

Исследование туннельных характеристик барьера в двойной симметричной квантовой яме $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$

© Л.К. Орлов, Н.Л. Ивина, Ю.А. Романов, Р.А. Рубцова

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

E-mail: orlov@ipm.sci-nnov.ru

(Поступила в Редакцию 11 марта 1999 г.
В окончательной редакции 26 августа 1999 г.)

Изучены оптические и электрофизические свойства гетеросистемы $\text{GaAs}/\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ с двойной симметричной квантовой ямой. Проанализировано влияние туннелирования электронов и дырок через внутренний барьер ямы на сдвиг и расщепление квантовых уровней. Теоретические оценки сопоставляются с результатами измерений фотолюминесценции и фотопроводимости. Холловские измерения указывают на сильное влияние барьера на подвижность носителей заряда.

Работа выполнена при поддержке фондов РФФИ (грант № 96-02-19271), ИНТАС (грант РФФИ–ИНТАС № 95-0615) и МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 97-2023).

В последнее время в литературе широко обсуждаются свойства многослойных гетероструктур с изолированными квантовыми ямами. Накопленный к настоящему времени опыт и совершенствование техники для выращивания эпитаксиальных структур позволяют переходить к экспериментальному исследованию более сложных гетерокомпозиций, содержащих полупроводниковые слои со сложным потенциальным профилем. Среди многообразия гетерокомпозиций многослойные структуры с двойными квантовыми ямами представляют особый интерес в связи с обсуждаемой перспективой использования их для создания лазеров на межподзонных переходах [1]. Кроме того, изучение указанных структур является важным этапом в решении проблемы квантовых сверхрешеток [2,3], интерес к которым не ослабевает уже несколько десятилетий, несмотря на значительные трудности, стоящие на пути их создания.

В настоящей работе рассмотрено влияние туннельно-прозрачного потенциального барьера в гетеросистеме $\text{GaAs}/\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ с двойной симметричной квантовой ямой на ее оптические и электрофизические характеристики. Методами фотолюминесценции и фотопроводимости исследованы сдвиг и расщепление уровней, обусловленные туннельным эффектом в квантовой яме. На основании экспериментальных результатов проведена оценка туннельной прозрачности барьера, встроенного в квантовую яму, в зависимости от его толщины. Рассмотрено его влияние на подвижность носителей заряда.

Образцы для исследования были выращены методом МOCVD при атмосферном давлении в реакторе. Они представляли собой периодические структуры $\text{GaAs}/(\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}-\text{GaAs}-\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As})$ с периодом порядка $0.07 \mu\text{m}$ и числом периодов до 20. Двойная квантовая яма формировалась на базе гетеропары $\text{GaAs}-\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ с туннельно-прозрачным нелегированным GaAs барьером толщиной от 7 до 2 nm. Толщина слоев $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$, образующих квантовые ямы, варьировалась от 5 до 9 nm. Дельта-легирование слоев GaAs ,

отделяющих двойные квантовые ямы друг от друга, проводилось путем лазерного распыления кремниевой мишени в реакторе. Дельта-слои отстояли от границ квантовой ямы на толщину спейсера $\sim 7 \text{nm}$. Параметры использованных в эксперименте образцов с номерами 35–40 представлены в таблице.

Оценка глубины потенциального рельефа в системе, необходимая для количественного описания экспериментальных результатов, была проведена путем предварительного анализа спектров фотолюминесценции в псевдоморфных структурах $\text{GaAs}-\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ с изолированными одиночными квантовыми ямами разной ширины. Разрыв зон на границе гетероперехода $\text{GaAs}-\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ находился из сопоставления коротковолнового сдвига линии фотолюминесценции с результатами теоретического расчета, базирующегося на модели прямоугольных потенциальных ям. Характерный вид экспериментальных и теоретических зависимостей приведен на рис. 1.

Подгонка теоретических зависимостей под экспериментальные кривые позволяет оценить разрывы энергетических зон, а соответственно и глубину потенциальных ям как в валентной зоне (U_v), так и зоне проводимости (U_c) изучаемых гетерокомпозиций. В рассмотренной далее экспериментальной ситуации ($x = 0.25$; $T = 77 \text{K}$) использованы следующие значения параметров: $U_{v(c)} = 80 (170) \text{meV}$,

Параметры образцов

№ образца	35	36	37	38	39	40
d_{qw} , nm	7	7	7	7	5	9
d_b , nm	7	5	3	2	5	5
d_0 , nm	21	19	17	16	15	23
E_0 , meV	0.086	0.105	0.131	0.148	0.169	0.072
E_{PL} , meV	1.315	1.295	1.280	1.270	1.336	1.271
μ_{77} , cm^2/Vs	7661	6458	4306	7106	7196	2484
$n_{s77} \times 10^{-11}$, cm^{-2}	2.9	3.17	2.37	3.24	3.2	2.38

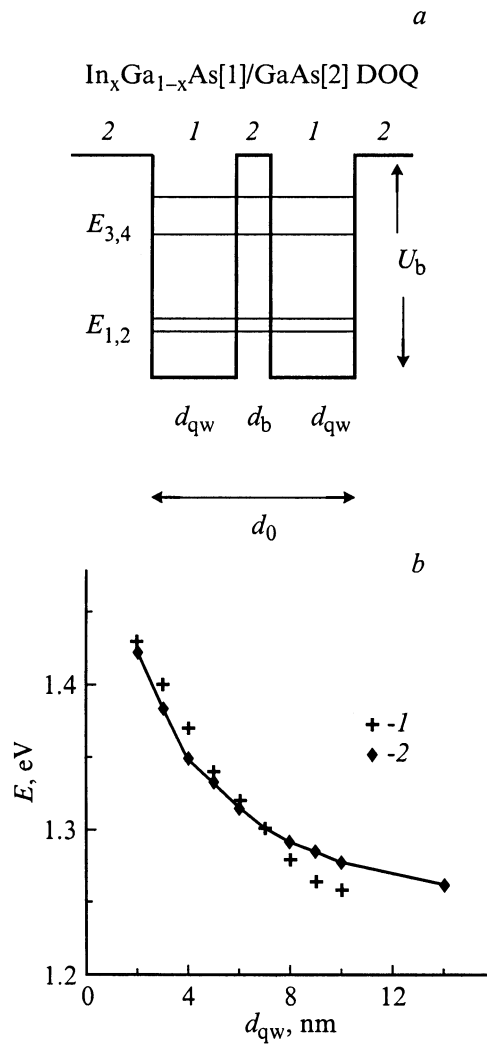


Рис. 1. Сопоставление при $T = 77$ К положения линий фотолюминесценции (1) и ширины запрещенной зоны E_g (2) в гетероструктуре $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ с двойной квантовой ямой толщиной $d_0 = 2d_{qw} + d_b$ (d_{qw} — толщина одиночной квантовой ямы, d_b — толщина барьера в яме) в зависимости от толщины размерно-квантованных слоев $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ при непрозрачном для электронов барьере: *a* — общий вид потенциальной ямы в зоне проводимости и положение квантово-размерных электронных уровней в ней; *b* — положение наблюдаемых спектральных линий фотолюминесценции в зависимости от d_{qw} .

$E_g(\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}) = (1.24 + E_{1,v} + E_{1,c})$ eV. Отсчет энергии здесь и далее ведется от дна соответствующей потенциальной ямы, $E_{v(c),i}$ — энергия i -го уровня в яме для дырок и электронов соответственно. Эффективная масса электрона полагалась равной $0.06m_0$, для дырок — $0.4m_0$, $E_g(\text{GaAs}) = 1.49$ eV. Ширина запрещенной зоны в материале слоя $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ определялась из экспериментального значения E_g для объемного кристалла [4] с учетом поправки на его деформацию.

Положения линий фотолюминесценции и рассчитанные по прямоугольной модели значения ширины запрещенной зоны в структурах $\text{GaAs}/\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ с двой-

ными квантовыми ямами (образцы 36, 39, 40 таблицы) в зависимости от ширины двойной квантовой ямы $d_0 = 2d_{qw} + d_b$ при неизменной толщине GaAs барьера ($d_b = 5$ nm) приведены на рис. 2, *a*. Расчеты проводились путем численного решения уравнения Шредингера с потенциалом прямоугольной формы. Соответствующие спектры фотолюминесценции представлены на рис. 2, *b*. Из рис. 2, *a* видно, что экспериментальная E_{PL} и теоретическая $E_g(d_0)$ зависимости достаточно близки. Несколько более высокие рассчитанные значения E_g при больших d_0 вероятнее всего связаны с тем, что при увеличении толщины слоев $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ общая упругая энергия системы возрастает, обуславливая появление в слоях дислокаций несоответствия, что уменьшает упругую деформацию отдельных слоев. Это дает более сильный, по сравнению с ожидаемым, сдвиг линии фотолюминесцен-

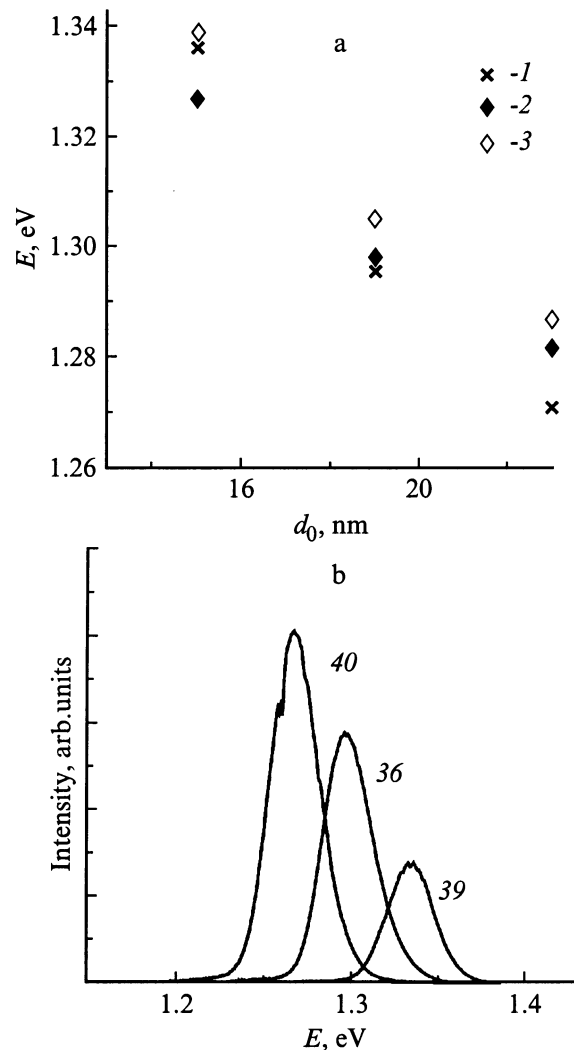


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции двойных гетероструктур $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ с заданной толщиной барьера $d_b = 5$ nm (образцы 36, 39, 40) при $T = 77$ К: *a* — сопоставление положения линий фотолюминесценции (1) и энергий переходов между состояниями $1v \rightarrow 1c$ (2) и $2v \rightarrow 2c$ (3) в зависимости от общей толщины двойной ямы $d_0 = 2d_{qw} + d_b$; *b* — наблюдаемые спектры фотолюминесценции соответствующих образцов.

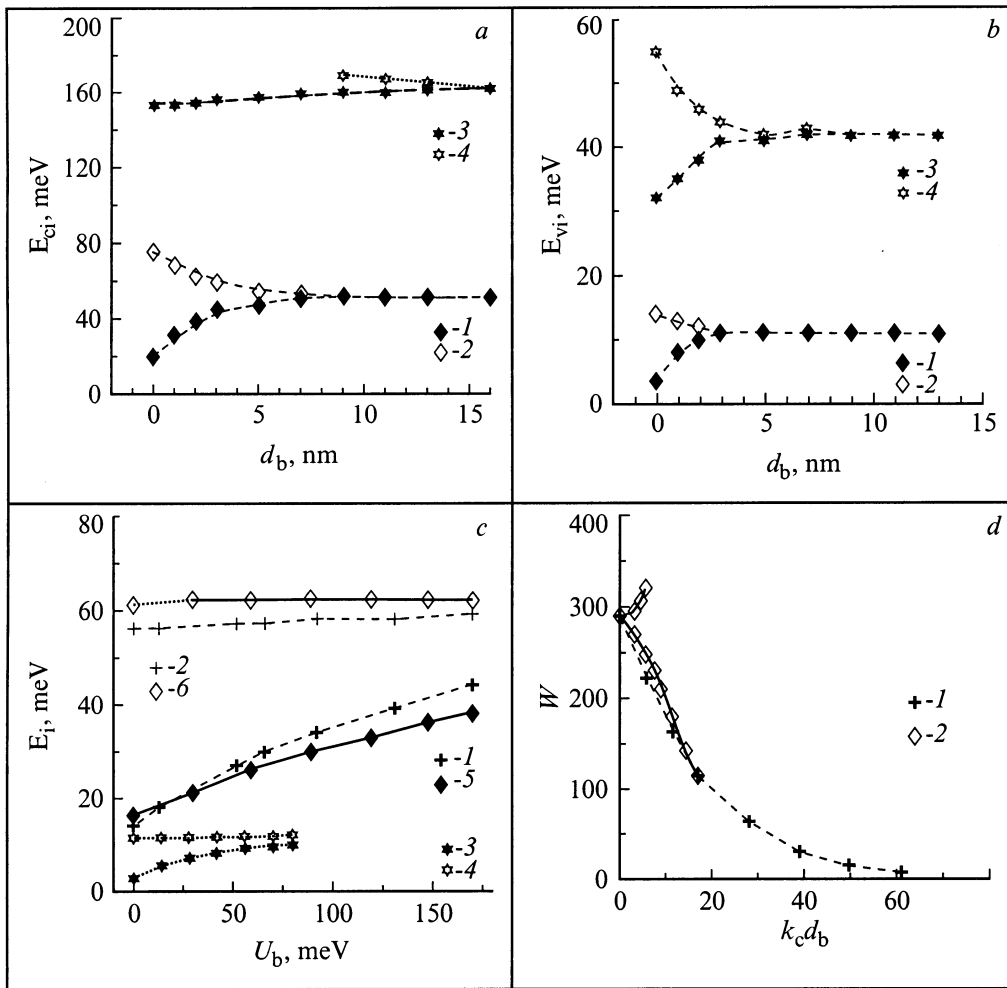


Рис. 3. Теоретический расчет уровней размерного квантования E_i свободных носителей заряда в структуре $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ с двойной квантовой ямой толщиной d_0 при $T = 77\text{ K}$ в зависимости от различных параметров ямы: a, b — положение уровней электронов (a) и дырок (b) в зависимости от толщины барьера $d_b = d_0 - 2d_{qw}$ ($d_{qw} = 7\text{ nm}$, $E_{c(v)1}$ (1), $E_{c(v)2}$ (2), $E_{c(v)3}$ (3), $E_{c(v)4}$ (4)); c — положение уровней электронов (1, 2, 5, 6) и дырок (3, 4) в зависимости от высоты барьера ($d_{qw} = 7\text{ nm}$, $d_b = 3\text{ nm}$, $E_{c1,2}$ (5, 6), $E_{v1,2}$ (3, 4) — сплошные линии; $d_b = 2\text{ nm}$, $E_{c1,2}$ (1, 2) — штриховые линии); d — зависимость энергии расщепления нижнего уровня размерного квантования электрона $W = (E_{c2} - E_{c1})/E_0$ от величины туннельной прозрачности барьера $k_c d_b = \pi(d_b/d_0)\{|U_b - E_1|/E_0\}^{1/2}$ для случая переменной ширины барьерного слоя $d_b = 0-10\text{ nm}$ ($U_{bc} = 170\text{ meV}$, $d_{qw} = 7\text{ nm}$) (1 — штриховая линия) и случая переменной высоты барьера $U_{bc} = 0-170\text{ meV}$ ($d_b = 3\text{ nm}$, $d_{qw} = 7\text{ nm}$) (2 — сплошная линия).

ции в низкоэнергетическую область спектра в структурах с более толстыми слоями $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$.

При переходе от структуры с туннельно-непрозрачным барьером к структуре с нулевой толщиной потенциального барьера при неизменной толщине квантовых ям должен наблюдаться сдвиг края фундаментальной полосы поглощения в длинноволновую область спектра вследствие расщепления уровней в ямах из-за туннельного эффекта. В квазиклассическом приближении энергия расщепления уровней в двойной квантовой яме $\Delta E_{21,i} = D \times \Delta E_{21,i}^{\max}$ отличается от своего максимального значения $\Delta E_{21,i}^{\max} = E_{1,i}(d_{qw}) - E_{1,i}(2d_{qw})$, равного разнице в положении нижних уровней размерного квантования в ямах толщиной d_{qw} и $2d_{qw}$, коэффициентом прозрачности барьера $D = \exp(-k_i d_b)$. Здесь $k_i d_b = \pi\{|U_{bi} - E_{1i}|/E_0\}^{0.5}(d_b/d_0)$, где $i = c, v$,

$E_0 = \pi^2 \hbar^2 / 2m_i d_0^2$, $d_0 = 2d_{qw} + d_b$. Для достаточно широкой квантовой ямы, когда энергия нижнего уровня размерного квантования в яме много меньше ее глубины, потенциальную яму можно считать бесконечно глубокой, и максимальный сдвиг линий в оптических спектрах реальных структур, равный суммарному сдвигу уровней в квантовых ямах валентной зоны и зоны проводимости, не должен превышать величины $\Delta \hbar\omega = E_{1c} + E_{1v} = (3\pi^2 \hbar^2 / 8d_{qw}^2)\{1/m_e + 1/m_h\}$. Рассчитанные положения уровней размерного квантования электронов и дырок в потенциальных ямах для рассматриваемого нами случая ($x = 0.25$, $U_c = 170\text{ meV}$, $U_v = 80\text{ meV}$, $U_{bi} = U_i$) приведены на рис. 3, a, b соответственно. Видно, что уровни эффективно расщепляются только при толщине барьерного слоя d_b меньшей 5 nm. На рис. 3, c на примере структур с параметрами образцов

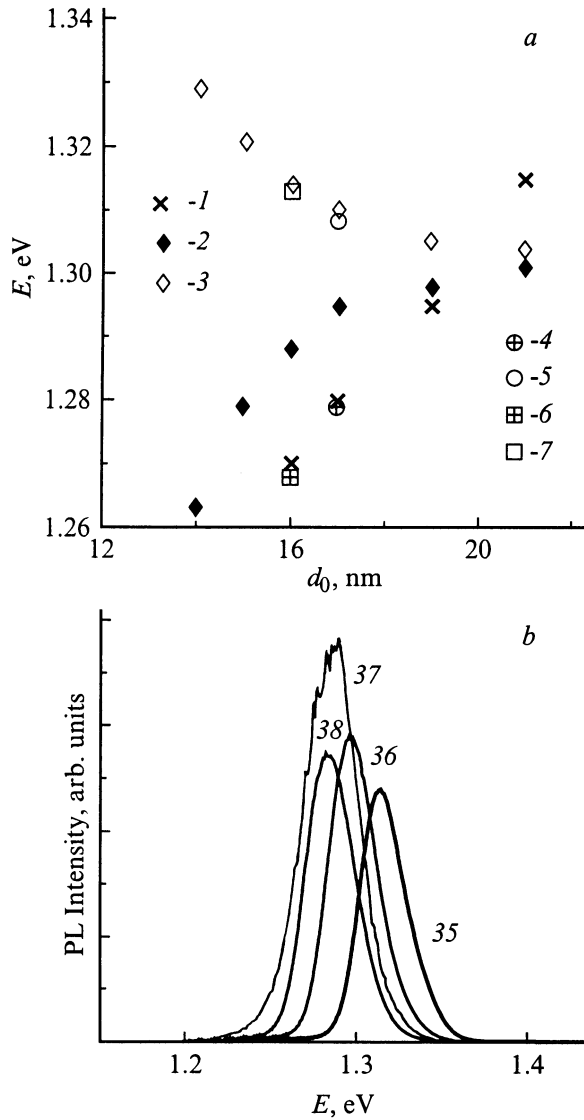


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции двойных гетероструктур $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ с заданной толщиной отдельной квантовой ямы $d_{qw} = 7 \text{ nm}$ и различной толщиной барьера (образцы 35–38) при $T = 77 \text{ K}$: *a* — сопоставление положения линий фотолюминесценции (I) и энергий переходов между состояниями $1v \rightarrow 1c$ (2, 4, 6) и $2v \rightarrow 2c$ (3, 5, 7) в зависимости от общей толщины двойной ямы $d_0 = 2d_{qw} + d_b$ ($U_{bi} = U_b^{\text{max}}$ (2, 3), $U_{bi} = 0.54U_b^{\text{max}}$ (4, 5) для образца 37 и $U_{bi} = 0.17U_b^{\text{max}}$ (6, 7) для образца 38); *b* — наблюдаемые спектры фотолюминесценции соответствующих образцов.

37, 38 продемонстрировано, как меняется положение уровней размерного квантования в ямах в зависимости от высоты потенциального барьера U_b . Видно, что положение четных уровней практически не меняется при изменении высоты потенциального барьера U_b , что соответствует хорошо известному аналитическому решению данной задачи [5]. Характерные зависимости энергии расщепления нижнего уровня размерного квантования электрона $W = (E_{c2} - E_{c1})/E_0$ от величины туннельной прозрачности барьера $k_c d_b$ для двух случаев — пере-

менной ширины барьерного слоя d_b ($U_{bc} = 170 \text{ meV}$) и переменной высоты барьера U_{bc} ($d_b = 3 \text{ nm}$) — представлены на рис. 3, *d*.

Положения линий фотолюминесценции и рассчитанные значения энергий переходов $1(2)v \rightarrow 1(2)c$ в зависимости от прозрачности потенциального барьера в ямах при $T = 77 \text{ K}$ на образцах 35–38 (таблица) приведены на рис. 4, *a*. Соответствующие спектральные зависимости представлены на рис. 4, *b*. Сопоставление экспериментальных данных E_{PL} с результатами теоретического расчета ширины запрещенной зоны E_g в двойных квантовых ямах $\text{GaAs}/\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ показывает, что экспериментальные линии испытывают более сильный сдвиг по сравнению с теоретическими. Указанное несоответствие вероятнее всего связано с невозможностью получения на используемом технологическом оборудовании резких профилей распределения состава при выращивании очень тонких (1–3 nm) слоев. Границы гетеропереходов размыты, и при малой толщине барьерного слоя его потенциал по форме близок к треугольному. Это приводит

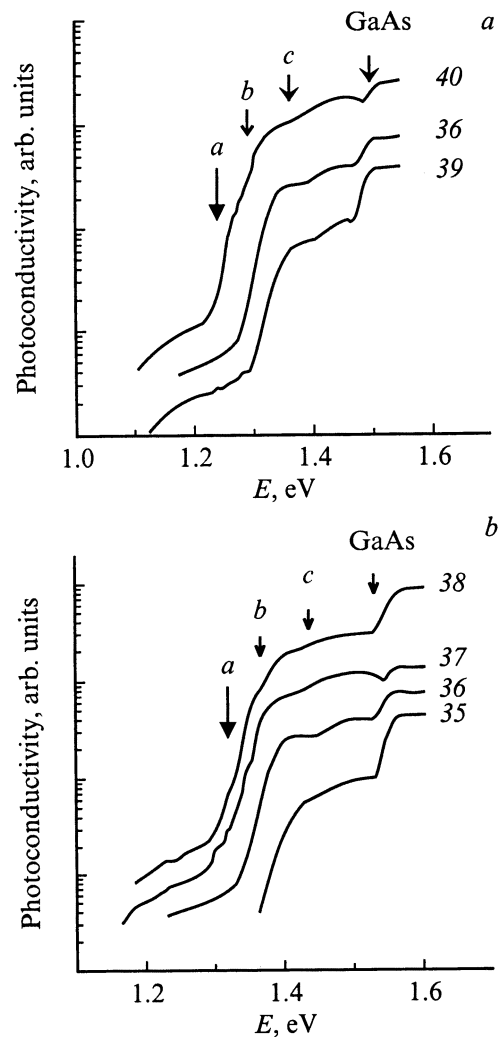


Рис. 5. Спектры фотопроводимости образцов 35–40 при $T = 77 \text{ K}$ (стрелка *a* — положение линии фотолюминесценции): рис. 5, *a* — соответствует рис. 2, *b*; рис. 5, *b* — рис. 4, *b*.

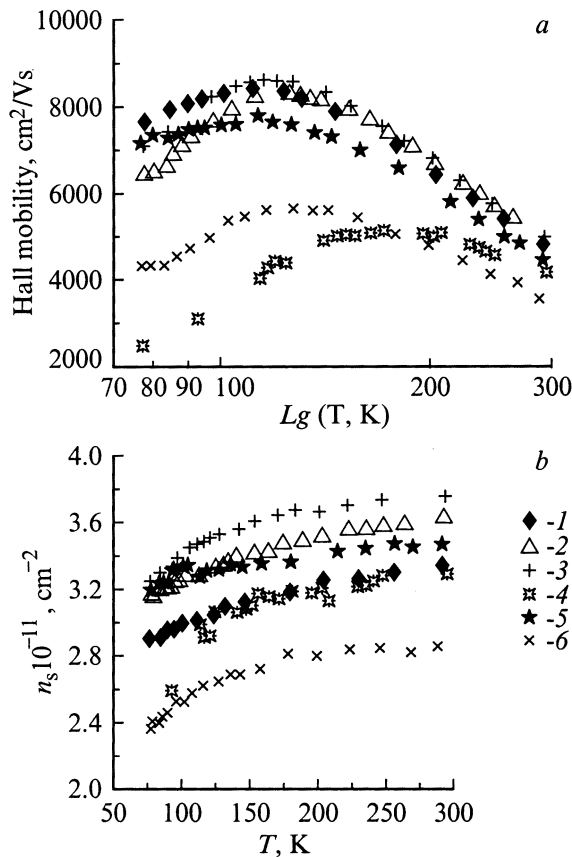


Рис. 6. Электрофизические характеристики электронов в образцах 35–40 в зависимости от температуры: *a* — подвижность; *b* — поверхностная концентрация электронов (соответствующим номерам образцов отвечают следующие символы: 35 — 1; 36 — 2; 37 — 3; 38 — 4; 39 — 5; 40 — 6).

к увеличению прозрачности барьера, что в свою очередь и дает большую величину расщепления уровней в ямах и большую величину сдвига спектральных линий по сравнению с вычисленными для прямоугольной модели значениями. Подгонка под наблюдаемые на эксперименте значения дает уменьшение эффективной высоты барьерного слоя в образце 37 в 1.9 раза, в образце 38 в 5.7 раза (рис. 4, *a*).

В спектрах фотопроводимости (рис. 5) в диапазоне поглощения света слоями $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ ($\hbar\omega < 1.5 \text{ eV}$) кроме хорошо выраженной ступеньки, соответствующей краю полосы поглощения (стрелки *a*), и связанной с переходами электронов между состояниями $1v \rightarrow 1c$, наблюдается также слабо выраженная структура линий (стрелки *b, c*). Последнюю можно связать с включением дополнительных переходов между состояниями валентной зоны и зоны проводимости: $2v \rightarrow 2c$ и $1v \rightarrow 3c$. Переходы электронов $1v \rightarrow 2c$ и $2v \rightarrow 3c$ запрещены правилами отбора [6]. Из рис. 5 видно, что положение ступеньки в спектрах фотопроводимости согласуется как с данными фотолюминесценции (рис. 2, 4), так и с расчетом уровней по указанной выше модели рис. 3. Полученные результаты в комплексе позволяют сделать

вывод о характерных энергиях переходов электронов между двумерными подзонами в ямах как валентной зоны, так и зоны проводимости и оценить зависимость энергии межуровневых переходов от толщины барьерного слоя.

В связи с перспективой использования двойных квантовых ям для генерации ИК излучения на частоте межподзонных переходов [7,8] при разогреве электронов продольным электрическим полем рассмотрим транспортные свойства приведенных в таблице образцов.

Температурные зависимости (в диапазоне температур 300–77 К) поверхностной концентрации носителей заряда в ямах и их подвижности, измеренные методом эффекта Холла, представлены на рис. 6. Из рис. 6, *b* видно, что концентрация электронов в большинстве образцов слабо меняется с температурой, указывая на то, что даже при относительно высоких температурах носители локализованы в основном в слоях $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$. Немонотонная зависимость $n_s(T)$ в ряде образцов, по-видимому, связана и их неоднородностью. На это указывают и низкие значения в них холл-фактора. Их подвижность, однако, меньше, чем в структурах с одиночными изолированными квантовыми ямами ($\mu \sim (1-1.5)10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), выращенными тем же методом, и начинает падать с понижением температуры, согласно рис. 6, *a*, уже с температуры $T \sim 200 \text{ K}$, достигая значений $\mu \leq 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ при температуре жидкого гелия. Следовательно, введение барьерного слоя в квантовую яму приводит к заметному дополнительному рассеянию, связанному, по-видимому, с неоднородностями на гетерограницах и в меньшей степени с дефектами структуры.

В заключение авторы благодарят Б.Н. Звонкова, вырастившего образцы для исследований, а также Д.О. Филатова за оказанную помощь при проведении измерений.

Список литературы

- [1] O. Gauthier-Lafaye, S. Sauvage, P. Boucaud, F.H. Julien. Proc. Int. Symp. Nanostructures: physics and technology. St. Petersburg. (1997). P. 569.
- [2] M.A. Herman. Semiconductor Superlattices. Akademie-Verlag, Berlin (1986).
- [3] Многослойные полупроводниковые структуры / Под ред. А.М. Белянцева, Ю.А. Романова. ИПФ РАН, Горький (1990).
- [4] О. Маделунг. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V группы. Мир, М. (1967). 318 с.
- [5] S. Flugge. Practical Quantum Mechanics I. Springer-Verlag, Berlin (1971).
- [6] Ю.А. Романов, Л.К. Орлов. ФТП 7, 253 (1973).
- [7] L.E. Vorob'ev, L.E. Golub, D.V. Donetsky, E.A. Zibik, Yu.V. Kochegarov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.Ya. Aleshkin, O.A. Kuznetsov, L.K. Orlov, E. Towe, I.I. Saydashev, T.S. Cheng, C.T. Foxon. Int. Phys. Conf. Ser. Proc. 23 Int. Simp. Compound Semiconductors. St. Petersburg. **155**, 153 (1997).
- [8] Yu.L. Ivanov, G.V. Churakov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, D.V. Tarkhin. Proc. Int. Symp. Nanostructures: physics and technology. St. Petersburg (1995). P. 225.