys. Rev. Lett., **73**, 716 (1994).
- [9] Б.Н. Звонков, Е.Р. Линькова, И.Г. Малкина, Д.О. Филатов, А.Л. Чернов. Письма ЖЭТФ, **63**, 418 (1996).
- [10] W.J. Schaffer, M.D. Lind, S.P. Kowalchuk, R.V. Grant. J. Vac. Sci. Technol., **B1**, 688 (1983).
- [11] M. Grundman, O. Stier, D. Bimberg. Phys. Rev. **B52**, 11969 (1995).
- [12] P. Blood, Semicond. Sci. Technol., **1**, 7 (1986).
- [13] Ю.А. Данилов, А.В. Мурель, И.Ю. Дроздова. Высококачественные вещества, **2**, 71 (1995).

Редактор В.В. Чалдышев

Characterization of GaAs/In_xGa_{1-x}As heterostructures with quantum dots by electrophysical and optical methods

V.Ya. Aleshkin, D.M. Gaponova, S.A. Gusev, V.M. Danil'tsev, Z.F. Krasil'nik, A.V. Murel, L.V. Paramonov, D.G. Revin, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences
603600 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Results of electrophysical and optical study of GaAs/In_xGa_{1-x}As heterostructures are presented. The purpose was to identify quantum dots and develop technology of their growth by spontaneous transformation of an In_xGa_{1-x}As layer. The surface charge at a depth of the quantum dot occurrence and the surface density of these formations as a function of In_xGa_{1-x}As deposition time have been estimated by C-V profiling. The photoluminescence study of quantum dots revealed peculiarities of their electron state population at various excitation levels. The influence of Coulomb interactions on optical properties of the quantum dots is discussed.