

# Электрофизические и оптические свойства приповерхностных квантовых ям AlGaAs/InGaAs/AlGaAs с различной глубиной залегания

© Р.А. Хабибуллин<sup>¶</sup>, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Д.С. Пономарев, И.С. Васильевский<sup>+</sup>,  
В.А. Кульбачинский<sup>‡</sup>, П.Ю. Боков<sup>‡</sup>, Л.П. Авакянц<sup>‡</sup>, А.В. Червяков<sup>‡</sup>, П.П. Мальцев

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,  
117105 Москва, Россия

<sup>+</sup> Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,  
115409 Москва, Россия

<sup>‡</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),  
119991 Москва, Россия

(Получена 11 декабря 2012 г. Принята к печати 14 декабря 2012 г.)

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращена серия гетероструктур с разной глубиной залегания квантовой ямы и приблизительно одинаковой концентрацией двумерных электронов. На основании данных спектроскопии фотоотражения относительно напряженности встроенного электрического поля в образцах проведен расчет зонной структуры для области квантовой ямы. Обнаружено, что максимальная подвижность двумерных электронов  $\mu_e$  достигается в образце с толщиной барьерного слоя  $L_b = 11$  нм. Из спектров фотолюминесценции и расчетов зонной структуры образцов установлено, что при приближении квантовой ямы к поверхности происходит пространственное уширение профиля легирования из-за процессов диффузии и сегрегации. Объяснена немонотонность зависимости  $\mu_e$  от глубины залегания квантовой ямы.

## 1. Введение

В настоящее время гетероструктуры на основе полупроводников A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>, являющиеся основой PHEMT (pseudomorphic high electron mobility transistor), успешно используют как наиболее технологичный материал для СВЧ транзисторов и интегральных схем, работающих в миллиметровом диапазоне длин волн [1,2]. Увеличение верхней границы частотного диапазона полевого транзистора возможно как за счет увеличения дрейфовой скорости электронов  $v_d$  в квантовой яме (КЯ), так и за счет уменьшения длины ножки затвора  $L_G$ .

Увеличение  $v_d$  за счет повышения мольной доли индия в КЯ Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As/In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As/Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As ограничено значением  $y = 0.2$  для толщины КЯ  $L_{QW} = 12$  нм, так как большие значения  $y$  приводят к возникновению дислокаций несоответствия в растущем эпитаксиальном слое и уменьшению  $v_d$ . При уменьшении  $L_G$  менее 150 нм резко ухудшается управляемость транзистора из-за короткоканального эффекта [3–5].

В данном случае для уменьшения наклона зависимости тока стока от напряжения сток–исток в режиме насыщения транзистора необходимо уменьшать  $L_{QW}$  [6] и толщину подзатворного барьерного слоя  $L_b$ , отделяющего КЯ от поверхности гетероструктуры [7,8]. В работах [9] показано, что при уменьшении толщины КЯ до  $L_{QW} < 10$  нм происходит уменьшение  $v_d$ . Кроме того, в узкой КЯ трудно получить необходимую концентрацию электронов, что ограничивает применение данных структур в качестве базового материала для мощных транзисторов.

При уменьшении  $L_b$ , т.е. при приближении КЯ к поверхности гетероструктуры, с одной стороны, возрастает модуляция потенциала КЯ затворным напряжением, что

приводит к увеличению частоты работы транзистора. С другой стороны, при приближении к поверхности КЯ потенциал поверхности изменяет зонный профиль гетероструктуры. При этом увеличивается напряженность встроенного электрического поля в верхних слоях гетероструктуры, что, в свою очередь, сказывается на электрофизических параметрах канала транзистора.

При разработке транзисторных гетероструктур с приповерхностными КЯ необходимо решить две проблемы — уменьшение тока утечки затвора и получение достаточной концентрации электронов в КЯ. Первая проблема может быть решена посредством использования высокого барьера Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x \approx 0.35–0.40$ ) или с помощью тонких подзатворных окислов в транзисторах типа MOSHEMT (metal–oxide–semiconductor HEMT) [10]. В работе [11] для уменьшения токов утечки при малых  $L_b$  предлагается использовать инвертированную PHEMT-структуру, в которой легирующий слой атомов кремния находится в барьерном слое Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, расположенном между КЯ и подложкой. Для решения второй проблемы необходимо провести исследование влияния толщины барьерного слоя и, как следствие, встроенного электрического поля на энергетический спектр гетероструктуры. Это дает возможность установить, какой должна быть концентрация легирующей примеси при приближении КЯ к поверхности гетероструктуры для компенсации влияния поверхностного потенциала и сохранения постоянной концентрации электронов в КЯ [12,13]. Таким образом, исследование расположенных близко к поверхности КЯ в гетероструктурах Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As является актуальной задачей для создания современных транзисторных гетероструктур.

Целью настоящей работы являлось изучение зависимости транспортных и оптических свойств КЯ

<sup>¶</sup> E-mail: khabibullin\_r@mail.ru

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с постоянной концентрацией электронов от глубины залегания КЯ. Для этого была выращена серия наногетероструктур с различными  $L_b$  и разными концентрациями примеси в области  $\delta$ -легирования. В предложенной серии образцов исследовались встроенное электрическое поле, энергии межзонных переходов, концентрация и подвижность двумерных электронов в КЯ.

## 2. Подготовка образцов и методики измерений

Образцы гетероструктур #711, 718, 719, 721, 724, 725, 731 и 738 были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках полуизолирующего GaAs с  $L_b = 23, 18, 15, 13, 11, 9, 7$  и 5 нм соответственно. Конструкция выращенных наногетероструктур и метод расчета концентрации компенсационного легирования кремнием для сохранения постоянной концентрации электронов в КЯ  $n_s = 1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  при изменении  $L_b$  подробно описаны в работе [12].

Подвижность и концентрация электронов в КЯ определялись из измерений эффекта Холла при комнатной температуре и при 77 К. Эффект Холла и осцилляции Шубникова–де-Гааза (ШдГ) исследовались в магнитном поле до 6 Тл при температуре 4.2 К. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измерялись при температуре 77 К. Спектры фотоотражения (ФО) регистрировались при комнатной температуре на установке, описанной в [14], с использованием двойного монохроматора. Модуляция отражения осуществлялась DPSS-лазером (длина волны 532 нм, мощность 35 мВт) на частоте 370 Гц.

## 3. Результаты измерений и их обсуждение

Из рис. 1 видно, что в образцах #711, 718, 719, 721 и 724 холловская концентрация электронов составляет  $n_H = (1.58 - 1.69) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и остается близкой к заданной, что подтверждает правильность проведенного расчета концентрации легирования кремнием. Уменьшение  $n_H$  при  $L_b < 11$  нм в образцах #725, 731 и 738, по-видимому, связано с амфотерным поведением атомов кремния при увеличении концентрации донорной примеси. Измерения показали, что зависимость холловской подвижности  $\mu_H$  от  $L_b$  имеет немонотонный характер (см. рис. 1) с максимальным значением  $\mu_H$ , наблюдаемым в образце #724, с промежуточной толщиной барьерного слоя  $L_b = 11$  нм.

Отношения подвижностей при температурах 77 К и комнатной для образцов #711, 718, 719, 721, 724, 725, 731 и 738 составляют 2.92, 2.97, 3.15, 3.38, 3.40, 3.30, 2.96 и 2.91 соответственно. Из полученных данных видно, что в крайних образцах рассматриваемой серии появляется дополнительный механизм рассеяния, который не зависит от температуры.

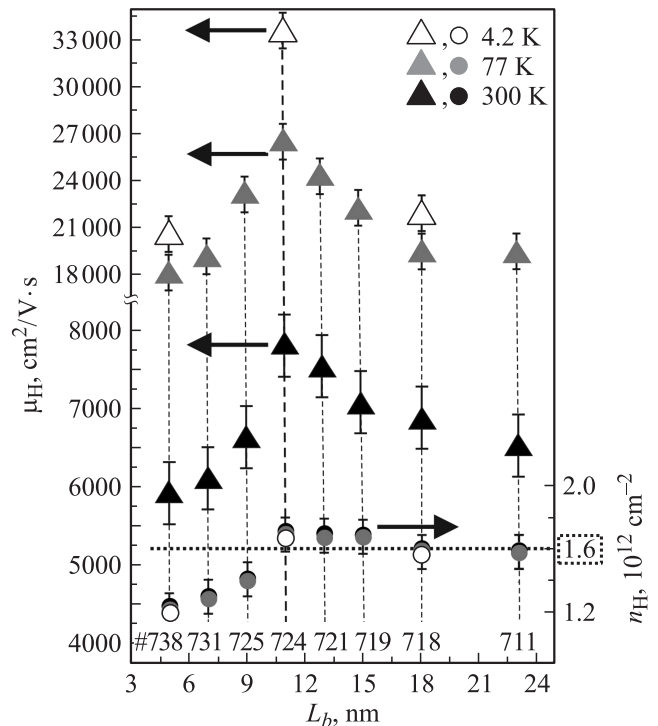
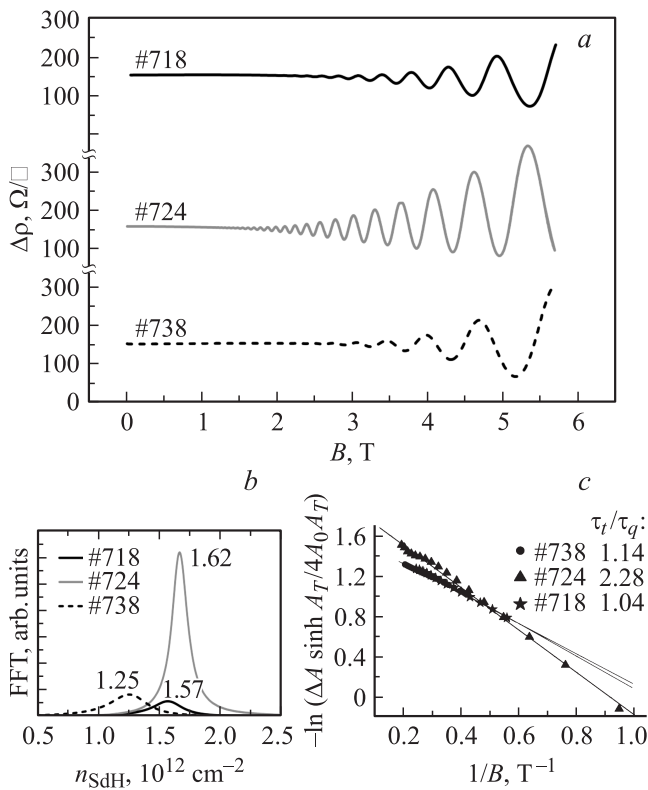


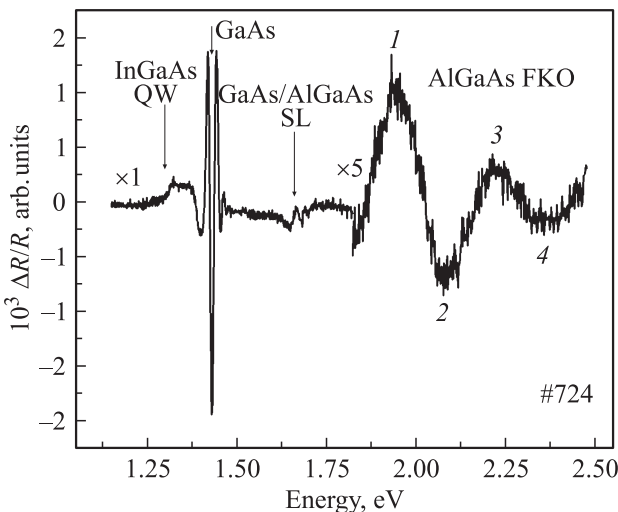
Рис. 1. Холловская подвижность  $\mu_H$  и концентрация  $n_H$  электронов в серии образцов с разной толщиной  $L_b$  при температурах 300, 77 и 4.2 К.

Более детальное исследование механизмов рассеяния было проведено на примере трех характерных образцов (#738, 724 и 718), для которых исследовался низкотемпературный электронный магнетотранспорт. На рис. 2, а представлены осцилляции ШдГ магнетосопротивления  $\Delta\rho$  ( $B$  — индукция магнитного поля) в исследуемых образцах. Из осцилляций ШдГ при помощи фурье-анализа определена частота осцилляций и концентрация электронов,  $n_{\text{sdH}}$ , в заполненной подзоне размерного квантования в КЯ с высокой подвижностью электронов (рис. 2, б). Разность  $n_{\text{sdH}} - n_H$  не превышает 3%, что свидетельствует о заполнении электронами одной подзоны КЯ. Из осцилляций ШдГ методом Дингла были вычислены квантовые времена рассеяния электронов  $\tau_q$ . Данный метод расчета  $\tau_q$  подробно описан в работе [15]. Из отношения транспортного к квантовому времени рассеяния  $\tau_t/\tau_q$  (рис. 2, с) установлено, что в образце #724 доминирует рассеяние на удаленных ионизованных донорах, а в образцах #738 и 718 существенным оказывается рассеяние на больших углах. Поскольку иных факторов изменения, кроме слоевой конструкции структуры, в образцах не было, дополнительное рассеяние, скорее всего, связано с изменением зонной структуры и особенностями легирования.

Для получения данных о зонном профиле образцов методом спектроскопии ФО исследовалось встроенное электрическое поле в барьерном слое в зависимости от глубины залегания КЯ. Пример типичного для исследуемых структур спектра ФО  $\Delta R/R$  приведен на рис. 3.



**Рис. 2.** Осцилляции Шубникова–де-Гааза для образцов #718, 724 и 738 (a), фурье-спектр осцилляций ШдГ (b) и график Дингла из осцилляций ШдГ (c).  $\Delta A$  — амплитуда осцилляций магнетосопротивления,  $A_T = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c$ ,  $\omega_c = eB/m_e^*$  — циклотронная частота,  $A_0$  — сопротивление образца в отсутствие магнитного поля;  $T$  — температура,  $k_B$  — постоянная Больцмана.



**Рис. 3.** Спектр фотоотражения образца #724. (1–4) — экстремумы осцилляций Франца–Келдыша.

В спектре имеются особенности в области энергий фотонов 1.25–1.40 эВ, связанные с межзонными переходами в квантовой яме (QW) InGaAs, интенсивная линия в

области энергий 1.42–1.43 эВ, связанная с фундаментальными переходами в GaAs, серия линий, связанная с межзонными переходами в буферной сверхрешетке (SL) AlGaAs/GaAs (1.6 эВ), и осцилляции Франца–Келдыша (FKO) (1.8–2.5 эВ), связанные с межзонными переходами в барьере AlGaAs.

В работе [16] предложено простое приближение для описания осцилляций Франца–Келдыша в среднеполевых спектрах фотоотражения  $\Delta R/R$ :

$$\frac{\Delta R}{R} \propto \cos \left[ \frac{4}{3} \left( \frac{\hbar\omega - E_g}{\hbar\Omega} \right)^{3/2} + \frac{\pi(d-1)}{4} \right], \quad (1)$$

где  $\hbar\omega$  — энергия фотона зондирующего излучения,  $E_g$  — энергия фундаментального перехода,  $d$  — размерность критической точки (в случае GaAs для прямых межзонных переходов в центре зоны Бриллюэна  $d = 3$  [16]),  $\hbar\Omega$  — электрооптическая энергия,

$$\hbar\Omega = \left( \frac{e^2 E_S^2 \hbar^2}{8\mu^3} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

В (2)  $\mu$  — приведенная межзонная эффективная масса,

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}, \quad (3)$$

$m_e^*$ ,  $m_h^*$  — эффективные массы электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне,  $E_S$  — напряженность встроенного электрического поля,  $e$  — модуль заряд электрона.

Как видно из (1), положения экстремумов осцилляций Франца–Келдыша ( $\hbar\omega$ )<sub>*j*</sub> определяются соотношением

$$(\hbar\omega)_j = \hbar\Omega(F_j) + E_g, \quad j = 1, 2, 3, \quad (4)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,

$$F_j = \left[ 3\pi \frac{j-1/2}{2} \right]^{2/3}. \quad (5)$$

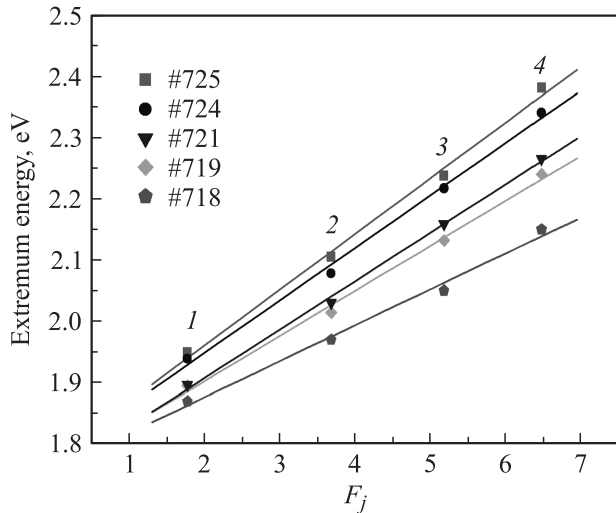
Зависимость ( $\hbar\omega$ )<sub>*j*</sub> от  $F_j$  — прямая линия с наклоном  $\hbar\Omega$  и точкой пересечения с осью ординат, соответствующей  $E_g$ .

По положению экстремумов осцилляций Франца–Келдыша построены зависимости ( $\hbar\omega$ )<sub>*j*</sub> от  $F_j$ . Проведена аппроксимация данных зависимостей прямой линией. Результаты построения и аппроксимации приведены на рис. 4. Видно, что наклон зависимости меньше для образцов с меньшим номером. Значения энергий фундаментального перехода в слоях Al<sub>*x*</sub>Ga<sub>*1-x*</sub>As приведены в таблице.

Для оценки напряженности встроенного электрического поля  $E_S$  по значению электрооптической энергии  $\hbar\Omega$  (2) необходимо знать эффективные массы носителей (3). Они были определены с учетом вариаций состава ( $x$ ) тройного соединения по экспериментально определенной энергии фундаментального перехода (формула (4) и рис. 4).

Значения ширины запрещенной зоны  $E_g$ , мольной доли алюминия  $x$ , электрооптической энергии  $\hbar\Omega$  и напряженности встроенного электрического поля  $E_S$  в барьерном слое  $Al_xGa_{1-x}As$  образцов # 718, 719, 721, 724 и 725

Образец	# 718	# 719	# 721	# 724	# 725
$E_g$ ( $Al_xGa_{1-x}As$ ), эВ	1.769	1.76	1.723	1.779	1.786
Доля Al $x$	0.238	0.232	0.206	0.245	0.250
$\hbar\Omega$ , мэВ	52.7	69.2	76.8	81.1	84.3
$E_S$ , кВ/см	(340 ± 20)	(540 ± 40)	(570 ± 35)	(720 ± 100)	(750 ± 60)



**Рис. 4.** Построение результатов в модели (4), (5) для исследуемых образцов. Точки — экспериментально определенные положения экстремумов 1–4 осцилляций Франца–Келдыша (рис. 3), линии — результат аппроксимации методом наименьших квадратов.

Энергия фундаментального перехода тройного соединения  $Al_xGa_{1-x}As$  при комнатной температуре определяется его составом [17]:

$$E(300\text{ K}, x) = (1.425 + 1.444x) \text{ эВ.} \quad (6)$$

Эффективные массы носителей в барьере  $Al_xGa_{1-x}As$  также зависят от состава тройного соединения [17]:

$$\begin{aligned} m_e/m_0 &= 0.0065 + 0.0835x, \\ m_{hh}/m_0 &= 0.51 + 0.22x, \\ m_{lh}/m_0 &= 0.082 + 0.078x, \end{aligned} \quad (7)$$

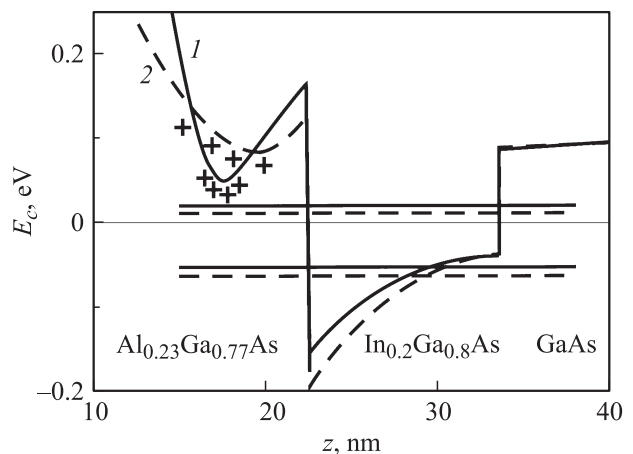
где  $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31}$  кг — масса электрона;  $m_e$ ,  $m_{hh}$  и  $m_{lh}$  — эффективные массы электронов в зоне проводимости, тяжелых и легких дырок в валентной зоне соответственно.

Полученные значения электрооптической энергии и напряженности встроенного электрического поля в слое  $Al_xGa_{1-x}As$  исследуемых образцов приведены в таблице. Видно, что электрооптическая энергия и напряженность встроенного электрического поля монотонно увеличиваются с увеличением номера образца, т.е. с увеличением

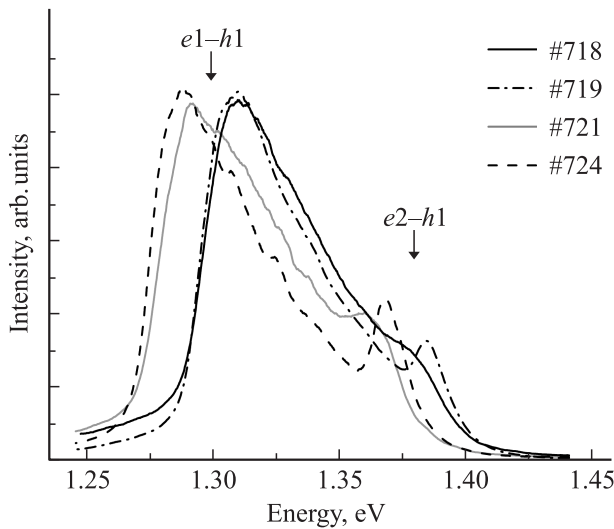
концентрации легирующей примеси в области  $\delta$ -легирования.

Рост погрешности определения напряженности встроенного электрического поля связан с уменьшением в серии образцов от # 718 к 725 размаха сигнала фотоотражения от области слоя  $Al_xGa_{1-x}As$ . Последнее, по-видимому, обусловлено уменьшением глубины модуляции встроенного электрического поля при фиксированной плотности мощности модулирующего излучения как из-за увеличения напряженности поля, так и из-за приближения области  $\delta$ -легирования к поверхности структуры.

Таким образом, в исследуемой серии образцов при приближении КЯ к поверхности возрастают концентрация донорной примеси и напряженность встроенного электрического поля в барьерном слое, что должно приводить к пространственному уширению профиля легирования из-за процессов диффузии и сегрегации. Расчет профиля дна зоны проводимости с помощью самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона показывает, что уширение профиля распределения доноров приводит к увеличению наклона дна зоны проводимости в КЯ (рис. 5). Для экспериментального подтверждения изменения симметрии КЯ при уменьшении  $L_b$  использовалась спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ). В спектрах ФЛ для всех образцов присутствуют две полосы люминесценции, в области энергий



**Рис. 5.** Профиль дна зоны проводимости  $E_c$ , первый и второй уровни размерного квантования в образце # 719 без учета (1) и с учетом уширения профиля легирования (2).  $z$  — координата в направлении роста структуры.



**Рис. 6.** Спектры ФЛ образцов #718, 719, 721 и 724 при 77 К. Спектры приведены к одинаковой интенсивности первого перехода  $e1-h1$ .

1.28–1.30 и 1.35–1.38 эВ, которые идентифицированы как переходы из первой и второй электронных подзон в первую подзону тяжелых дырок, т.е.  $e1-h1$  и  $e2-h1$  соответственно. Из рис. 6 видно, что при уменьшении  $L_b$  возрастает интенсивность пика, отвечающего переходу  $e2-h1$ . Это связано с увеличением перекрытия волновых функций электронов  $e2$  и дырок  $h1$  из-за увеличения наклона дна зоны проводимости в КЯ и подтверждает уширение профиля легирования при приближении КЯ к поверхности.

Таким образом, немонотонная зависимость подвижности электронов от  $L_b$  связана со следующими конкурирующими тенденциями. При малых  $L_b$  увеличивается концентрация донорной примеси для сохранения концентрации электронов в КЯ и уменьшается расстояние между ионизованными донорами и электронами в КЯ из-за процессов уширения профиля легирования, что приводит к интенсивному рассеянию электронов в КЯ. При больших  $L_b$  уменьшаются концентрация донорной примеси и напряженность встроенного электрического поля в барьерном слое, что приводит к увеличению глубины  $V$ -образного потенциала, образованного ионизованной примесью, при этом амплитуда хвоста электронной волновой функции в области ионизованных доноров возрастает и подвижность электронов в КЯ уменьшается.

#### 4. Заключение

В данной работе исследовались электронные свойства приповерхностных КЯ  $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/Al_xGa_{1-x}As$ . В серии гетероструктур с вариацией толщины барьерного слоя  $Al_xGa_{1-x}As$  от 5 до 23 нм и близкой концентрацией электронов в КЯ показано, что

максимальная подвижность электронов достигается при толщине барьерного слоя  $L_b = 11$  нм.

Результаты экспериментальных исследований встроенного электрического поля в барьерном слое и межзонных электронных переходов в КЯ объясняют немонотонную зависимость  $\mu_e$  от  $L_b$ , связанную с возрастанием рассеяния на ионизованных донорах, обусловленным различными причинами. При малых  $L_b$  темп рассеяния увеличивается из-за роста плотности доноров и уширения профиля их распределения вследствие усиления процессов сегрегации и диффузии. При больших  $L_b$  темп рассеяния увеличивается вследствие понижения энергии дна зоны проводимости в области легирования и, как следствие, увеличения амплитуды электронной волновой функции в области локализации ионизованных доноров.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 11-02-00423-а, 12-07-31100-мол\_а, 13-02-03194.

#### Список литературы

- [1] J.A. del Alamo. Nature, **479**, 317 (2011).
- [2] D.-H. Kim, J.A. del Alamo. IEEE Electron Dev. Lett., **29** (8), 830 (2008).
- [3] D.H. Kim, J. del Alamo. IEEE Trans. Electron. Dev., **55** (7), 1504 (2010).
- [4] G.H. Jessen, R.C. Fitch, J.K. Gillespie, G. Via, A. Crespo, D. Langley, D.J. Denninghoff, M. Trejo, E.R. Heller. IEEE Trans. Electron. Dev., **54** (10), 2589 (2007).
- [5] A. Endoh, Y. Yamashita, K. Shinohara, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamizu, T. Mimura. Jpn. J. Appl. Phys., **42** (4), 2214 (2003).
- [6] R. Chau, S. Datta, M. Doczy, B. Doyle, B. Jin, J. Kavalieros, A. Majumdar, M. Metz, M. Radosavljevic. IEEE Trans. Nanotechnology, **4** (2), 153 (2005).
- [7] D. Esseni, A. Abramo, L. Selmi, E. Sangiorgi. IEEE Trans. Electron. Dev., **50** (12), 2445 (2003).
- [8] N. Kharche, G. Klimeck, D.-H. Kim, J.A. del Alamo, M. Luisier. IEEE Trans. Electron. Dev., **58** (7), 1963 (2011).
- [9] D.-H. Kim, J.A. del Alamo, P. Chen, W. Ha, M. Urteaga, B. Brar. IEEE Int. Electron. Dev. Meeting (2010) p. 692.
- [10] T.-W. Kim, R.J. Hill, C.D. Young, D. Veksler, J. Oh, C.Y. Kang, D.-H. Kim, J.A. del Alamo, C. Hobbs, P. Kirsch, R. Jammy. Symposium on VLSI Technology (Honolulu, 2012) p. 179.
- [11] T.-W. Kim, D.-H. Kim, J.A. del Alamo. IEEE Int. Electron. Dev. Meeting (2009) p. 483.
- [12] Р.А. Хабибуллин, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Д.С. Пономарев, В.П. Гладков, В.А. Кульбачинский, А.Н. Клочков, Н.А. Юзеева. ФТП, **45** (5), 666 (2011).
- [13] R.A. Khabibullin, I.S. Vasil'evskii, D.S. Ponomarev, G.B. Galiev, E.A. Klimov, L.P. Avakyanz, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov. J. Phys.: Conf. Ser., **345**, 012015 (2012).
- [14] Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков. ЖТФ, **75** (10), 66 (2005).
- [15] Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, В.П. Гладков, В.А. Кульбачинский, Н.А. Юзеева, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов. Ядерная физика и инжиниринг, **3** (2), 1 (2012).

[16] D.E. Aspnes, A.A. Studna. Phys. Rev. B, 7, 4605 (1973).

[17] L. Pavesi, M. Guzzi. J. Appl. Phys., 75 (10), 4779 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

## Electrophysical and optical properties of near-surface AlGaAs/InGaAs/AlGaAs quantum wells

R.A. Khabibullin, G.B. Galiev, E.A. Klimov,  
D.S. Ponomarev, I.S. Vasil'evskii<sup>+</sup>, V.A. Kulbachinskii<sup>‡</sup>,  
P.Yu. Bokov<sup>‡</sup>, L.P. Avakyants<sup>‡</sup>, A.V. Chervyakov<sup>‡</sup>,  
P.P. Maltsev

Institute of Ultra High Frequency  
Semiconductor Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
117105 Moscow, Russia

<sup>+</sup> National Research Nuclear University „MEPHI“,  
115409 Moscow, Russia

<sup>‡</sup> Lomonosov Moscow State University,  
119991 Moscow, Russia

**Abstract** The series of AlGaAs/InGaAs/AlGaAs heterostructures with different distances between the surface and quantum well and approximately the same concentration of electrons have been grown by means of molecular-beam epitaxy. The built-in electric field was estimated from the photoreflectance data. The band structures of samples under investigation have been calculated. It is established that maximum of carrier mobility  $\mu_e$  is achieved in the sample with the barrier thickness  $L_b = 11$  nm. From the photoluminescence measurements and the band structure calculation it is shown that the broadening of doping profile is connected with the diminution of the distance between the surface and the quantum well due to diffusion and segregation. The non-monotonous dependence of  $\mu_e$  from the distance between the surface and the quantum well has been explained.