

Поляризационная пьезоспектроскопия фотолюминесценции квантовой ямы GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As : Be

© Н.С. Аверкиев, Ю.Л. Иванов, А.А. Красивичев, П.В. Петров, Н.И. Саблина[¶], В.Е. Седов

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

(Получена 13 августа 2007 г. Принята к печати 30 августа 2007 г.)

Фотолюминесценция квантовых ям GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As : Be исследована при $T = 77$ и 300 К в условиях одноосного сжатия вдоль оси [110]. В спектре фотолюминесценции преобладали две полосы, которые при нулевом давлении и температуре 77 К имели максимумы, соответствующие 1.517 и 1.532 эВ. Сопоставление экспериментальных и теоретических зависимостей положения этих максимумов и поляризации фотолюминесценции от величины давления показало, что рассматриваемые полосы при $T \geq 77$ К обусловлены рекомбинацией свободных электронов с тяжелыми и легкими дырками в валентной зоне GaAs.

PACS: 78.67.De, 78.55.Cr, 77.65.Ly, 73.21.Fg, 72.25.Rb

1. Введение

Исследование фотолюминесценции (ФЛ) при одноосном давлении дает информацию о ряде свойств как однородных полупроводников (собственных и примесных), так и квантово-размерных гетероструктур. Оно позволяет определить величину констант деформационного потенциала, знание которых необходимо для оценки механических напряжений в самоорганизующихся квантовых точках и квантовых ямах. Такие напряжения могут намеренно создаваться для управления свойствами структуры. Расщепления вырожденных состояний валентной зоны [1,2], акцепторов [2–8] и экситонов [8,9] под действием внешней деформации существенно различны. Поэтому по величинам констант деформационного потенциала можно установить источник полос в спектре ФЛ. Исследование поляризации полос ФЛ при одноосной деформации представляет собой дополнительный способ их идентификации, так как поляризация ФЛ, связанная с рекомбинацией на уровни легких и тяжелых дырок, которые расщеплены вследствие деформации, имеет разные знаки. Информация, получаемая при изучении поляризации ФЛ, особенно ценна в случае, когда ширина полосы больше величины расщепления, которое поэтому нельзя определить непосредственно.

В настоящей работе при температурах 77 и 300 К исследовались квантовые ямы GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As, легированные Be, в которых при 4 К наблюдаются два пика фотолюминесценции, связанные с рекомбинацией фотовозбужденных электронов с состояниями A^+ -центров, т.е. акцепторов, захвативших еще одну дырку [10,11]. В работе [12] авторы пришли к заключению, что вплоть до 300 К в излучении квантовых структур GaAs–AlAs : Be преобладающую роль играет рекомбинация связанных на Be экситонов. Однако наши эксперименты показывают, что две наиболее интенсивные полосы ФЛ при 77 и 300 К связаны с рекомбинацией свободных электронов на подуровнях легких и тяжелых дырок валентной зоны.

2. Теория

Будем считать, что оптические переходы происходят между основным уровнем размерного квантования электронов и первыми двумя уровнями размерного квантования дырок. Основным состоянием дырок в ненапряженных ямах являются состояния тяжелых дырок с проекцией момента $J_z = \pm 3/2$, а первым возбужденным — состоянием легких дырок $J_z = \pm 1/2$. Для простоты будем анализировать только переходы при продольном значении квазиимпульса носителей, равном нулю. Феноменологический гамильтониан, описывающий эффект размерного квантования, можно записать в виде

$$H_{\Delta} = -\frac{\Delta}{2} \left(J_z^2 - \frac{5}{4} \right), \quad (1)$$

где Δ — квантоворазмерное расщепление уровней дырок, J_z — оператор проекции момента $J = 3/2$ на ось z , совпадающую с направлением роста ямы [001]. В расчетах будем использовать канонический базис [1] для состояний полного момента $J = 3/2$; в валентной зоне энергию E считать положительной и отсчитывать вниз, так что для основного состояния дырок с проекцией момента на ось z , равной $\pm 3/2$, $E_{hh} = -\Delta/2$, а для легких дырок $E_{hl} = +\Delta/2$. Взаимодействие дырок с внешней деформацией будем описывать в рамках деформационного гамильтониана Бира–Пикуса и считать, что состояния исследуемых дырок происходят из состояния типа Γ_8 валентной зоны GaAs. Одноосная деформация приложена вдоль кристаллографического направления (110). Соответствующий гамильтониан имеет вид

$$H_{\epsilon} = a \text{Sp} \epsilon I + \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & -i\epsilon_2 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 & -i\epsilon_2 \\ i\epsilon_2 & 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & i\epsilon_2 & 0 & -\epsilon_1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\epsilon_1 = \frac{pb}{2(c_{11} - c_{12})}, \quad \epsilon_2 = \frac{pd}{4c_{44}},$$

[¶] E-mail: Nsab@les.ioffe.ru

a, b, d — константы деформационного потенциала, p — величина нагрузки, c_{ij} — упругие константы GaAs,

$$\text{Sp } \epsilon = \sum_i \epsilon_{ii} = \frac{p}{2c_{11} + c_{12}},$$

I — единичная матрица. Одноосная нагрузка по оси x в плоскости ямы приводит как к изменению энергии Δ , так и к смешиванию состояний $|\pm 3/2\rangle$ и $|\pm 1/2\rangle$. Спектр и волновые функции полного гамильтониана $H = H_\epsilon + H_\Delta$ имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{1,2} &= a \text{ Sp } \epsilon + \delta, \\ \delta &= -\sqrt{(\epsilon_1 + \Delta/2)^2 + \epsilon_2^2}, \\ \psi^1 &= C \left(\frac{-i\epsilon_2}{\epsilon_1 \pm \delta} |3/2\rangle + |-1/2\rangle \right), \\ \psi^2 &= C \left(\frac{-i\epsilon_2}{\epsilon_1 \pm \delta} |-3/2\rangle + |1/2\rangle \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где индексы 1, 2 нумеруют вырожденные состояния, C — нормировочная константа.

Зависимость положения уровней легкой и тяжелой дырок от деформации определяется величиной $E_{1,2}$ из (3), а относительное положение уровней равно 2δ . Таким образом, зависимость от давления положения максимумов линий ФЛ, обусловленных рекомбинацией электронов с тяжелыми и легкими дырками, описывается выражениями:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_{\text{hh}} &= \frac{a_0 p}{2c_{11} + c_{12}} + E_g \\ &\quad - \sqrt{(\epsilon_1 + \Delta/2)^2 + \epsilon_2^2} + \frac{\hbar^2}{2w^2} (m_{\text{hh}}^{-1} + m_{\text{hl}}^{-1}), \\ \hbar\omega_{\text{hl}} &= \frac{a_0 p}{2c_{11} + c_{12}} + E_g \\ &\quad + \sqrt{(\epsilon_1 + \Delta/2)^2 + \epsilon_2^2} + \frac{\hbar^2}{2w^2} (m_{\text{hh}}^{-1} + m_{\text{hl}}^{-1}), \end{aligned} \quad (4)$$

где w — ширина квантовой ямы, $a_0 = a + \Xi$, Ξ — константа деформационного потенциала зоны проводимости. Отметим, что величина $\frac{a_0 p}{2c_{11} + c_{12}} + E_g$ определяет положение линии ФЛ в объемном материале при всестороннем сжатии.

Мы определяли поляризационное отношение ФЛ как $r = I_{\parallel}/I_{\perp}$, где I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивности излучения с электрическим вектором, параллельным и перпендикулярным направлению давления соответственно.

Используя волновые функции (1) и предполагая, что электронные состояния относятся к s -типу, можно рассчитать поляризационное отношение r для излучательных переходов на основной подуровень тяжелых дырок:

$$r_{\text{hh}} = \left[\frac{\sqrt{4\epsilon_2^2 + (2\epsilon_1 + \Delta)^2 + 2\sqrt{3}\epsilon_2} - (2\epsilon_1 + \Delta)}{\sqrt{4\epsilon_2^2 + (2\epsilon_1 + \Delta)^2 - 2\sqrt{3}\epsilon_2} - (2\epsilon_1 + \Delta)} \right]^2. \quad (5)$$

Из (5) следует, что увеличение r с ростом нагрузки p определяется параметром ϵ_1/Δ и при $\epsilon_1/\Delta \ll 1$

$$r = 1 + \frac{4\epsilon_2}{\sqrt{3}\Delta}.$$

При рекомбинации электронов с дырками из первого возбужденного состояния величина r_{lh} равна:

$$r_{\text{lh}} = \left(\frac{\sqrt{4\epsilon_2^2 + (2\epsilon_1 + \Delta)^2 + 2\epsilon_1 + \Delta - 2\sqrt{3}\epsilon_2}}{\sqrt{4\epsilon_2^2 + (2\epsilon_1 + \Delta)^2 + 2\epsilon_1 + \Delta + 2\sqrt{3}\epsilon_2}} \right)^2. \quad (6)$$

3. Приготовление образцов и методика исследования

Образцы, исследованные в данной работе, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхности (001) полуизолирующих подложек GaAs при температуре 580°C. Каждый образец представлял собой набор из 10 квантовых ям GaAs шириной 18 нм, разделенных барьерами Al_{0.35}Ga_{0.65}As шириной 20 нм. Во время роста структуры слоем GaAs шириной 2 нм в середине ямы легировался Ве до концентрации дырок $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Легировались также слои барьеров толщиной 1.5 нм у краев квантовых ям с концентрацией, обеспечивающей заполнение акцепторных состояний в ямах. Таким образом в квантовых ямах создавались A^+ -центры. Со стороны поверхности выращивался слой AlGaAs толщиной 250 нм.

Исследованные образцы представляли собой параллелепипеды размером $8 \times 3 \times 0.4$ мм; широкая плоскость была перпендикулярна оси роста квантовой ямы [001], а боковые грани вырезались в направлениях [110] и $[\bar{1}10]$. Излучение, распространяющееся в направлении [001], возбуждалось со стороны плоскости (001) He-Ne-лазером (энергия кванта 1.96 эВ, плотность возбуждающего потока $10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) и измерялось охлаждаемым фотоумножителем. Образцы подвергались сжатию вдоль направления [110] параллельно длинной стороне.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

4.1. Измерения при 77 К

На рис. 1 показаны спектры ФЛ при нулевом давлении для образца с квантовой ямой и однородного электронного GaAs с концентрацией электронов $N \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Видно, что спектр образца с квантовой ямой имеет два максимума, отстоящих друг от друга на ~ 6 мэВ. Более интенсивный длинноволновый максимум сдвинут в коротковолновую область относительно максимума для однородного GaAs на 16.8 мэВ. Эти величины близки к соответствующим величинам 5.1 и 13.8 мэВ, наблюдавшимся для образца с шириной квантовой ямы 20 нм в работе [10].

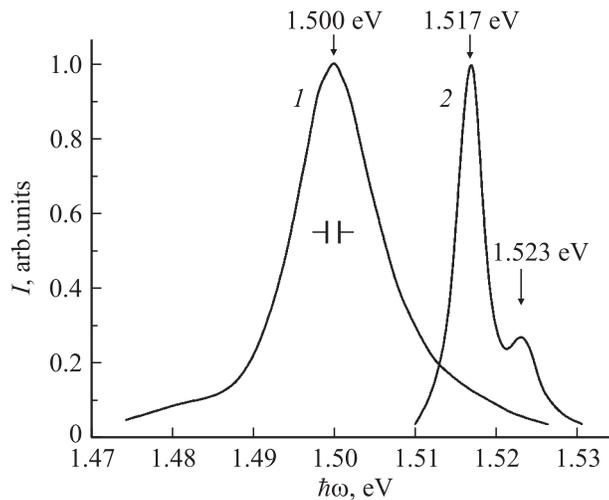


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции при 77 К: 1 — однородного электронного GaAs ($N \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), 2 — образца с квантовой ямой шириной 18 нм.

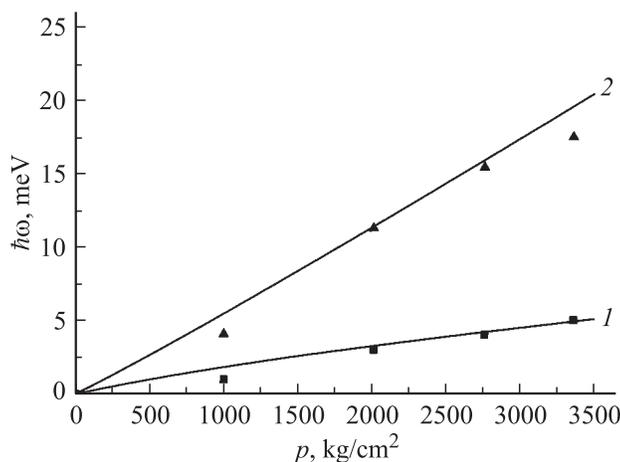


Рис. 2. Сдвиги максимумов фотолюминесценции при 77 К с увеличением давления: 1 — длинноволновый максимум, 2 — коротковолновый максимум. Сплошные кривые — результат расчета по формулам (4) для уровней тяжелых (1) и легких (2) дырок.

На рис. 2 представлены сдвиги длинноволнового и коротковолнового максимумов ФЛ в зависимости от давления. Сплошными линиями показаны результаты расчета по формулам (4), описывающим сдвиги подуровней тяжелых и легких дырок валентной зоны. При расчете использовались следующие параметры: упругие модули в 10^{11} дин/см²:

$$c_{11} = 12.26, \quad c_{12} = 5.71, \quad c_{44} = 6.0;$$

константы деформационного потенциала в эВ:

$$a = -11.24, \quad b = -1.96, \quad d = -5.4.$$

Квантово-размерное расщепление Δ служило подгоночным параметром. Наилучшее соответствие рас-

чета с экспериментальными данным получалось при $\Delta = 10$ мэВ. Заметим, что хорошее соответствие получено при обычных константах деформационного потенциала для валентной зоны GaAs. При тех же параметрах получено также хорошее соответствие экспериментальных и рассчитанных по формулам (5) и (6) значений поляризационного отношения $r = I_{\parallel}/I_{\perp}$ для ФЛ в максимумах для обеих полос ФЛ в зависимости от давления (рис. 3). При этом $r > 1$ и увеличивается с увеличением давления для длинноволнового максимума и $r < 1$ и уменьшается для коротковолнового максимума. Такое поведение свидетельствует о том, что первая полоса связана с рекомбинацией на уровень тяжелых дырок с

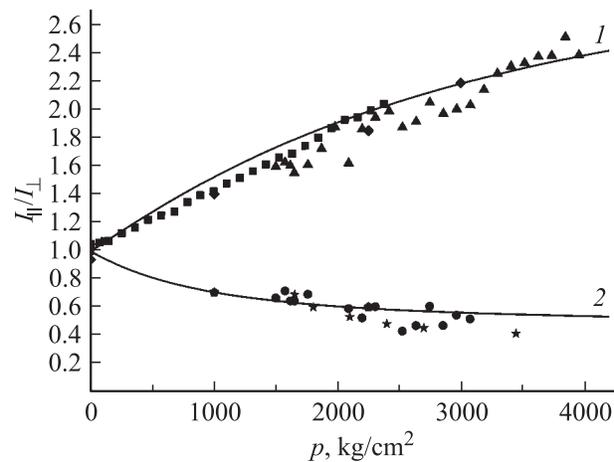


Рис. 3. Зависимости поляризации фотолюминесценции от давления при 77 К для энергий фотонов, соответствующих длинноволновому (1) и коротковолновому (2) максимумам. Точки разной формы соответствуют измерениям для пяти образцов. Сплошные кривые — результаты расчета по формулам (5) и (6) для уровней тяжелых (1) и легких (2) дырок соответственно.

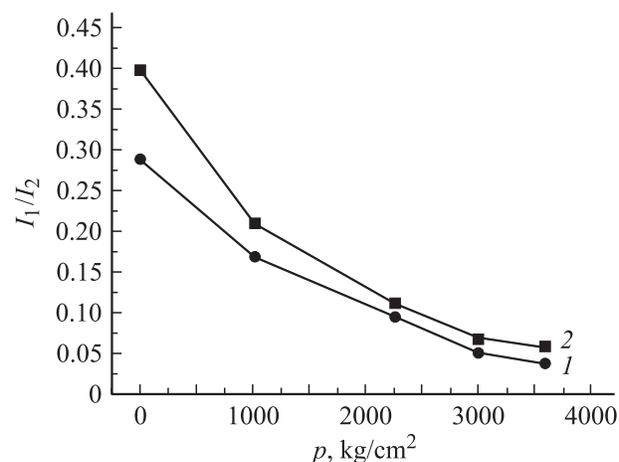


Рис. 4. Отношение I_1/I_2 величин коротковолнового (I_1) и длинноволнового (I_2) максимумов фотолюминесценции в зависимости от давления (кривая 1), а также расчет по формуле (7) — (кривая 2).

проекцией момента на ось роста $\pm 3/2$, а вторая — с рекомбинацией на уровень легких дырок с проекцией момента $\pm 1/2$. С увеличением давления отношение максимумов коротковолновой (I_1) и длинноволновой (I_2) полос уменьшалось (рис. 4). Это связано с перезаселением подуровней по мере их расщепления. Действительно, как видно на рис. 4, указанная зависимость подобна зависимости отношения

$$\frac{I_1}{I_2} = \exp \left[-\frac{\Delta E(p)}{kT} \right], \quad (7)$$

описывающего перезаселение ($\Delta E(p)$ — экспериментально определенная величина расщепления при данном давлении p). Таким образом, величина квантово-размерного расщепления Δ для наших образцов составляет ~ 10 мэВ.

4.2. Измерения при 300 К

Следует ожидать, что при комнатной температуре и $p = 0$ в спектре ФЛ будет только одна полоса, так как

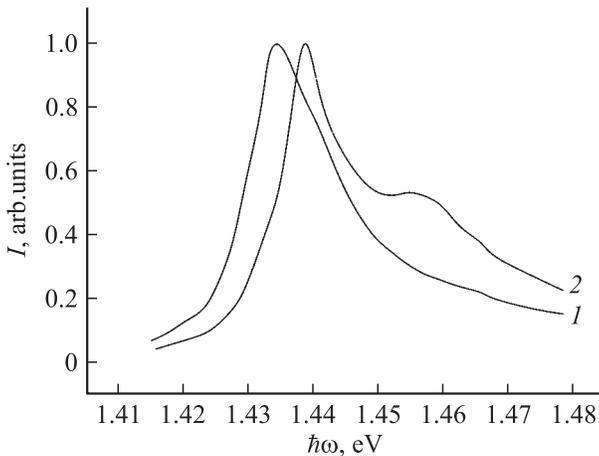


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции при 300 К и давлениях p , кг/см²: 1 — 0, 2 — 2233.

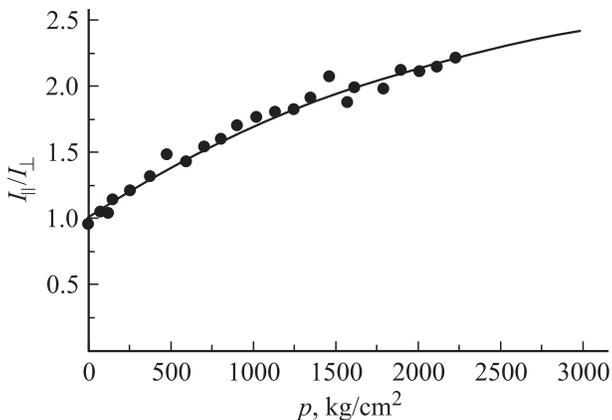


Рис. 6. Зависимость поляризации фотолюминесценции при 300 К от давления (точки). Сплошная кривая — расчет по формуле (5).

расщепление подуровней мало по сравнению с тепловой энергией. Рис. 5 показывает, что так оно и есть. В то же время при $p = 2233$ кг/см² коротковолновый максимум отчетливо виден. Зависимость $r(p)$ для длинноволнового максимума приведена на рис. 6, где представлена также кривая, рассчитанная по формуле (5) при тех же параметрах, что и для 77 К. Видно хорошее соответствие.

5. Заключение

Результаты настоящей работы указывают на то, что две наиболее интенсивные полосы ФЛ при 77 и 300 К связаны с рекомбинацией на подуровни валентной зоны. Причиной их появления не может быть рекомбинация экситонов, так как в этом случае величины констант деформационного потенциала были бы значительно меньше. Кроме того, экситон не может существовать при 300 К, поскольку его энергия связи достаточно мала и составляет ~ 3.8 мэВ [12,13].

Полученные нами зависимости от одноосного давления положений максимумов в спектре ФЛ и ее поляризации указывают на то, что в исследованных образцах квантово-размерное расщепление валентной зоны в точке $k = 0$ составляет ~ 10 мэВ.

Работа поддержана научными программами Российской академии наук, РФФИ (07-02-00325 и 07-02-00449) и президентской программой „Ведущие научные школы“ (НШ-2003.2223.02).

Список литературы

- [1] Г.Е. Пикус, Г.Л. Бир. ФТТ, **1**, 1642 (1959).
- [2] R.N. Bhargava, M.I. Nathan. Phys. Rev., **161**, 695 (1967).
- [3] Г.Л. Бир, Е.И. Бутиков, Г.Е. Пикус. ЖФХТТ, **24**, 1467 (1963).
- [4] W. Schairer, M. Schmidt. Phys. Rev. B, **10**, 2501 (1974).
- [5] T.N. Morgan. Phys. Rev. B, **12**, 5714 (1975).
- [6] Q.X. Zhao, M. Willander. J. Appl. Phys., **85**, 3922 (1999).
- [7] M. Schmidt. Phys. Status Solidi B, **79**, 533 (1977).
- [8] G. Weber, W. Rühle. Phys. Status Solidi B, **92**, 425 (1979).
- [9] C. Jagannath, E.S. Koteles, J. Lee et al. Phys. Rev. B, **34**, 7027 (1986).
- [10] Ю.Л. Иванов, Н.В. Агринская, П.В. Петров и др. ФТП, **36**, 993 (2002).
- [11] Н.С. Аверкиев, А.Е. Жуков, Ю.Л. Иванов и др. ФТП, **38**, 222 (2004).
- [12] J. Kundrotas, A. Čerškas, S. Ašmontas et al. Phys. Rev. B, **72**, 235 322 (2005).
- [13] D.D. Sell, H.C. Casey. J. Appl. Phys., **45**, 800 (1974).

Редактор Т.А. Полянская

**Piezospectroscopy
of polarized photoluminescence
of GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As : Be quantum wells**

*N.S. Averkiev, Yu.L. Ivanov, A.A. Krasivichev,
P.V. Petrov, N.I. Sablina, V.E. Sedov*

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The photoluminescence of GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As : Be quantum wells uniaxially compressed along [110] has been studied at $T = 77$ and 300 K. The photoluminescence spectrum consisted mainly of two bands with maxima at 1.517 and 1.532 eV in the case of zero stress and 77 K. Comparing experimental and theoretical data on the stress dependence of these maxima positions in spectrum and of photoluminescence polarization we show that at $T \geq 77$ K bands in case are related to the recombination of free electrons with heavy and light holes at sublevels of the GaAs valence band.