

Диагностика гетероструктур с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ методом вольт-фарадных характеристик: разрывы зон, уровни квантования, волновые функции

© В.И. Зубков[¶]

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 4 сентября 2006 г. Принята к печати 11 сентября 2006 г.)

В диапазоне составов псевдоморфного роста гетероструктур с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($0 < x < 0.30$) методом вольт-фарадного профилирования и самосогласованного расчета уравнений Шредингера и Пуассона прецизионно определены абсолютные величины разрывов зоны проводимости, уровни энергии размерного квантования, концентрации носителей заряда в подзонах квантования. Развита метод емкостной диагностики квантово-размерных гетероструктур для определения их основных электронных свойств.

PACS: 68.65.Fg, 73.21.Fg, 73.40.Cg, 81.07.St

1. Введение

В последнее десятилетие благодаря интенсивному развитию нанотехнологии получены впечатляющие результаты в разработке и создании квантово-размерных гетероструктур и приборов на их основе. Непрерывный технологический прогресс требует разработки адекватных современных методов анализа наноразмерных структур, а также совершенствования существующих методов контроля. В этом направлении акцент в последнее время в основном лежал в области разработки методов визуализации нанообъектов с использованием модификаций электронной микроскопии (сканирующая электронная микроскопия SEM, просвечивающая ТЕМ, STEM и т.п.).

Помимо контроля морфологической структуры, для полупроводникового прибора, очевидно, решающее значение имеет диагностика его электронной системы.

Нами развивается метод диагностики квантово-размерных гетероструктур, позволяющий определять их основные электронные свойства, в частности такой важнейший из них, как разрыв энергетических зон на гетерогранице. В основе диагностики лежит стационарная емкостная спектроскопия и последующее численное моделирование вольт-фарадных характеристик с учетом квантово-механических эффектов. С этой целью развита теория стационарной емкостной спектроскопии легированных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ), учитывающая размерное квантование носителей заряда в яме и реальный вид потенциальной энергии вблизи КЯ в легированном полупроводнике.

2. Постановка задачи

С момента изобретения полупроводниковых гетероструктур Нобелевскими лауреатами Ж. Алфёровым и Г. Кремером определение разрывов энергетических зон

различных полупроводниковых пар является одной из важнейших задач исследователей. Разрывы зон в сильной степени управляют электронным спектром гетероструктур и, следовательно, выходными параметрами полупроводниковых приборов. Важность точных значений разрывов зон, а также трудности в получении, и еще больше, в интерпретации соответствующих экспериментальных данных являются причиной интенсивного изучения данной проблемы в последние 30 лет.

Первые результаты по определению величин разрывов зон были опубликованы Динглом [1,2] для изопериодной гетеросистемы $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ („правило Дингла“ 85:15). Впоследствии серьезный вклад в изучение проблемы внесли Кромер [3–5], Duggan [6] и Yu [7]. К настоящему времени по данному предмету опубликовано очень большое количество статей (современное состояние проблемы и исчерпывающая библиография представлены в обзоре [8]). Тем не менее, как констатируется в этом обзоре, среди полупроводниковых тройных соединений, используемых в квантовой электронике, бесспорные точно определенные значения разрывов зон существуют только для гетеросистемы $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$.

Для одной из наиболее важных гетеропар — $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, — применяемых, например, при изготовлении мощных лазерных диодов на квантовых ямах [9] и лазерных структур на квантовых точках [10], до настоящего времени не существует ясной картины о зависимости величины разрывов зон от состава твердого раствора, несмотря на интенсивные исследования в последние два десятилетия. По данным обзора [11], разброс в результатах определения относительной величины разрыва зоны проводимости ΔE_C для этой гетеросистемы для составов $x < 0.35$ колеблется от 35 до 83%.

Причинами такого разброса данных, очевидно, являются в принципе неявная процедура определения разрыва зон из экспериментальных (оптических, емкостных, токовых и т.д.) данных и связанные с этим различные (в том числе и упрощенные, не учитывающие эффекта размерного квантования) модели, ис-

[¶] E-mail: VIZubkov@mail.eltech.ru

пользуемые для интерпретации данных эксперимента. Попытки теоретического расчета разрыва зон из первых принципов до настоящего времени дают слишком большую погрешность — например, для разрыва валентной зоны в InAs/GaAs декларируется погрешность более 50 мэВ [12], а само вычисленное значение $\Delta E_V = 0.06$ эВ отличается от принятого сейчас 0.21 эВ [8] на 150 мэВ.

Тот факт, что только для изопериодной гетеросистемы AlGaAs/GaAs, где существует практически идеальное совпадение периодов кристаллических решеток, отсутствует разброс в экспериментальных значениях разрывов зон, позволяет утверждать, что качество гетероперехода и технология его создания могут иметь ключевое значение при определении этого параметра, так как наличие неконтролируемых промежуточных и дефектных слоев или градиент состава в месте гетероперехода приводят к его неидеальности и затрудняют интерпретацию экспериментальных данных.

Сейчас наивысшего качества гетеропереходы и квантовые ямы на основе соединений $A^{III}B^V$, в частности InGaAs/GaAs, получают методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ) и газовой фазой осаждением из металлорганических соединений (МОСВД). Переход между материалами достигается на протяжении всего 1–2 монослоев. Получающиеся в результате квантовые ямы в системе InGaAs/GaAs характеризуются псевдоморфным ростом с отсутствием дислокаций на границе раздела. Таким образом, можно ожидать, что для подобных гетероструктур возможно получить наиболее достоверные результаты по величине разрыва зон.

Для получения прецизионных значений разрыва зон первостепенное внимание необходимо обратить на соответствующий дизайн образцов, минимизируя источники возможных погрешностей при измерении и интерпретации. С этой точки зрения сверхрешетки и множественные квантовые ямы не являются оптимальным объектом, так же как и готовые приборные структуры со сложным или неопределенным распределением легирующей примеси.

Для характеристики квантово-размерных гетероструктур нами предлагается использовать стационарную емкостную спектроскопию. Данные вольт-фарадных ($C-V$) измерений являются отражением распределения основных носителей заряда по измеряемой структуре, поэтому $C-V$ -характеристики очень удобны для исследования гетеропереходов, квантовых ям и квантовых точек, где существуют области резкого изменения концентрации носителей заряда вследствие наличия разрывов энергетических зон. В силу своей высокой чувствительности к изменению заряда метод вольт-фарадных характеристик хорошо „чувствует“ изменения разрывов зон и ширину квантовой ямы. Однако, чтобы точно количественно определить эти и другие важные параметры квантово-размерной гетероструктуры, необходимо применять численное моделирование с учетом эффектов размерного ограничения, поскольку типичная толщина квантовой ямы составляет 5–15 нм, что меньше характерной де-Бройлевской длины волны электрона в GaAs.

Данная работа посвящена прецизионному определению разрывов зон и других ключевых параметров в гетеропереходах с напряженными квантовыми ямами $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ ($0 < x < 0.3$). С этой целью проведен ряд $C-V$ -измерений на структурах специального дизайна, что минимизировало влияние неопределенных факторов типа распределения концентрации легирующей примеси на результат. На следующем этапе выполнена подгонка экспериментальных концентрационных профилей носителей заряда с помощью численного самосоглазованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Это позволило получить для всего исследуемого ряда твердых растворов точные величины разрывов зон, положения уровней квантования, волновых функций, концентрации носителей заряда в соответствующих подзонах.

3. Исследованные образцы и вольт-фарадные измерения

Специально для исследования емкостными методами был выращен набор высококачественных полупроводниковых структур оптимизированной топологии с напряженными квантовыми ямами $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ на подложках n -типа GaAs. Образцы выращивались методом химического осаждения из паров металлорганических соединений в Институте сверхвысокочастотной электроники им. Ф. Брауна, Берлин. Осаждение проводилось при температурах 650 и 770 °С [9]. Уровень легирования подложки составлял 10^{18} см^{-3} . Квантовые ямы в наборе отличались шириной (6–9.5 нм), скоростью роста и долей In в твердом растворе (от 6.5 до 29%). Квантовая яма находилась между двух слоев GaAs шириной соответственно 300 нм (верхний слой) и 350 нм, равномерно легированных Si в процессе роста до $(6-7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, за исключением тонких спейсерных слоев толщиной 5 нм, которые оставались нелегированными. Квантовые ямы также не легировались и были когерентно-напряженными. Точность параметров и качество структур контролировались методами рентгеновской дифракции высокого разрешения (HRXRD), локальной катодолюминесценции и др. На поверхности структуры напылением слоя серебра был изготовлен выпрямляющий контакт Шоттки. Со стороны подложки был образован омический контакт.

Измерение вольт-фарадных характеристик и их последующая обработка с получением „кажущегося“ профиля концентрации носителей заряда были проведены с помощью установки емкостной спектроскопии, автоматизированной с применением технологии „виртуальных приборов“. Частота тестового сигнала емкостного моста составляла 1 МГц, его амплитуда — от 15 до 50 мВ. Программное обеспечение позволяло осуществлять усреднение значений, дифференцирование и фильтрацию шумовой составляющей с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье и тихоновской регуляризации.

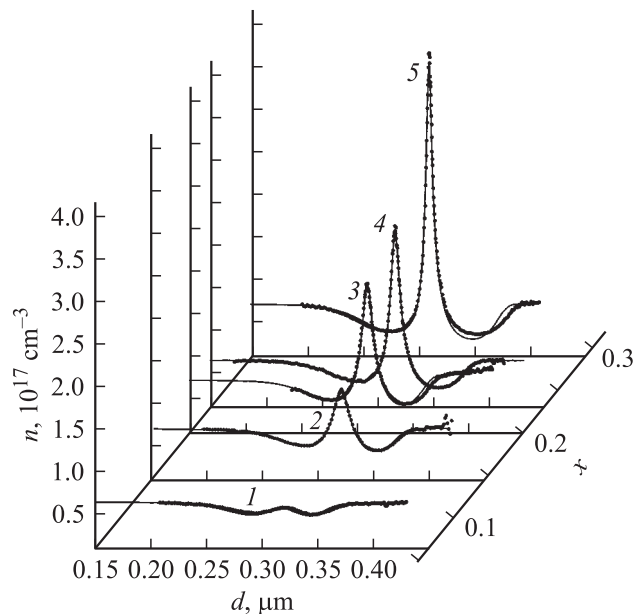


Рис. 1. Экспериментально полученные (точки) и рассчитанные (сплошные линии) наблюдаемые профили концентрации основных носителей заряда в изотипных $n-n$ -гетероструктурах с одиночными квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($0.065 < x < 0.3$). Состав твердого раствора в квантовых ямах, x : 1 — 0.065, 2 — 0.145, 3 — 0.2, 4 — 0.23, 5 — 0.29. $T = 300$ К.

При нулевом приложенном напряжении ширина области пространственного заряда (ОПЗ) в образцах составляла примерно 200 нм при комнатной температуре и не достигала квантовой ямы (КЯ). С увеличением обратного напряжения граница ОПЗ проходила сквозь яму (при смещениях порядка -3 В) и далее расширялась до 400 нм, что позволяло получить прецизионный профиль концентрации основных носителей заряда по глубине гетероструктуры в окрестностях ямы.

Наблюдаемый профиль концентрации основных носителей заряда n находился дифференцированием $C-V$ -характеристики с использованием стандартной формулы

$$n(d) = 2 \left[\epsilon \epsilon_0 e A^2 \frac{d}{dU} \left(\frac{1}{C^2} \right) \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость, A — площадь барьера Шоттки, d — текущая координата границы ОПЗ.

Экспериментальные профили концентрации основных носителей заряда для ряда составов твердого раствора ямы приведены на рис. 1. При практически одинаковой концентрации легирующей примеси во всех образцах амплитуда пика обогащения в области квантовой ямы оказывается очень чувствительной к составу твердого раствора КЯ. Так, при $x = 0.065$ пик слабо различим на уровне наблюдаемой концентрации основных носителей заряда в нейтральных областях (по сторонам ямы имеются нелегированные спейсерные слои), а при

$x = 0.29$ амплитуда концентрационного пика оказывается в 6 раз выше концентрации основных носителей заряда в объеме полупроводника.

4. Модель самосогласованного решения

Процедура подгонки состоит в сопоставлении концентрационных профилей основных носителей заряда, полученных из эксперимента и рассчитанных в результате численного самосогласованного решения уравнения Пуассона

$$\epsilon_0 \frac{d}{dz} \epsilon(z) \frac{d\varphi(z)}{dz} = e [N_D^+(z) - n(z)] \quad (2)$$

и уравнения Шредингера в приближении эффективной массы

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m^*(z)} \frac{d\psi_i(z)}{dz} + V(z) \psi_i(z) = E_i \psi_i(z). \quad (3)$$

В уравнениях (2), (3) $\varphi(z)$ — электростатический потенциал, N_D^+ — концентрация ионизированных доноров, E_i — собственные значения энергии электронов в квантовой яме, ψ_i — собственные волновые функции, $m^*(z)$ — эффективная масса электрона, $V(z)$ — профиль потенциальной энергии, включающий разрыв зон ΔE_C на гетерогранице. В качестве подгоночного параметра выступает величина разрыва зоны проводимости.

Мы проводили численный расчет уравнения Шредингера в квантовом ящике на неравномерной сетке. Уравнение Пуассона, учитывающее подвижные носители заряда $n(z)$, линеаризовалось и решалось методом Ньютона относительно поправки к потенциалу. Подробности самосогласованного расчета изложены в работах [13,14]. После нахождения собственных энергий и собственных волновых функций локальная концентрация носителей заряда в соответствующих двумерных подзонах квантования определялась по формуле [15,16]:

$$n(z) = \frac{m^*(z)kT}{\pi\hbar^2} \sum_i \ln \left[1 + \exp \left(\frac{(E_F - E_i)}{kT} \right) \right] |\psi_i(z)|^2. \quad (4)$$

Здесь T — температура, k — постоянная Больцмана.

Положение уровня Ферми E_F определялось из решения уравнения электронейтральности.

5. Характеризация электронного спектра гетероструктур с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ по данным вольт-фарадных измерений

Примеры подгонки профилей концентрации основных носителей заряда в гетероструктурах, содержащих квантовые ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, приведены на рис. 1, а

также в [13]. Наблюдается отличное совпадение расчетного и наблюдаемого в эксперименте концентрационных профилей. Так как концентрация легирующей примеси специально для измерений поддерживалась постоянной и могла контролироваться по плечам концентрационного профиля вдали от области квантовой ямы, единственным подгоночным параметром в расчете остается величина разрыва зоны проводимости ΔE_C . Это существенно повышает достоверность ее определения.

При численном расчете уравнения Шредингера в границах „квантового ящика“ связанные энергетические состояния в квантовой яме считаются корректно, в то время как непрерывный спектр состояний в свободной зоне над квантовой ямой заменяется набором дискретных уровней, расстояние между которыми определяется размерами квантового ящика. На рис. 2 представлены рассчитанные таким образом 8 низших энергетических уровней в квантовой яме $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}$ как функции приложенного к образцу напряжения. Как видно, в данной гетероструктуре наблюдается только один энергетический уровень, связанный в квантовой яме. Наличие моноуровня в КЯ имеет важное значение при создании высокоэффективных одномодовых лазеров, и предлагаемая методика результативно диагностирует это свойство приборов на квантовых ямах. С увеличением приложенного обратного напряжения более 3 В дно зоны проводимости в районе КЯ изгибается, и связанный уровень квантования начинает выталкиваться вверх; при -5 В он перестает быть связанным.

Следует отметить, что решение уравнения Шредингера для квантовой ямы с параметрами, как на рис. 2 (разрыв зон 175 мэВ , ширина ямы 7.2 нм), в случае прямоугольного потенциала дает два связанных уровня с энергиями -125 и -6 мэВ соответственно (за ноль принято положение дна зоны проводимости GaAs в области

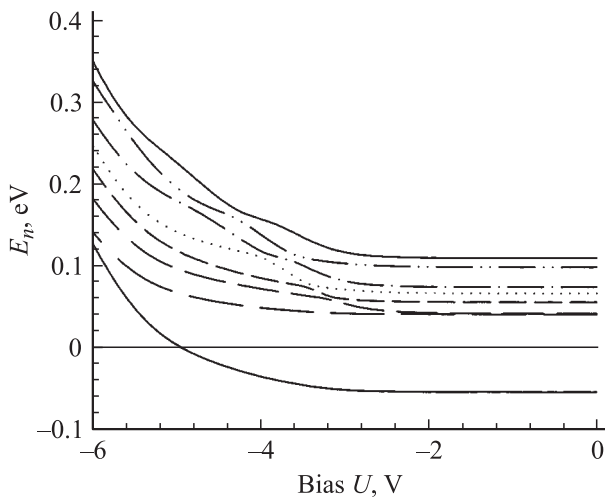


Рис. 2. Первые 8 энергетических уровней в зависимости от приложенного напряжения U . Расчет для квантовой ямы $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 7.2 нм ; разрыв зоны проводимости $\Delta E_C = 175\text{ мэВ}$. За ноль по оси ординат взято положение дна зоны проводимости GaAs в области электронейтральности.

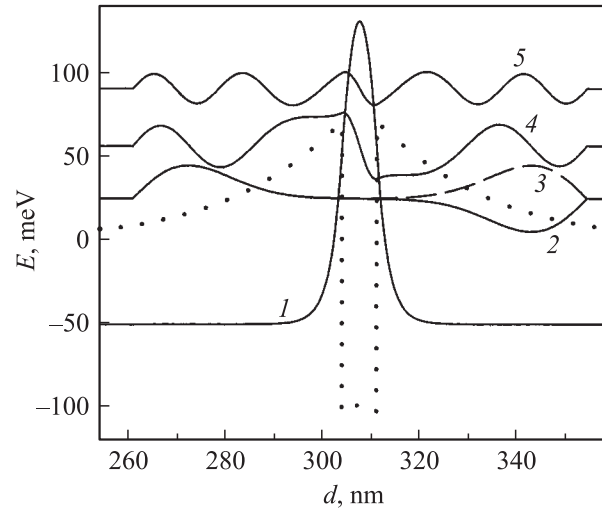


Рис. 3. Рассчитанные волновые функции: 1 — связанного состояния, 2 — 2-го уровня, 3 — 3-го уровня, 4 — 6-го уровня, 5 — 10-го уровня. Волновые функции представлены в произвольном масштабе и смещены по вертикали на энергию соответствующего уровня квантования. Точками изображен рассчитанный самосогласованный потенциал Хартри. Расчет выполнен для ямы $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 7.2 нм .

электронейтральности). В процедуре самосогласования они являются нулевой итерацией. В самосогласованном поле первый уровень поднимается до -49 мэВ , а второй уходит в квазирезонансы ($+44\text{ мэВ}$). Дно квантовой ямы вслед за потенциалом модифицируется от плоского к параболическому, типичная величина прогиба в центре ямы обычно составляет 5 мэВ для рассматриваемых концентраций примеси и толщин квантовых ям.

На рис. 3 представлены рассчитанные волновые функции. Вид волновой функции для низшего состояния, связанного в квантовой яме, практически не модифицируется в процессе самосогласования. Следующая группа уровней, имея положительные энергии, лежит в области энергетического барьера, вызванного кулоновским изгибом самосогласованного потенциала Хартри. Волновые функции этих состояний испытывают сильную модификацию из-за сложного рельефа потенциального барьера вблизи ямы. Один из этих уровней (кривая 4 на рис. 3) является квазирезонансом. Квадрат волновой функции этого состояния преимущественно сосредоточен в области квантовой ямы. Волновые функции более высоких состояний принадлежат почти свободным электронам.

Расчеты показывают, что в рассматриваемых структурах концентрация носителей заряда в нижней подзоне квантования, соответствующей связанному уровню, составляет 95% от всей концентрации носителей в области квантовой ямы (рис. 4). Это свидетельствует о высокой степени пространственного ограничения носителей заряда квантовой ямой. Таким образом, пик обогащения основными носителями заряда в квантовой яме формируется подавляющим образом носителями, сосредоточенными в подзоне, соответствующей связан-

ному в квантовой яме уровню, а плечи концентрационного профиля формируются носителями в подзонах, соответствующих свободному движению, и могут рассчитываться квазиклассически с помощью интеграла Ферми. Можно утверждать, что в случае связанного в КЯ уровня экспериментально наблюдаемый (аппарент) вид распределения концентрации основных носителей заряда в области квантовой ямы отражает квадрат волновой функции связанного состояния.

Во всех исследованных структурах наблюдался только один уровень квантования, связанный в квантовой яме.

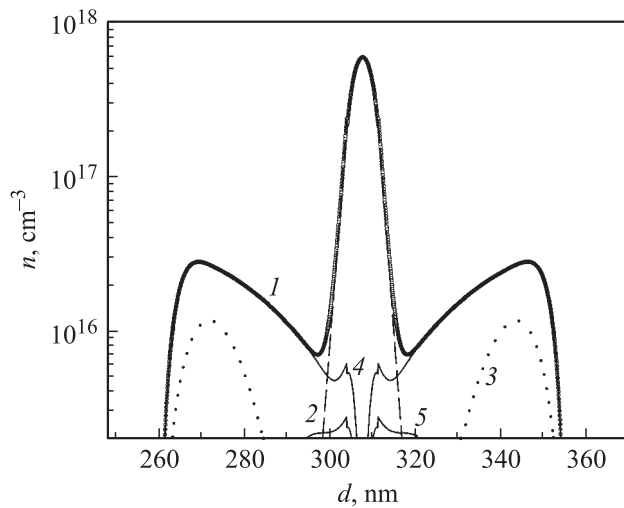


Рис. 4. Рассчитанная концентрация электронов в области квантового ящика, содержащего квантовую яму $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}$: 1 — суммарная — в нижних 16 подзонах размерного квантования квантового ящика; 2 — в 1-й подзоне размерного квантования; 3 — во 2-й подзоне; 4 — разностная концентрация кривых 1 и 2; 5 — концентрация в подзоне, соответствующей квазирезонансу. Ширина ямы $w = 7.2$ нм.

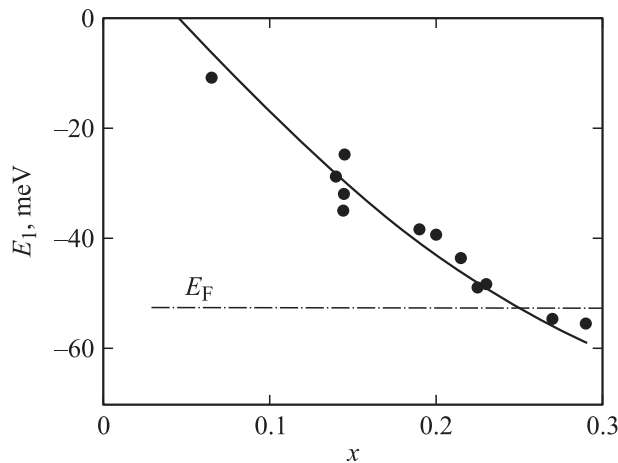


Рис. 5. Положение связанного энергетического уровня E_1 в напряженных квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Сплошная линия — расчетная зависимость E_1 от состава x в предположении $w = 7.2$ нм и для концентрации примеси как в образце 300 (см. таблицу). Штрихпунктирная линия — положение уровня Ферми.

Экспериментальные данные исследованных структур, содержащих напряженные квантовые ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

№ образца	Доля In, x	T_{gr} , °C	Ширина ямы, нм	Энергия связанного уровня, мэВ	Разрыв зоны проводимости, мэВ
298	0.065	770	9.5	-10.9	55
299	0.14	770	8.0	-29.0	110
308	0.145	650	6.0	-25.0	110
303	0.145	650	7.5	-32.1	120
309	0.145	650	9.5	-35.1	120
296	0.19	770	6.5	-38.3	150
297	0.2	650	6.5	-39.5	155
306	0.215	770	7.2	-43.7	160
307	0.225	770	7.4	-48.8	175
300	0.23	770	7.2	-48.5	175
301	0.27	770	6.5	-54.6	210
305	0.29	650	6.0	-55.3	220

Примечание. T_{gr} — температура роста.

Поведение этого уровня с изменением состава твердого раствора иллюстрирует рис. 5. Изменение ширины квантовой ямы в пределах 6.0–9.5 нм не приводит к кардинальному изменению глубины залегания уровня, но достаточно, чтобы надежно зарегистрировать этот факт с помощью емкостного профилирования, как для четырех точек по составу в районе $x \approx 0.14$ на рис. 5. Отметим, что при малом содержании In в квантовой яме нижний уровень тоже оказывается выше дна зоны проводимости E_C в области плоских зон. Причиной этого является наличие спейсерных слоев по сторонам квантовой ямы. Известно, что их основное назначение — снизить вероятность рассеяния носителей заряда на ионизованных примесях. В то же время, как показывают расчеты, эти нелегированные слои приподнимают уровень потенциала в области квантовой ямы, сдвигая связанный уровень квантования вверх и уменьшая тем самым количество носителей заряда, эффективно захваченных ямой.

Как отмечалось ранее, важнейший параметр гетероперехода — величина разрыва энергетических зон. Для большинства полупроводниковых гетеропар, за исключением $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$, она установлена с недостаточной точностью [8], это указывает на сложность и неоднозначность ее определения. С помощью предлагаемой нами системы характеристики квантовых ям точность определения разрыва зон существенно возрастает, погрешность определения ΔE_C оценивается как 5–15 мэВ в зависимости от состава твердого раствора квантовой ямы. Полученные нами значения абсолютных разрывов зоны проводимости в псевдоморфно-выращенных напряженных квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ представлены в таблице и на рис. 6. Экспериментальная зависимость аппроксимируется формулой

$$\Delta E_C = 0.85x - 0.3x^2, \quad (5)$$

где x — доля In, а энергия выражается в электронвольтах.

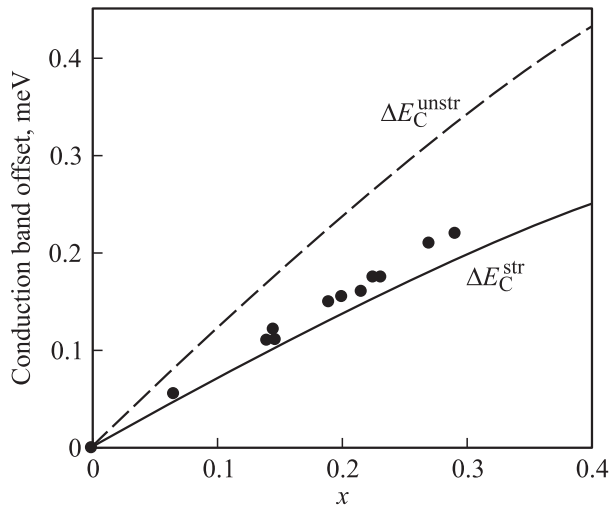


Рис. 6. Разрыв зоны проводимости на гетеропереходе в напряженных квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (точки — эксперимент) в сравнении с рассчитанными по *model-solid theory* (ΔE_C^{str}) и рекомендованными в [8] ($\Delta E_C^{\text{unstr}}$).

Сравнение полученных в наших экспериментах значений разрыва зоны проводимости напряженных квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с рекомендуемыми в работе [8] показывает, что в псевдоморфных квантовых ямах величина разрыва зоны проводимости примерно на 25% меньше, чем на некогерентном гетеропереходе. Такой результат хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями относительно влияния эффекта псевдоморфизма. Расчеты с использованием известной *model-solid theory* [17] показывают, что ширина запрещенной зоны упруго напряженного слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на подложке GaAs увеличивается примерно на ту же величину, причем валентная зона вследствие наличия встроенных механических напряжений в материале квантовой ямы расщепляется на подзону тяжелых и легких дырок. Таким образом, упругие напряжения сжатия, увеличивая ширину запрещенной зоны наноразмерного слоя, приводят к уменьшению разрыва зоны проводимости на гетеропереходе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, что и зарегистрировано нами.

Разработанная система диагностики гетероструктур с квантовыми ямами на основе анализа и моделирования C–V-характеристик позволяет определять целый ряд основных параметров наногетероструктур: энергетические уровни квантования электронов и дырок в яме, их волновые функции, концентрацию носителей заряда в подзонах квантования, профиль дна зоны проводимости, истинный и „кажущийся“ профили основных носителей заряда вблизи квантовой ямы, состав твердого раствора квантовой ямы, зависимость перечисленных характеристик от приложенного электрического поля и температуры.

Найденный из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона для гетероструктуры *n*-типа реальный профиль дна зоны проводимости позволяет в

свою очередь построить потенциальный профиль потолка валентной зоны и точно рассчитать энергетические состояния носителей заряда в валентной зоне с учетом реального изгиба энергетических зон легированной гетероструктуры. Далее, по найденным значениям уровней квантования в валентной зоне и зоне проводимости можно в первом приближении получить энергии переходов зона–зона.

6. Заключение

В диапазоне составов псевдоморфного роста гетероструктур с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($0 < x < 0.30$) методом вольт-фардадного профилирования и самосогласованного расчета уравнений Шредингера и Пуассона определены основные параметры квантовых ям. Экспериментальная зависимость разрыва зоны проводимости напряженных квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ от состава x аппроксимируется формулой $\Delta E_C = 0.85x - 0.3x^2$. При всех составах в квантовой яме зарегистрирован только один энергетический уровень размерного квантования. Показано, что в случае одного связанного в квантовой яме уровня экспериментально наблюдаемый концентрационный профиль основных носителей заряда в области квантовой ямы отражает квадрат волновой функции связанного состояния. Продемонстрирован механизм формирования концентрационного профиля носителей заряда вблизи квантовой ямы и определены области применимости квантово-механического и квазиклассического подходов к анализу и расчету C–V-характеристик гетероструктур с квантовыми ямами.

Автор благодарит своих коллег по Санкт-Петербургскому электротехническому университету А.В. Соломонова, Е.О. Цвелева, М.А. Мельника за помощь в работе, а также коллег из Института сверхвысокочастотной электроники им. Ф. Брауна, Берлин, — д-ра Ф. Бугге, д-ра М. Вейерса, проф. Г. Трэнкле — за сотрудничество в изготовлении серии образцов и плодотворную дискуссию.

Список литературы

- [1] R. Dingle, W. Wiegmann, C.H. Henry. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 827 (1974).
- [2] R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann. *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 1327 (1975).
- [3] H. Kroemer. *Surf. Sci.*, **132**, 543 (1983).
- [4] H. Kroemer. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2**, 433 (1984).
- [5] H. Kroemer. *Surf. Sci.*, **174**, 299 (1986).
- [6] G. Duggan. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **3** (4), 1224 (1985).
- [7] E.T. Yu, J.O. McCaldin, T.C. McGill. *Sol. St. Phys.*, **46**, 1 (1992).
- [8] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [9] F. Bugge, U. Zeimer, M. Sato, M. Weyers, G. Tränkle. *J. Cryst. Growth*, **183**, 511 (1998).

- [10] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, Chichester, 1998).
- [11] *Properties of lattice-matched and strained Indium Gallium Arsenide*, ed. by P. Bhattacharya. INSPEC, 90 (1993).
- [12] S.-H. Wei, A. Zunger. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2011 (1998).
- [13] V.I. Zubkov, M.A. Melnik, A.V. Solomonov, E.O. Tsvelev, F. Bugge, M. Weyers, G. Tränkle. *Phys. Rev. B*, **70**, 075 312 (2004).
- [14] В.И. Зубков. *ФТП*, **40**, 1236 (1006).
- [15] А.Я. Шик, Л.Г. Бакуева, С.Ф. Мусихин, С.А. Рыков. *Физика низкоразмерных систем* (СПб., Наука, 2001).
- [16] P.N. Brounkov, T. Benyattou, G. Guillot. *J. Appl. Phys.*, **80**, 864 (1996).
- [17] C.G. Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

Capacitance-voltage diagnostics of heterostructures with quantum wells $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$: band offsets, energy quantization levels, wave functions

V.I. Zubkov

St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“,
197376 St. Petersburg, Russia

Abstract By means of capacitance-voltage profiling and self-consistent simulation of Schrödinger and Poisson equations the absolute values of conduction band offsets, confinement energy levels, concentration of charge carriers in confinement subbands are obtained with high precision in the whole composition range of pseudomorphic growth of heterostructures with quantum wells $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($0 < x < 0.30$). A method of capacitance diagnostics of quantum sized heterostructures is developed for determination of their basic electronic parameters.