

Спектроскопия фотоотражения электронно-дырочных состояний квантовой ямы GaAs/InGaAs/GaAs переменной ширины

© Л.П. Авакянц, П.Ю. Бокон[¶], Е.В. Глазырин*, И.П. Казаков*, А.В. Червяков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),
119991 Москва, Россия

* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

(Получена 21 июля 2010 г. Принята к печати 25 августа 2010 г.)

Методом спектроскопии фотоотражения исследован спектр электронно-дырочных состояний в квантовой яме GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}As переменной ширины от 1.1 до 3.6 нм. Произведен расчет энергий уровней размерного квантования электронов и дырок с учетом деформационно-индуцированных изменений зонной структуры квантовой ямы. Показано, что наилучшее совпадение экспериментальных данных с результатами расчета достигается при отношении разрывов зон проводимости и валентной на гетеропереходе $Q = \Delta E_c / \Delta E_v = 0.62/0.38$. Обнаружен сигнал фотоотражения в области тени модулирующего излучения на расстояниях до 6 мм между пятнами зондирующего и модулирующего излучений.

1. Введение

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовой ямой, характерный размер которой монотонно изменяется в одном из латеральных направлений [1–3], представляют интерес для выявления пороговых толщин формирования в них квантовых точек [4,5], а также для исследования эффектов размерного квантования в зависимости от ширины квантовой ямы. В таких структурах может быть выбран практически любой шаг измерения и минимизировано влияние разброса технологических условий, неизбежное при выращивании отдельных образцов.

Гетероструктуры с квантовой ямой переменной толщины представляют интерес также с точки зрения исследования динамики фотоиндуцированных носителей, так как ток фотоиндуцированных носителей возможен в направлении увеличения ширины квантовой ямы из-за монотонного уменьшения энергии уровней размерного квантования электронов и дырок.

Эффект латерального переноса фотоиндуцированных носителей обнаружен ранее при исследовании методом спектроскопии фотоотражения $p-n$ -структур типа GaAs/AlGaAs [6–8] с двумерным электронным газом. При модуляции встроенного электрического поля в одной области образца удавалось обнаружить сигнал фотоотражения на некотором расстоянии (единицы миллиметров) от этой области, т. е. в „тени“ модулирующего излучения. Обнаруженный эффект дает возможность бесконтактного исследования процессов переноса фотоиндуцированных носителей.

В настоящей работе приводятся результаты исследований методом спектроскопии фотоотражения гетероструктуры GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs с квантовой ямой In_xGa_{1-x}As, ширина которой монотонно изменяется от 1.1 до 3.6 нм.

2. Образец и методика эксперимента

Исследуемая гетероструктура представляла собой одну квантовую яму состава In_xGa_{1-x}As с барьерами GaAs, выращенную методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs(001) диаметром 40 мм. Во время выращивания квантовой ямы подложка наклонялась по отношению к молекулярным источникам Ga и In таким образом, что наибольшая толщина осаждаемого слоя In_xGa_{1-x}As была у одного из ее краев. В это время подложка не вращалась. Содержание In в квантовой яме менялось незначительно: $x = (0.5 \pm 0.05)$.

Затем из подложки выкалывалась полоска шириной 5 мм и длиной 35 мм, вдоль которой ширина квантовой ямы изменялась линейно в диапазоне от 1.1 до 3.6 нм. Параметры квантовой ямы рассчитывались на основании измерений контрольных образцов с теневой маской, на которые осаждались слои GaAs и InAs толщиной 0.3 мкм в таком же наклонном положении подложки. Распределение по толщине и составу слоя In_xGa_{1-x}As определялось с помощью профилометра Taustep по измерениям высоты ступенек на слоях GaAs и InAs, образованных теневой маской. Схема исследуемого образца приведена на рис. 1.

Измерения спектров фотоотражения проводились при комнатной температуре с использованием двойного монохроматора [9]. Модуляция отражения осуществлялась He-Ne-лазером с длиной волны $\lambda = 633$ нм на частоте 370 Гц.

3. Результаты и обсуждение

Спектры фотоотражения $\Delta R/R$, полученные от различных частей образца, приведены на рис. 2.

Во всех спектрах присутствуют линии в области энергии 1.42 эВ (осцилляции Франца-Келдыша [10] на фундаментальном переходе в GaAs, вблизи энергии

[¶] E-mail: pavel_bokov@rambler.ru

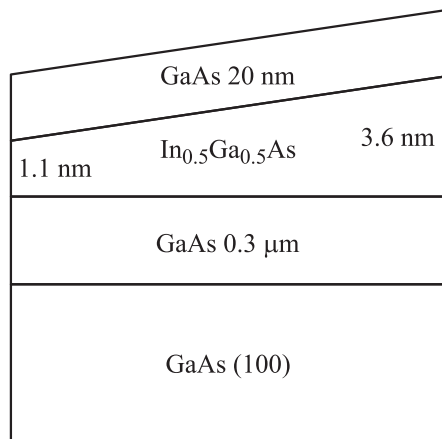


Рис. 1. Схема исследуемого образца.

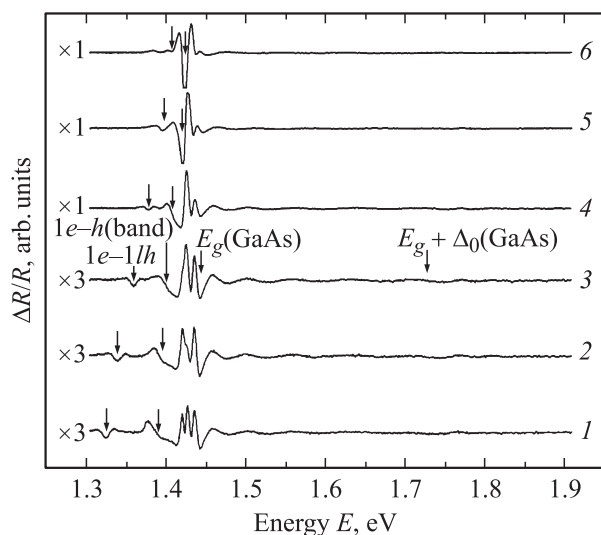


Рис. 2. Спектры фотоотражения гетероструктуры с квантовой ямой GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}As переменной ширины. (1–6) — ширина квантовой ямы монотонно увеличивается от 1.1 до 3.6 нм.

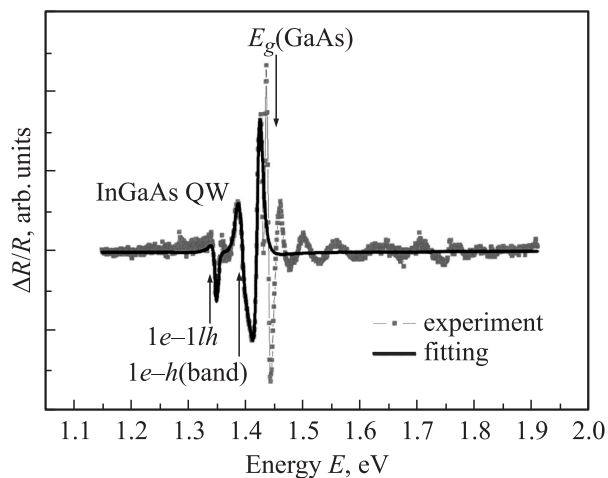


Рис. 3. Пример подгонки участка 1.1–1.4 эВ спектра фотоотражения, полученного от средней части образца.

запрещенной зоны $E_g(\text{GaAs})$, 1.71 эВ (переход между зоной проводимости и спин-орбитально отщепленной подзоной валентной зоны, $E_g + \Delta_0(\text{GaAs})$), а также линии в области энергий 1.33–1.41 эВ, связанные с переходами в квантовой яме (QW) InGaAs между уровнями размерного квантования электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны. Эти линии с двумя экстремумами разных знаков соответствуют низкополювому приближению фотоотражения в модели Аспнеса [11], согласно которой модуляционный сигнал $\Delta R/R$ есть

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \text{Re}[Ae^{i\varphi}(E - E_j + i\Gamma)^{-m}],$$

где A , φ — амплитудный и фазовый параметры, E — энергия зондирующего излучения, E_j — положение спектральной особенности, Γ — параметр уширения, m — параметр, определяемый видом критической точки и порядком производной диэлектрической функции $\chi(E)$ по энергии. В нашем случае $m = 2$ [11]. Пример подгонки участка одного из спектров фотоотражения приведен на рис. 3. Положения спектральных линий приведены в табл. 1.

Для описания наблюдаемых в спектрах фотоотражения линий (рис. 2, табл. 1) был проведен расчет энергий межзонных переходов в квантовой яме In_xGa_{1-x}As

Таблица 1. Экспериментально определенные энергии межзонных переходов в области квантовой ямы GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}As и результаты расчетов в рамках модели огибающей волновой функции для прямоугольного потенциала с учетом деформационно-индуцированных изменений зонной структуры

Номер спектра	Ширина квантовой ямы, нм	E_j , эВ (эксперимент)	Переход	E_j , эВ (расчет)
1	2.6	1.116	1e-1hh	1.116
		1.283	1e-2hh	1.283
		1.322	1e-1lh	1.320
		1.377	1e-h (band)	1.385
2	2.2	1.129	1e-1hh	1.129
		1.315	1e-2hh	1.315
		1.333	1e-1lh	1.332
		1.384	1e-h (band)	1.390
3	1.8	1.144	1e-1hh	1.144
		1.347	1e-2hh	1.347
		1.354	1e-1lh	1.343
		1.396	1e-h (band)	1.395
4	1.4	1.161	1e-1hh	1.161
		1.378	1e-2hh	1.378
		1.380	1e-1lh	1.355
		1.406	1e-h (band)	1.400
5	1.0	1.181	1e-1hh	1.181
		1.383	1e-1lh	1.368
		1.416	1e-h (band)	1.405
		1.376	1e-1lh	1.379
6	0.6	1.415	1e-h (band)	1.409

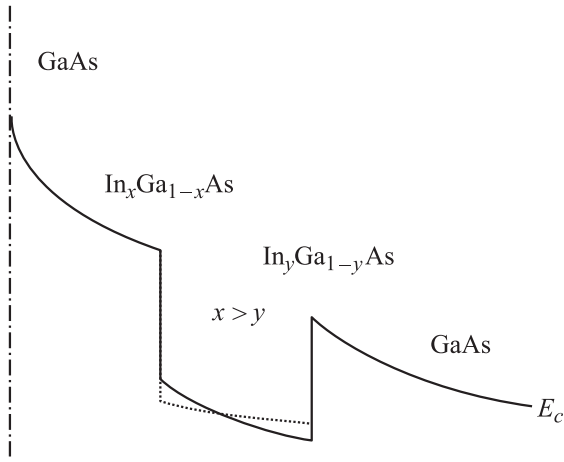


Рис. 4. Профиль (схема) квантовой ямы GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}As с однородным по толщине составом (сплошная линия) и ход потенциала в квантовой яме (пунктир), обусловленный сегрегацией индия. Штрихпунктирная линия — поверхность гетероструктуры, E_c — дно зоны проводимости.

в рамках модели огибающей волновой функции для прямоугольного потенциала с учетом деформационно-индуцированных изменений зонной структуры [12,13].

Для гетеропары GaAs/In_xGa_{1-x}As, выращенной вдоль направления [001], слои In_xGa_{1-x}As подвержены деформациям объемного и одноосного сжатия (периоды кристаллических решеток InAs и GaAs равны 0.606 и 0.587 нм соответственно). Объемное сжатие приводит к увеличению ширины запрещенной зоны, которое происходит в основном за счет сдвига зоны проводимости. Одноосное сжатие снимает вырождение валентной зоны в Г-точке, в результате чего между подзонами тяжелых и легких дырок появляется энергетическая щель.

При толщине квантовой ямы 1.1–3.6 нм можно считать, что вся область In_xGa_{1-x}As деформировалась в плоскости (100), подстраиваясь под период кристаллической решетки GaAs, т.е. яма выращена в так называемом псевдоморфном режиме. Поэтому деформационно-индуцированные изменения коснутся только зонной структуры квантовой ямы In_xGa_{1-x}As.

Деформационно-индуцированные сдвиги подзон тяжелых и легких дырок валентной зоны δE_{vh} , δE_{vl} и зоны проводимости δE_c в центре зоны Бриллюэна определяются из соотношений [13]

$$\delta E_c = 2a_c \varepsilon (C_{11} - C_{12}) / C_{11},$$

$$\delta E_{vh} = E_H + E_S,$$

$$\delta E_{vl} = E_H + \frac{1}{2} \Delta_0 - \frac{1}{2} E_S - \frac{1}{2} (\Delta_0^2 + 2\Delta_0 E_S + 9E_S^2),$$

где

$$\varepsilon = (a_2 - a_1) / a_1,$$

$$E_H = 2a_v \varepsilon (C_{11} - C_{12}) / C_{11},$$

$$E_S = b \varepsilon (C_{11} + 2C_{12}) / C_{11}.$$

Здесь ε — деформации слоя, a_c и a_v — гидростатические деформационные потенциалы для зоны проводимости и валентной зоны соответственно, b — потенциал одноосных деформаций, C_{11} , C_{12} — упругие постоянные, a_1 , a_2 — постоянные кристаллической решетки слоев In_xGa_{1-x}As и барьера GaAs, Δ_0 — энергия спин-орбитального отщепления валентной подзоны.

Исследуемый образец выращен без преднамеренного легирования, поэтому квантовая яма оказывается помещенной в протяженную (до 1 мкм) область пространственного заряда. Малая толщина ямы позволяет считать ее профиль прямоугольным. Кроме того, в процессе выращивания слоя квантовой ямы In_xGa_{1-x}As на барьере GaAs происходит сегрегация индия и слой ямы около первого барьера оказывается обедненным индием [14]. Это уменьшает высоту потенциального барьера со стороны подложки (рис. 4, пунктир) и одновременно увеличивает ее со стороны поверхности. В результате профиль ямы в зоне проводимости становится еще в большей степени прямоугольным.

В случае прямоугольного потенциала энергии уровней в квантовых ямах зоны проводимости и валентной зоны E_i определяются из трансцендентного уравнения [9]

$$\sin \left(L_w \sqrt{\frac{2m_1^* E_i}{\hbar^2}} \right) - K \cos \left(L_w \sqrt{\frac{2m_1^* E_i}{\hbar^2}} \right) = 0,$$

где

$$K = -\frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{m_1^* (V - E_i)}{m_2^* E_i}} - \sqrt{\frac{m_2^* E_i}{m_1^* (V - E_i)}} \right].$$

Здесь m_1^* и m_2^* — эффективные массы носителей в яме In_xGa_{1-x}As и барьере GaAs, V — глубина и L_w — ширина квантовой ямы.

Все необходимые постоянные для GaAs и InAs сведены в табл. 2 [14–16]. Постоянные решетки для тройного раствора In_xGa_{1-x}As вычислялись по закону Вегарда с использованием данных табл. 2.

Проведенные оценки показали, что линия в области энергий 1.32–1.37 эВ связана с переходом электрона на первый уровень подзоны легких дырок, $1e-1lh$, линия в области энергий 1.36–1.41 эВ связана с переходом

Таблица 2. Используемые в расчетах параметры [14–16]

Параметр	GaAs	InAs
E_g , эВ (300 К)	1.424	0.354
a , нм	0.564	0.605
m_e^*	0.067 m_0	0.023 m_0
m_{lh}^*	0.094 m_0	0.027 m_0
m_{hh}^*	0.34 m_0	0.41 m_0
Δ_0 , эВ (300 К)	0.341	0.371
a_v , эВ	1.6	1
a_c , эВ	-7.1	-5.8
b , эВ	-1.7	-1.8
C_{11} , ГПа	1211	833
C_{12} , ГПа	566	453

Примечание. a — параметр решетки; m_e^* , m_{lh}^* , m_{hh}^* — эффективные массы электронов, легких и тяжелых дырок соответственно.

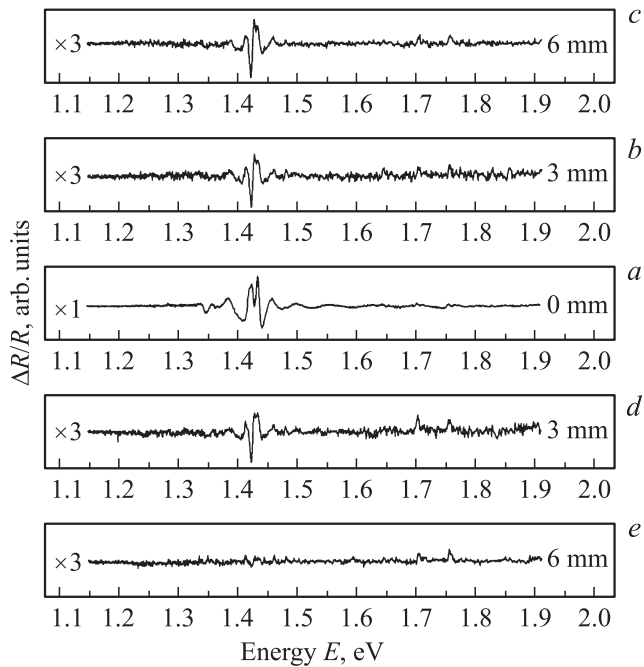


Рис. 5. Спектры фотоотражения образца с квантовой ямой GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}As, полученные от области действия модулирующего излучения (a), а также при смещении на 3 и 6 мм в сторону уменьшения (b,c) и увеличения (d,e) ширины квантовой ямы.

между первым уровнем электронов $1e$ в квантовой яме In_xGa_{1-x}As зоны проводимости и потолком валентной зоны h (band) GaAs. Наилучшим образом наблюдаемые в эксперименте энергии соответствуют рассчитанным при разрыве в зоне проводимости, составляющем 0.62 от разности энергий фундаментальных переходов ΔE_g ямы и барьера.

Обратим внимание, что в спектральный диапазон 1.28–1.38 эВ также попадают переходы типа $1e-2hh$, на второй уровень тяжелых дырок, которые должны быть более интенсивными [17,18], чем переходы с участием подзоны легких дырок. Эти переходы не наблюдаются в эксперименте. Последнее указывает на соблюдение правил отбора по четности для межзонных переходов и подтверждает возможность использования для расчетов модели огибающей волновой функции для квантовой ямы с прямоугольным потенциалом.

Следует отметить, что монотонность в изменении параметров спектральных линий, связанных с межзонными переходами в области квантовой ямы In_xGa_{1-x}As, указывает на то, что напряжения не достигли предельных значений, при которых слой In_xGa_{1-x}As распадается на квантовые точки, т.е. максимальная толщина квантовой ямы не превысила критической толщины [19].

В исследуемой гетероструктуре с квантовой ямой нами был обнаружен эффект латерального переноса носителей [6–8].

Зондирующее излучение фокусировалось на центр пластины (толщина квантовой ямы ~ 2.4 нм). Направ-

ление, вдоль которого перемещали лазерное пятно по поверхности образца, соответствовало направлению, в котором изменяется ширина квантовой ямы, т.е. при смещении лазерного пятна фотомодуляция осуществлялась либо со стороны более узкой, либо со стороны более широкой квантовой ямы.

Спектры фотоотражения, зарегистрированные при расстояниях между пятнами зондирующего и модулирующего излучений в 3 и 6 мм, приведены на рис. 5. Видно, что сигнал фотоотражения сохраняется при смещении лазерного луча как в направлении уменьшения, так и в направлении увеличения ширины квантовой ямы. При этом форма линий в спектре остается неизменной. Следовательно, модуляция электрического поля в области действия зондирующего излучения (т.е. в области регистрации модуляционного спектра) осуществляется периодическим током носителей из области действия модулирующего излучения.

Размах сигнала $\Delta R/R$ по одну сторону от пятна зондирующего излучения уменьшается быстрее, чем по другую сторону от этого пятна. Это означает, что характерная длина диффузии носителей в одном направлении меньше, чем в другом. По-видимому, такая зависимость обусловлена расширением квантовой ямы. Сигнал фотоотражения с большим размахом $\Delta R/R$ наблюдается при фотомодуляции со стороны более узкой квантовой ямы. Это связано с тем, что ток носителей происходит, в том числе, по уровням размерного квантования электронов и дырок, энергии которых уменьшаются в направлении увеличения ширины квантовой ямы.

4. Заключение

В спектрах фотоотражения квантовой ямы GaAs/In_xGa_{1-x}As, ширина которой монотонно изменялась в плоскости образца от 1.1 до 3.6 нм, наряду с линиями, связанными с фундаментальным переходом в GaAs и переходом между дном зоны проводимости и потолком спин-орбитально отщепленной подзоны валентной зоны, обнаружены линии, связанные с межзонными переходами в квантовой яме.

Наблюдаемые энергии переходов могут быть описаны с учетом деформационно-индуцированных сдвигов дна зоны проводимости и потолков валентной зоны для тяжелых и легких дырок в рамках модели огибающей волновой функции для прямоугольного потенциала. Наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных данных наблюдается для отношения разрывов зон проводимости и валентной $\Delta E_c/\Delta E_v = 0.62/0.38$.

Установлено, что в указанном диапазоне толщин (1.1–3.6 нм) максимальная толщина квантовой ямы не превысила критической для образования квантовых точек в гетеропаре In_xGa_{1-x}As/GaAs.

Обнаружен сигнал фотоотражения в тени модулирующего излучения на расстояниях до 6 мм от области действия модулирующего излучения.

Сигнал фотоотражения с большим размахом $\Delta R/R$ наблюдается при фотомодуляции со стороны более узкой квантовой ямы. Это связано с тем, что ток носителей происходит, в том числе, по уровням размерного квантования электронов и дырок, энергии которых уменьшаются в направлении увеличения ширины квантовой ямы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 08-02-00451).

Список литературы

- [1] Ю.В. Хабаров, В.В. Капаев, В.А. Петров, Г.Б. Галиев. ФТП, **40**, 572 (2006).
- [2] Б.Н. Звонков, Е.Р. Линькова, И.Г. Малкина, Д.О. Филатов, А.Л. Чернов. Письма ЖЭТФ, **63**, 418 (1996).
- [3] J.M. Gerard, J.B. Genin, J. Lefebvre, J.M. Moison, N. Lebouche, F. Barthe. J. Cryst. Growth, **150**, 351 (1995).
- [4] J.M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, J. Leprince, E. Andre, O. Vatel. Appl. Phys. Lett., **64**, 196 (1994).
- [5] M. Grassi Alessi, M. Capizzi, A.S. Bhatti, A. Frova, F. Martelli, P. Frigeri, A. Bosacchi, S. Franchi. Phys. Rev. B, **59**, 7620 (1999).
- [6] M. Sydor, J.R. Engholm, M.O. Manasreh, K.R. Evans, C.E. Stutz, W.C. Mitchel. Phys. Rev. B, **45**, 13 796 (1992).
- [7] М.А. Черников, А.Е. Сотников, О.А. Рябушкин, П. Трубенко, И. Берищев, А. Овчинников. Квант. электрон., **34**, 875 (2004).
- [8] С.В. Поляков, В.А. Сабликов. Мат. моделирование, **9**, 76 (1997).
- [9] Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков. ЖТФ, **75**, 66 (2005).
- [10] D.E. Aspnes. Surf. Sci., **37**, 418 (1973).
- [11] D.E. Aspnes. Phys. Rev. B, **10**, 4228 (1974).
- [12] П. Ю, М. Кардона. Основы физики полупроводников (М., Физматлит, 2002).
- [13] X. Zhang, K. Onabe, Y. Nitta, B. Zhang, S. Fukatsu, Y. Shraki, R. Ito. Jpn. J. Appl. Phys., **30**, L1631 (1991).
- [14] J.M. Gerard, J.Y. Marzin. Phys. Rev. B, **45**, 2414 (1992).
- [15] D. Gershoni, H. Temkin, M.B. Panish, R.A. Hamm. Phys. Rev. B, **39**, 5531 (1988).
- [16] J.S. Tsang, C.P. Lee, S.H. Lee, K.L. Tsai, C.M. Tsai, J.C. Fan. J. Appl. Phys., **79**, 664 (1996).
- [17] Б.В. Новиков, Г.Г. Зегря, Р.М. Пелешак, О.О. Данькив, В.А. Гайсин, В.Г. Талалаев, И.В. Шторм, Г.Э. Цырлин. ФТП, **42**, 1094 (2008).
- [18] Г.Б. Галиев, В.Э. Каминский, В.Г. Мокеров, Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, В.А. Кульбачинский. ФТП, **37**, 77 (2003).
- [19] G. Sek, J. Andrzejewski, K. Ryczko, P. Poloczek, J. Misiewicz, E.S. Semenova, A. Lemaitre, G. Patriarche, A. Ramdane. Semicond. Sci. Technol., **24**, 085 011 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

Photoreflectance spectroscopy of electron–hole states in the GaAs/InGaAs/GaAs variable width quantum well

L.P. Avakyants, P.Yu. Bokov, E.V. Glazyrin*, I.P. Kazakov*, A.V. Chervyakov

M.V. Lomonosov Moscow State University (Physics Department), 119991 Moscow, Russia

* P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia

Abstract The electron–hole states in the GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}As variable width quantum well (1.1–3.6 nm) have been studied by photoreflectance spectroscopy. The energies of electrons and holes have been calculated in the envelope function model including deformation-induced changes in the band structure of the quantum well. It is shown that the best accordance between experimental and theoretical data is achieved in the case of the relation between conduction and valance band offsets $Q = \Delta E_c / \Delta E_v = 0.62/0.38$ at the GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}As heterojunction. The photoreflectance signal was observed at the shadow of modulation beam, with the distance up to 6 mm between modulation and probe beams.