

На правах рукописи

*Минцев Антон Викторович*

КОЛЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ЭКСИТОННЫХ  
КВАЗИЧАСТИЦ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ  
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Специальность 01.04.07. – физика конденсированного состояния

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата  
физико-математических наук

**Черноголовка 2003**

Работа выполнена в Институте Физики Твёрдого Тела РАН

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
**Леонид Викторович Бутов**

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук **Вадим Григорьевич Лысенко**  
доктор физико-математических наук **Сергей Григорьевич Тиходеев**

Ведущая организация: Институт спектроскопии РАН (Троицк)

Защита состоится “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2003 года в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 в Институте физики твёрдого тела РАН по адресу: 142432, Московская область, г. Черноголовка, Институтский пр. 15

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2003 года

Ученый секретарь диссертационного  
совета  
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

© Минцев А.В. 2003  
© Институт Физики Твёрдого Тела РАН 2003  
© Институт Проблем Химической Физики РАН 2003

## Общая характеристика работы

**Актуальность проблемы.** Полупроводниковые гетероструктуры представляют уникальную возможность создавать физическую систему с требуемыми и контролируемыми свойствами, что очень важно для фундаментальных физических исследований. В то же время, воспроизводимость полупроводниковых гетероструктур, возможность тиражирования является ключевым фактором для коммерческого применения устройств на основе полупроводниковых гетероструктур.

В данной работе исследовались композитные бозоны – незаряженные экситонные квазичастицы, являющиеся связанным состоянием электрона и дырки ( в случае экситонного поляритона дополнительно “одетого” взаимодействием со светом). В пределе разреженного экситонного газа ( $na_B^3 \ll 1$ , где  $a_B$  - Борковский радиус экситона,  $n$  - электрон-дырочная плотность,  $\gamma$  - размерность системы) экситонные квазичастицы должны подчиняться статистике Бозе-Эйнштейна. Следовательно, при достаточно низких температурах числа заполнения нижележащих состояний могут значительно превышать единицу. Было предсказано, что в зависимости от свойств конкретной системы основным может быть как коллективное состояние с доминирующими электрон-дырочными корреляциями (конкретно для экситонов в разряженной системе основным состоянием должен являться конденсат Бозе-Эйнштейна), так и коллективное состояние, в котором определяющим являются электрон-электронные и дырочно-дырочные взаимодействия. Также возможна конденсация экситонов в реальном пространстве и образование электрон-дырочных капель [1, 2, 3, 4].

Уникальным свойством экситонных квазичастиц является то, что критические температуры, ниже которых проявляются коллективные эффекты, согласно теоретическим расчётам составляют несколько Кельвинов. Высокие критические температуры обу-

словлены малой эффективной массой экситонов – меньше массы свободного электрона. Эффективная масса поляритонов, благодаря экситон - фотонному взаимодействию, меньше эффективной массы экситонов, следовательно критическая температура в системе поляритонов будет ещё выше. Несмотря на то, что температуры, превышающие 1.5 К, легко получить в стандартных гелиевых криостатах, температура газа экситонных квазичастиц может быть гораздо выше из-за электрон-дырочной рекомбинации. Для достижения низких температур необходимо большое время жизни квазичастиц.

Таким образом, исследовались системы долгоживущих электронейтральных квазичастиц с малыми массами и, соответственно, высокими критическими температурами, для наблюдения коллективных состояний.

**Целью диссертационной работы** являлось исследование коллективных свойств экситонных квазичастиц в полупроводниковых гетероструктурах. Основными задачами являлись:

- Исследование системы межъямных экситонов в двойных квантовых ямах (ДКЯ).
- Исследование системы поляритонов в периодических квантовых ямах (ПКЯ).

Результатом работы является наблюдение вырожденного газа непрямых экситонов в ДКЯ и поляритонов в ПКЯ.

Проведенные в работе исследования позволили получить сведения о коллективных свойствах непрямых экситонов в ДКЯ и поляритонов в ПКЯ. В этом заключается **научная ценность** диссертации.

**Методы исследований.** Основным экспериментальным методом исследования являлось изучение спектров и кинетики фотolumинесценции (ФЛ) экситонных квазичастиц. Изучался отклик на внешние электрические и магнитные поля, температуру.

Исследовалась зависимость ФЛ от концентрации квазичастиц, позволяющая определить, является ли наблюдаемая особенность коллективным эффектом.

**Научная новизна** определяется полученными в работе следующими основными результатами:

1. Нами показано, что кинетика фотолюминесценции в структуре с  $GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As$  ДКЯ с большой амплитудой хаотического потенциала определяется одноэкситонными процессами.
2. Найдено, что в  $GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As$  ДКЯ с малой величиной хаотического потенциала при низких температурах и больших плотностях лазерного возбуждения реализуется *вырожденный газ* непрямых экситонов с числами заполнения  $\nu \sim 10$ .
3. Показано, что перпендикулярное плоскости КЯ магнитное поле при фиксированной плотности возбуждения приводит к уменьшению степени вырождения экситонного газа. Эффект связан со значительным увеличением эффективной массы непрямого экситона.
4. Найдено, что параллельное плоскости квантовых ям магнитное поле приводит к значительному увеличению времени экситонной фотолюминесценции из-за того, что основное состояние экситонов становится оптически неактивным. По сдвигу положения линии ФЛ с увеличением магнитного поля измерена дисперсия непрямого экситона, найдено что эффективная масса экситона  $M = 0.21m_0$ .
5. Установлено, что числа заполнения поляритонных состояний в ПКЯ сопоставимы с единицей при высоких плотностях возбуждения и низких температурах.

Перечисленные результаты **выносятся на защиту**.

**Апробация работы.** Результаты работы докладывались на семинарах в ИФТТ РАН, в Lawrence Berkeley National Lab (США), на конференции "Нанофотоника-2003"(Нижний Новгород)

**Публикации.** Содержание работы отражено в 7 публикациях. Список работ приведен в конце автореферата.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения, приложения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет \_\_\_ страниц, включая \_\_\_ рисунков.

## **Краткое содержание работы**

Во **введении** обоснована актуальность работы, сформулированы цели работы и план изложения материала. Дан обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных системе непрямых экситонов в ДКЯ и их коллективным свойствам. Рассмотрены публикации, посвященные поляритонам в ПКЯ.

**Вторая глава** посвящена исследованиям кинетики ФЛ непрямых экситонов. Неизбежным свойством полупроводниковых квантовых ям и ДКЯ является существование хаотического потенциала в плоскости ямы, вызванного шероховатостями интерфейсов, флуктуациями состава, дефектами и примесями. Амплитуда этого хаотического потенциала качественно влияет на свойства системы. Нами были исследованы две структуры: с большой амплитудой хаотического потенциала (6 мэВ) и с малой амплитудой хаотического потенциала (1 мэВ).

*Первая часть* главы посвящена исследованиям кинетики ФЛ непрямых экситонов в двойных  $GaAs$  КЯ толщиной 5 нм разделенных 5.5 нм  $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$  барьером. Исследования проводились при низких температурах  $T \geq 1.3$  К и в магнитных полях  $B \leq 12$  Т. Флуктуации толщины сравнительно узких квантовых ям на один монослой приводят к большой амплитуде хаотиче-

ского потенциала. Амплитуда хаотического потенциала оценивалась по ширине линии ФЛ при низких температурах. В данной структуре ширина линии ФЛ составляет  $\sim 6$  мэВ, что сравнимо с энергией связи непрямого экситона.

Непрямой экситон становится основным состоянием в  $n^+ - i - n^+$  GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ДКЯ при приложении затворного напряжения  $V_g$  к металлическим  $n^+$  слоям. При этом уменьшается перекрытие волновых функций электронов и дырок в разных КЯ, что приводит к возрастанию излучательного времени жизни  $\tau_r$  при увеличении  $V_g$ . В эксперименте наблюдается уменьшение интегральной интенсивности ФЛ экситонов при увеличении  $V_g$ . Это говорит о том, что время излучательной рекомбинации становится сравнимым с временем безызлучательной рекомбинации.

Найдено, что время затухания ФЛ не прямых экситонов,  $\tau$ , увеличивается с ростом магнитного поля и уменьшается с ростом температуры. Из анализа изменения  $\tau$  и интегральной интенсивности ФЛ выведены времена излучательной и безызлучательной не прямой рекомбинации,  $\tau_r$  и  $\tau_{nr}$ . Найдено, что  $\tau_{nr}$  увеличивается с ростом магнитного поля и уменьшается с ростом температуры, а  $\tau_r$  слабо зависит от магнитного поля и увеличивается с ростом температуры.

Показано, что кинетика ФЛ не прямых экситонов соответствует одноэкситонной рекомбинации в присутствии хаотического потенциала в плоскости ДКЯ. Изменение времени безызлучательной рекомбинации  $\tau_{nr}$ , объясняется изменением транспорта не прямых экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации [5, 6].

Рассмотрена временная эволюция спектров ФЛ в прямом и не прямом режимах. Найдено, что после окончания импульса лазерного возбуждения как линия ФЛ прямого экситона в прямом режиме ( $V_g = 0$ ), так и линия ФЛ не прямых экситонов в не прямом режиме ( $V_g > 0.4$  В) монотонно сдвигаются в сторону меньших энергий с увеличением времени задержки. Показано,

что эволюция спектров фотолюминесценции соответствует экситонной рекомбинации в хаотическом потенциале и определяется энергетической релаксацией экситонов и зависимостью скорости рекомбинации от энергии.

*Вторая часть* главы посвящена исследованиям кинетики ФЛ непрямых экситонов в  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  ДКЯ, характеризующихся малой амплитудой хаотического потенциала. Ширина линии ФЛ в этой структуре составляет  $\sim 1$  мэВ. В отличие от структуры с большой амплитудой хаотического потенциала, в данной структуре интенсивность ФЛ непрямых экситонов остается неизменной при больших изменениях затворного напряжения  $V_g$  несмотря на то, что излучательное время жизни при этом изменяется на порядки. Это говорит о том, что определяющим процессом рекомбинации является излучательный процесс. Благодаря меньшей амплитуде хаотического потенциала в данной структуре радиус локализации экситонов больше и, следовательно, неопределенность квазиимпульса меньше. Т.е. при уменьшении амплитуды хаотического потенциала закон сохранения квазиимпульса в плоскости квантовых ям выполняется с большей точностью (квазиимпульс экситонов в направлении перпендикулярном КЯ не определен из-за отсутствия трансляционной симметрии). Это приводит к тому, что существует четкая граница между оптически активными экситонными состояниями, чей квазиимпульс меньше квазиимпульса фотона в кристалле  $k \leq k_0 \approx E_g/\hbar c$  и безызлучательными экситонными состояниями.

Кинетика ФЛ непрямых экситонов в этой структуре сильно отличается от моноэкспоненциальной (Рис. 1) при низких температурах (меньше 6 К) и больших плотностях накачки (больше  $1 \text{ Вт/см}^2$ ). Сразу после окончания возбуждающего лазерного импульса интенсивность ФЛ значительно увеличивается и начинает уменьшаться только спустя несколько наносекунд (всплеск

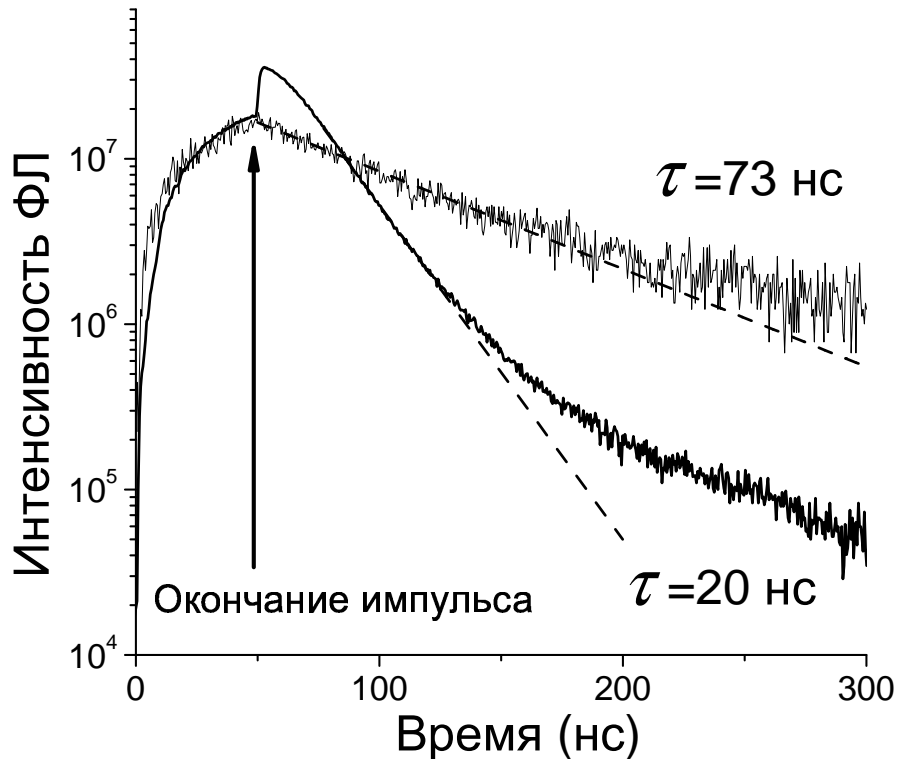


Рис. 1: Кинетика ФЛ. Толстая линия - плотность возбуждения  $10 \text{ Вт/см}^2$ , тонкая линия - плотность возбуждения  $0.15 \text{ Вт/см}^2$

ФЛ).

Кинетика ФЛ сильно нелинейно зависит от плотности возбуждения. При ее увеличении происходит возрастание скорости нарастания ФЛ после окончания импульса возбуждения, увеличение отношения амплитуды всплеска ФЛ к интенсивности ФЛ во время возбуждения и возрастание максимальной скорости затухания ФЛ. Также, сразу после окончания импульса лазерного возбуждения происходит сужение линии и увеличение интегральной интенсивности ФЛ.

Сужение линии ФЛ объясняется следующим образом: во время импульса возбуждения генерируется большое число горячих фотовозбужденных экситонов, что приводит к нагреву экситонного газа и температурному заселению высокоэнергетических

уровней хаотического потенциала. Окончание возбуждающего импульса сопровождается резким уменьшением температуры газа экситонов. Экситоны, находящиеся на высокоэнергетических уровнях хаотического потенциала релаксируют на нижележащие уровни, что и приводит к сужению линии ФЛ.

Кинетика интенсивности ФЛ определяется кинетикой заполнения основного экситонного состояния. Всплеск ФЛ объясняется резким увеличением заполнения основного состояния вследствие резкого понижения температуры сразу после окончания импульса возбуждения.

Нелинейная зависимость кинетики ФЛ от плотности возбуждения объясняется процессом стимулированного рассеяния в основное состояние. При возрастании плотности непрямых экситонов  $\rho_{2D}$  температура газа непрямых экситонов к окончанию импульса возбуждения становится меньше температуры вырождения  $T_0 = (\pi\hbar^2\rho_{2D})/(2M_x k_B)$ . Так как числа заполнения основного состояния при этом сравнимы с единицей, то рассеяние более горячих экситонов в это состояние стимулируется наличием в нем идентичного экситона, что приводит к увеличению скорости релаксации [7]. Это способствует быстрому понижению температуры, увеличению заселения оптически активных состояний и, соответственно, возрастанию амплитуды всплеска ФЛ. В работе [8] были проведены численные расчеты кинетики ФЛ и было получено, что при плотности возбуждения  $10 \text{ Вт/см}^2$  числа заполнения основного состояния в момент окончания импульса возбуждения равны 0.7 и достигают 10 через несколько наносекунд, когда интенсивность ФЛ максимальна.

При возникновении эффекта стимулированного рассеяния в основное состояние происходит увеличение доли оптически активных непрямых экситонов. Это приводит к увеличению скорости затухания ФЛ при увеличении плотности возбуждения.

Таким образом, в нашей системе при низких температурах и высоких плотностях возбуждения реализуется вырожденный газ

непрямых экситонов.

**Третья глава** посвящена исследованиям фотолюминесценции непрямых экситонов в магнитном поле  $B \leq 16$  Тл.

Нами найдено, что интегральная интенсивность ФЛ остается неизменной во всем изучавшемся диапазоне перпендикулярных плоскости КЯ магнитных полей  $B_{\perp}$ . Найдено, что сдвиг линии ФЛ квадратичен по  $B_{\perp}$  при  $B_{\perp} \lesssim 4$  Тл и линеен в больших магнитных полях. Кинетика ФЛ, являющаяся немоноэкспоненциальной при  $B_{\perp} = 0$ , в высоких магнитных полях становится моноэкспоненциальной. С увеличением магнитного поля  $B_{\perp}$  амплитуда всплеска ФЛ уменьшается. При этом происходит уменьшение максимальной скорости затухания ФЛ (в 2 раза при  $B_{\perp} = 10$  Тл). Такое же уменьшение скорости затухания ФЛ при увеличении магнитного поля наблюдается при низких плотностях возбуждения.

Перпендикулярное плоскости КЯ магнитное поле  $B_{\perp}$  приводит к смешиванию внутренней структуры экситона с движением его центра масс [9]. Это приводит к тому, что эффективная масса экситона значительно увеличивается с возрастанием  $B_{\perp}$  (в 3 раза при 4 Тл и в 10 раз в 16 Тл[10, 11]).

Возрастание эффективной массы при увеличении магнитного поля является основным фактором, влияющим на кинетику ФЛ. Во-первых, происходит уменьшение температуры вырождения что приводит к уменьшению чисел заполнения основного состояния и исчезновению эффекта стимулированного рассеяния. Во-вторых, происходит экспоненциальное убывание чисел заполнения состояний, из которых возможна релаксация в основное состояние с испусканием LA-фонона  $N \propto e^{-2M_x v_s^2/T}$ , что приводит к уменьшению эффективной скорости релаксации. В-третьих, уменьшение области энергий оптически активных состояний приводит к уменьшению доли оптически активных состояний и увеличению времени излучательного затухания ФЛ.

Таким образом, перпендикулярное плоскости КЯ магнитное поле приводит к уменьшению эффекта всплеска ФЛ, за счет уменьшения скорости релаксации.

Магнитное поле  $B_{\parallel}$ , приложенное в направлении, параллельном плоскости КЯ, приводит к тому, что дисперсия непрямого экситона оказывается сдвинутой по квазиимпульсу на величину  $p_B = edB_{\parallel}/c$ . Следовательно, прикладывая такое магнитное поле мы можем наблюдать переход от пространственно непрямого экситона к экситону, непрямому так же в пространстве квазиимпульсов. Так как оптически активными являются только экситоны с квазиимпульсом  $k \leq k_0 \approx E_g/\hbar c \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  [12], то в полях  $B_{\parallel} \gtrsim 2$  Тл основное состояние попадает в безызлучательную область.

Изучая сдвиг линии ФЛ не прямых экситонов в параллельном магнитном поле, мы можем изучить их дисперсию. В случае квадратичной дисперсии сдвиг должен быть квадратичен по параллельному магнитному полю:  $E_{p=0} = p_B^2/2M = e^2 d^2 B^2/2Mc^2$ . Нами было получено, что в полях  $B_{\parallel} \lesssim 7$  Тл сдвиг линии ФЛ квадратичен. Величина сдвига  $0,062$  мэВ/Т<sup>2</sup> позволила оценить массу экситона  $m_e = 0.21m_0$ . Данное значение хорошо согласуется с величиной  $0.25m_0$ , полученной суммированием массы электрона  $0.067m_0$  и тяжелой дырки  $0.18m_0$  в *GaAs* КЯ [13].

Нами обнаружено, что интенсивность ФЛ сильно уменьшается (в 15 раз в поле 10 Т) при увеличении параллельного магнитного поля. Это говорит о том, что излучательное время жизни становится меньше безызлучательного. При увеличении магнитного поля наблюдалось значительное возрастание времени затухания ФЛ: с  $\sim 11$  нс при  $B_{\parallel} = 0$  Тл до  $\sim 200$  нс при  $B_{\parallel} = 10$  Тл. Это подтверждает значительное увеличение излучательного времени жизни.

Еще одним подтверждением безызлучательного характера основного состояния не прямых экситонов является аномальная тем-

пературная зависимость кинетики и интенсивности ФЛ. В отличие от случая нулевого магнитного поля с увеличением температуры происходит возрастание скорости рекомбинации и интенсивности ФЛ связанное с тем, что при повышении температуры увеличивается доля оптически активных экситонов и, соответственно, эффективность излучательной рекомбинации.

**Четвертая глава** посвящена исследованиям системы поляритонов в периодических квантовых ямах.

Исследовалась структура со ста периодически расположенными квантовыми ямами (ПКЯ), отстоящими друг от друга на расстоянии  $d$ , равном половине длины волны экситонного резонанса  $\lambda$  (таким образом, выполнялось условие Брэгга). Экситон - фотонное взаимодействие приводит к образованию смешанной экситон-фотонной частицы – поляритона. Дисперсия поляритона формируется антипересечением дисперсии фотона и экситона. В результате, рядом с экситонным резонансом, вблизи края первой зоны Бриллюэна фотонного кристалла  $k_{Bf} = \pi/d$ , существуют три поляритонных ветви: верхняя U, средняя M и нижняя L. Моды U и L аналогичны воздушной и материальной модам фотонного кристалла, организованного модуляцией диэлектрической восприимчивости  $\epsilon$ , а мода M является свойством брэгговских структур с ПКЯ. Если число квантовых ям  $N$ , то существует дискретный набор значений квазиимпульсов поляритона  $Q_j$  в направлении  $z$ . Это приводит к существованию  $3N$  поляритонных мод. Моды M интересны тем, что их внутренняя структура поля представляет собой стоячую волну, которая стремится организовывать себя таким образом, чтобы минимумы поля приходились на КЯ. Таким образом, передача энергии экситона к электромагнитному полю затруднена и время жизни поляритонных состояний в модах M может превышать время жизни экситонов в одиночной КЯ.

Собственные моды поляритонов в ПКЯ удовлетворяют следу-

ющему дисперсионному соотношению [14, 15]:

$$\cos(Q_j d) = \cos(k_z d) - \frac{\Gamma_0(\omega_0 - \omega)k/k_z}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2} \sin(k_z d) \quad (1)$$

где  $Q_j = \frac{\pi j}{dN}$ ,  $j = 1, \dots, N$  – это значения разрешённых волновых векторов фотонов в направлении роста ПКЯ, приведённые к первой зоне Бриллюэна фотонного кристалла,  $k = \frac{\omega}{\hbar c}$ ,  $k_z = \sqrt{\varepsilon_b k^2 - k_x^2}$ ,  $k_x$  является волновым вектором в плоскости КЯ,  $\omega_0$  – энергия экситонного резонанса, а  $\Gamma_0$  и  $\Gamma$  – константы излучательного и безызлучательного затухания экситона в КЯ. Корни уравнения (1) отвечают энергиям поляритонных мод.

Были измерены спектры ФЛ структуры с ПКЯ в нормальном направлении при различных (от 0.49 до 0.51) отношениях  $d/\lambda$  (рассогласование). Как было установлено в работе [16], эти спектры определяются излучением поляритонных мод. По зависимости положения пиков в спектре ФЛ от рассогласования нам удалось классифицировать эти поляритонные моды. Рассчитанные по формуле (1) энергии поляритонных мод хорошо согласуются с экспериментом.

Нами была изучена дисперсия поляритонов. Для этого мы измерили угловую зависимость энергии поляритонных мод. Показано, что поляритоны обладают маленькой эффективной массой в плоскости КЯ. В частности, при расстройке  $\sim 0.525$  мода  $M_{99}$  обладает вблизи  $k_x = 0$  эффективной массой  $5 \cdot 10^{-4} m_0$ . Такая маленькая эффективная масса позволит достичь больших чисел заполнения при малых уровнях накачки и при больших температурах.

Исследована кинетика ФЛ поляритонов в ПКЯ. Обнаружено, что кинетика ФЛ сильно неэкспоненциальна и напоминает кинетику ФЛ непрямых экситонов в ДКЯ, – после окончания импульса возбуждения интенсивность ФЛ существенно увеличивается (всплеск ФЛ) и начинает затухать через несколько наносекунд. Найдено, что максимальное время затухания ФЛ пре-

вышает 2 нс. Была измерена зависимость кинетики ФЛ различных поляритонных мод от рассогласования  $d/\lambda$ . Наиболее сильно зависит от рассогласования амплитуда всплеска ФЛ, она максимальна у поляритонных мод, энергия которых близка к энергии экситонного резонанса (центральная ветвь). Наибольшее наблюдавшееся значение амплитуды всплеска ФЛ для мод центральной ветви ФЛ  $I_{PL\ max}/I_{during\ pulse} = 2.4$  при  $d/\lambda = 0.5015$ . Это значение уменьшается до  $\sim 1.7$  при расстройке 0.5065 или 0.500. Наибольшее время затухания ФЛ – 2.8 нс наблюдалось при выполнении условия Брэгга ( $d/\lambda = 1/2$ ).

Кинетика ФЛ сильно нелинейно зависит от плотности возбуждения. Возрастание скорости нарастания сигнала ФЛ после окончания импульса возбуждения при увеличении плотности накачки трактуется как проявление стимулированного рассеяния в поляритонных состояниях. При увеличении температуры амплитуда всплеска ФЛ уменьшается, а время затухания ФЛ увеличивается. Следовательно, кинетика ФЛ определяется не долгоживущими локализованными состояниями, скорость рекомбинации которых должна увеличиваться с повышением температуры.

Таким образом, исследования показали, что поляритоны в ПКЯ являются долгоживущими экситонными квазичастицами с малой эффективной массой. При больших плотностях накачки и низких температурах это позволило достигнуть факторов заполнения сравнимых с единицей.

**В заключении** приводятся основные результаты, полученные в работе:

1. Нами показано, что кинетика фотолюминесценции в структуре с  $GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As$  ДКЯ с большой амплитудой хаотического потенциала определяется одноэкситонными процессами.
2. Найдено, что в  $GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As$  ДКЯ с малой вели-

чиной хаотического потенциала при низких температурах и больших плотностях лазерного возбуждения реализуется *вырожденный газ* непрямых экситонов с числами заполнения  $\nu \sim 10$ .

3. Показано, что перпендикулярное плоскости КЯ магнитное поле при фиксированной плотности возбуждения приводит к уменьшению степени вырождения экситонного газа. Эффект связан со значительным увеличением эффективной массы непрямого экситона.
4. Найдено, что параллельное плоскости квантовых ям магнитное поле приводит к значительному увеличению времени экситонной фотолюминесценции из-за того, что основное состояние экситонов становится оптически неактивным. По сдвигу положения линии ФЛ с увеличением магнитного поля измерена дисперсия непрямого экситона, найдено что эффективная масса экситона  $M = 0.21m_0$ .
5. Установлено, что числа заполнения поляритонных состояний в ПКЯ сопоставимы с единицей при высоких плотностях возбуждения и низких температурах.

В **приложении** описываются использовавшиеся экспериментальные методы и приведены схемы экспериментальных установок.

## Список публикаций

1. А.В. Минцев, Л.В. Бутов *Дисперсия и кинетика фотолюминесценции поляритонов в структурах с периодическими квантовыми ямами* Материалы совещания “Нанопотоника-2003”, 157, 2003

2. Mintsev A.V., Butov L.V., Ell C., Mosor S., Khitrova G., Gibbs H.M. *Polariton dispersion of periodic quantum well structures* Письма в ЖЭТФ 76 (10): 742-745 2002
3. Butov L.V., Mintsev A.V., Lozovik Y.E., Campman K.L. and Gossard A.C. *From spatially indirect excitons to momentum-space indirect excitons by an in-plane magnetic field* PHYS REV B 62 (3): 1548-1551 JUL 15 2000
4. Butov L.V., Imamoglu A., Shashkin A.A., Dolgoplov V.T., Mintsev A.V., Feklisov S.G., Campman K.L. and Gossard A.C. *Nonlinear photoluminescence kinetics of indirect excitons in coupled quantum wells* PHYS STATUS SOLIDI A 178 (1): 83-87 MAR 2000
5. Butov L.V., Imamoglu A., Shashkin A.A., Dolgoplov V.T., Mintsev A.V., Feklisov S.G., Campman K.L. and Gossard A.C. *Magneto optics of the spatially separated electron and hole layers in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As coupled quantum wells* PHYSICA E 6 (1-4): 655-659 FEB 2000
6. Л.В. Бутов, А.В. Минцев, А.И. Филин и К. Eberl *Кинетика непрямой фотолюминесценции в GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As двойных квантовых ямах с большой амплитудой хаотического потенциала* ЖЭТФ 115: 1890-1905 (1999)
7. Butov L.V., Imamoglu A., Mintsev A.V., Campman K.L. and Gossard A.C. *Photoluminescence kinetics of indirect excitons in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As coupled quantum wells* PHYS REV B 59 (3): 1625-1628 JAN 15 1999

## Список литературы

- [1] L. Keldysh and A. Kozlov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **54**, 978 (1968).

- [2] Y. Lozovik and O. Berman, Pisma v ZETF **64**, 526 (1996).
- [3] D. Yoshioka and A. H. MacDonald, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4211 (1990).
- [4] X. Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybersten, and T. M. Rice, Phys. Rev. Lett. **74**, 1633 (1995).
- [5] G. D. Gilliland *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3717 (1993).
- [6] L. V. Butov and A. I. Filin, Phys. Rev. B **58**, 1980 (1998).
- [7] A. L. Ivanov, P. B. Littlewood, and H. Haug, Phys. Rev. B **59**, 5032 (1999).
- [8] L. Butov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5608 (2001).
- [9] L. Gor'kov and I. Dzyaloshinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 717 (1967).
- [10] Y. E. Lozovik and A. M. Ruvinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **85**, 979 (1997).
- [11] L. Butov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 216804 (2001).
- [12] J. Feldmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2337 (1987).
- [13] G. Bauer and T. Ando, Phys. Rev. B **38**, 6015 (1988).
- [14] E. Ivchenko, Sov. Phys. Solid State **33**, 1344 (1991).
- [15] L. Andreani, Phys. Lett. A **192**, 99 (1994).
- [16] M. Hübner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2841 (1999).