

Вольтёмкостное профилирование барьеров Шоттки Au/*n*-GaAs, содержащих слой самоорганизованных квантовых точек InAs

© П.Н. Брунков, А.А. Суворова, Н.А. Берт, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, С.Г. Конников, Л. Ивс*, П.С. Майн*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Физический факультет, Университет Ноттингема, NG7 2RD Ноттингем, Великобритания

(Получена 24 февраля 1998 г. Принята к печати 26 февраля 1998 г.)

Проводились вольтёмкостные исследования профиля распределения свободных носителей в однородно легированной матрице *n*-GaAs с барьером Шоттки на поверхности, содержащей слой самоорганизованных квантовых точек InAs. Установлено, что наблюдается аккумуляция электронов на глубине 0.54 мкм, совпадающей с геометрическим положением слоя квантовых точек. С понижением температуры измерения ниже 90 К в профиле появляется второй пик на глубине 0.61 мкм, который при дальнейшем понижении температуры становится доминирующим. Показано, что появление второго пика в профиле распределения свободных носителей не связано с перераспределением электронной плотности по глубине структуры и наблюдается в случае, когда темп термической эмиссии электронов из квантовых точек в зону проводимости GaAs становится значительно меньше угловой частоты измерительного сигнала емкости.

В настоящее время проявляется значительный интерес к приборным полупроводниковым гетероструктурам на основе самоорганизованных квантовых точек (КТ), в которых движение квазичастиц квантовано по всем трем координатам и спектр плотности представляет собой набор δ -функций [1]. Авторами работ [2,3] была продемонстрирована высокая эффективность инжекционных лазеров с активной областью, содержащей КТ. Совсем недавно была показана принципиальная возможность создания элементов оптической памяти [4], оптической бистабильности [5] и резонансно-туннельных структур [6,7] на основе КТ. Для разработки нового поколения приборов микро- и опто-электроники представляется необходимым проведение исследований влияния КТ на электрофизические свойства полупроводниковых структур. Емкостная спектроскопия зарекомендовала себя как достаточно эффективный метод изучения свойств структур с КТ [8–12]. В данной работе представлены результаты вольтёмкостных ($C-V$) исследований профиля распределения свободных носителей в однородно легированной матрице *n*-GaAs, содержащей слой самоорганизованных квантовых точек InAs.

Образцы и методы исследования

Исследуемые структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber 32P с твердотельным источником мышьяка на n^+ -подложке GaAs(100). Массив квантовых точек InAs состоит из трех слоев, находящихся на расстоянии 50 Å друг от друга, каждый из которых сформирован *in situ* в результате трансформации упругонапряженного слоя InAs с эффективной толщиной 5 Å в массив островков. Переход от двухмерного к трехмерному распределению InAs на поверхности GaAs контролировался по изменению картины дифракции быстрых электронов на

отражение [13]. Благодаря малой толщине GaAs между слоями квантовых точек InAs каждый предыдущий слой КТ точек служит как источник упругого напряжения при формировании последующего слоя КТ [14,15]. В результате происходит образование квантовых точек, упорядоченных в направлении роста. Массив квантовых точек был помещен в середину нелегированного слоя GaAs толщиной 200 Å, выращенного на буферном слое GaAs, легированном Si до уровня $n \sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ с толщиной 1 мкм. Рост структуры был завершен осаждением слоя GaAs ($n \sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) с толщиной 0.5 мкм.

Измерения $C-V$ -характеристик проводились в диапазоне частот от 10 кГц до 1 МГц с помощью емкостного моста HP4274A в интервале температур от $T = 4.7$ до 300 К. Амплитуда измерительного сигнала составляла 10 мВ. Гелиевый криостат имеет встроенный сверхпроводящий магнит, позволяющий изменять магнитное поле от 0 до 12 Тл.

Исследования структуры образцов проводились методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с помощью электронного микроскопа Philips EM 420 с ускоряющим напряжением 100 кВ.

Измерения спектров фотолуминесценции (ФЛ) проводились при $T = 77$ К с использованием непрерывного гелий-неонового лазера с длиной волны 632.8 нм, монохроматора и охлаждаемого фотоумножителя, работающего в режиме счета числа фотонов. Плотность возбуждения была на уровне 1 Вт/см^2 .

Экспериментальные данные и обсуждение результатов

На рис. 1, *a* приведены $C-V$ -характеристики структуры с квантовыми точками InAs/GaAs, измеренные на частоте 1 МГц при разных температурах. Пользуясь при-

ближением обедненного слоя, из C - V -характеристики рассчитываем профиль распределения концентрации свободных носителей (N_{CV} - W) (рис. 1, b):

$$N_{CV}(W) = \frac{C^3}{q\varepsilon\varepsilon_0 \left(\frac{dC}{dV}\right)}, \quad W = A \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{C}, \quad (1)$$

где ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, W — ширина области пространственного заряда, A — площадь барьера Шоттки.

Аккумуляция носителей в массиве КТ приводит к появлению характерной ступеньки на C - V -зависимости (рис. 1, a) и пику в профиле распределения свободных носителей N_{CV} - W на глубине 0.54 мкм (рис. 1, b), положение которого соответствует глубине залегания массива КТ, полученной из ПЭМ измерений. С понижением температуры от 200 до 77 К наблюдается увеличение ширины ступеньки в C - V -характеристике (рис. 1, a) и рост амплитуды пика профиля N_{CV} - W (рис. 1, b), что соответствует увеличению концентрации электронов, локализованных в массиве КТ. Ранее было показано, что этот процесс обусловлен повышением положения уровня Ферми в матрице GaAs [10,11].

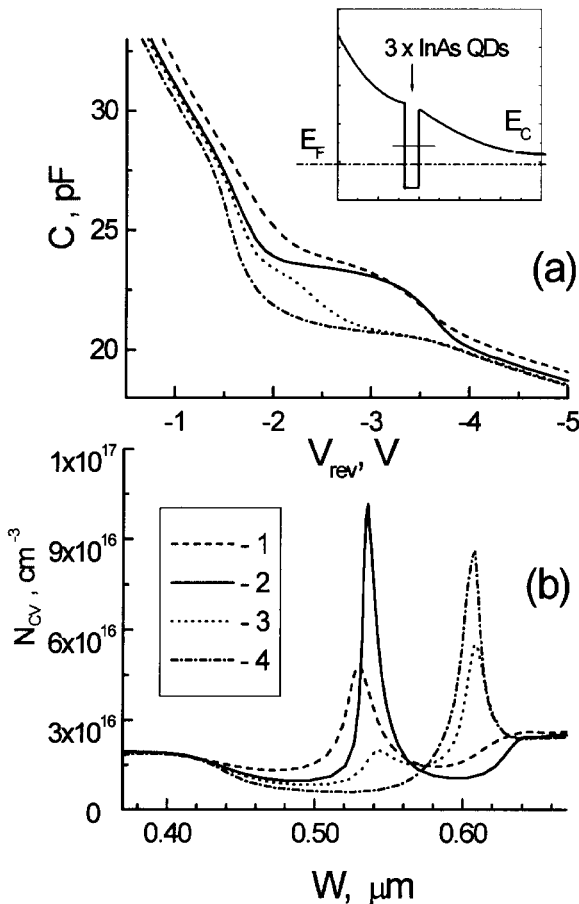


Рис. 1. C - V - (a) и N_{CV} - W - (b) характеристики структуры с квантовыми точками InAs/GaAs, измеренные при $f = 1$ МГц. T, K : 1 — 200, 2 — 77, 3 — 30, 4 — 15.

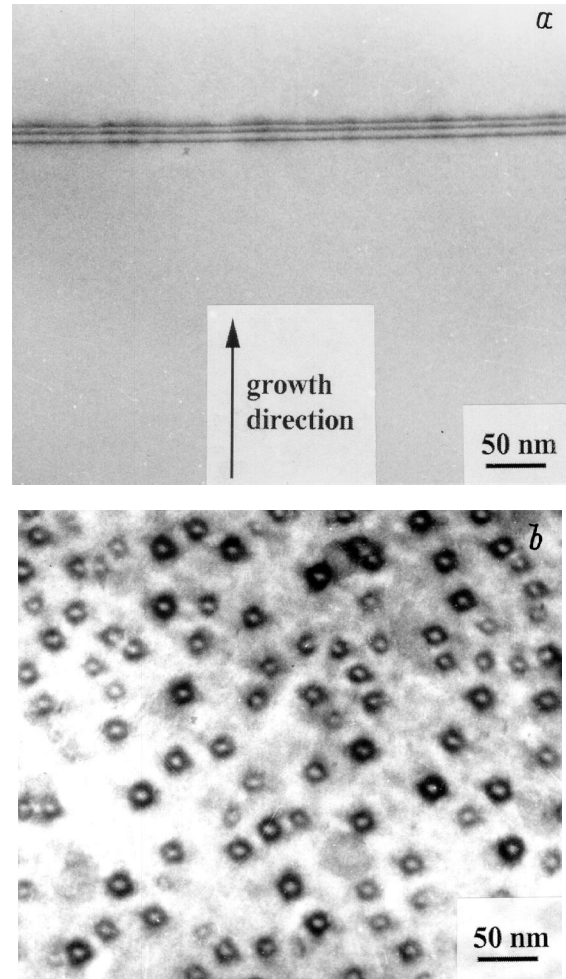


Рис. 2. Светлопольные ПЭМ изображения: поперечного сечения ($g = 200$) (a) и в планарной геометрии (b) структуры с квантовыми точками InAs/GaAs.

Однако дальнейшее понижение температуры до 15 К приводит к уменьшению, а затем и полному подавлению ступеньки в C - V -характеристике (рис. 1, a). При этом в профиле N_{CV} - W подавляется пик при $W = 0.54$ мкм и появляется второй пик на глубине $W = 0.61$ мкм (рис. 1, b). Следует отметить, что в исследуемых образцах на глубине $W = 0.61$ мкм отсутствуют какие-либо структурные неоднородности (рис. 2, a).

Согласно модели, основанной на решении одномерного уравнения Пуассона [10–12], ширина ступеньки на C - V -характеристике зависит от концентрации электронов, находящихся в слое квантовых точек Q_{qd} , которая в свою очередь определяется при заданной температуре концентраций квантовых точек N_{qd} и функцией Ферми-Дирака, зависящей от относительного положения электронного уровня (E_{qd}) в КТ и уровня Ферми (E_F) в матрице GaAs. Двумерная концентрация квантовых точек N_{qd} была измерена с помощью ПЭМ и составляет $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2, b). Плотность состо-

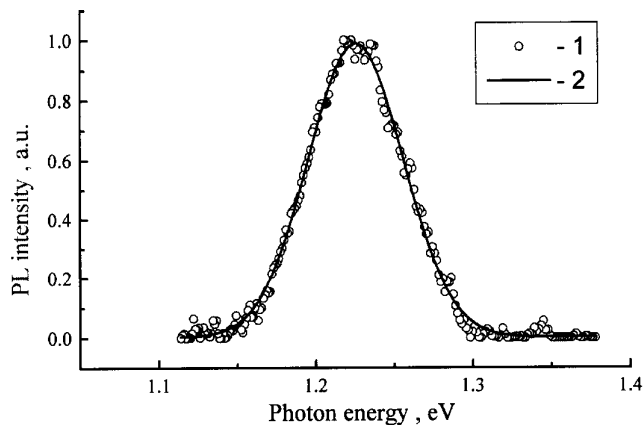


Рис. 3. Спектр фотолуминесценции (1) структуры с квантовыми точками InAs/GaAs при $T = 77$ К. Сплошная линия (2) — аппроксимация экспериментальных данных функцией Гаусса с $\Delta E = 60$ мэВ и значением в максимуме 1.22 эВ.

яний в слое КТ может быть описана функцией Гаусса в связи с неоднородностью размера квантовых точек. Величина дисперсии функции плотности состояний в КТ ΔE , определенная из анализа ФЛ (рис. 3), связанно-

го с электронно-дырочной рекомбинацией в квантовых точках [1], равна 60 мэВ. Таким образом, концентрация электронов в слое КТ может быть записана как [12]

$$Q_{qd} = \int \frac{2N_{qd}}{\sqrt{\frac{\pi}{2}}\Delta E} \frac{\exp(-2(E - E_{qd})^2/(\Delta E)^2)}{1 + \exp((E - E_F)/kT)} dE, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана.

Данная модель достаточно хорошо описывает $C-V$ -характеристики для $T > 77$ К (рис. 4, *a, b*) при следующих значениях параметров: $N_{qd} = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $E_{qd} = 70$ мэВ, $\Delta E_{qd} = 70$ мэВ и $d_{cap} = 0.52$ мкм. Следует отметить, что концентрация квантовых точек N_{qd} и толщина верхнего слоя d_{cap} , определенные из анализа $C-V$ -характеристик, достаточно хорошо совпадают с данными ПЭМ (рис. 2, *b*). Однако значительное расхождение экспериментальных $C-V$ - и $N_{CV}-W$ -характеристик с расчетами наблюдается при температурах ниже 77 К, когда ступенька на $C-V$ -характеристике подавляется и возникает второй пик в профиле $N_{CV}-W$ при $W = 0.61$ мкм (рис. 4, *c, d*). По нашему мнению, это не связано с перераспределением электронной плотности по структуре, а обусловлено тем, что в используемой модели

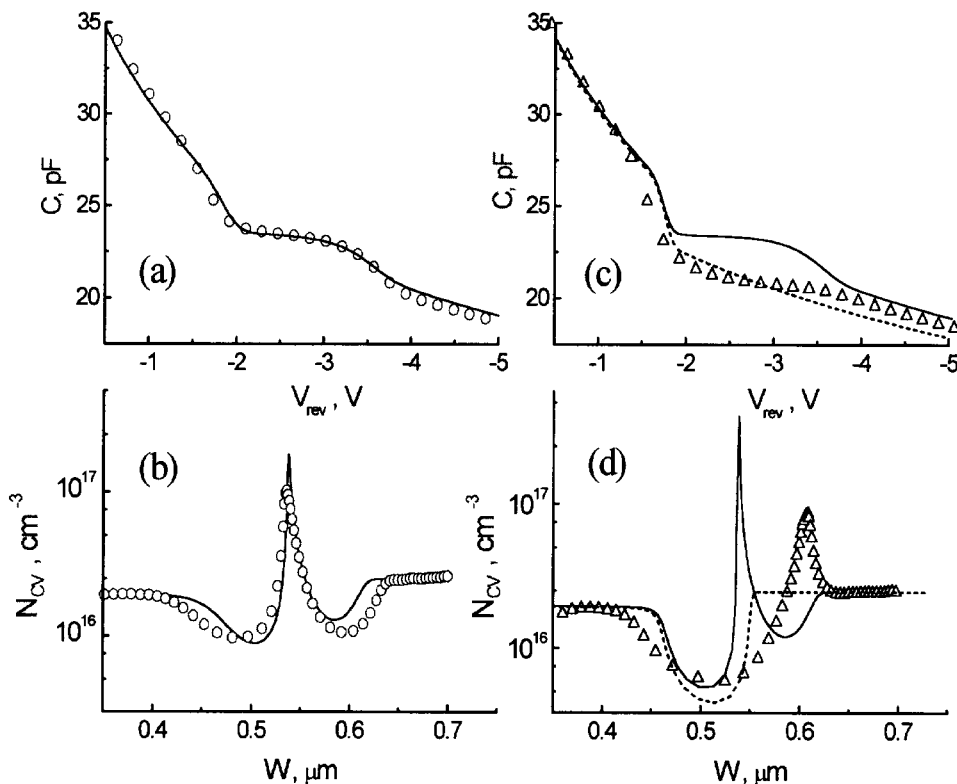


Рис. 4. $C-V$ - и $N_{CV}-W$ -характеристики структуры с квантовыми точками InAs/GaAs при $T = 77$ К (*a* и *b*) и $T = 15$ К (*c* и *d*): экспериментальные данные (открытые символы) и модельные расчеты (сплошные линии) при $N_{qd} = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $E_{qd} = 70$ мэВ и $\Delta E_{qd} = 80$ мэВ. Штриховой линией (*c* и *d*) показаны модельные расчеты при $T = 15$ К, когда концентрация электронов n_{qd} в КТ фиксирована и не зависит от напряжения обратного смещения V_{rev} .

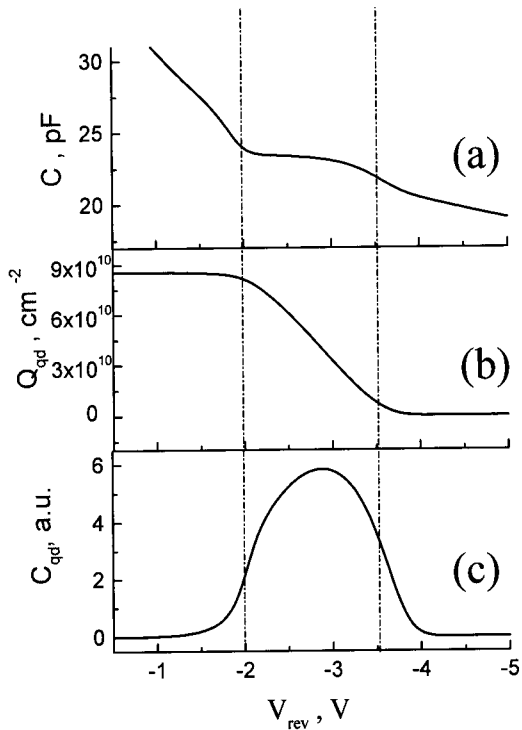


Рис. 5. C - V - (a) Q_{qd} - V - (b) и C_{qd} - V - (c) характеристики структуры с квантовыми точками InAs/GaAs, рассчитанные при $T = 77$ К, $N_{qd} = 5 \times 10^{10} cm^{-2}$, $E_{qd} = 70$ мэВ и $\Delta E_{qd} = 70$ мэВ.

емкость структуры рассчитывается на основании квазистатического приближения:

$$C = \Delta Q / \Delta V, \quad (3)$$

т.е. пренебрегается временной зависимостью изменения заряда ΔQ , вызванного изменением напряжения ΔV . Однако измерения емкости осуществляются посредством наложения малого осциллирующего сигнала (dV_{osc}) с частотой f на постоянное обратное смещение (V_{rev}). Измерительный сигнал dV_{osc} модулирует заряд на краю области пространственного заряда (dQ_{3D}), сформированной барьером Шоттки, а также в слое КТ, когда уровень Ферми пересекает электронный уровень в КТ (dQ_{qd}). Поэтому емкость структуры с КТ состоит из двух частей [12]:

$$C = C_{3D} + C_{qd} = \frac{dQ_{3D}}{dV} + \frac{dQ_{qd}(E_{qd} - E_F)}{dV}, \quad (4)$$

где C_{3D} — объемная емкость, а C_{qd} — часть емкости, связанная со слоем КТ.

Расчеты C - V -характеристик структуры с КТ показывают, что область квазипостоянной емкости от -2 до -3.5 (рис. 5, a) связана с линейным уменьшением концентрации электронов в плоскости КТ с увеличением обратного напряжения (рис. 5, b). При этом изменение ширины области пространственного заряда dW , вызванного изменением напряжения смещения на dV , становится столь

малым, что dQ_{qd} будет значительно больше, чем dQ_{3D} , т.е. C_{qd} превалирует над C_{3D} в диапазоне напряжений от -2 до -3.5 В (рис. 5, c).

Измерения показывают (рис. 1, a), что с уменьшением температуры ниже 70 К емкость C_{qd} подавляется и при $T = 15$ К исчезает полностью, тогда как из расчета следует, что заполнение электронами слоя КТ стремится к насыщению в этом диапазоне температур [10,11]. Это расхождение связано с тем, что данная модель предполагает, что положение уровня Ферми в массиве КТ совпадает с уровнем Ферми в матрице GaAs. Выполнение этого условия зависит от темпа обмена электронами между КТ и объемным GaAs. Известно, что самоорганизованные КТ характеризуются очень высоким темпом захвата носителей заряда [1]. Поэтому соотношение уровней Ферми в КТ и объемном материале будет в значительной степени определяться процессом эмиссии носителей из КТ. Таким образом подавление емкости C_{qd} при низких температурах может быть связано с тем, что темп термической эмиссии электронов из КТ (e_n) значительно меньше угловой частоты измерительного сигнала $2\pi f$, т.е. происходит "вымораживание" электронов на уровнях в КТ. Этот эффект является проявлением нуль-мерной природы состояний в КТ и не наблюдался в структурах с квантовыми ямами [16]. Для моделирования данной ситуации были проведены расчеты C - V - и

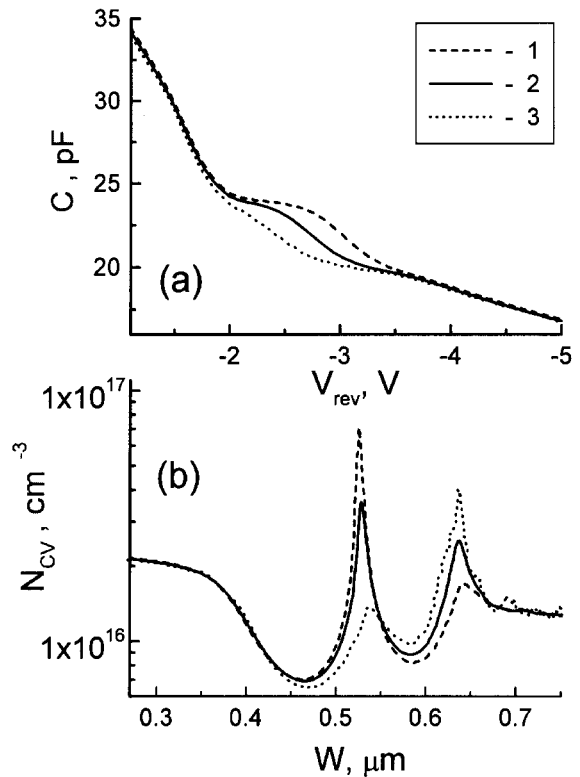


Рис. 6. C - V - (a) и N_{cv} - W - (b) характеристики структуры с квантовыми точками InAs/GaAs, полученные при $T = 29$ К для разных частот измерительного сигнала f, kHz : 1 — 10, 2 — 100, 3 — 1000.

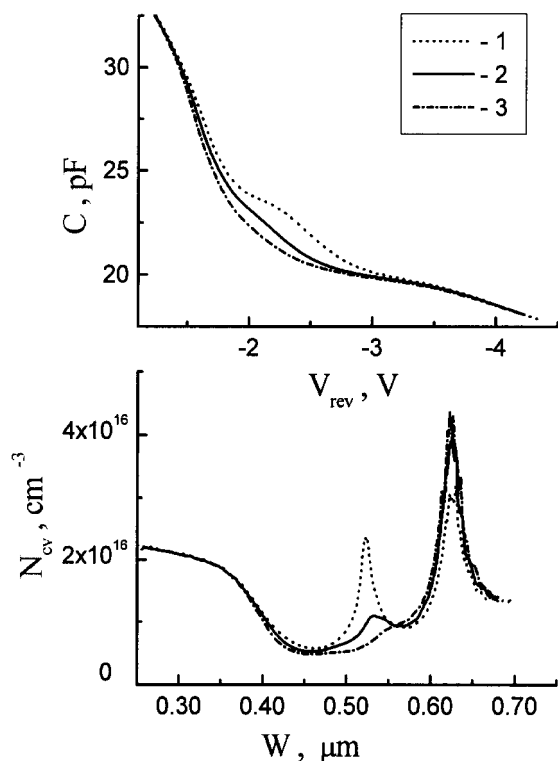


Рис. 7. $C-V$ - (*a*) и $N_{CV}-W$ - (*b*)- характеристики структуры с квантовыми точками InAs/GaAs, полученные при $T = 17$ К и $f = 10$ кГц для разных значений магнитного поля. B , Тл: 1 — 0, 2 — 8.1, 3 — 12. Вектор напряженности магнитного поля B ориентирован перпендикулярно поверхности образца.

$N_{CV}-W$ -характеристик при $T = 15$ К, при условии, что концентрация электронов в КТ не зависит от обратного напряжения. При этом наблюдается достаточно хорошее соответствие между экспериментальными и расчетными $C-V$ -характеристиками (рис. 4, *c*).

Для того чтобы удалить электроны из слоя КТ при $T = 15$ К, требуется приложить более высокое электрическое поле, так что электроны могут протуннелировать из КТ в GaAs через узкий треугольный потенциал (см. вставку на рис. 1, *a*). Этот процесс приводит к появлению второго пика в профиле $N_{CV}-W$ при $W = 0.61$ мкм, который соответствует второму плато на $C-V$ -характеристике в диапазоне напряжений $-3 \div -3.5$ В (рис. 4, *c, d*). Однако на теоретическом профиле $N_{CV}-W$ отсутствует пик при $W = 0.61$ мкм (рис. 4, *d*). Это связано с тем, что расчеты проводились с использованием квазистатического приближения, не учитывающего туннельного эффекта.

Предполагается, что темп термической эмиссии электронов из КТ экспоненциально зависит от температуры и от энергии квантового состояния в КТ. Массив КТ характеризуется гауссиановской плотностью состояний, поэтому при заданных температуре и частоте измери-

тельного сигнала одна часть КТ характеризуется высоким темпом термической эмиссии, когда $e_n \gg 2\pi f$, а другая — низким темпом термической эмиссии ($e_n \ll 2\pi f$). Уменьшение частоты измерительного сигнала от 1 МГц до 10 кГц при $T = 28$ К приводит к увеличению количества КТ, удовлетворяющему условию $e_n \gg 2\pi f$, при этом в $C-V$ -характеристике увеличивается ступенька (рис. 6, *a*), а в профиле $N_{CV}-W$ происходит увеличение пика при $W = 0.54$ мкм и подавляется пик при $W = 0.61$ мкм (рис. 6, *b*).

Магнитное поле до 12 Тл оказывает слабое влияние на уровни электронов в КТ [17], однако приводит к формированию уровней Ландау в зоне проводимости GaAs и, как следствие этого, повышению низшего возможного состояния в зоне проводимости GaAs на $\Delta E_c = \hbar\omega_c/2 \approx 10$ мэВ, где $\hbar\omega_c$ — циклотронная энергия. Это приводит к эффективному заглаблению электронного уровня в КТ [17,18] и проявляется в уменьшении ширины ступеньки в $C-V$ -характеристике (рис. 7, *a*) и увеличении амплитуды пика при $W = 0.61$ мкм в профиле $N_{CV}-W$ (рис. 7, *b*). Следует отметить, что этот эффект не зависит от ориентации магнитного поля, что связано с нуль-мерной природой квантовых состояний в КТ. Влияние магнитного поля не проявляется при $T > 70$ К, когда $kT \geq \Delta E_c$.

Заключение

В данной работе представлены исследования $C-V$ -профиля однородно легированной матрицы n -GaAs с барьером Шоттки на поверхности, содержащей слой самоорганизованных квантовых точек InAs. Установлено, что наблюдается аккумуляция электронов на глубине 0.54 мкм, совпадающей с геометрическим положением слоя КТ. С понижением температуры измерения ниже 90 К в профиле появляется второй пик на глубине 0.61 мкм, который при дальнейшем понижении температуры становится доминирующим. Установлено, что появление второго пика в профиле распределения свободных носителей не связано с перераспределением электронной плотности по глубине структуры и наблюдается в случае, когда темп термической эмиссии электронов из квантовых точек в зону проводимости GaAs становится значительно меньше угловой частоты измерительного сигнала емкости. Показано, что приложение магнитного поля приводит к уменьшению темпа термической эмиссии из КТ из-за эффективного углубления электронного уровня в КТ, вызванного формированием лестницы Ландау в зоне проводимости GaAs.

Данная работа была выполнена при поддержке программы ИНТАС-РФФИ 95-IN-Ru-618 и программы Министерства науки РФ "Физика твердотельных наноструктур".

Список литературы

- [1] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, R. Heitz, J. Böhrer, D. Bimberg, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Richter, U. Goesele, J. Heydenreich. *Sol. St. Electron.*, **40**, 785 (1996).
- [2] N. Kristaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Goesele, J. Heyndenreich. *Electron. Lett.*, **30**, 1416 (1994).
- [3] Ж.И. Алферов, Н.А. Берг, Ю.А. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, А.О. Косоков, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, А.В. Сахаров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. *ФТП*, **30**, 351 (1996).
- [4] K. Imamura, Y. Sugiyama, Y. Nakata, S. Muto, N. Yokoyama. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, L1445 (1995).
- [5] G. Yusa, H. Sakaki. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 345 (1997).
- [6] I.E. Itskevich, T. Ihn, A. Tornton, M. Henini, T.J. Foster, P. Moriarty, A. Nogaret, P.H. Beton, L. Eaves, P.C. Main. *Phys. Rev B*, **54**, 16401 (1996).
- [7] M. Narihiro, G. Yusa, Y. Nakamura, T. Noda, H. Sakaki. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 105 (1997).
- [8] G. Medeiros-Ribeiro, D. Leonard, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 1767 (1995).
- [9] S. Anand, N. Carlsson, M-E. Pistol, L. Samuelson, W. Seifert. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3016 (1995).
- [10] 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).
- [11] P.N. Brounkov, N.N. Faleev, Yu.G. Misikhin, A.A. Suvorova, A.F. Tsatsul'nikov, V.M. Maximov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, S.G. Konnikov. *The Physics of Semiconductors* (World Scientific, Singapore, 1996) p. 1361.
- [12] P.N. Brounkov, N.N. Faleev, Yu.G. Musikhin, A.A. Suvorova, A.F. Tsatsul'nikov, V.M. Maximov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, S.G. Konnikov. *Inst. Phys. Conf. Ser. 155* (IOP, Bristol, 1997) p. 841.
- [13] Ф.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, В.М. Устинов. *ФТП*, **28**, 1439 (1994).
- [14] G.S. Solomon, J.A. Trezza, A.F. Marshall, J.S. Harris, Jr. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 952 (1996).
- [15] А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Н.А. Берг, А.О. Косоков, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **30**, 1682 (1996).
- [16] P.N. Brounkov, T. Benyattou, G. Guillot. *J. Appl. Phys.*, **80**, 864 (1996).
- [17] I.E. Itskevich, M. Henini, H.A. Carmona, L. Eaves, P.C. Main, D.K. Maude, J.C. Portal. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 505 (1997).
- [18] P.N. Brounkov, A.A. Suvorova, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, S.G. Konnikov, T. Ihn, S.T. Stoddart, L. Eaves, P.C. Main. *Physica B* (1998) (to be published).

Редактор В.В. Чалдышев

Capacitance-voltage profiling of Au/*n*-GaAs Schottky barrier structures containing a sheet of self-organized InAs quantum dots

P.N. Brounkov, A.A. Suvorova, N.A. Bert, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, V.M. Ustinov, A.F. Tsatsul'nikov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, S.G. Konnikov, L. Eaves*, P.C. Main*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Department of Physics,
University of Nottingham,
NG7 2RD Nottingham, United Kingdom

Abstract Capacitance-Voltage profile measurements of free carrier distribution are carried out on uniformly doped *n*-GaAs matrices with Schottky barrier, containing a sheet of self-organized InAs quantum dots. It has been found that there is an accumulation of electrons at a depth of $0.54 \mu\text{m}$, which corresponds to the depth of the quantum dot plane. As the temperature goes below 90 K, the second peak appears in the concentration profile at $0.61 \mu\text{m}$, which becomes dominant with further decreasing the temperature. It has been shown that appearance of the second peak in the concentration profile does not occur due to the electron density re-distribution over the structure and is observed when the thermal emission rate of electrons from quantum dots becomes lower than the angular frequency of the capacitance measurement signal.

Fax: (812) 2471017 (Brounkov)

E-mail: pnbru@charm.ioffe.rssi.ru