

# Анализ электростатического взаимодействия зарядов в множественных квантовых ямах InGaAs/GaAs методами спектроскопии адмиттанса

© В.И. Зубков<sup>¶</sup>, И.Н. Яковлев, В.Г. Литвинов<sup>+</sup>, А.В. Ермачихин<sup>+</sup>,  
О.В. Кучерова, В.Н. Черкасова

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

<sup>+</sup> Рязанский государственный радиотехнический университет,  
390005 Рязань, Россия

(Получена 21 ноября 2013 г. Принята к печати 3 декабря 2013 г.)

Методами адмиттансной спектроскопии и с помощью численных самосогласованных расчетов исследован эффект электростатического взаимодействия зарядов в множественных квантовых ямах легированной гетероструктуры. Детально изучались образцы, содержащие 3 квантовые ямы InGaAs/GaAs, толщиной 7 нм каждая, разделенные барьерами по 150 нм. Содержание InAs в ямах составляло 22, 16 и 11.5%. Экспериментально и моделированием показано, что эффект относительного обеднения носителями заряда средней квантовой ямы возникает при смыкании локальных областей объемного заряда вокруг квантовых ям и сопровождается „выталкиванием“ вверх потенциала средней ямы. Анализируются количественные характеристики этого эффекта в зависимости от температуры, толщины барьеров и концентрации в них легирующей примеси.

## 1. Введение

Полупроводниковые гетероструктуры с одиночными и множественными квантовыми ямами (МКЯ) давно и успешно используются в приборах нано- и оптоэлектроники: светоизлучающих диодах, лазерах, фотоприемниках и др. Несмотря на продолжительную историю развития гетероструктур, в этой области остается ряд нерешенных задач (среди них — развитие нитридной оптоэлектроники и получение белого светодиода на одном кристалле без использования люминофора) и научный интерес к ним не угасает. Особенностью гетероструктур является резко неоднородное распределение концентрации легирующей примеси, применяемое в целях получения новых качеств и улучшения рабочих характеристик прибора. Во многом независимо от распределения примеси по структуре композиционные квантовые ямы сами создают ярко выраженный профиль распределения основных носителей заряда, который имеет острые пики обогащения в области провала потенциала, даже несмотря на то, что сами квантовые ямы и спейсерные слои вокруг них часто не легируют для снижения плотности дефектов и подавления безызлучательных переходов [1].

Требования по составу примеси и ее распределению в готовых приборах непрерывно возрастают, а сами структуры становятся все более сложными и многослойными. Поэтому неуклонно ужесточаются и требования к методам достоверного контроля распределения примеси и основных носителей заряда как на этапе лабораторной разработки структуры, так и на различных стадиях производства полупроводникового прибора. В этой связи возрастает роль вольт-фарадных и, шире, адмиттансных

измерений, которые предоставляют большие возможности неразрушающего контроля параметров гетероструктур с нанометровым разрешением, а в сочетании с математическим моделированием эффективны и для глубокого количественного анализа физических процессов, происходящих в них [2,3].

Вольт-фарадное профилирование, строго говоря, регистрирует зависимость барьерной емкости образца от приложенного смещения и является косвенным методом нахождения распределения примеси по глубине структуры. В основе математического описания метода лежат приближение резкой границы области объемного заряда, малосигнальное приближение, условие квазистатистики и др. [3,4]. Нередко в экспериментальной практике, например, при измерениях вольт-фарадных характеристик (ВФХ) светоизлучающих диодов с квантовыми ямами, возникают определенные трудности в интерпретации результатов профилирования, особенно при нахождении абсолютного положения координат пиков, что связано с отклонением от квазистатистического режима, расширением области объемного заряда (ООЗ) как в  $n$ -, так и в  $p$ -область или с тем, что исследуемый энергетический уровень проявляет свойства глубокого центра, что выражается в эффектах запаздывания.

В настоящей статье экспериментально и на базе численных расчетов исследуется эффект взаимодействия зарядов в соседних квантовых ямах легированной гетероструктуры, приводящий к модификации электростатического потенциала и обеднению электронами средней ямы. Его наличие необходимо учитывать при проектировании активной области приборов на множественных квантовых ямах. Анализируются количественные характеристики этого эффекта в зависимости от температуры, толщины барьеров и концентрации легирующей примеси

<sup>¶</sup> E-mail: VIZubkov@mail.eltech.ru

в них. Обсуждаются также особенности интерпретации результатов вольт-фарадного профилирования структур с множественными квантовыми ямами, измеренных в широком интервале температур, в условиях последовательной трансформации мелкого уровня в глубокий.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования являлись эпитаксиальные гетероструктуры с 1 и 3 квантовыми ямами (КЯ)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  различного состава, изготовленные на подложках  $n^+\text{-GaAs}$ .

Структуры с 3 КЯ были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Вначале при температуре  $580^\circ\text{C}$  был выращен буферный слой  $n\text{-GaAs}$  толщиной 300 нм, легированный Si до  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . На него осаждался слой  $n\text{-GaAs}$  толщиной 150 нм с концентрацией  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Затем осаждался спейсер  $i\text{-GaAs}$  толщиной 5 нм, на котором при температуре  $530^\circ\text{C}$  была выращена квантовая яма  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (7 нм) состава с  $x = 0.115$ . Поверх КЯ опять осаждался слой  $i\text{-GaAs}$  толщиной 5 нм и барьерный слой  $n\text{-GaAs}$  толщиной 150 нм и легированием на уровне  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Далее подобным образом были выращены еще две квантовые ямы составов с  $x = 0.16$  и  $0.22$ . Сверху осаждался покровный слой  $n\text{-GaAs}$  толщиной 400 нм с концентрацией примеси кремния  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Со стороны подложки был нанесен индиевый омический контакт. На верхней стороне образца для уменьшения токов утечки сформирована мезоструктура диаметром 0,5 мм, на которую осажжены Au-слои толщиной 50 нм, формирующие контакты Шоттки.

Кроме того, анализировались эпитаксиальные гетероструктуры с одиночными квантовыми ямами  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  различного состава ( $x = 0.06\text{--}0.30$ ) со сформированными барьерами Шоттки, описание которых можно найти в наших статьях [2,5,6].

Эксперименты проводились в гелиевом криостате замкнутого цикла Janis. Регулирование температуры осуществлялось температурным контроллером LakeShore 335, обеспечивающим точность криостатирования лучше 0,5 К. Измерения адмиттанса образцов выполнялись с помощью RLC-метра Agilent E4980A. Все измерения проводились в автоматизированном режиме под управлением программного обеспечения, выполненного в среде программирования LabVIEW [7].

Предварительно для определения рабочей области обратных смещений измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов. При комнатной температуре структура с 3 КЯ выдерживала напряжение до 15 В, однако с понижением температуры пробивное напряжение падало до 9 В, что типично для GaAs-диодов и свидетельствует о лавинном характере пробоя.

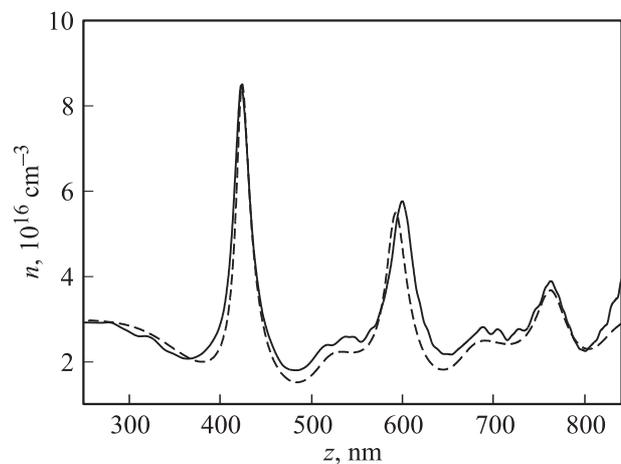
Измерения вольт-фарадных характеристик образцов проводились в диапазонах температур  $T = 15\text{--}300 \text{ К}$  и частот  $10 \text{ кГц--}2 \text{ МГц}$ . Затем с помощью стандартной

обработки численным дифференцированием ВФХ строились „наблюдаемые“ („apparent“) профили концентрации свободных носителей заряда по глубине структуры [3,8].

## 3. Вольт-фарадное профилирование гетероструктур

Вольт-фарадные характеристики, измеренные при комнатной температуре, имели три плато при смещениях  $-3$ ,  $-6$  и  $-11 \text{ В}$ , соответствующие последовательному пересечению границей области объемного заряда трех квантовых ям. Экспериментальные кривые при температуре  $T = 300 \text{ К}$ , измеренные на различных частотах, совпадали, что свидетельствует о квазистатическом характере измерений барьерной емкости при комнатной температуре. Полученные из ВФХ профили (зависимости концентрации основных носителей заряда от координаты  $z$ ) приведены на рис. 1. Амплитуда пика от мелкой КЯ ( $x = 0.115$ ) всего на 1/3 превышала уровень легирования в барьерах и прилегающих к системе КЯ покровных слоях ( $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), а амплитуда пика от глубокой КЯ ( $x = 0.22$ ) была почти в 3 раза выше относительно базового легирования. Отметим, что при больших обратных смещениях измеряемая RLC-метром барьерная емкость несколько модифицировалась влиянием увеличивающегося обратного тока, поэтому соответствующий тренд концентрации носителей заряда был исключен из полученных экспериментальных данных. При комнатной температуре локальные области обеднения вокруг квантовых ям не смыкались, поэтому „наблюдаемая“ концентрация носителей заряда между ямами выходила на величину концентрации легирующей примеси, как видно из рис. 1.

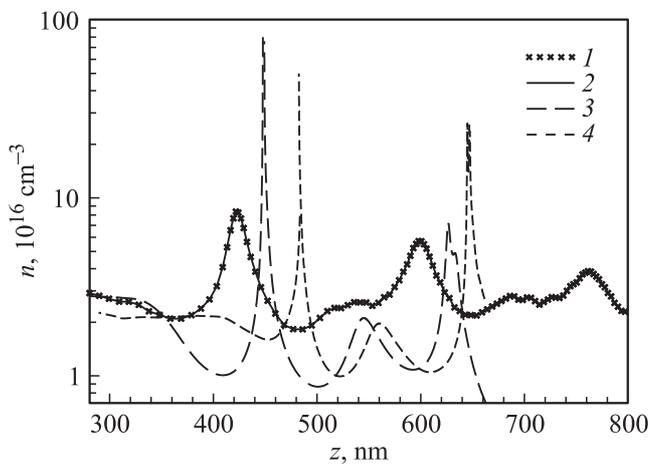
Измеренные ВФХ при понижении температуры образца, помимо очевидного обострения концентрационных



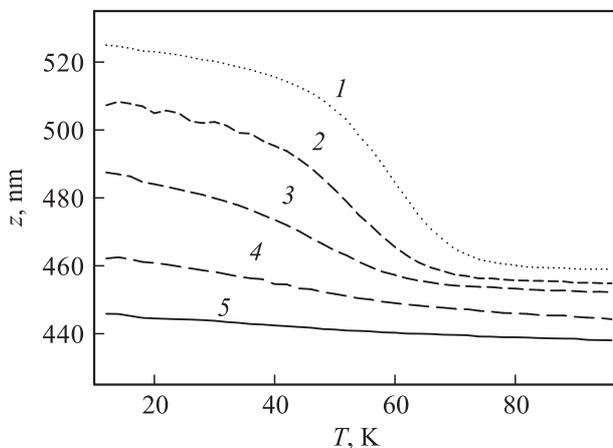
**Рис. 1.** Экспериментальный (сплошная линия) и расчетный (штриховая) профили концентрации основных носителей заряда в гетероструктуре с 3 КЯ  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ .  $T = 300 \text{ К}$ . Принятые разрывы в зоне проводимости для КЯ  $\Delta E_c = 170, 128, 90 \text{ мэВ}$ .

пиков, имели ряд особенностей, в целом обусловленных отклонением режима измерений от квазистатического. Обнаружен систематически увеличивающийся сдвиг положений концентрационных пиков, особенно пика, соответствующего наиболее глубокой КЯ, в сторону увеличения координаты при температурах  $T < 150$  К (рис. 2). Наблюдался тем больший сдвиг, чем выше частота тестового сигнала, что свидетельствовало о существенном нарушении условия квазистатичности измерений (рис. 3).

Для мелкой квантовой ямы низкотемпературный и частотный сдвиг координаты концентрационного пика был практически незаметен, а при низких температурах ее отклик невозможно было наблюдать из-за больших токов утечки вследствие понижения напряжения пробоя до 9 В.



**Рис. 2.** Экспериментальные наблюдаемые профили концентрации основных носителей заряда в гетероструктуре с 3 КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  при температурах 300 (1, 2), 50 К (3, 4) и частотах 50 кГц (1, 3), 1 МГц (2, 4) в условиях отклонения от квазистатистики.



**Рис. 3.** Сдвиг координаты пика наблюдаемого в эксперименте концентрационного профиля, сформированного электронами в глубокой квантовой яме  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}/\text{GaAs}$ , в зависимости от температуры. Частота, кГц: 1 — 2000, 2 — 1000, 3 — 500, 4 — 200, 5 — 50.

Для количественного объяснения наблюдаемых в эксперименте эффектов сдвига концентрационных профилей с понижением температуры, а также с целью расчета заряда в квантовых ямах было проведено математическое моделирование вольт-фарадных характеристик исследуемых гетероструктур.

#### 4. Численное моделирование вольт-фарадных характеристик и подгонка

Моделирование позволяет получить профиль энергии дна зоны проводимости, вид электростатического потенциала, реальный и наблюдаемый (apparent) профили распределения концентрации носителей заряда, при этом последний можно сопоставлять с экспериментально определенным из ВФХ концентрационным профилем с целью определения положения энергетических уровней или разрыва зон в квантовых ямах. Моделирование выполнялось в квантово-механическом приближении путем самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера [2,3].

Рассмотрим для ясности основные этапы расчета.

За нуль энергии принимается дно зоны проводимости  $E_c$  в области электронейтральности гетероструктуры. Из уравнения электронейтральности определяется энергия уровня Ферми  $E_F$ , которую при приложенном обратном смещении принимаем постоянной по всей длине структуры. Далее строится одномерная расчетная сетка с дроблением (при необходимости) шага в области квантовых ям. На сетке, стартуя с некоего начального распределения потенциала  $\varphi_0(z)$  и концентрации  $n_0(z)$ , последовательно итерационно решаем уравнения Пуассона и Шредингера до сходимости по  $\varphi(z)$  и  $n(z)$ . Локальная концентрация электронов в области квантовой ямы пропорциональна квадрату волновой функции  $\psi(z)$  и определяется по двумерной статистике в соответствии с выражением [9,10]

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

Здесь  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $E_i$  — рассчитанная энергия  $i$ -го уровня квантования,  $\psi_i(z)$  — соответствующая волновая функция электрона,  $k$  — постоянная Больцмана. Суммирование проводится по всем подзонам размерного квантования. В случае структуры с несколькими квантовыми ямами найденный энергетический уровень рассматривается единым для всех ям.

Положение уровня Ферми в структуре с КЯ определяется фактически свойствами и степенью легирования широкозонного материала GaAs, квантовая яма на его положение практически не оказывает влияния. В материале  $n$ -типа проводимости положение уровня Ферми определялось из уравнения электронейтральности  $N_D^+ = n$  без учета дырок, поскольку в широкозонном материале их вклад в электропроводность ничтожен.

Концентрация свободных электронов рассчитывалась из интеграла Ферми  $F_{1/2}$ :

$$n(z) = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left[ -\frac{E_c - E_F - e\varphi(z)}{kT} \right], \quad (2)$$

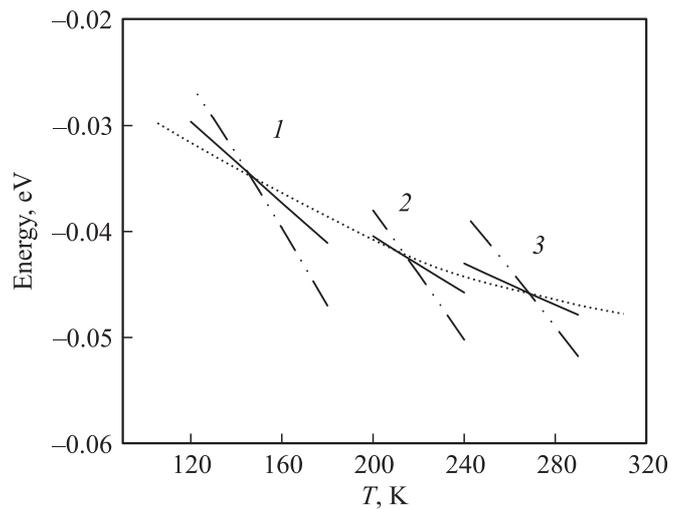
где  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Для построения вольт-фарадной характеристики совместный расчет уравнений Пуассона и Шредингера повторялся для ряда (200–300) точек по напряжению. Барьерная емкость структуры при определенном смещении находилась на основе теоремы Гаусса в квазистатическом приближении (подробнее см. [3,11]). Далее наблюдаемый профиль концентрации основных носителей заряда получался обычным дифференцированием рассчитанной ВФХ, как это делается в случае экспериментально измеренной ВФХ.

Концентрационные профили, полученные из рассчитанной ВФХ, сравнивались с экспериментально наблюдаемыми профилями основных носителей заряда. В качестве подгоночного параметра, обеспечивающего совпадение кривых, использовался разрыв зоны проводимости. Результат моделирования и подгонки ВФХ и концентрационных профилей основных носителей заряда, полученных из экспериментальной (сплошная кривая) и расчетной ВФХ (штриховая кривая), приведен на рис. 1. Наилучшее согласие имеет место при величинах разрывов зоны проводимости в квантовых ямах  $\Delta E_{c1} = 170$  мэВ,  $\Delta E_{c2} = 128$  мэВ,  $\Delta E_{c3} = 90$  мэВ. Отметим, что рассчитанные величины с приемлемой точностью (не хуже 10 мэВ) совпадают с полученными нами ранее значениями разрывов зоны проводимости на серии образцов с одиночными квантовыми ямами  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  разного состава, выращенных методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСВД) [2]. Эти данные использовались для расчета профиля дна зоны проводимости в гетероструктуре и глубины залегания уровней размерного квантования, а также для расчета распределения основных носителей заряда по координате в глубь структуры.

## 5. Анализ результатов вольт-фарадного профилирования квантовых ям в условиях нарушения квазистатики

Как известно, в основе вольт-фарадного профилирования лежит сканирование полупроводниковой структуры границей области объемного заряда при приложении обратного смещения. Если рассматривать  $n$ -полупроводник, то мелкие примесные уровни, которые, как правило, расположены выше уровня Ферми, опустошаются на границе области объемного заряда [12]. Если в запрещенной зоне полупроводника имеется глубокий уровень (ГУ), расположенный ниже уровня Ферми, его опустошение произойдет, когда за счет внешнего напряжения зоны



**Рис. 4.** Смещение уровня Ферми (штрихпунктирные линии) и связанного уровня  $E_1$  (сплошные линии) в квантовой яме  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x = 0.22$ ) с температурой в структурах с различной концентрацией примеси. Концентрация в области барьеров  $n$ ,  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 1, 2 — 3, 3 — 6.5.

изогнутся настолько, чтобы уровень Ферми пересек наблюдаемый уровень в пределах  $kT$ . Таким образом, глубокий уровень может быть заполнен, находясь в области объемного заряда. При вольт-фарадном профилировании в таком случае отклик от глубокого уровня будет смещен на расстояние  $\lambda$ , которое граница ООЗ прошла в глубь структуры до истощения данного ГУ [6]. С этой точки зрения уровень размерного квантования в КЯ, расположенный ниже  $E_F$ , следует рассматривать как глубокий уровень, но локальный.

Для объяснения сдвига наблюдаемых концентрационных пиков проводился расчет уровня Ферми и уровней размерного квантования в КЯ в зависимости от температуры образца, концентрации примеси в барьерах и величины разрыва зоны проводимости. Результаты приведены на рис. 4.

В диапазоне высоких температур включая комнатную уровни размерного квантования ( $E_i$ ) располагаются существенно выше уровня Ферми ( $E_F$ ). С понижением температуры и  $E_F$ , и  $E_i$  смещаются к зоне проводимости, при этом сближаясь друг с другом. Скорость приближения уровня Ферми к дну зоны проводимости оказывается выше, чем уровней квантования, и с дальнейшим охлаждением образца это приводит к последовательному пересечению уровнем Ферми уровней квантования начиная с самого глубокого. Таким образом, уже при температуре  $\sim 200$  К уровень Ферми оказывается выше нижнего уровня  $E_1$  системы МКЯ. При 100 К он выше  $E_1$  более чем на  $kT$ .

Иными словами, при понижении температуры свойства уровней размерного квантования системы МКЯ постепенно модифицируются, приобретая характер глубоких уровней [13]. Этим объясняется запаздывание отклика при увеличении частоты в низкотемпературных

измерениях ВФХ, т.е. переходом в неквазистатический режим измерений.

Наблюдающееся на рис. 3 замедление сдвига положения пика полученного из эксперимента концентрационного профиля, сформированного электронами в первой (глубокой) квантовой яме, при температурах ниже 50 К, по-видимому, объясняется стабилизацией положения уровня Ферми вблизи донорного уровня. В этом диапазоне температур уровни квантования и уровень Ферми, как показывают расчеты, сдвигаются практически с одинаковой скоростью, поэтому нарастание  $\lambda$ -слоя резко замедляется.

Повышение концентрации примеси в барьерах, как показывает самосогласованный расчет, ведет к смещению момента пересечения уровня Ферми и уровня квантования в сторону более высоких температур (рис. 4). Так, в исследованных нами ранее в [6] образцах с концентрацией доноров  $N_D = 6.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и близким составом квантовой ямы  $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}/\text{GaAs}$  точка пересечения уровня Ферми и уровня квантования соответствует  $\sim 265 \text{ К}$ . Эволюция точки пересечения в зависимости от концентрации примеси в барьерах показана на рис. 4 точечной кривой. Строго говоря, температура, соответствующая совпадению уровня Ферми и уровня квантования, означает предел квазистатических вольт-фарядных измерений. При более низких температурах нужно принимать во внимание запаздывание процессов захвата-эмиссии, что обычно характеризуется в динамической спектроскопии адмиттанса соотношением между скоростью эмиссии носителя заряда с рассматриваемого центра ( $e_n$ ) и частотой тестового сигнала измерителя адмиттанса ( $\omega$ ). Скорость эмиссии зависит от температуры наблюдения (внешних условий) и от энергии активации уровня  $E_a$  (его физической природы),

$$e_n = A \exp(-E_a/kT), \quad (3)$$

и может изменяться более чем на 10 порядков. Частота  $\omega$  в современных RLC-метрах также варьируется в широких пределах (4 порядка и более) [7]. Таким образом, современное вольт-фарядное профилирование регулярно ставит экспериментатора в ситуацию нарушения условий квазистатичности измерений, лежащей в основе практики ВФХ [8,13], особенно при низкой температуре или высокой частоте измерений.

Положение усугубляется в случае широкозонных материалов, которые являются основой оптоэлектроники (соединения типа  $\text{A}^{\text{III}}\text{N}$ ), поскольку в них, как правило, основная легирующая примесь является глубокой даже при комнатной температуре.

## 6. Эффект электростатического взаимодействия зарядов в соседних квантовых ямах

Второй эффект, который экспериментально и теоретически исследовался в работе, — взаимное влияние

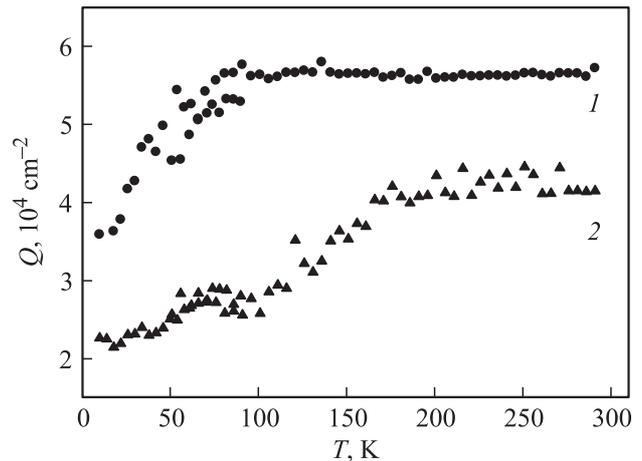


Рис. 5. Температурные зависимости накопленного заряда  $Q$  в крайней (1,  $x = 0.22$ ) и средней (2,  $x = 0.16$ ) квантовых ямах в гетероструктуре с 3 КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  (эксперимент).

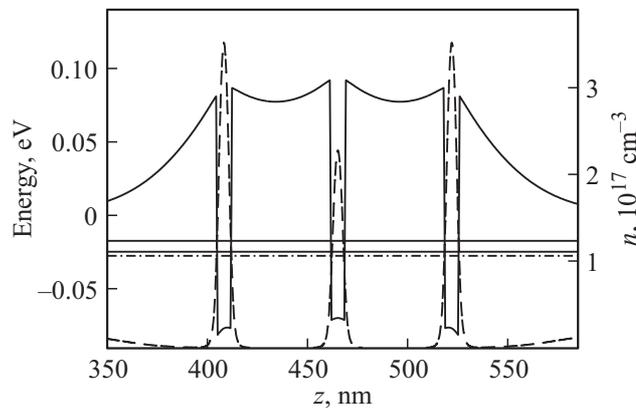


Рис. 6. Расчет профиля дна зоны проводимости (сплошная линия) в гетероструктуре с 3 одинаковыми квантовыми ямами  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x = 0.22$ ) в отсутствие смещения,  $U = 0 \text{ В}$ . Толщина КЯ 7 нм, концентрация примеси в барьерах  $N_D = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 150 \text{ К}$ . Горизонтальные линии — связанные уровни квантования (сплошные) и уровень Ферми (штрихпунктирная). Штриховая линия — распределение концентрации основных носителей заряда.

зарядов, накопленных в соседних квантовых ямах, и связанное с этим изменение степени заполнения носителями заряда внутренней КЯ, находящейся в самосогласованном потенциале прилегающих к ней квантовых ям.

Из наблюдаемых экспериментальных профилей концентрации электронов определялся заряд, аккумулированный в крайней ( $x = 0.22$ ) и средней ( $x = 0.16$ ) квантовых ямах, его поведение как функции температуры иллюстрирует рис. 5. Видно, что средняя яма всегда содержит меньший заряд, кроме того, при низких температурах ( $< 160 \text{ К}$ ) она начинает опустошаться интенсивнее крайней.

Этот эффект также моделировался нами путем самосогласованного расчета уравнений Пуассона и Шредин-

гера. Результаты расчета положения дна зоны проводимости и распределения концентрации электронов при нулевом смещении для трех КЯ InGaAs/GaAs приведены на рис. 6. Для акцентирования внимания на эффекте ямы взяты одинаковыми и толщина барьеров уменьшена.

Рассчитанный концентрационный профиль показывает относительно малое заполнение средней КЯ электронами. Это объясняется влиянием накопленного в крайних КЯ заряда, который приводит к появлению вокруг них широких локальных областей обеднения подвижными носителями. Внешние квантовые ямы, подобно одиночной КЯ в гетероструктуре, обладают фактически неограниченным источником подвижных носителей заряда, в то время как внутренняя КЯ оказывается „зажатой“ обедненными областями крайних КЯ. Компенсируя недостаток заряда, потенциал в области средней КЯ изгибается и приподнимает связанный в ней уровень квантования, что снижает концентрацию электронов в подзонах квантования. Отметим, что для случая, рассмотренного на рис. 6 ( $T = 150$  К), все уровни квантования в ямах расположены выше уровня Ферми и примесь в высокой степени ионизована. Уменьшение температуры образца ведет к снижению степени ионизации примеси в барьерах, что сопровождается расширением областей обеднения вокруг каждой ямы.

Аналогично, экспериментально наблюдаемый в исследуемом образце с 3 квантовыми ямами разного состава эффект малого заполнения средней КЯ связан с искривлением потенциала и перераспределением носителей заряда из этой ямы в крайние, что особенно отчетливо проявляется при температурах ниже 160 К (см. рис. 5). Заметим, что исследуемая гетероструктура имеет барьеры между КЯ толщиной 150 нм, что, очевидно, исключает эффект туннелирования.

## 7. Заключение

Методами адмиттансной спектроскопии в интервале температур 15–300 К исследованы гетероструктуры  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с 1 и 3 квантовыми ямами различной глубины ( $x = 0.22, 0.16$  и  $0.115$ ), разделенные туннельно-непрозрачными барьерами шириной 150 нм. Обнаружено, что при низких температурах средняя квантовая яма неэффективно заполняется носителями заряда. При помощи самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера в приближении Хартри проведен расчет распределения заряда по гетероструктуре, а также рассчитаны наблюдаемые профили концентрации подвижных носителей заряда. Показано, что наблюдаемый эффект провала концентрации в средней яме возникает вследствие электростатического влияния зарядов крайних квантовых ям. Количественно показано, как ширина барьеров между ямами и степень их легирования влияют на эффективность заполнения подвижными носителями заряда средней КЯ, причем понижение температуры обостряет наблюдаемый эффект.

Наличие данного эффекта необходимо учитывать при проектировании активной области приборов на множественных квантовых ямах, в частности светоизлучающих структур на основе МКЯ InGaN/GaN.

Экспериментально и моделированием показано, что при понижении температуры свойства уровней размерного квантования системы МКЯ InGaAs/GaAs постепенно модифицируются, они приобретают характер глубоких уровней. При этом возникает запаздывание отклика от КЯ и режим измерений ВФХ переходит в неквазистатический. С этих позиций объясняется наблюдаемый сдвиг положения концентрационных пиков от квантовых ям в измерениях при низкой температуре.

Исследования выполнены в ресурсном центре физики твердого тела СПбГЭТУ „ЛЭТИ“ при финансовой поддержке Министерства образования и науки России в рамках ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг.“, соглашение № 14.B37.21.0338 от 30.07.2012 г. и соглашение № 14.B37.21.0106 от 23.07.2012 г.

Авторы выражают признательность д-ру физ.-мат. наук, проф. Ю.Г. Садофьеву за предоставленные образцы гетероструктур и канд. физ.-мат. наук А.В. Здравейшеву за помощь в технологической подготовке образцов к электрическим измерениям.

## Список литературы

- [1] F. Bugge, U. Zeimer, M. Sato, M. Weyers, G. Tränkle. *J. Cryst. Growth*, **183**, 511 (1998).
- [2] V.I. Zubkov, M.A. Melnik, A.V. Solomonov, E.O. Tsvelev, F. Bugge, M. Weyers, G. Tränkle. *Phys. Rev. B*, **70** (7), 075 312 (2004).
- [3] В.И. Зубков. *Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса* (СПб., Элмор, 2007).
- [4] A.A. Barybin, E.J.P. Santos. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 1225 (2007).
- [5] В.И. Зубков. *ФТП*, **41**, 331 (2007).
- [6] А.Н. Петровская, В.И. Зубков. *ФТП*, **43**, 1368 (2009).
- [7] О.В. Кучерова, В.И. Зубков, Е.О. Цвелев, И.Н. Яковлев, А.В. Соломонов. *Завод. лаб.*, **76** (3), 24 (2010).
- [8] Л.С. Берман. *Емкостные методы исследования полупроводников* (Л., Наука, 1972).
- [9] F. Stern, S. Das Sarma. *Phys. Rev. B*, **30** (2), 840 (1984).
- [10] А.Я. Шик, Л.Г. Бакуева, С.Ф. Мусихин, С.А. Рыков. *Физика низкоразмерных систем* (СПб., Наука, 2001).
- [11] В.И. Зубков. *ФТП*, **40**, 1236 (2006).
- [12] P. Blood, J.W. Orton. *The electrical characterization of semiconductors: majority carriers and electron states* (London, Academic Press, 1992).
- [13] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).

Редактор Л.В. Шаронова

## **Analysis of electrostatic interaction of charges in multiple quantum wells InGaAs/GaAs by means of admittance spectroscopy**

*V.I. Zubkov, I.N. Yakovlev, V.G. Litvinov<sup>+</sup>,  
A.V. Ermachihin<sup>+</sup>, O.V. Kucherova, V.N. Cherkasova*

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

<sup>+</sup> Ryazan State Radio Engineering University,  
390005 Ryazan, Russia

**Abstract** Effect of electrostatic interaction of charges in multiple quantum wells of a doped heterostructure was investigated by means of admittance spectroscopy and numerical self-consistent calculations. The samples containing 3 quantum wells InGaAs/GaAs 7 nm thick, separated by 150 nm barriers, were studied in details. The InAs content in wells was 22, 16 and 11.5%, respectively. Experimentally and by simulations it was shown that the effect of charge carrier depopulation of middle quantum well arises due to joining of local space charge regions around the quantum wells and is accompanied with „lifting up“ of the potential in the middle well. The quantitative characteristics of this effect in dependence on temperature, thickness of barriers and concentration of impurity are analyzed.