

# ЭФФЕКТИВНЫЕ МАССЫ НОСИТЕЛЕЙ В НЕЙТРАЛЬНОЙ КВАЗИДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ В InGaAs/GaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ С НЕВЫРОЖДЕННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНОЙ

*Л.В.Бутюв\**, *В.Д.Кулаковский\**, *В.Д.Егоров<sup>o</sup>*, *Т.Г.Андерссон\**

*\*Институт физики твердого тела АН СССР, 142432, Черноголовка*

*<sup>o</sup>V.D.Egorov. Пост. адрес: Central Institute of Electron Physics, D-1086, Berlin, FRG*

*\*T.G.Andersson. Chalmers Technical University, S-41296, Göteborg, Sweden*

Поступила в редакцию 4 декабря 1990 г.

Исследованы спектры люминесценции и фотовозбуждения InGaAs/GaAs квантовых ям (КЯ) с невырожденной валентной зоной в магнитном поле. Найдено, что в нейтральной электронно-дырочной ( $e-h$ )-плазме межчастичное взаимодействие приводит к увеличению приведенной массы носителей  $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ . Величина перенормировки убывает с увеличением плотности плазмы. Показано, что дополнительное изменение  $\mu$  вблизи дна зоны, наблюдаемое в InGaAs/InP КЯ со сложной структурой валентной зоны, обусловлено перенормировкой величины расщепления подзон легких и тяжелых дырок.

1. Квантовые ямы (КЯ) в полупроводниковых гетероструктурах предоставляют широкие возможности для реализации квазидвумерных ( $2D$ ) электронных систем и изучения их свойств. Многочастичные взаимодействия в электронно-дырочной ( $e-h$ ) системе в КЯ ведут к перенормировке запрещенной зоны и энергетической дисперсии носителей  $\epsilon_{e,h}(K) = \epsilon_{e,h}^0(K) + \text{Re}\Sigma(K)$ , где  $K$  - квазиимпульс,  $\epsilon_{e,h}^0(K)$  - закон дисперсии невзаимодействующих  $e$  и  $h$ ,  $\Sigma(K)$  - собственно энергетическая часть, описывающая в рамках теории многих тел вклад от межчастичных взаимодействий <sup>1-6</sup>. Перенормировка приведенной эффективной массы электронов ( $m_e$ ) и дырок ( $m_h$ ),  $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$  надежно регистрируется в магнитооптических измерениях по изменению энергетических зазоров между разрешенными переходами в спектре излучения  $e-h$ -плазмы.

Анализ спектров излучения нейтральной  $e-h$ -плазмы в ненапряженных  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ в магнитном поле <sup>1</sup> показал, что величина  $\mu$  монотонно уменьшается с ростом плотности плазмы  $n_{eh}$  во всей области энергий ниже энергии Ферми,  $\epsilon_F$ . При этом вблизи дна зоны наблюдается существенно более сильное изменение  $\mu$ . Рассматривалось две причины сильного уменьшения  $\mu$  вблизи дна зоны. Так, в расчетах <sup>5</sup> было найдено, что к такому эффекту может привести непосредственное влияние электрон-фононного и электрон-плазмонного взаимодействий на закон дисперсии носителей в  $e-h$ -плазме. Однако в  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ, имеющих сложную структуру валентной зоны, возможна другая причина <sup>1</sup>. Она заключается в том, что межчастичные взаимодействия приводят к перенормировке величины расщепления подзон легких и тяжелых дырок  $\Delta E_V$  и тем самым вызывают дополнительное изменение  $m_h$  и, следовательно,  $\mu$  вблизи дна зоны.

Для того чтобы сделать выбор между двумя рассмотренными объяснениями эффекта, мы исследовали перенормировку эффективной массы в  $e-h$ -плазме в сильно напряженных  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  КЯ. В таких КЯ расщепление  $\Delta E_V$ , обусловленное сжатием слоя  $\text{InGaAs}$  из-за несоответствия параметров решетки  $\text{InGaAs}$  и  $\text{GaAs}$ , достигает 100 мэВ. Это позволяет пренебречь влиянием отщепленной подзоны и измерить изменение  $\mu$ , обусловленное непосредственным влиянием межчастичного взаимодействия на зависимость  $\Sigma(K)$ .

2. Измерения проводились на нелегированных  $\text{In}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{GaAs}$  структурах с одиночными КЯ с толщиной  $L = 9$  нм, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии <sup>7</sup>. Неравновесные носители возбуждались импульсным лазером на парах меди ( $\lambda = 5105\text{\AA}$ ) с длительностью импульса  $\sim 20$  нс. Образцы располагались непосредственно в гелии в криостате со сверхпроводящим соленоидом ( $H \leq 12$  Т). Возбуждение образца и сбор излучения из образца осуществлялись с помощью световода диаметром 1 мм без дополнительной фокусировки. Излучение из образца после решеточного монохроматора (600 штр/мм) регистрировалось охлаждаемым ФЭУ с катодом С-1.

Основной экспериментальной проблемой при изучении спектров излучения  $e-h$ -плазмы в КЯ является достижение однородной плотности фотовозбужденной  $e-h$ -системы в КЯ. Этому вопросу мы уделили особое внимание. Во-первых, были использованы образцы с одиночной КЯ и, во-вторых, для предотвращения неоднородности в плоскости КЯ размер КЯ не превышал диаметра возбуждающего луча. С целью обеспечения постоянства плотности плазмы во времени регистрация излучения осуществлялась бокскар-интегратором с временными воротами 4 нс. Спектры излучения реализованной в таких условиях  $e-h$ -плазмы имеют характерную для однородной плазмы ступенчатую форму, которая отражает плотность состояний  $2D$ -носителей.

3. Информация об изменении закона дисперсии носителей была получена из магнитооптических измерений. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости КЯ,

ведет к локализации движения и, следовательно, к дискретному спектру электронов и дырок. Изменения в законе дисперсии фиксируются по изменению энергетических зазоров между уровнями Ландау. Вместе с тем, локализация движения электронов и дырок одновременно ведет к существенному усилению экситонных эффектов и сокращению области применимости плазменного приближения <sup>1,8</sup>. Подробно границы применимости плазменного приближения обсуждались в <sup>1</sup>. Влияние экситонных эффектов быстро уменьшается по мере удаления от уровня Ферми <sup>1,8</sup>. Поэтому для определения параметров  $e-h$ -плазмы использованы такие магнитные поля и плотности плазмы, когда имеется не менее трех занятых уровней Ландау <sup>1</sup>.

Изменение спектров излучения  $e-h$ -системы в КЯ ( $L = 9$  нм) с увеличением плотности возбуждения, записанных при 4,2 К в поле  $H = 12$  Т, показано на рис.1. В спектрах доминируют разрешенные ( $j_e = j_h$ ) переходы между электронными ( $j_e$ ) и дырочными ( $j_h$ ) уровнями Ландау. С увеличением  $n_{eh}$  происходит ряд изменений. В спектре появляются новые линии, обусловленные заполнением более высоких уровней Ландау. Линии излучения уширяются из-за увеличения затухания одночастичных состояний. Далее, перенормировка ширины запрещенной зоны приводит к сдвигу линий в сторону меньших энергий. И наконец, наблюдается изменение энергетических зазоров  $\Delta_{ij}$  между линиями  $i_e - i_h$  и  $j_e - j_h$ , которое дает информацию об изменении приведенной эффективной массы электронов и дырок,  $\mu \sim \Delta_{i,i-1}^{-1}$ .

На рис.2 приведены зависимости энергий ряда разрешенных переходов от величины магнитного поля для  $e-h$ -плазмы с  $n_{eh} = 1,7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Величины  $n_{eh}$  были определены непосредственно из спектров излучения по заполнению уровней Ландау (число состояний на уровне Ландау определяется величиной  $H$  и не зависит от плотности плазмы). Благодаря малой непараболичности в

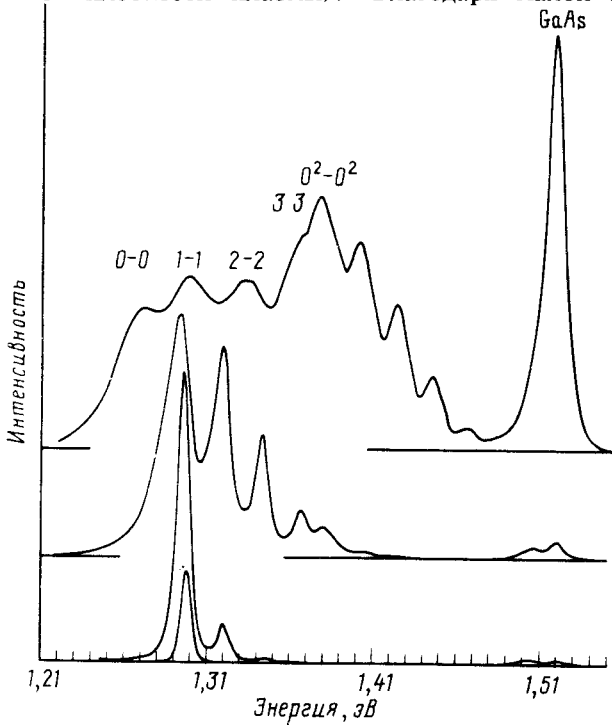


Рис. 1. Спектры излучения  $\text{In}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{GaAs}$  КЯ с толщиной 9 нм в магнитном поле 12 Т при плотности возбуждения (снизу вверх)  $W = 7 \cdot 10^2, 3 \cdot 10^3, 10^4, 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>.  $T_{\text{бани}} = 4,2$  К

напряженных InGaAs/GaAs КЯ как зоны проводимости, так и валентной зоны, зависимости  $\Delta_{i,i-1}(H)$  являются практически линейными во всем диапазоне  $H \leq 12$  Т.

4. Влияние увеличения плотности  $e-h$ -плазмы на величину эффективной массы в напряженных In<sub>0,28</sub>Ga<sub>0,72</sub>As/GaAs КЯ невырожденными зонами показано на рис.3, на котором представлены зависимости  $\Delta_{i,i-1}(n_{eh})$  для  $i = 1-3$  в поле  $H = 10$  Т. На этом же рисунке для сравнения приведены зависимости  $\Delta_{10}$ ,  $\Delta_{21}$  и  $\Delta_{32}$  для ненапряженных In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/InP КЯ с малым расщеплением подзон легких и тяжелых дырок в валентной зоне<sup>1</sup>. Из рисунка видно, что не только

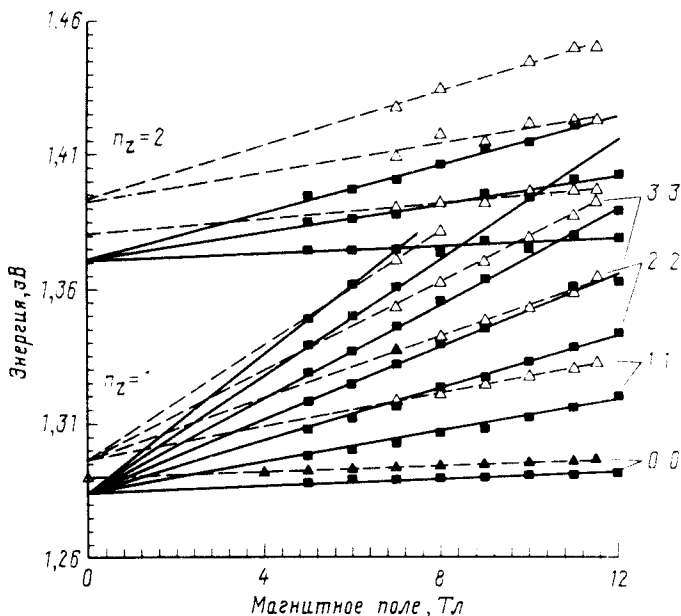


Рис. 2. Зависимости энергий разрешенных переходов от магнитного поля в спектрах фотовозбуждения линии 0-0-магнитоэкситона при слабом возбуждении (светлые треугольнички) и в спектрах излучения при  $n_{eh} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (квадраты); заштрихованные треугольнички соответствуют энергии излучения 0-0-магнитоэкситона при слабом возбуждении.  $p_z$  - номер размерно-квантованной подзоны

сам факт изменения величин  $\Delta_{i,i-1}$  (и, следовательно,  $\mu$ ) с ростом  $n_{eh}$ , но и качественные зависимости  $\Delta_{i,i-1}(n_{eh})$  при  $i > 1$  являются одинаковыми для КЯ с разной структурой валентной зоны. Однако в поведении величины  $\Delta_{10}$ , отражающей величину  $\mu$  вблизи дна зоны, наблюдается существенное различие: в напряженных КЯ с простой валентной зоной величина  $\Delta_{10}$  изменяется аналогично величинам  $\Delta_{21}$  и  $\Delta_{32}$ . Поэтому дополнительное изменение величины  $\Delta_{10}$  в ненапряженных КЯ в области плотностей  $n_{eh} < 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  следует отнести к непрямому влиянию межчастичного взаимодействия на эффективные массы дырок через перенормировку расщепления подзон легких и тяжелых дырок.

5. Для нахождения абсолютной величины перенормировки эффективной массы из-за межчастичного взаимодействия следует сравнить величину приведенной эффективной массы носителей в  $e-h$ -плазме с ее значением в пустой зоне,  $\mu_0$ . Для определения величины  $\mu_0$  мы использовали спектры фотовозбуждения излучения 0-0-магнитоэкситона (включающего  $e$  и  $h$  с нулевых уровней Ландау) в магнитном поле. Спектры фотовозбуждения были записаны при 4,2 К с использованием лампы накаливания и монохроматора. В спектре до-

минируют линии, отвечающие дипольно разрешенным переходам в возбужденные магнитоэкситонные состояния с  $j_e = j_h$ . Благодаря тому, что в напряженных КЯ и зона проводимости, и валентная зона не вырождены, интерпретация полученных спектров экситонного фотовозбуждения в магнитном поле крайне проста.

Сравнение зависимостей от магнитного поля энергий разрешенных переходов в  $e-h$ -плазме и экситонных энергий в пустой КЯ показано на рис.2. Из этого рисунка отчетливо видно, что все уровни Ландау в  $e-h$ -плазме лежат ниже, чем соответствующие уровни в пустой зоне, причем величина сдвига сильно возрастает с увеличением номера уровня Ландау, что свидетельствует о существенном увеличении эффективной массы в  $e-h$ -плазме.

Циклотронные энергии  $\Delta_{i,i-1}$  связаны с энергетическими зазорами в спектре фотовозбуждения,  $\Delta_{i,i-1}^{ex}$ , соотношением  $\Delta_{i,i-1} = \Delta_{i,i-1}^{ex} + Ry_i - Ry_{i-1}$ , где  $Ry_i$  - энергия связи магнитоэкситона в состоянии  $i_e = i_h = i$ . Величины  $Ry_i$  для  $H \geq 10$  Т были вычислены в приближении сильного магнитного поля<sup>9</sup>. Поправки  $Ry_i - Ry_{i-1}$  невелики -  $\sim 4, 1,6$  и  $1$  мэВ для  $i = 1, 2$  и  $3$ , соответственно. Найденные значения  $\Delta_{i,i-1}$  показаны на рис.3 при  $n_{eh} = 0$ . Сравнение величин  $\Delta_{i,i-1}$  в пустой и заполненной КЯ показывает, что наибольшая перенормировка эффективной массы в  $e-h$ -плазме происходит при  $n_{eh} = 0,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , когда увеличение  $\mu$  достигает 25%. Величина перенормировки монотонно убывает с увеличением  $n_{eh}$ ; при  $n_{eh} = 4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  величина  $\mu$  совпадает с ее значением в пустой зоне. Такое поведение  $\mu$  качественно хорошо согласуется с ожидаемым из теоретического рассмотрения<sup>5,6</sup>, согласно которому уменьшение плотности ведет к усилению влияния межчастичного взаимодействия и утяжелению эффективной массы.

6. Таким образом, использование сильно напряженных InGaAs/GaAs КЯ с невырожденными электронной и дырочной зонами впервые позволило экспериментально обнаружить и оценить непосредственное влияние межчастичного взаимодействия в нейтральной  $e-h$ -плазме на эффективные массы носителей.

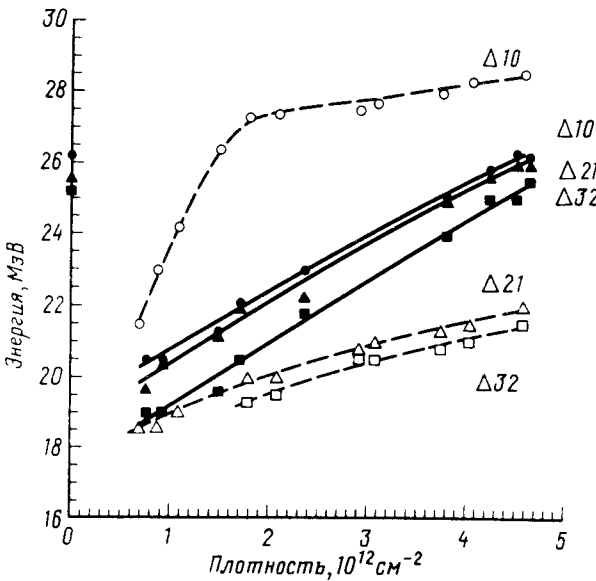


Рис. 3. Разности энергий переходов в нейтральной  $e-h$ -плазме между различными уровнями Ландау  $\Delta_{i,i-1}$  для  $\text{In}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{GaAs}$  КЯ ( $L = 9$  нм) с невырожденными зонами (сплошные точки,  $H = 10$  Т) и для  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ ( $L = 15$  нм) со сложной валентной зоной (светлые точки,  $H = 8,65$  Т). Величины  $\Delta_{i,i-1}$  для пустой КЯ ( $n_{eh} = 0$ ) получены из спектров экситонного фотовозбуждения с учетом поправок на энергии связи магнитоэкситонов

Показано, что, в соответствии с предсказаниями теории, межчастичное взаимодействие вызывает увеличение приведенной эффективной массы носителей. Величина эффекта уменьшается с увеличением плотности плазмы. Сравнение результатов для  $e-h$ -плазмы в  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  и  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  с различной структурой валентной зоны показывает, что в ненапряженных  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ со сложной структурой валентной зоны имеется дополнительное изменение эффективных масс, обусловленное перенормировкой величины расщепления подзон легких и тяжелых дырок.

В заключение выражаем благодарность И.В.Кукушкину и В.Б.Тимофееву за полезные дискуссии, З.Г.Чену за  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  гетероструктуры и А.О.Коломийцу за помощь в автоматизации эксперимента.

### Литература

1. *Бутов Л.В., Кулаковский В.Д., Форхел А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1990, **52**, 759; *Бутов Л.В., Кулаковский В.Д., Форхел А.* ЖЭТФ, 1990, **48**, 2135.
  2. *Бутов Л.В., Кулаковский В.Д., Андерссон Т.Г. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 256.
  3. *Tränkle G., Lach E., Forchel A. et al.* Phys. Rev. B, 1987, **36**, 6712.
  4. *Maan J.C., Potemski M., Wang Y.Y.* High Magnetic Fields in Semiconductor Physics II, Ed. G.Landwehr, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, Springer Series in Solid-State Sciences, 1987, **87**, 248.
  5. *Jalabert R., Das Sarma S.* Phys. Rev. B, 1989, **40**, 9723.
  6. *Vinter B.* Phys. Rev. B, 1976, **13**, 4447.
  7. *Andersson T.G., Chen Z.G., Kulakovskii V.D. et al.* Phys. Rev. B, 1988, **37**, 4032.
  8. *Bauer G.E.W.* Phys. Rev., 1990, **64**, 60.
  9. *Лернер И.В., Лозовик Ю.Е.* ЖЭТФ, 1980, **78**, 1167.
-