

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

Минцев Антон Викторович

КОЛЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ЭКСИТОННЫХ
КВАЗИЧАСТИЦ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ
ЯМАМИ

Специальность 01.04.07. – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

научный руководитель: доктор
физико-математических наук про-
фессор Леонид Викторович Бутов

Черноголовка 2003

Оглавление

Введение	2
Кинетика фотолуминесценции непрямых экситонов в двойных квантовых ямах	7
Кинетика ФЛ в структурах с большой амплитудой хаотического потенциала	9
Нелинейная кинетика ФЛ в структурах с малой амплитудой хаотического потенциала	22
Фотолуминесценция непрямых экситонов в присутствии магнитного поля	37
Перпендикулярное плоскости КЯ магнитное поле	37
Параллельное плоскости КЯ магнитное поле	40
Поляритоны в периодических квантовых ямах	46
Образец и экспериментальная методика	48
Спектры ФЛ и дисперсия поляритонов в ПКЯ	49
Кинетика ФЛ поляритонов	52
Заключение	57
Приложение	59
Установка для измерения кинетики ФЛ	59
Установка для измерения дисперсии	61
Список литературы	63

Введение

При низких температурах, в собственном полупроводнике валентная зона полностью заполнена, а все состояния в зоне проводимости свободны. При помощи фотона с энергией $\hbar\omega > E_g$ мы можем создать пару электрон - дырка, при этом электронейтральность системы не будет нарушена. Эти электрон и дырка образуют связанное состояние – экситон, аналогичное атому водорода [1]. В отличие от атомов водорода, экситоны характеризуются малой эффективной массой и обладают конечным временем жизни, определяемым вероятностью рекомбинации электрона и дырки. Экситон может рекомбинировать с испусканием фотона и изучая эту фотолюминесценцию мы можем получить информацию об экситонном состоянии. В настоящей работе экспериментально исследовались коллективные свойства экситонов, т.е. исследовались свойства газа экситонов в зависимости от его плотности.

В теоретической работе [2] была рассмотрена в многоэлектронной постановке задача взаимодействия экситонов в полупроводниках. Показано, что система экситонов малой плотности (среднее расстояние между экситонами много больше их боровского радиуса) ведет себя *аналогично* слабо неидеальному бозе-газу. Указано, что данное рассмотрение неприменимо если экситоны образуют связанное состояние типа молекулы водорода. Такие состояния возникают в тех случаях, когда масса дырки много больше массы электрона, поскольку тогда задача о взаимодействии двух экситонов принципиально не отличается от задачи о взаимодействии двух атомов водорода. Ситуация резко меняется, если эффективные массы электрона и дырки одного порядка. В этом случае сильно возрастает относительный вклад в полную энергию системы кинетической энергии движения экситонов, что препятствует образованию связанного состояния типа молекулы водорода.

Переход от классической к квантовой статистике Бозе-Эйнштейна в двухмерном случае происходит при температуре вырождения $T_0 = \frac{2\pi}{gk_B} \left(\frac{\hbar^2}{m_{exc}} \rho_{2D} \right)$. При умеренных плотностях экситонов малая эффективная масса экситона обеспечивает температуру вырождения сравнимую с

температурой жидкого гелия. Зафиксировав плотность и понижая температуру газа экситонов ниже T_0 мы будем увеличивать степень вырождения экситонного газа.

Еще раньше в работе [3, 4] была предположена гипотеза о сверхтекучести и Бозе-Эйнштейн конденсации (БЭК) экситонов. Для БЭК необходимо выполнение двух условий (а) необходимо, чтобы химический потенциал был определен (б) необходимо, чтобы плотность частиц была больше критической, задаваемой условием, что среднее межчастичное состояние сравнимо с их термической дебройлевской длиной. Условие (б) для критической плотности или температуры экситонов: $n_{cr}^{-\frac{1}{3}} \sim \lambda_{cr} \simeq \hbar(m_{eff}kT_{cr})^{\frac{1}{2}}$. Соответственно, получить БЭК можно либо понижая температуру, либо увеличивая плотность экситонного газа. Малая эффективная масса экситонов способствует тому, что БЭК может наступить при более высоких температурах или меньших концентрациях квазичастиц.

Условие (а) выполняется, если БЭК является энергетически более выгодным, чем образование экситонных молекул. Это так, если взаимодействие между экситонами отталкивательное. Увеличение плотности экситонного газа приводит к уменьшению энергии связи экситона и его диссоциации в тот момент, когда среднее расстояние между экситонами становится сравнимо с его борновским радиусом – происходит переход Мотта. Таким образом, это накладывает ограничение на максимально возможную плотность экситонов.

Получение холодного газа экситонов является непростой экспериментальной задачей несмотря на то, что охладить кристаллическую решетку до температуры жидкого гелия легко. В случае нерезонансного возбуждения экситонов температура газа экситонов определяется отношением скорости энергетической релаксации к скорости рекомбинации. Если время жизни экситонов короткое, то газ не успевает охладиться до достаточно низкой температуры. То есть, для того, чтобы получить холодный газ экситонов нам нужно затруднить излучательную рекомбинацию и увеличить скорость энергетической релаксации газа экситонов.

Главная цель данной работы состоит в том, чтобы получить низкотемпературный газ экситонов и изучить его свойства.

Первые экспериментальные попытки получить холодный газ экситонов были проводились с экситонами в Cu_2O [5] и с ориентированными по спину экситонами в одноосно сжатом германии [6]. Эти полупроводники обладают большим временем жизни экситонов. В Cu_2O оптический

переход между зоной проводимости и валентной зоной запрещен в нулевом порядке по квазиимпульсу. В одноосно сжатом германии экситоны являются непрямыми по квазиимпульсу, а деформация приводит к стабилизации системы относительно конденсации экситонов в металлическую электрон-дырочную жидкость, являющейся основным состоянием в Ge и Si в отсутствие деформаций. В обоих случаях присутствовали признаки Бозе-Эйнштейновской статистики при высоких плотностях экситонов.

В смысле энергетической релаксации экситонов, структуры с КЯ имеют определенные преимущества перед объемными 3D системами. Ниже энергии оптического фонона энергетическая релаксация экситонов происходит с испусканием акустических фононов. В случае объемного полупроводника процессе рассеяния свободный экситон взаимодействует только с фоннными модами, процессы рассеяния на которых удовлетворяют закону сохранения энергии и квазиимпульса. В случае экситона, находящегося в КЯ квазиимпульс в направлении z не сохраняется, что приводит к тому, что экситон может рассеяться на большем числе фоннных мод [7, 8]. Например экситон с нулевой энергией будет связан с фоннными модами с $E > E_0 = 2M_x v_s^2$ (M_x - масса экситона, v_s - скорость звука), а не только с модами с $E = E_0$. Это приводит к увеличению скорости энергетической релаксации для экситона в КЯ по сравнению со случаем объемного кристалла.

К тому же, в процессе энергетической релаксации экситонов с испусканием оптических или акустических фононов, фононы уходят из области КЯ в объем, что приводит к более эффективному охлаждению как решетки в области КЯ, так и 2D экситонной системы по сравнению с однородно возбужденными объемными системами.

Проблема в том, что время жизни экситонов в одиночной КЯ мало (порядка 20 пс при температуре решетки 4.2К [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]) и недостаточно для охлаждения газа экситонов до низких температур. Для того, чтобы увеличить время жизни экситонов нам нужно затруднить процесс излучательной рекомбинации. Одним из способов реализации такой системы являются системы с двойными квантовыми ямами, в которых электроны и дырки находятся в разных квантовых ямах, разделены барьером и образуют пространственно непрямоугольный экситон. Перекрытие волновых функций электрона и дырки экспоненциально уменьшается с увеличением расстояния между ними, что приводит к значительному увеличению времени жизни экситона (ценой уменьшения энергии связи). Непрямоугольный экситон становится основным состоянием в электрическом поле перпендикулярном плоскости КЯ. Впервые пространственно непрямоугольные экситоны в такой структуре были рассмотрены в работах [16, 17, 18, 19]. В работе [20] было измерено время жизни газа непря-

мых экситонов – было обнаружено, что времена жизни таких экситонов могут на два порядка превосходить время жизни экситонов в одиночной квантовой яме. Это позволит получить температуры экситонов, сопоставимые с температурой решетки.

Существует другой способ повлиять на излучательное время жизни экситонов. Свободные экситоны в основном состоянии могут излучать только в направлении перпендикулярном КЯ, из-за закона сохранения квазиимпульса в плоскости КЯ. Если экситонный уровень находится внутри запрещенной фотонной зоны, то излучение будет затруднено, что приведет к увеличению излучательного времени жизни. Впервые замедление излучательной рекомбинации наблюдалось для излучения атомов, расположенных внутри металлического резонатора [21, 22].

Если создать брэгговскую структуру с периодическими квантовыми ямами (ПКЯ), находящимися на расстоянии, равном половине длины волны экситонного резонанса, то из-за экситон-фотонного взаимодействия образуется фотонный кристалл, центр фотонной щели которого будет совпадать с экситонным резонансом. В таком случае ожидается, что время жизни экситонных квазичастиц в такой структуре будет увеличено. Необходимо заметить, что взаимодействие с электромагнитным полем приведет к модификации дисперсии квазичастиц и мы будем иметь дело не с чистыми экситонами, а с поляритонами – смешанным состоянием экситонов и фотонов. Дисперсионные соотношения для поляритонов в ПКЯ были получены в работе [23]. Эффективная масса поляритонов может быть существенно меньше массы экситона, что приведет к высокой температуре вырождения. Высококачественные структуры с большим количеством (60,100) квантовых ям были изучены в работах [24, 25]. Было показано, что спектры фотолюминесценции определяются излучением поляритонных мод. Изучение спектров отражения показало образование фотонной запрещенной зоны с коэффициентом отражения свыше 90%.

Структура изложения материала будет следующей: Первая глава посвящена изучению газа не прямых экситонов в структурах с двойными квантовыми ямами. Основным результатом главы является установление существования вырожденного газа не прямых экситонов в структурах высокого качества. Приведена теория позволяющая описать нелинейное поведение и немонотонность кинетики ФЛ в высококачественной структуре при помощи эффекта стимулированного рассеяния в оптически активные состояния. Во второй главе изучается влияние магнитного поля на газ экситонов. Перпендикулярное плоскости КЯ поле приводит к уменьшению степени вырождения экситонного газа. Эффект объясняется значительным увеличением массы непрямого экситона

в магнитном поле. Параллельное плоскости КЯ магнитное поле приводит к увеличению излучательного времени жизни экситона. При этом непрямой экситон становится непрямым по квазиимпульсу. Третья глава посвящена поляритонам в ПКЯ. Приведена классификация наблюдаемых поляритонных мод. Изучена кинетика ФЛ поляритонов. Обнаружено существенное увеличение времени затухания ФЛ в случае выполнения условия Брэгга. Нелинейная кинетика ФЛ поляритонов показывает наличие эффекта стимулированного рассеяния в поляритонные состояния, что говорит о вырождении газа поляритонов. В приложении приведены описания и схемы экспериментальных установок.

Кинетика фотолюминесценции непрямых экситонов в двойных квантовых ямах

Время жизни непрямых экситонов в ДКЯ много больше времени жизни прямых экситонов в одиночных КЯ [20]. Превышение эффективной температуры экситонов над температурой решетки определяется соотношением между временем энергетической релаксации и временем рекомбинации экситонов. В частности, большое время жизни непрямых экситонов способствует накоплению экситонов в низкоэнергетических экситонных состояниях и позволяет системе охладиться до низких температур, при которых экситонный газ становится вырожденным при плотностях много меньших плотности Мотта [8]. Таким образом, ДКЯ представляют возможность исследования низкотемпературной 2D экситонной системы.

Неизбежным свойством полупроводниковых квантовых ям и ДКЯ является существование хаотического потенциала в плоскости ямы, вызванного шероховатостями интерфейсов, флуктуациями состава, дефектами и примесями. Хаотический потенциал качественно влияет на свойства системы, в частности, сильный хаотический потенциал разрушает возможные коллективные состояния (см. [26] и ссылки в работе). Теория системы пространственно разделенных слоев электронов и дырок в присутствии хаотического потенциала в настоящее время не развита; для параметризации величины потенциала мы будем использовать отношение энергии связи непрямого экситона к ширине линии непрямо́й люминесценции, E_I/Δ_{PL} . По соотношению параметров d, l_B, E_I и Δ_{PL} (в нулевом магнитном поле аналогом l_B является Боровский радиус непрямого экситона) можно выделить четыре класса пространственно разделенных электрон-дырочных систем в ДКЯ.

- *В1 класс:* ДКЯ с малым эффективным расстоянием между слоями и малым беспорядком ($d \lesssim l_B, E_I \gg \Delta_{PL}$). Для этого класса ДКЯ, согласно теоретическим работам [27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34],

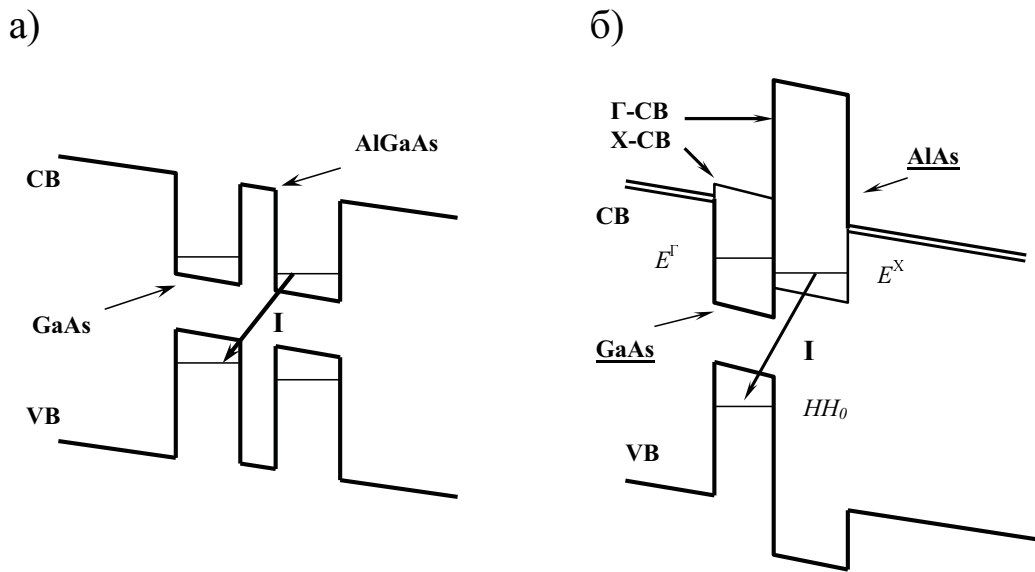


Рис. 1: **а)** зонная диаграмма $GaAs/AlGaAs$ гетероструктуры класса А **б)** зонная диаграмма безбарьерной $GaAs/AlAs$ структуры класса В

основным состоянием системы при низких температурах должен быть экситонный конденсат, при этом критические условия для конденсации экситонов улучшаются в сильном магнитном поле [29, 30].

- *В2 класс:* ДКЯ с малым расстоянием между слоями и большим беспорядком ($d \lesssim l_B, E_I \lesssim \Delta_{PL}$).
- *А1 класс:* ДКЯ с большим расстоянием между слоями и малым беспорядком ($d \gtrsim l_B, E_I \gg \Delta_{PL}$). Для этого класса ДКЯ, согласно теоретическим работам [32, 33], основным состоянием системы при низких температурах должны быть несжимаемая Ферми-жидкость или Вигнеровский кристалл электронов и дырок.
- *А2 класс:* ДКЯ с большим расстоянием между слоями и большим беспорядком ($d \gtrsim l_B, E_I \lesssim \Delta_{PL}$).

Данную классификации следует дополнить плотностью носителей и температурой, определяющими фазовые границы. Переходы между классами, по-видимому, являются плавными. Так, переход между В1 и А1, а также между В2 и А2 классами можно осуществить увеличивая магнитное поле, тогда как переход между В1 и В2, а также между А1 и

A2 классами можно проследить рассматривая ДКЯ с разной величиной беспорядка.

При экспериментальном исследовании $\Gamma - X_z$ AlAs/GaAs ДКЯ, характеризующихся малым расстоянием между электронным и дырочным слоями $d \approx 3 - 4$ нм, $E_I \sim 10$ мэВ, Δ_{PL} от 3 до 6 мэВ, и относящимися поэтому к B1 и B2 классам, были обнаружены эффекты, свидетельствующие о конденсации не прямых экситонов в сильных магнитных полях при низких температурах: аномальное увеличение коэффициента диффузии и скорости излучательной рекомбинации экситонов, интерпретированные как появление сверхтекучести экситонов и суперлюминесценции экситонного конденсата [26], а также аномально большие флуктуации интегральной интенсивности фотolumинесценции экситонов, интерпретированные как критические флуктуации вблизи фазового перехода, связанные с нестабильностью конденсатных доменов [35]. При увеличении беспорядка в исследованных AlAs/GaAs ДКЯ указанные аномалии ослабевали и пропадали, что соответствует переходу от B1 к B2 классу [26].

В первой части главы исследуются оптические свойства системы пространственно разделенных слоев электронов и дырок в ДКЯ, относящихся к A2 (ширина линии ФЛ 6 мэВ) классу, а во второй части главы исследуется структура, принадлежащая к A1 классу (ширина линии ФЛ 1 мэВ).

Кинетика ФЛ в структурах с большой амплитудой хаотического потенциала

Здесь представлены результаты исследования не прямых экситонов в гетероструктуре с двойными КЯ [36]. Особенности дизайна данной структуры обуславливают большую амплитуду случайного потенциала, который определяет свойства экситонов.

Образец и экспериментальная методика

Гетероструктура $n^+ - i - n^+$ с одиночной GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ, перестраиваемая напряжением на затворе, была выращена методом молекулярно - пучковой эпитаксии на n^+ -GaAs подложке. Слой i состоит из двух 5 нм GaAs КЯ, разделенных 5.5 нм Al_{0.35}Ga_{0.65}As барьером, и окруженных 55 нм Al_{0.35}Ga_{0.65}As барьерами. Зонная диаграмма слоя i структуры в не прямом режиме показана на рис. 1а. Слои n^+ толщиной 1100

нм со стороны подложки и 110 нм со стороны поверхности легированы Si с концентрацией $N_{Si} = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Для улучшения электрического контакта в 10 нм от поверхности произведено δ -легирование с $N_{Si} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Вследствие высокой концентрации легирования слои n^+ имеют металлический характер и приложенное между подложкой и поверхностью затворное напряжение, V_g , падает в i -слое. Фронтальный затвор был выполнен в форме рамки вокруг мезы с окном $200 \times 200 \text{ мкм}^2$.

Образец помещался в гелиевый криостат со сверхпроводящим соле-ноидом. Возбуждение и регистрация производились через оптический световод диаметром 200 мкм, расположенный в 300 мкм над поверх-ности мезы. Носители возбуждались импульсным полупроводниковым лазером ($\hbar\omega = 1.85 \text{ эВ}$). Импульс лазера имел приблизительно прямо-угольную форму длительностью $\sim 50 \text{ нс}$ с фронтами $\sim 1 \text{ нс}$. Временное разрешение системы регистрации составляло 0.5 нс. Для регистрации сигнала использовались двойной решеточный монохроматор, фотоумно-житель и система счета фотонов с временным разрешением.

Кинетика фотолюминесценции в непрямом режиме

Непрямой режим в $n^+ - i - n^+$ GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ реализуется при конечных V_g . Зависимость спектров и кинетик фотолюминесценции (ФЛ) от V_g показана на рис. 2а, в. При $V_g \lesssim 0.3 \text{ В}$ энергия линии ФЛ практически не зависит от V_g , а затухание ФЛ характеризуется корот-ким временем жизни. Следовательно, основным состоянием системы при $V_g \lesssim 0.3 \text{ В}$ является прямой экситон. При $V_g \gtrsim 0.4 \text{ В}$ увеличение V_g при-водит к приблизительно линейному энергетическому сдвигу основной линии ФЛ и увеличению времени затухания ФЛ. Следовательно, при $V_g \gtrsim 0.4 \text{ В}$ в основном состоянии системы электроны и дырки находят-ся в разных КЯ, что соответствует непрямому режиму. Величина сдвига линии непрямой ФЛ определяется электростатической энергией eFd , где e - заряд электрона, F - электрическое поле в z -направлении. Переход от прямого к непрямому режиму происходит в ненулевом электрическом поле, F_{D-I} , что соответствует экситонной рекомбинации с энергиями прямого и непрямого экситона $\mathcal{E}_D = E_g - E_D$ и $\mathcal{E}_I = E_g - E_I - eFd$, где E_g - энергетическая щель, включающая энергии квантования электрона и дырки в ДКЯ, E_D и E_I - энергии связи прямого и непрямого экситонов. При $F = F_{D-I}$ энергетическая разница между одночастичными прямым и непрямым парными состояниями равна разнице между энергиями свя-зи прямого и непрямого экситонов: $eF_{D-I}d = E_D - E_I$ (см. [37, 38] и ссылки в работах).

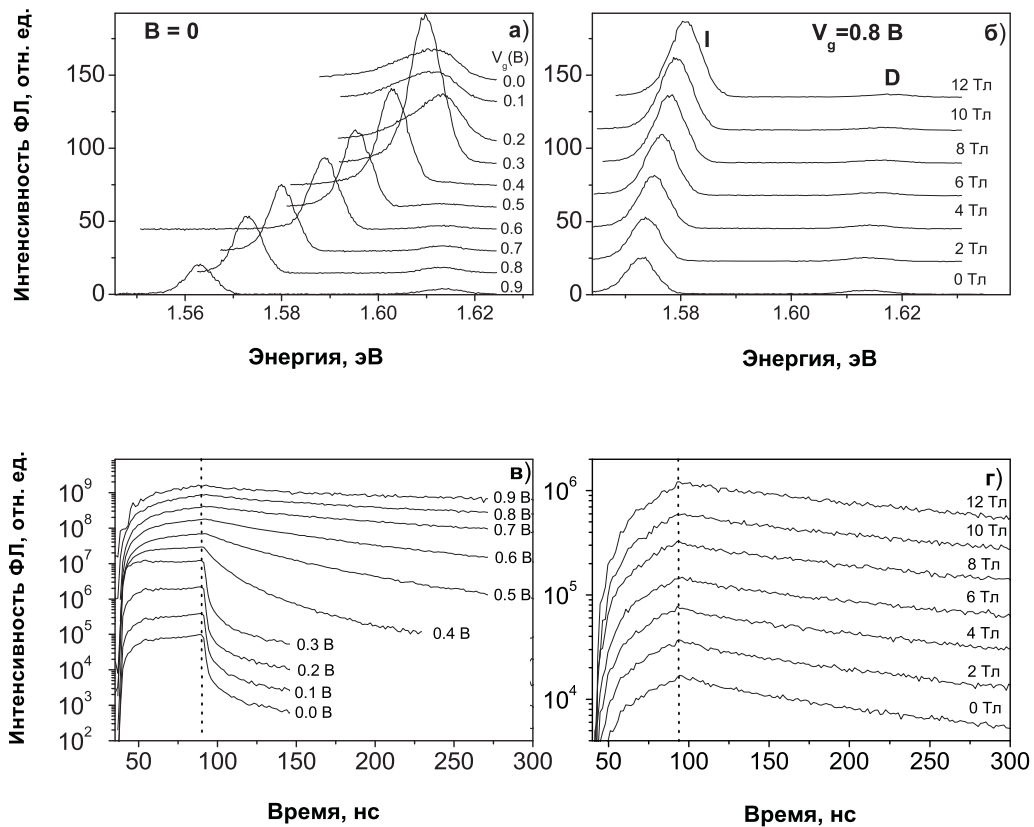


Рис. 2: Интегральный по времени спектр фотолюминесценции (а, б) и кинетика фотолюминесценции, измеренная в максимуме основной линии (в, г), в зависимости от затворного напряжения (а, в) и магнитного поля (б, г) при $T = 1.3$ К и $W_{ex} = 10$ Вт/см². Штриховая линия соответствует заднему фронту 50 нс импульса лазерного возбуждения. Спектры и кинетики смещены по вертикальной оси для ясности. Линии прямой и непрямой фотолюминесценции обозначены D и I, соответственно.

Ширина линии непрямого экситона определяется хаотическим потенциалом в плоскости ДКЯ. Можно выделить несколько типов беспорядка, дающих основной вклад в неоднородное уширение линии непрямого ФЛ: (а) флуктуации интерфейсов, (б) флуктуации электрического поля в z -направлении, (в) заряженные примеси (существуют и другие типы беспорядка, такие как флуктуации состава, нейтральные примеси и дефекты, дающие, как правило, меньший вклад в беспорядок). Флуктуации электрического поля в z -направлении приводят к синфазным флуктуациям потенциала для электрона и для дырки, поэтому их можно рассматривать как флуктуации потенциала для центра масс экситона. Заряженные примеси приводят к противофазным флуктуациям потенциала для электрона и для дырки, сильные флуктуации, обусловленные заряженными примесями, могут привести к разрыву экситона и независимой локализации электрона и дырки в локальных минимумах хаотического потенциала [39]. Флуктуации интерфейсов приводят к синфазным флуктуациям потенциала для электрона и дырки в одиночных КЯ; для непрямого экситона (электронно-дырочной пары) в GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ флуктуации интерфейсов создают независимые флуктуации потенциала для электрона и дырки. Флуктуации электрического поля в z -направлении определяются, главным образом, флуктуациями протяженности участка, на котором падает затворное напряжение; для минимизации таких флуктуаций слой n^+ должны обладать хорошей проводимостью, а слой i должен быть хорошим диэлектриком: тогда область, в которой падает затворное напряжение, четко определена и есть i слой. Т.к. флуктуации электрического поля в z -направлении являются специфическими для не прямых экситонов в ДКЯ, их относительный вклад в неоднородное уширение линии непрямого ФЛ может быть оценен из сопоставления ширин линий прямой и непрямого ФЛ. В исследуемой GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ ширина линии непрямого ФЛ (6.5 мэВ при $V_g = 0.8$ В) даже меньше, чем прямой (14.7 мэВ в прямом режиме при $V_g = 0$ и 9.4 мэВ в не прямом режиме при $V_g = 0.8$ В), что говорит о пренебрежимо малом вкладе флуктуаций электрического поля в уширение линии. Квантовые ямы в исследуемой структуре являются узкими, 5 нм соответствует 18 монослоям. В узких КЯ основной вклад в неоднородное уширение линии дают флуктуации интерфейсов. Так, в исследуемой ДКЯ флуктуация ширины ямы на 1 монослой с бесконечным размером террасы приводит к изменению энергии (δ_m) электрона на ~ 5 мэВ и энергии дырки на ~ 2 мэВ. Конечность размера террас приводит к квантованию энергии электронов и дырок в плоскости, что создает состояния во всем интервале энергий от 0 до δ_m . Наблюдаемая ширина линии непрямого ФЛ соответствует δ_m (рис. 2а), что подтверждает доминирующий вклад

флуктуаций интерфейсов в уширение линии. Таким образом, основной причиной большой величины хаотического потенциала в исследуемых GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ является малая ширина квантовых ям. Форма линии ФЛ отражает энергетическое распределение экситонов по локальным энергетическим минимумам в хаотическом потенциале. В уширение линии прямой ФЛ входит, по-видимому, и то, что линия ФЛ включает две спектрально неразрешающиеся линии от экситонных комплексов [40].

В исследуемой структуре в непрямом режиме в рекомбинацию непрямых экситонов вносят вклад как излучательная, так и безызлучательная рекомбинация. Наблюдаемое уменьшение скорости рекомбинации со временем задержки (см., например, рис. 1), характерно как для излучательной, так и для безызлучательной рекомбинации непрямых экситонов. Скорость излучательной рекомбинации экситона пропорциональна заполнению оптически активных 2D экситонных состояний (с квазиимпульсами $k \leq k_0 = \mathcal{E}/\hbar c$, где c - скорость света в среде) и увеличивается с увеличением размера волновой функции центра масс экситона в плоскости, называемого когерентной площадью экситона (при достижении когерентной длины обратного волнового вектора излучаемого света скорость излучательной рекомбинации насыщается) [9, 10, 11, 12, 13]. Когерентная площадь определяется радиусом локализации и длиной рассеяния экситона [9, 10, 11, 12, 13]. Вследствие разброса радиуса локализации в хаотическом потенциале время излучательной рекомбинации экситонов неоднородно по плоскости КЯ, что приводит к уменьшению скорости излучательной рекомбинации с увеличением времени задержки, т.к. в процессе затухания ФЛ в первую очередь рекомбинируют экситоны с большим радиусом локализации. Кроме того, с увеличением времени задержки все больший вклад в интенсивность ФЛ дают электроны и дырки независимо локализованные в локальных минимумах хаотического потенциала и имеющие вследствие пространственного разделения в плоскости, дополнительного к разделению в z -направлении для непрямых электрон-дырочных пар, малую скорость излучательной рекомбинации. Т.к. в процессе затухания ФЛ в первую очередь рекомбинируют независимо локализованные электроны и дырки с меньшим разделением в плоскости, скорость излучательной рекомбинации независимо локализованных электронов и дырок также падает с увеличением времени задержки [39]. В узких ДКЯ, характеризующихся малым коэффициентом диффузии непрямых экситонов, безызлучательная рекомбинация определяется транспортом экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации [26, 41, 42, 43]. Уменьшение скорости безызлучательной рекомбинации со временем задержки связано с монотонным уменьше-

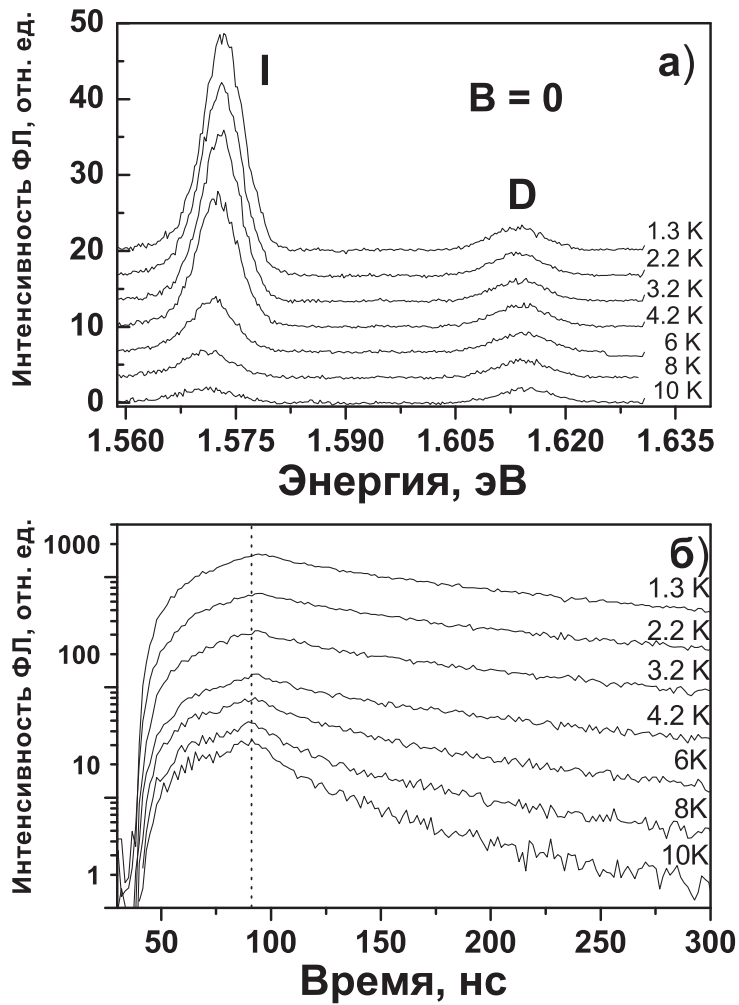


Рис. 3: Интегральный по времени спектр фотолюминесценции (а) и кинетика не прямой фотолюминесценции, измеренная в максимуме не прямой линии (б), в зависимости от температуры при $V_g = 0.8$ В, $W_{ex} = 10$ Вт/см² и $B = 0$. Спектры и кинетики смещены по вертикальной оси для ясности. Штриховая линия соответствует заднему фронту 50 нс импульса лазерного возбуждения. Линии прямой и не прямой фотолюминесценции обозначены D и I, соответственно.

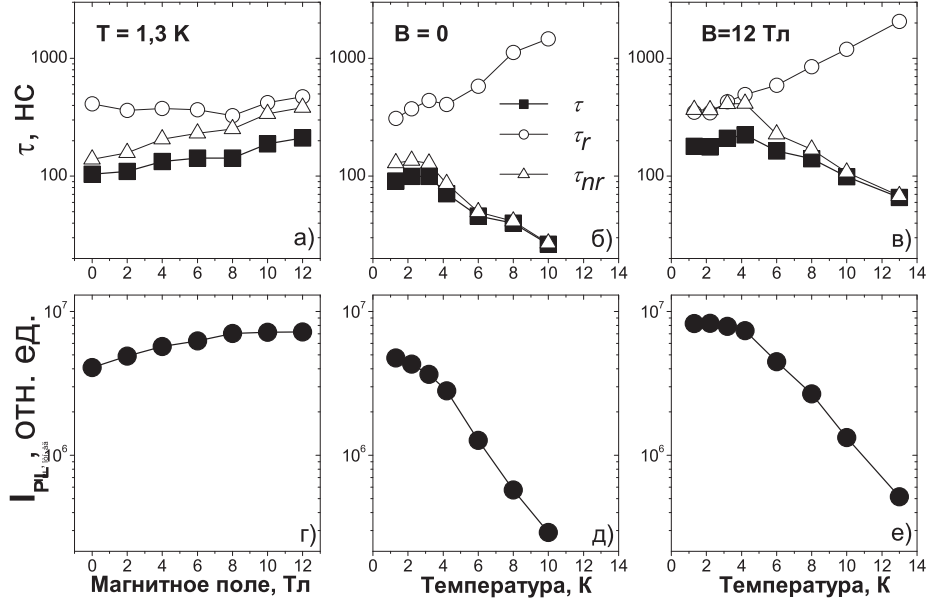


Рис. 4: Зависимости измеренных времени не прямой рекомбинации, τ , и интегральной интенсивности не прямой фотолюминесценции, а также выведенных времен излучательной и безызлучательной не прямой рекомбинации, τ_r и τ_{nr} , от магнитного поля при $T = 1.3$ К (а, г) и от температуры при $B = 0$ (б, д) и 12 Тл (в, е). $V_g = 0.8$ В, $W_{ex} = 10$ Вт/см².

нием коэффициента диффузии экситонов вследствие того, что в спектре доминируют все более и более локализованные экситоны, не успевшие к этому времени достигнуть центров безызлучательной рекомбинации и прорекомбинировать.

Зависимости спектров и кинетик не прямой ФЛ от магнитного поля и температуры показаны на рис. 2б, г и 3. Зависимости спектров и кинетик не прямой ФЛ от температуры в сильных магнитных полях $B \leq 12$ Т качественно не отличаются от аналогичных зависимостей при $B = 0$. Соответствующее время начального затухания ФЛ, τ , а также интегральная интенсивность не прямой ФЛ, I_{PL} , представлены на рис. 4. τ увеличивается с ростом магнитного поля (рис. 2г, 4а) и уменьшается с ростом температуры (рис. 3б, 4б, 4в).

Наблюдаемое монотонное увеличение времени жизни с ростом магнитного поля характерно как для излучательной, так и для безызлучательной одноэкситонной рекомбинации в хаотическом потенциале. Из-

менение излучательного времени жизни экситонов с увеличением магнитного поля определяется соотношением между увеличением силы осциллятора экситона вследствие уменьшения радиуса экситона [44] и уменьшением силы осциллятора экситона вследствие уменьшения радиуса локализации экситона [9, 10, 11, 12, 13] в магнитном поле, обусловленного увеличением массы магнитоэкситона [44, 45]. Увеличение безызлучательного времени жизни экситона (определяемого транспортом к центрам безызлучательной рекомбинации) с ростом поля обусловлено уменьшением коэффициента диффузии вследствие увеличения массы магнитоэкситона [46]. Уменьшение коэффициента диффузии с ростом магнитного поля наблюдалось также для непрямых экситонов в AlAs/GaAs ДКЯ в малых магнитных полях [26] и для прямых экситонов в одиночных GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ [47]. Отметим, что монотонное увеличение излучательного и безызлучательного времени жизни с ростом магнитного поля характерно также и для независимо локализованных электронов и дырок и обусловлено уменьшением радиуса локализации носителей.

Для разделения излучательного и безызлучательного времени жизни использован метод, описанный в работе [26]. Излучательное время жизни, τ_r , может быть непосредственно выведено из измеряемых полного времени жизни, τ , и интегральной по времени интенсивности ФЛ, I_{PL} . В случае моноэкспоненциального затухания ФЛ $\tau_r = (G/I_{PL})\tau$, где G - скорость генерации электрон-дырочных пар в ДКЯ (слабая неэкспоненциальность вносит незначительные количественные поправки [26]). Величина G неизвестна, для ее оценки квантовый выход при параметрах, соответствующих максимальной I_{PL} принимался равным единице. Тогда $G = I_{max}$ и $\tau_r = (I_{max}/I_{PL})\tau$, где I_{max} - максимальная интегральная интенсивность ФЛ, наблюдаемая в исследуемой ДКЯ при $V_g = 0.3$ В (рис. 1а). По измеренному τ и определенному τ_r безызлучательное время жизни, τ_{nr} , находилось по формуле $\tau^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}$. Определенные таким образом τ_r и τ_{nr} показаны на рис.4.

Отметим, что определение зависимости τ_r от параметра вышеуказанным методом является верным, если G не зависит от данного параметра. Это условие выполнялось при исследованиях AlAs/GaAs ДКЯ [26]. Однако, это условие не выполняется в описываемых исследованиях GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ. Фотовозбуждение производилось с энергией фотона всего на 100 мэВ ниже энергии Al_{0.35}Ga_{0.65}As барьера, поэтому вследствие эффекта Франца-Келдыша, а также вследствие хвостов плотности состояний в Al_xGa_{1-x}As поглощение в барьерных слоях было существенным. Сбор носителей, генерируемых в барьерных слоях, в ДКЯ имел существенный вклад в G , сравнимый с генерацией в слоях GaAs.

Так, увеличение интегральной интенсивности ФЛ при малом приложенном напряжении на затворе (рис. 1) связано с увеличением G вследствие дрейфа носителей, генерируемых в барьерных слоях, в ДКЯ (при фотовозбуждении с энергией фотона сильно меньшей ширины запрещенной зоны барьерных слоев этот эффект отсутствует). Дрейф носителей, генерируемых в барьерных слоях, в ДКЯ может зависеть от магнитного поля и температуры. Поэтому G не является независимой от параметров, и описанный выше метод определения зависимости τ_r от магнитного поля и температуры из измеряемых τ и I_{PL} не является вполне корректным для данного эксперимента. Кроме того, в определение абсолютной величины τ_r и τ_{nr} , а также зависимости τ_{nr} от магнитного поля и температуры войдет ошибка в оценке квантового выхода при параметрах, соответствующих максимальной I_{PL} . Тем не менее, используемый метод позволяет проследить качественные изменения τ_r и τ_{nr} в зависимости от магнитного поля и температуры.

Из рис. 4 видно, что τ_r слабо зависит от магнитного поля, а τ_{nr} монотонно увеличивается с ростом поля, что соответствует одноэкситонному поведению, описанному выше. С ростом температуры τ_r увеличивается, а τ_{nr} уменьшается, рис. 4 (противоположные изменения τ_r и τ_{nr} возможно приводят к слабой немонотонности изменения τ от температуры, при этом возможный рост τ при малых температурах не выходит за рамки экспериментальной погрешности, рис. 3, 4). Уменьшение τ_{nr} с ростом температуры характерно как для одноэкситонной рекомбинации, так и для рекомбинации независимо локализованных электронов и дырок, и связано с увеличением диффузии экситонов (электронов и дырок) к центрам безызлучательной рекомбинации вследствие их термической активации из локальных минимумов хаотического потенциала. Увеличение τ_r с ростом температуры характерно для экситонной рекомбинации вследствие уменьшения заполнения оптически активных экситонных состояний (для Больцмановского распределения экситонов доля оптически активных экситонов с $k \leq k_0$ равна $1 - \exp(-E_0/k_B T)$, где $E_0 = \hbar^2 k_0^2 / 2m \sim 1$ К; при $T \gg E_0$ Больцмановское распределение приводит к линейному увеличению излучательного времени жизни экситонов с ростом температуры) [9, 10, 11, 12, 13]. Однако, наблюдаемое увеличение τ_r с ростом температуры противоречит модели рекомбинации независимо локализованных электронов и дырок, в рамках которой увеличение температуры должно приводить к увеличению перекрытия волновых функций электрона и дырки вследствие их делокализации. Из этого следует, что хаотический потенциал в рассматриваемой ДКЯ не достаточно силен для разрыва экситонов, и доля независимо локализованных электронов и дырок мала. Отметим, что зависимости τ_r и τ_{nr} от магнитного

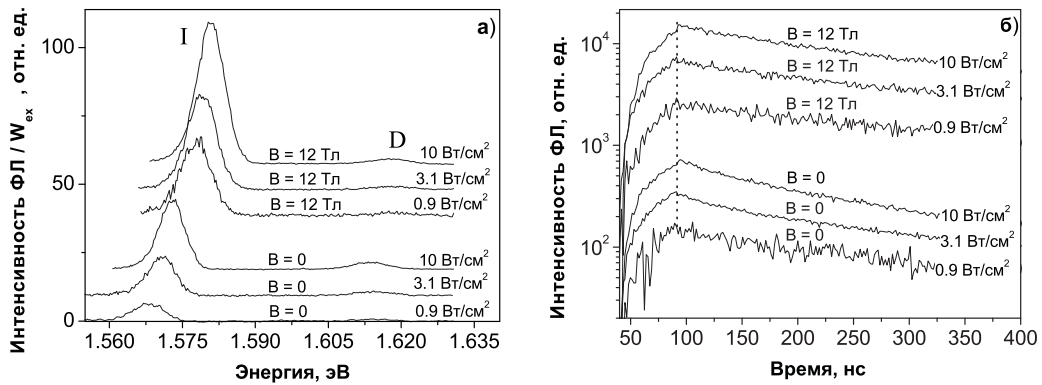


Рис. 5: Интегральный по времени спектр фотолюминесценции, ортонормированный на плотность лазерного возбуждения (а), и кинетика непрямо́й фотолюминесценции, измеренная в максимуме непрямо́й линии (б), в зависимости от плотности лазерного возбуждения при $V_g = 0.8$ В, $T = 1.3$ К, $B = 0$ и 12 Тл. Спектры и кинетики смещены по вертикальной оси для ясности. Штриховая линия соответствует заднему фронту 50 нс импульса лазерного возбуждения. Линии прямо́й и непрямо́й фотолюминесценции обозначены D и I, соответственно.

поля и температуры в исследуемой GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ качественно соответствуют аналогичным зависимостям в AlAs/GaAs ДКЯ (В1 класса) в слабых магнитных полях [26]. В обоих случаях эти зависимости соответствуют одноэкситонной рекомбинации.

Спектры и кинетики ФЛ непрямо́й фотолюминесценции слабо зависят от плотности фотолюминесценции, задаваемой плотностью лазерного возбуждения, W_{ex} (рис. 5). При $W_{ex} = 10$ Вт/см² оценка плотности непрямо́й фотолюминесценции с временем жизни $\tau = 100$ нс составляет несколько единиц $\times 10^{10}$ см⁻². С увеличением W_{ex} наблюдается сдвиг линии непрямо́й фотолюминесценции в сторону больших энергий. Такое поведение соответствует теоретически предсказанному увеличению энергии непрямо́й фотолюминесценции с ростом плотности [32, 34] и объясняется отталкивательным диполь-дипольным взаимодействием между непрямо́й фотолюминесценцией для малых плотностей фотолюминесценции и энергетическим сдвигом, обусловленным электрическим полем между разделенными электронным и дырочным слоями, для больших электрон-дырочных плотностей. Кроме того, так как вырождение нульмерного экситонного состояния в локальном минимуме хаотического потенциала конечно (в пренебрежении экситон-экситонным взаимодействием кратность вырождения $\sim S/a_B^2$, где S - площадь локального минимума, a_B - Борковский радиус непрямо́й фотолюминесценции) увеличение

плотности экситонов приводит к увеличению средней энергии экситонов. Этот эффект также должен вносить вклад в наблюдаемое увеличение энергии непрямого экситона с плотностью.

С увеличением W_{ex} наблюдается небольшое уменьшение времени рекомбинации непрямых экситонов (рис. 5б). Такое поведение характерно для одноэкситонной рекомбинации в хаотическом потенциале: с ростом плотности экситонов увеличивается радиус локализации экситонов (т.к. при малой плотности экситоны сильно локализованы в глубоких локальных минимумах потенциала), что приводит к уменьшению как времени излучательной рекомбинации экситонов [9, 10, 11, 12, 13], так и времени безызлучательной рекомбинации экситонов, обусловленной транспортом к центрам безызлучательной рекомбинации.

Эволюция спектров фотолюминесценции в прямом и непрямом режиме

В данном разделе рассматривается временная эволюция спектров ФЛ, представляющая эволюцию энергетического распределения экситонов (электрон - дырочных пар) с весом пропорциональным вероятности излучательной рекомбинации. Зависимость спектров ФЛ от времени задержки показана на рис. 6а и 6б для прямого и непрямого режима, соответственно. После окончания импульса лазерного возбуждения как линия прямой ФЛ в прямом режиме, так и линия не прямой ФЛ в непрямом режиме монотонно сдвигаются в сторону меньших энергий с увеличением времени задержки (рис. 6). Аналогичное поведение наблюдается и в сильных магнитных полях. Сдвиг линии ФЛ с увеличением времени задержки характерен как для экситонной рекомбинации, так и для рекомбинации независимо локализованных электрон-дырочных пар, а также, как для излучательной, так и для безызлучательной рекомбинации. Во-первых, с увеличением времени задержки средняя энергия фотовозбужденных экситонов (электрон-дырочных пар) в хаотическом потенциале понижается вследствие энергетической релаксации носителей: экситоны (электроны и дырки) мигрируют в плоскости ДКЯ в поисках более низкоэнергетических локальных минимумов потенциала с испусканием акустических фононов. Такой механизм энергетической релаксации экситонов в хаотическом потенциале был теоретически рассмотрен в работе [48] и наблюдался для непрямых экситонов в ДКЯ [49, 50]. Во-вторых, с увеличением времени задержки средняя энергия экситонов (электрон-дырочных пар) в хаотическом потенциале понижается вследствие того, что более высокоэнергетичные экситоны

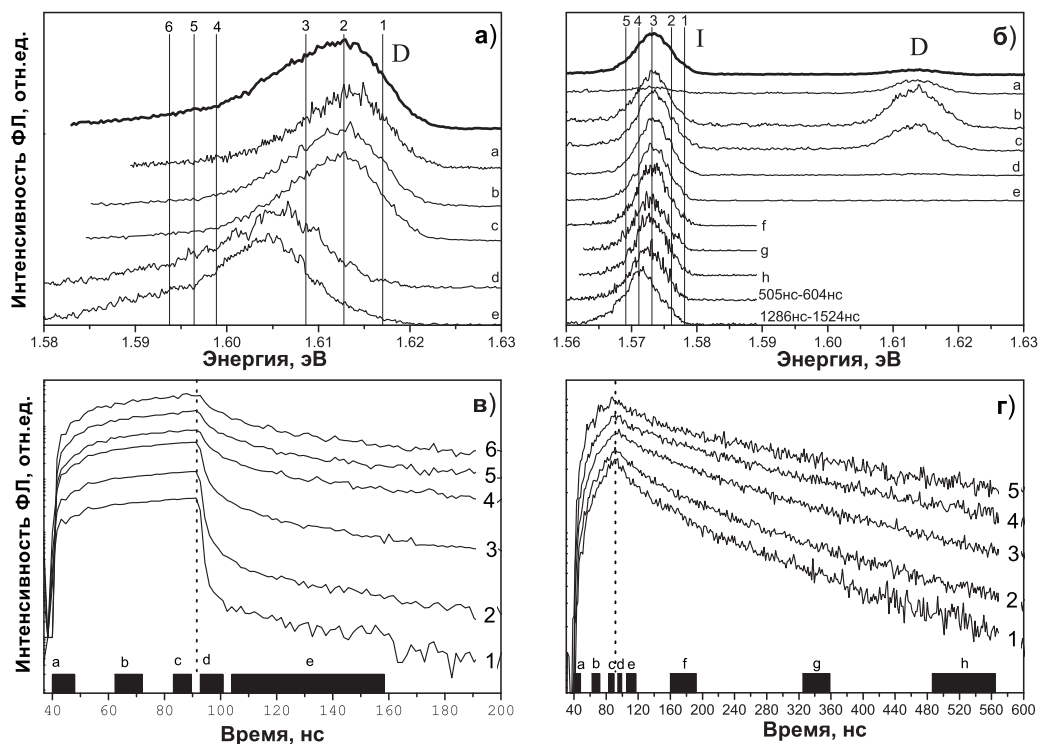


Рис. 6: Зависимость спектра прямой фотолуминесценции в прямом режиме при $V_g = 0$ (а) и непрямой фотолуминесценции в непрямом режиме при $V_g = 0.8$ В (б) от времени задержки. $T = 1.3$ К, $B = 0$, $W_{ex} = 10$ Вт/см². Спектры измерены во временных интервалах, показанных на рис. 5в и 5г. Интегральные по времени спектры показаны сверху. Все спектры приведены к близкой интенсивности. Зависимость кинетики фотолуминесценции от энергии при тех же параметрах (в, г); используется логарифмическая шкала интенсивности ФЛ; энергии регистрировавшегося сигнала показаны на рис. 6а и 6б штриховыми линиями. Спектры и кинетики смещены по вертикальной оси для ясности. Штриховая линия на рис. 5в, г соответствует заднему фронту 50 нс импульса лазерного возбуждения. Линии прямой и непрямой фотолуминесценции обозначены D и I, соответственно.

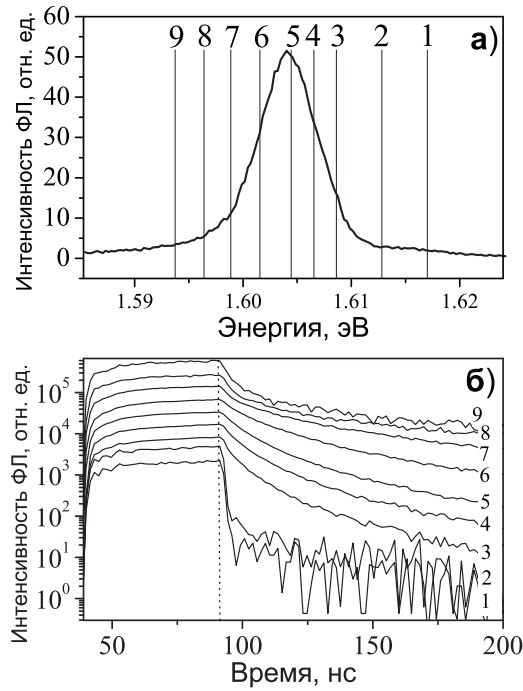


Рис. 7: Зависимость кинетики фотолюминесценции от энергии в смешанном режиме, соответствующем перекрытию прямой и непрямой линий фотолюминесценции ($V_g = 0.4$ В) при $T = 1.3$ К, $B = 0$, $W_{ex} = 10$ Вт/см² (б). Энергии регистрировавшегося сигнала показаны штриховыми линиями на рис. 7а, представляющем интегральный по времени спектр. Кинетики смещены по вертикальной оси для ясности. Штриховая линия на рис. 7б соответствует заднему фронту 50 нс импульса лазерного возбуждения.

(независимо локализованные электроны и дырки) имеют большую скорость излучательной и безызлучательной рекомбинации. С увеличением энергии экситонов в хаотическом потенциале увеличивается их радиус локализации [51], что приводит к увеличению как скорости излучательной рекомбинации [9, 10, 11, 12, 13], так и скорости безызлучательной рекомбинации, обусловленной транспортом экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации. Для независимо локализованных электрон-дырочных пар более высокоэнергетичные пары также имеют большую скорость рекомбинации вследствие их большего радиуса локализации и соответствующего большего перекрытия между электроном и дыркой в плоскости [39].

Другим аспектом зависимости спектров ФЛ от времени задержки

является зависимость кинетики ФЛ от энергии, показанная на рис. 6в, г. С уменьшением энергии затухание ФЛ становится все более медленным, что соответствует зависимости спектров ФЛ от времени (рис. 6а, б) и обсуждению выше.

Вследствие неоднородного уширения линий прямой и не прямой ФЛ при соответствующих затворных напряжениях может быть реализован смешанный режим, в котором энергии прямой и не прямой ФЛ перекрываются. Такой режим энергетического резонанса между прямым и непрямым экситоном рассматривался в работе [52] при изучении ФЛ нульмерных экситонных состояний в локальных минимумах хаотического потенциала (природных квантовых точек). В исследуемой ДКЯ смешанный режим реализуется при $V_g \sim 0.2 - 0.5$ В, что видно из зависимости спектров ФЛ от V_g (рис. 2) В исследуемой ДКЯ, характеризующейся большей шириной линии прямой ФЛ, чем не прямой, в смешанном режиме наблюдается специфическая зависимость кинетики ФЛ от энергии (рис. 7), отличающаяся от монотонного уменьшения скорости рекомбинации с понижением энергии, наблюдаемого в прямом и не прямом режимах. А именно, в смешанном режиме скорость рекомбинации на начальных временах затухания ФЛ не монотонно зависит от энергии, достигая минимума в области энергий, соответствующих не прямой ФЛ (кинетики 4-6 на рис. 7).

Нелинейная кинетика ФЛ в структурах с малой амплитудой хаотического потенциала

Здесь представлены исследования не прямых экситонов в гетероструктуре с двойными КЯ высокого качества [53, 54, 55]. Значительно меньшая (по сравнению с гетероструктурой изучавшейся в предыдущей части) амплитуда хаотического потенциала позволила наблюдать эффект стимулированного рассеяния в оптически активные состояния.

Образец и экспериментальная методика

Гетероструктура $n^+ - i - n^+$ с одиночной GaAs/Al_xGa_{1-x}As ДКЯ, перестраиваемая напряжением на затворе, была выращена методом молекулярно - пучковой эпитаксии. Слой i состоит из двух 8 нм GaAs КЯ, разделенных 4 нм Al_{0.33}Ga_{0.67}As барьером, и окруженных 200 нм Al_{0.33}Ga_{0.67}As барьерами. Зонная диаграмма слоя i структуры в не прямом режиме показана на рис. 1а. Слои n^+ были легированы кремнием

с концентрацией $5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$. Электрическое поле в направлении z контролировалось внешним напряжением V_g . Носители возбуждались при помощи полупроводникового лазера ($\hbar\omega = 1.85$ эВ) импульсами длительностью 50 нс. Крутизна фронтов импульса лазерного возбуждения включая разрешение системы была 0.2 нс. Кинетика ФЛ измерялась системой счета фотонов с временным разрешением. Размер пятна возбуждения составлял 100 $\mu\text{м}$. Образец находился в оптическом гелиевом криостате при температуре больше 1.5 К, либо в криостате растворения при температуре больше 50 мК. Во втором случае возбуждение и сбор сигнала проводились посредством 100 $\mu\text{м}$ световода.

Кинетика фотолюминесценции непрямых экситонов

Зависимость интегрального по времени спектра и кинетики ФЛ от напряжения V_g показана на рисунке 8. При $V_g \lesssim 0.2\text{В}$ основным состоянием является прямой экситон, о чем говорит не зависящая от напряжения энергия линии ФЛ. При $V_g \gtrsim 0.2\text{В}$ основным состоянием становится непрямой экситон и его энергия линейно зависит от V_g [рис 8a].

На рисунке 8b показаны кинетики ФЛ измеренные в максимуме линии ФЛ непрямого экситона усредненного по времени спектра. Отличительной особенностью кинетики ФЛ является быстрое и значительное увеличение интенсивности ФЛ сразу после окончания импульса ФЛ: за ~ 1 нс интенсивность ФЛ увеличивается почти вдвое. Данный эффект (всплеск ФЛ) наблюдался при всех длительностях лазерного возбуждения (от 3 до 500 нс) и при всех исследовавшихся энергиях возбуждения (от 1.598 до 1.94 эВ). Всплеск ФЛ наблюдается только в кинетике ФЛ долгоживущих непрямых экситонов [рис. 8b]. Это явление характерно для непрямых экситонов в различных структурах: эффект также наблюдался в $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ ДКЯ и $\Gamma - X_z\text{AlAs}/\text{GaAs}$ ДКЯ. Необходимым условием существования всплеска ФЛ является малая ширина линии ФЛ, что говорит о малом беспорядке. Всплеск ФЛ не наблюдался при ширинах линии ФЛ больше ~ 3 мэВ. Наибольшая величина всплеска наблюдалась в структуре с наименьшей шириной линии ФЛ.

На рисунке 9a показана зависимость спектра непрямого экситона от времени задержки. Такая зависимость представляет эволюцию энергетического распределения экситонов с весом, пропорциональным вероятности излучательной рекомбинации. Во время импульса возбуждения (временные интервалы a, b и c) линия ФЛ непрямого экситона относительно широкая. Сразу после выключения импульса возбуждения (временной интервал d) высокоэнергетичный хвост линии ФЛ непрямого экситона сильно уменьшается, линия ФЛ и, соответственно, энергетиче-

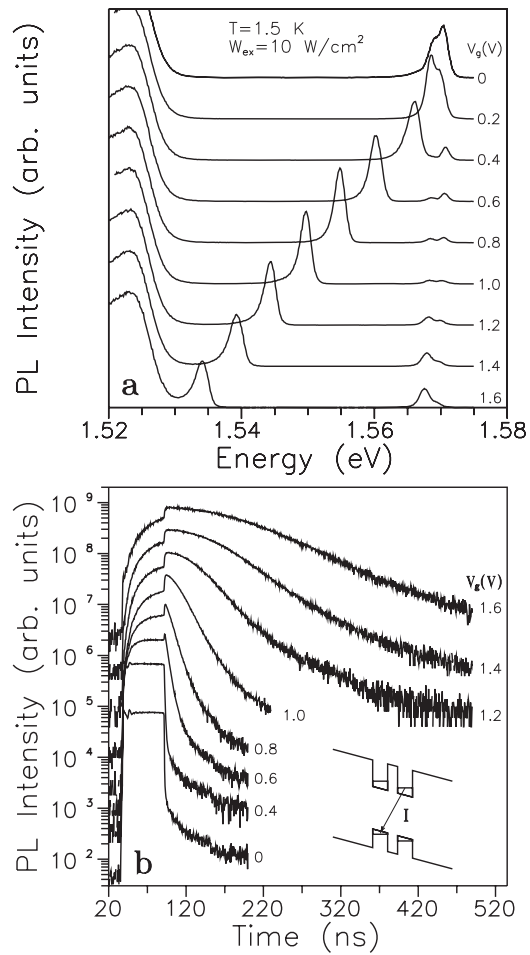


Рис. 8: а) Зависимость усредненного по времени спектра ФЛ от напряжения V_g б) Зависимость кинетики ФЛ записанной в максимуме линии ФЛ от напряжения V_g . Широкая линия в меньших энергиях отвечает излучению n^+ слоев. Кинетика ФЛ прямого экситона при $V_g = 0$ отражает форму импульса лазерного возбуждения

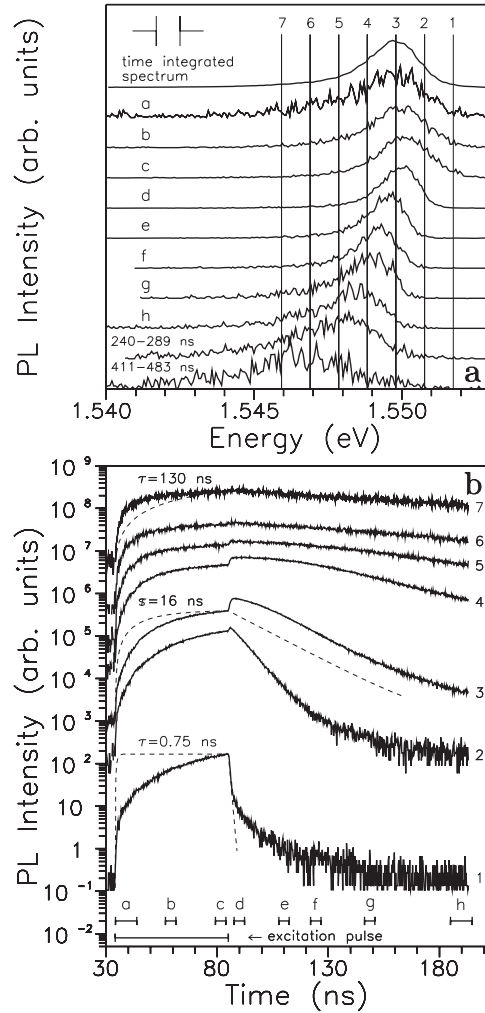


Рис. 9: Зависимость от времени спектра ФЛ непрямого экситона при $V_g = 1$ В, $T = 1.5$ К и $W_{ex} = 10$ В/см² (а). Спектры записаны во временных интервалах, показанных на (b). Прямоугольный импульс возбуждения длительностью ~ 50 нс оканчивается между интервалами с и d. Интенсивности спектров выровнены. Зависимость от энергии кинетики ФЛ непрямого экситона при тех же V_g, T и W_{ex} (b). Кинетики ФЛ измерены на энергиях, показанных на (а). Для сравнения штриховые линии представляют моноэкспоненциальные нарастания/затухания ФЛ с временными константами, соответствующими наибольшим скоростям затухания ФЛ для кинетик 1, 3 и 7.

ческое распределение экситонов резко сужается Рис. 10а и 9а. Сужение линии сопровождается увеличением интегральной по спектру интенсивности ФЛ в 1.5 (1.4) раза, а максимальной интенсивности ФЛ в 2.3 (1.9) раза для данных на Рис. 10а (Рис. 9а). Уменьшение относительной интенсивности высокоэнергетического хвоста линии ФЛ после выключения импульса возбуждения связано с резким понижением температуры экситонов. При дальнейшем увеличении времени задержки линия ФЛ непрямого экситона монотонно уширяется и сдвигается в сторону меньших энергий. Сдвиг линии ФЛ с увеличением времени задержки связан (1) с энергетической релаксацией экситонов в хаотическом потенциале в плоскости ДКЯ: экситоны мигрируют в плоскости ДКЯ в поисках более низкоэнергетических локальных минимумов хаотического потенциала с испусканием акустических фононов (такой механизм энергетической релаксации экситонов характеризуется широким распределением времен) [48]; (2) с тем, что более высокоэнергетичные экситоны имеют большую скорость рекомбинации вследствие их большего радиуса локализации [51].

Другой стороной зависимости спектра ФЛ от времени является зависимость кинетики ФЛ от энергии (Рис. 9b). Время нарастания интенсивности ФЛ монотонно уменьшается с уменьшением энергии; на больших энергиях (кинетики 1-3) нарастание интенсивности ФЛ более медленное, чем моноэкспоненциальное нарастание, показанное штриховыми линиями, в то время как на малых энергиях (кинетики 6 и 7) - более быстрое. Всплеск ФЛ максимален в максимуме интегрального по времени спектра ФЛ (кинетики 3) и не наблюдается на хвостах спектра. Время затухания ФЛ монотонно увеличивается с уменьшением энергии. Затухание ФЛ является более быстрым на больших энергиях (1) вследствие возможности энергетической релаксации как в импульсном пространстве, так и в хаотическом потенциале в плоскости ДКЯ (см. выше), и (2) вследствие того, что более высокоэнергетичные экситоны имеют большую скорость рекомбинации вследствие их большего радиуса локализации [51]. Отметим, что на наибольших временах задержки и на наименьших энергиях медленная рекомбинация независимо локализованных в разных потенциальных минимумах электронов и дырок также может вносить значительный вклад в ФЛ не прямых экситонов [56, 39]. Всплеск ФЛ не наблюдается для высокоэнергетичных состояний, по-видимому, вследствие их большой скорости затухания/релаксации. Всплеск ФЛ не наблюдается для низкоэнергетических экситонных состояний, по-видимому, вследствие их сильной локализации. Энергетическая релаксация экситонов из высокоэнергетических локальных минимумов потенциала увеличивает заполнение нижних по энергии состояний и, следовательно, также

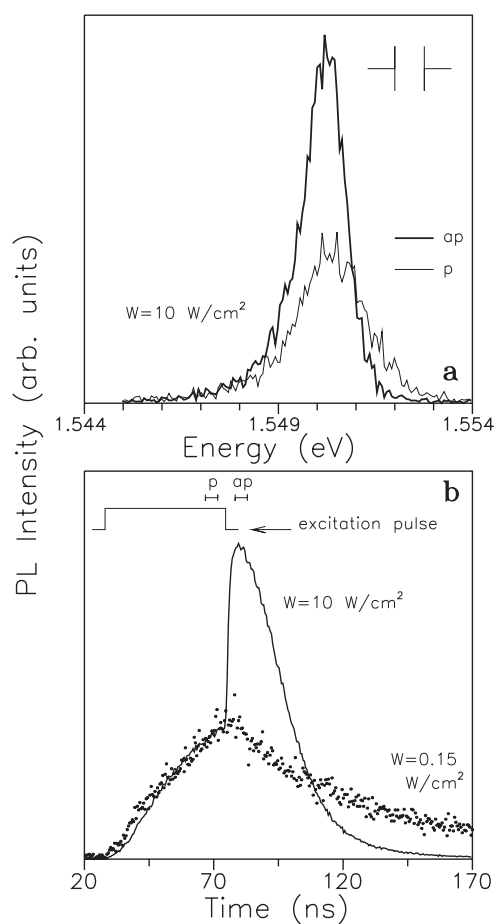


Рис. 10: (а) Спектры ФЛ непрямого экситона, измеренные во временных интервалах длительностью 5 нс непосредственно до (р) и после (ар) выключения импульса возбуждения. Спектральное разрешение системы регистрации представлено справа. (б) Измеренная кинетика ФЛ непрямого экситона при малой и большой плотностях возбуждения. Кинетики нормированы так, чтобы интенсивности в конце импульса возбуждения были равны. Импульс возбуждения и временные интервалы, в которых измерялись спектры, схематично показаны сверху. $T_{bath} = 50$ мК, $B = 0$, $V_g = 1$ В.

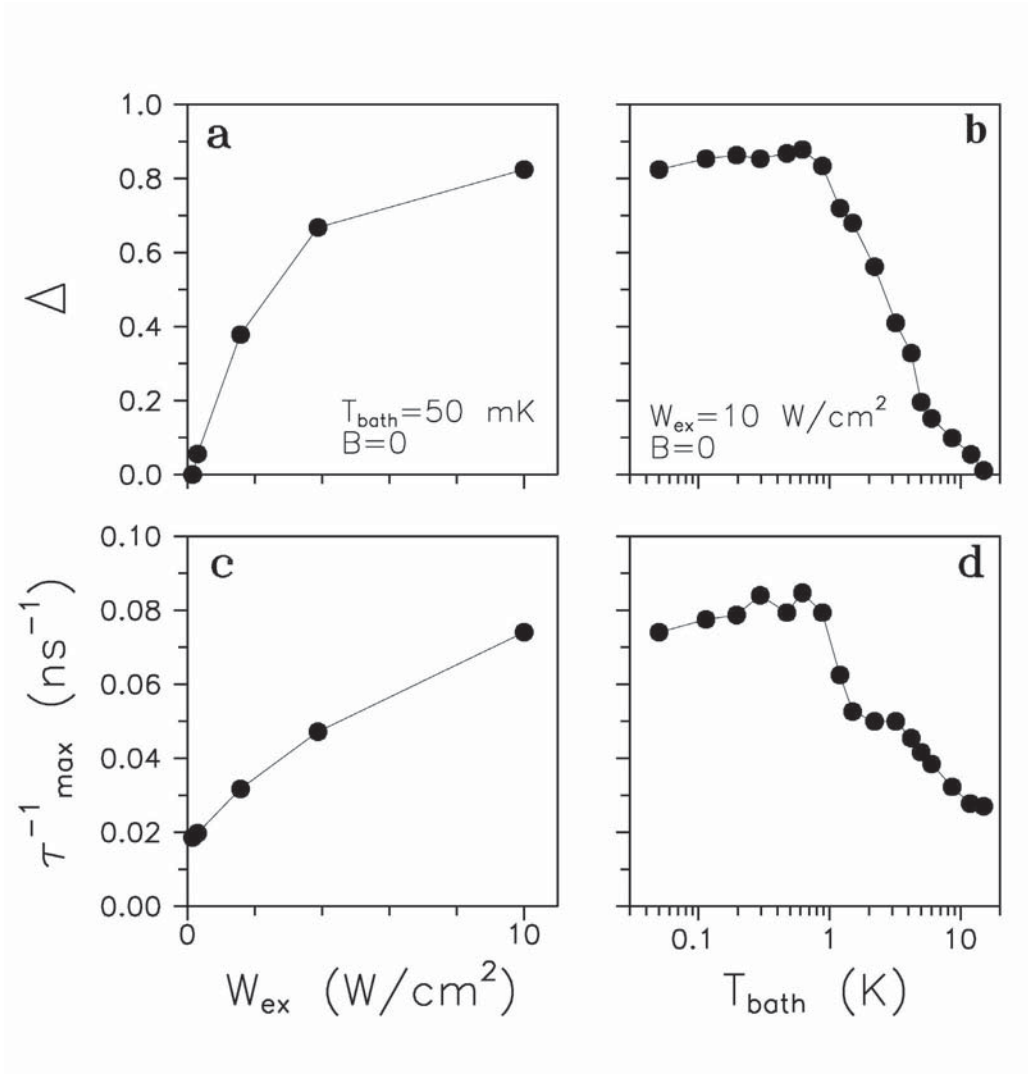


Рис. 11: Увеличение интенсивности ФЛ не прямых экситонов после окончания возбуждения, $\Delta = \ln(I_{PL-max}/I_{PL-pulse-end})$, (a-b) и максимальная скорость затухания ФЛ не прямых экситонов (c-d) в зависимости от плотности возбуждения и температуры.

вносит вклад в увеличение интенсивности ФЛ на фиксированной энергии после окончания импульса возбуждения. Малая скорость затухания ФЛ сразу после окончания возбуждения обусловлена притоком фотовозбужденных высокоэнергетических экситонов вследствие энергетической релаксации в импульсном пространстве и хаотическом потенциале в плоскости. Отметим, что быстрое нарастание и насыщение интенсивности ФЛ для низкоэнергетических экситонных состояний (кинетика 7 на Рис. 9b) указывает на относительно низкую кратность вырождения этих состояний вследствие их малой площади локализации.

Эффект всплеска ФЛ существует при низких температурах и больших плотностях возбуждения. На рис. 11 показана зависимость амплитуда всплеска ФЛ и максимальная скорость затухания ФЛ зависят от плотности возбуждения и температуры. При низких плотностях возбуждения или высоких температурах затухание ФЛ непрямого экситона линейно.

Всплеск ФЛ и скорость излучательной рекомбинации непрямых экситонов чувствительны к изменению температуры бани уже при температуре ниже 1 К (Рис. 11), что свидетельствует о том, что при низкой температуре бани экситоны в локальных минимумах хаотического потенциала термализуются до температур ниже 1 К. Поэтому наблюдаемая ширина линии излучения ~ 10 К (Рис. 10, 9) свидетельствует о большом числе локальных минимумов в пятне возбуждения, распределение экситонов между которыми является неравновесным.

Анализ кинетики ФЛ: стимулированного рассеяние экситонов в оптически активные состояния

Интегральная интенсивность ФЛ экситона остается практически неизменной при изменении V_g , в то время как время жизни изменяется на несколько порядков (Рис. 8). Следовательно, доминирующим механизмом рекомбинации непрямых экситонов в исследуемых образцах высокого качества является излучательная рекомбинация. Для делокализованных, свободных в плоскости, 2D экситонов только состояния с малыми импульсами центра масс $|\mathbf{p}_{\parallel}| \leq p_0 \simeq E_g \sqrt{\epsilon_b}/c$ могут излучательно прорекомбинировать [9, 10, 11, 12, 13, 15]. Поэтому кинетика ФЛ экситонов определяется кинетикой заполнения оптически активных низкоэнергетических экситонных состояний $E \leq E_{k_0} = \hbar^2 k_0^2 / 2M_x \simeq 0.1$ мэВ ($E_{k_0}/k_B \simeq 1.2$ К). Заполнение этих состояний (так называемой излучательной зоны) увеличивается вследствие энергетической релаксации фотовозбужденных высокоэнергетических экситонов путем испускания

LA-фононов и уменьшается вследствие рекомбинации низкоэнергетических экситонов (Рис. 12). Всплеск ФЛ означает резкое увеличение чисел заполнения низкоэнергетических экситонных состояний в излучательной зоне $N_{E \leq E_{k_0}}$ после окончания импульса возбуждения.

Перед теоретическим анализом отметим, что экспериментально наблюдаемое резкое увеличение заполнения низкоэнергетических экситонных состояний – всплеск ФЛ, наблюдается в области параметров, в котором заполнение экситонных состояний является большим: (1) в непрямом режиме, характеризующемся медленной рекомбинацией экситонов, (2) при больших плотностях возбуждения и, следовательно, больших плотностях экситонов и (3) при низких температурах (Рис. 8 - 11). В этой же области параметров наблюдается наибольшая скорость затухания ФЛ.

Всплеск ФЛ объясняется тем, что сразу после выключения импульса лазерного возбуждения скорость релаксации в область оптически активных состояний существенно превышает скорость излучательной рекомбинации. Благодаря этому происходит быстрое увеличение чисел заполнения оптически активных состояний и, соответственно, интенсивности ФЛ.

Скорость нарастания сигнала ФЛ после окончания импульса ФЛ определяется скоростью увеличения чисел заполнения оптически активных состояний, т.е. скоростью релаксации в эти состояния. Важным экспериментальным фактом является существенное увеличение этой скорости с увеличением плотности экситонов. Мы предполагаем, что это увеличение является одним из проявлений процесса *стимулированного рассеяния* в оптически активные состояния. Скорость затухания ФЛ газа непрямых экситонов зависит от доли экситонов в оптически активном состоянии. При очень низкой температуре почти все экситоны находятся в области оптически активных состояний и скорость затухания ФЛ определяется вероятностью излучательной рекомбинации экситона. При повышении температуры доля экситонов в оптически активных состояниях уменьшается, и соответственно уменьшается скорость затухания ФЛ. При увеличении плотности возбуждения температура не уменьшается, но мы, тем не менее, видим что скорость затухания увеличивается. Это значит, что с увеличением плотности экситонов увеличивается доля экситонов в оптически активных состояниях. Процесс стимулированного рассеяния в оптически активные состояния объясняет такое поведение скорости затухания ФЛ. Таким образом, мы предполагаем, что увеличение скорости затухания ФЛ с увеличением плотности возбуждения является еще одним проявлением процесса стимулированного рассеяния.

Такое предположение подтверждается теоретическими расчетами, ко-

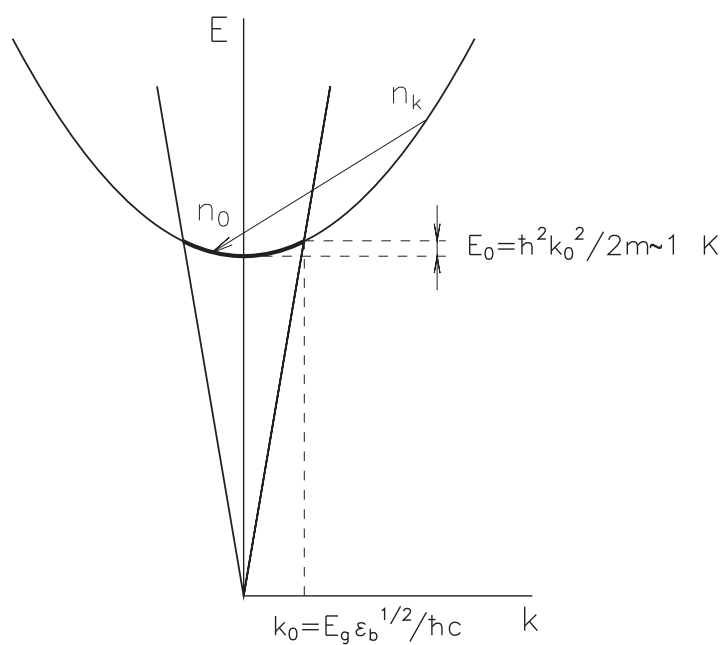


Рис. 12: Схема дисперсии экситона и фотона. Оптически активные экситонные состояния отмечены жирной кривой. Энергетическая релаксация фотовозбужденных высокоэнергетических экситонов путем испускания LA-фононов показана стрелкой.

торые хорошо воспроизводят кинетику ФЛ, наблюдаемую в эксперименте. Кинетика ФЛ была рассчитана А.Л. Ивановым и Р.В. Littlewood [57].

Термализация непрямых экситонов с энергией ниже порога испускания оптического фонона определяется кинетикой энергетической релаксации в основное состояние $\mathbf{p}_{\parallel} = 0$ с испусканием LA-фононов [58]:

$$\frac{\partial}{\partial t} N_{E=0} = \frac{2\pi}{\tau_{sc}} \int_1^{\infty} d\varepsilon \varepsilon \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}} \left| F_z \left(a \sqrt{\varepsilon(\varepsilon-1)} \right) \right|^2 \mathcal{L}(N_{E=0}, n_{\varepsilon}^{ph}, N_{\varepsilon}), \quad (1)$$

где интеграл столкновений $\mathcal{L}(N_{E=0}, n_{\varepsilon}^{ph}, N_{\varepsilon}) = [N_{\varepsilon}(1+n_{\varepsilon}^{ph}) + N_{E=0}(N_{\varepsilon} - n_{\varepsilon}^{ph})]$, $\varepsilon = E/E_0 = E/(2M_x v_s^2)$ - безразмерная энергия, $n_{\varepsilon}^{ph} = 1/[\exp(\varepsilon E_0/k_B T_{bath}) - 1]$, n_{ε}^{ph} и N_{ε} - функции распределения объемных LA-фононов и непрямых экситонов, T_{bath} - температура бани, и v_s - продольная скорость звука. Характерное время рассеяния $\tau_{sc} = (\pi^2 \hbar^4 \rho) / (\mathcal{D}^2 M_x^3 v_s)$, где ρ - плотность кристалла, \mathcal{D} - деформационный потенциал. Форм-фактор $F_z(\chi) = [\sin(\chi)/\chi][e^{i\chi}/(1 - \chi^2/\pi^2)]$ относится к бесконечному потенциалу барьеров в КЯ. Эта функция описывает то, что закон сохранения импульса в z -направлении не выполняется и характеризует спектральную зону LA-фононов, которые эффективно взаимодействуют с экситонами в ДКЯ. Безразмерный параметр $a \sim 1$ дается $a = (L_z M_x v_s) / \hbar$, где L_z ширина одной КЯ в ДКЯ структуре.

Интеграл в правой части Ур. 1 характеризует связь моды основного состояния $E = 0$ с континуумом энергетических состояний $E \geq E_0$, а не с одним энергетическим состоянием $E = E_0$, как в объемных материалах. Это означает эффективное охлаждение экситонов в ДКЯ, обусловленное объемными фононами: характерное время термализации τ_{th} экситонов в ДКЯ на два-три порядка величины короче, чем время термализации в объемном GaAs [58].

В наших экспериментах со сверхнизкой температурой бани ($T_{bath} = 50$ мК) $k_B T_{bath} \ll E_0$ и, следовательно, $n_{\varepsilon \geq 1}^{ph} \ll 1$ (в GaAs ДКЯ $E_0 \simeq 46.7$ мэВ, т.е., $E_0/k_B \simeq 540$ мК). Для вырожденного газа экситонов $N_{E=0} > 1$ и стимулированная кинетика, пропорциональная $N_{E=0}$, является доминирующей: Ур. 1 приводит к $\partial N_{E=0} / \partial t = \Lambda N_{E=0}$. В присутствии генерации горячих непрямых экситонов Λ , пропорциональная $N_{\varepsilon \geq 1} - n_{\varepsilon}^{ph}$, положительна (это условие инверсии Фролиха [59]) и большие числа заполнения низкоэнергетических состояний эффективно развиваются со временем.

Вследствие экситон-экситонного взаимодействия при концентрации $n \geq 10^9$ см⁻² термализация происходит через квазиравновесные термодинамические состояния, описываемые функцией распределения Бозе -

Эйнштейна $N_E^{eq}(n, T)$ и эффективной температурой T непрямых экситонов [8]. Здесь, $N_E^{eq} = (1 - e^{-T_0/T}) / (e^{E/k_B T} + e^{-T_0/T} - 1)$, и температура вырождения $T_0 = (\pi \hbar^2 n / (2M_x k_B))$. При нулевой температуре бани релаксационная термодинамика непрямых экситонов аппроксимируется

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{2\pi}{\tau_{sc}} \left(\frac{T^2}{T_0} \right) (1 - e^{-T_0/T}) \int_1^\infty d\varepsilon \varepsilon \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1}} \frac{|F_z(a\sqrt{\varepsilon(\varepsilon - 1)})|^2}{e^{\varepsilon E_0/k_B T} + e^{-T_0/T} - 1} + S_T, \quad (2)$$

где S_T - скорость нагрева непрямых экситонов импульсом накачки. В рамках релаксационной термодинамики число заполнения моды основного состояния $N_{E=0} = e^{T_0/T} - 1$, где, в общем случае T и $T_0 \propto n$ зависят от времени.

В наших экспериментах стимулированная кинетика, приводящая к высокому вырождению низкоэнергетических экситонов, реализуется через несколько наносекунд после импульса возбуждения. В этом случае $S_T = 0$, и $N_{E=0}$ начинает увеличиваться вследствие уменьшения $T(t > \tau_{pulse})$. После импульса возбуждения кинетика термализации на безразмерных временах

$$\tau = (2\pi^{3/2} E_0 t) / (k_B T_0 \tau_{sc}) \gg 1$$

определяется асимптотическим законом

$$k_B T(\tau) = E_0 / \ln(\tau).$$

Динамика заполнения основного состояния при $\tau \gg 1$:

$$N_{E=0}(\tau) = \tau^{k_B T_0 / E_0}. \quad (3)$$

Кинетика ФЛ непрямых экситонов в ДКЯ численно моделируется тремя связанными уравнениями для эффективной температуры $T(t)$, эффективного оптического времени жизни $\tau_{opt}(T, n)$, и концентрации $n(t)$, соответственно. Генерация и нагрев экситонов в ДКЯ вследствие импульса возбуждения включены в кинетику ФЛ. А именно, соответственно дизайну нашего эксперимента, полагается, что при $0 \leq t \leq \tau_{pulse} = 50$ нс импульс возбуждения создает горячие непрямые экситоны на энергии $E^{(0)}$ выше дна экситонной зоны (т.к. непрямые экситоны создаются, главным образом посредством межъямного туннелирования носителей, фотовозбужденных как прямые э-д пары, $E^{(0)}$ близка к энергии прямого экситона, которая на ≈ 20 мэВ выше энергии прямого экситона). Рисунок 13 показывает, что расчеты хорошо воспроизводят кинетику ФЛ непрямых экситонов, наблюдаемую в эксперименте. Согласно вычислениям, представленным на Рис. 13b для максимальных плотностей

возбуждения ($W_{ex} = 10 \text{ В/см}^2$, $n^{max} \simeq 2 - 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) окончание импульса возбуждения сопровождается резким падением T . Это обусловлено выключением генерации горячих не прямых экситонов. В результате увеличивается заполнение оптически активных низкоэнергетических экситонных состояний и интенсивность ФЛ, $I_{PL}(t)$, резко увеличивается в течение нескольких наносекунд после выключения импульса возбуждения (Рис. 13а). Такое резкое увеличение интенсивности ФЛ, всплеск ФЛ, и наблюдается в наших экспериментах при низких T_{bath} , больших W_{ex} , и малых B (см. Рис. 13а).

Согласно Рис. 13с, даже при максимальных W_{ex} , исследованных в наших экспериментах, во время импульса возбуждения число заполнения основного состояния $N_{E=0}(t = \tau_{pulse}) \simeq 1$. Однако, всплеск ФЛ после импульса возбуждения сопровождается $N_{E=0} \gg 1$, т.е., формируется вырожденный Бозе-газ не прямых экситонов. В этом случае стимулированное охлаждение экситонов эффективно увеличивает заселенность основного состояния $\mathbf{p}_{\parallel} = 0$ (задаваемого в соответствии со степенным законом Ур. 3, $N_{E=0} \propto \tau^{2.3}$ для $W_{ex} = 10 \text{ В/см}^2$). Это, как говорилось выше, приводит к увеличению доли экситонов в оптически активных состояниях и, следовательно к увеличению скорости затухания ФЛ.

Концентрация n и температура вырождения $T_0 \propto n$ непрерывно уменьшается со временем после импульса возбуждения, и система движется к классическому распределению, проходя максимум $N_{E=0}^{max} \gg 1$. Динамика термализации после импульса возбуждения замедляется, выходя на зависимость $\Gamma(t) \sim 1/\ln t$ [см. 13b].

Время затухания ФЛ не прямых экситонов, τ_{opt} , чувствительно к энергетическому распределению экситонов. В пределе высокой температуры $T \gg T_0$, E_{k_0} эффективное излучательное время жизни τ_{opt}^{cl} определяется долей экситонов в излучательной зоне:

$$\tau_{opt}^{cl} = \left(\frac{3M_x k_B T}{\hbar^2 k_0^2} \right) \tau_R + \left(\frac{9}{10} - \frac{3M_x k_B T_0}{2\hbar^2 k_0^2} \right) \tau_R, \quad (4)$$

где собственное излучательное время жизни τ_R относится к излучательной рекомбинации не прямых экситонов основного состояния $\mathbf{p}_{\parallel} = 0$ [8]. Оптическое время жизни сильно вырожденных не прямых экситонов $\tau_{opt}^q (T \ll T_0) \rightarrow 2\tau_R$. Накопление не прямых экситонов с числами заполнения $N_E^{eq} \gg 1$ вблизи основного состояния приводит к вышеуказанному пределу. Фактор 2 в выражении для τ_{opt}^q связан с оптически неактивными, "темными"(триплетными), экситонными состояниями. Переход от $\tau_{opt}^{cl} \propto T$ (Ур. (4)) к $\tau_{opt}^q \simeq 2\tau_R$ происходит при эффективной температуре $T \simeq E_{k_0}/k_B$. При $T \leq E_{k_0}/k_B$ эффективное излучательное время жизни

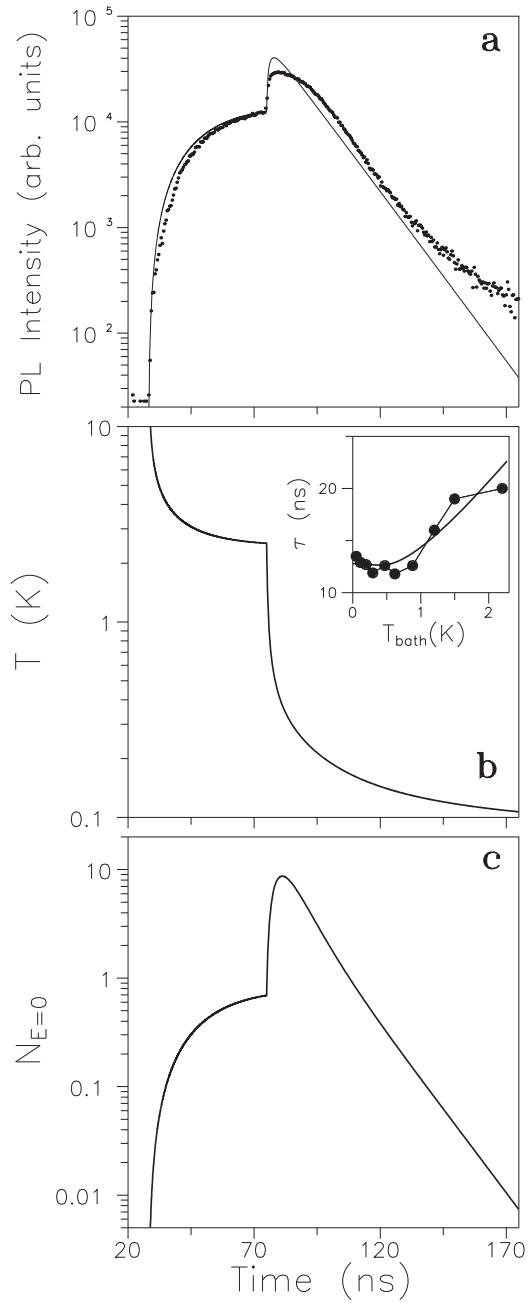


Рис. 13: Расчитанная кинетика (a) ФЛ непрямого экситона, (b) эффективной экситонной температуры, и (c) числа заполнения основного состояния (линии) при параметрах, соответствующих экспериментальным данным при $W_{ex} = 10$ В/см², $T_{bath} = 50$ мК, и $B = 0$, показанных точками. Вставка: зависимость измеренного (точки) и расчитанного (кривая) излучательного времени жизни не прямых экситонов τ_{opt} от температуры бани.

τ_{opt} приближается к $2\tau_R$ приблизительно независимо от степени квантового вырождения, т.к. в этом случае экситоны, в основном, распределены в излучательной зоне $|\mathbf{p}_{\parallel}| \leq p_0$. Скорость затухания ФЛ после всплеска ФЛ определяется эффективным оптическим временем жизни τ_{opt} . Экспериментальные и теоретические зависимости τ_{opt} от температуры бани показаны на вставке Рис. 13. Единственным подгоночным параметром в вычислениях τ_{opt} является собственное излучательное время жизни τ_R . В эксперименте при низких $T_{bath} \ll E_{k_0}/k_B$ возможно измерение собственного излучательного времени жизни τ_R не прямых экситонов: вставка Рис. 13 показывает, что при низких T_{bath} оптическое время жизни τ_{opt} насыщается и приближается к $2\tau_R$.

Фотолюминесценция непрямых экситонов в присутствии магнитного поля

Здесь представлены результаты исследований поведения экситонов в магнитном поле [55, 54, 60]. Магнитное поле приводит к модификации дисперсии экситона, что существенно влияет на их коллективные свойства.

Перпендикулярное плоскости КЯ магнитное поле

Перпендикулярное плоскости КЯ магнитное поле приводит к уменьшению боровского радиуса экситона и увеличению энергии связи экситона. Также, магнитное поле приводит смешиванию внутренней структуры экситона с движением его центра масс [61], что приводит к увеличению его эффективной массы. В частности, эффективная масса непрямого экситона увеличивается в 3 раза в поле $B_{\perp} = 4$ Тл и в 10 раз в 16 Тл (при расстоянии между КЯ $d = 11.5$ нм [45, 62]).

Зависимость спектра ФЛ от магнитного поля показана на рис. 14а. Интенсивность ФЛ остается практически неизменной, что говорит о том, что излучательная рекомбинация остается доминирующей. Сдвиг энергии непрямого экситона в магнитных полях > 6 Тл линеен [рис. 14б]. Сдвиг энергии экситонного резонанса при увеличении магнитного поля связан с изменением циклотронной энергии электронов и дырок и увеличением энергии связи экситона из-за возрастания перекрытия волновых функций электрона и дырки:

$$E_{D,I} = \frac{1}{2}(\hbar\omega_{ce} + \hbar\omega_{ch}) - E_{b(I,D)}$$

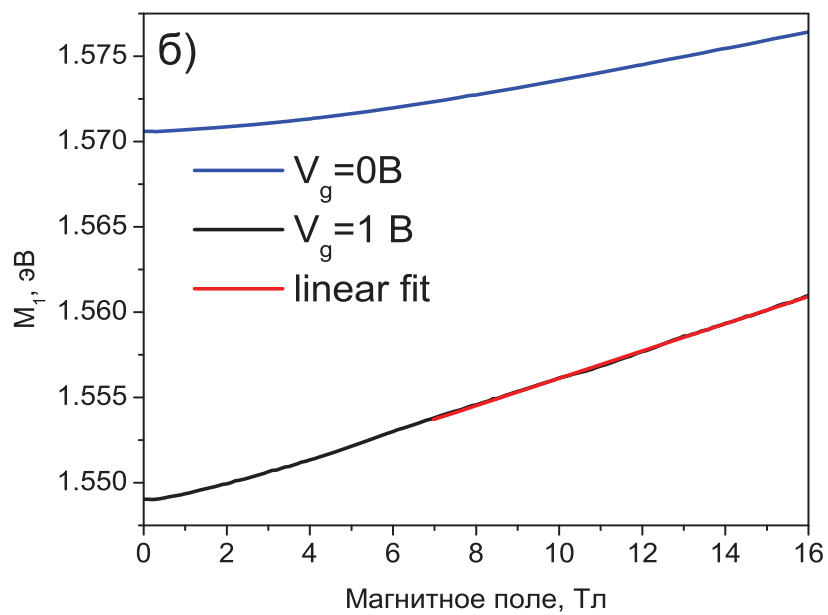
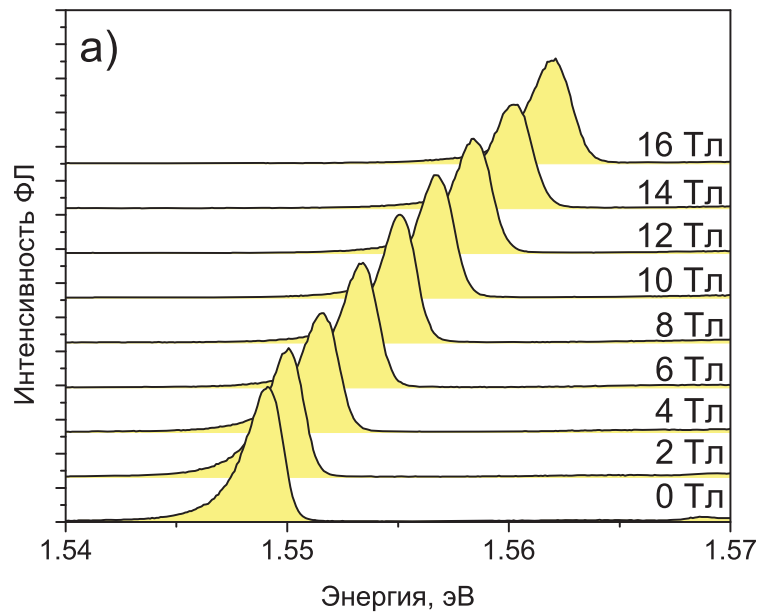


Рис. 14: а) Зависимость спектра ФЛ от магнитного поля в непрямом режиме ($V_g = 1.0\text{В}$) при температуре 50 мК и плотности возбуждения 0.07 Вт/см^2 . б) Первый момент (положение) линии ФЛ прямого ($V_g = 0$) и непрямого ($V_g = 1\text{В}$) экситонов в зависимости от магнитного поля.

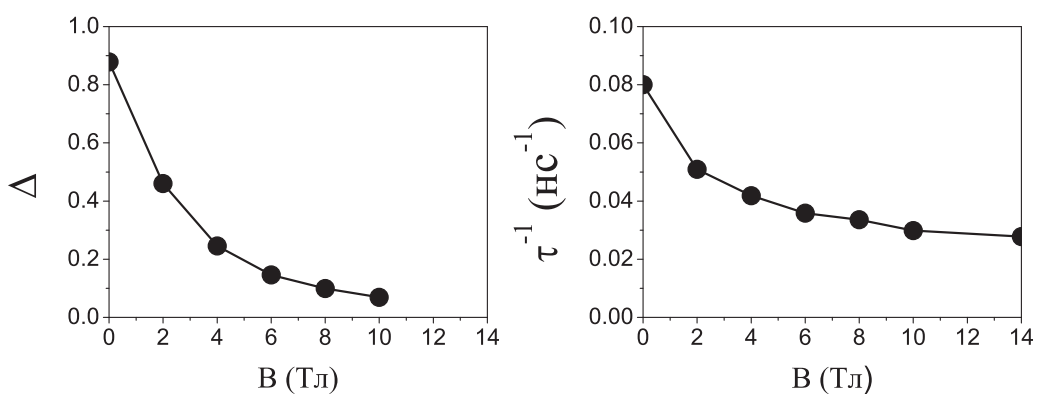
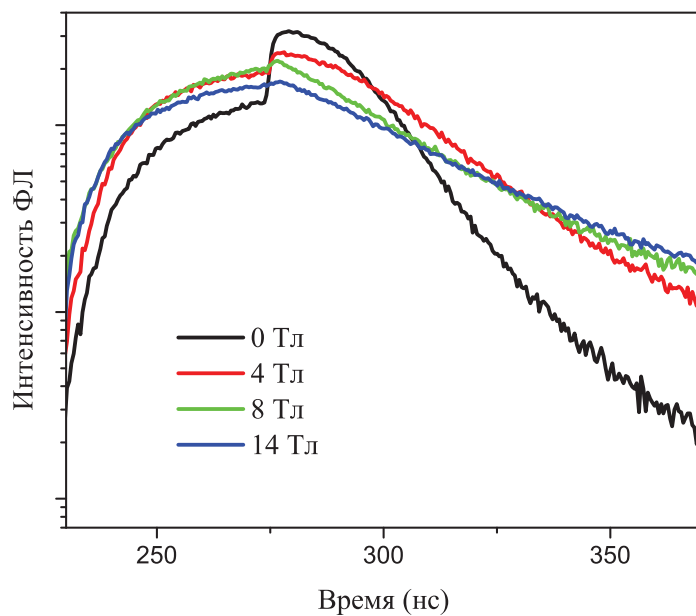


Рис. 15: Вверху: Зависимость кинетики ФЛ непрямого экситона от магнитного поля 50 мК и плотности возбуждения 10 Вт/см². Внизу: зависимость амплитуды всплеска ФЛ $\Delta = \ln(I_{PLMAX}/I_{PLpulseend})$ и времени затухания ФЛ от магнитного поля.

где $\hbar\omega_{ce,h}$ - циклотронные энергии электронов и дырок, а $E_{b(I,D)}$ - энергия связи экситона. из рис. 14б видно, что сдвиг энергии прямого экситона меньше сдвига непрямого, что связано с более сильным увеличением энергии связи прямого экситона. В пределе сильного магнитного поля [44] $E_D \sim 1/l_b \sim B^{1/2}$, а $E_I \sim (l_b^2 + d^2)^{1/2} \sim const$, что объясняет линейную зависимость сдвига линии ФЛ непрямого экситона от магнитного поля при больших его значениях.

На рис.15 показаны изменения кинетики ФЛ непрямого экситона при увеличении магнитном поля. Происходит увеличение времени затухания ФЛ и уменьшение амплитуды всплеска ФЛ (два нижних графика рис. 15). Эффект можно объяснить тем, что эффективной масса значительно увеличивается при увеличении магнитного поля. Во-первых, при этом 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 оптически активные состояния. Увеличение энергии связи экситона и уменьшение его борковского радиуса не оказывает определяющего влияния на кинетику ФЛ (в отличие от результата для AlAs/GaAs ДКЯ с малым d [26]), что связано с большим расстоянием d между электроном и дыркой образующими экситон.

Параллельное плоскости КЯ магнитное поле

Эффективная температура системы экситонов, находящейся в состоянии квазиравновесия, определяется соотношением скорости рекомбинации и релаксации. Низкая эффективная температура может быть достигнута в случае, если скорость рекомбинации мала, т.е. время жизни экситонов велико.

Большим временем жизни характеризуются экситоны в системах где (а) основное состояние оптически неактивно, например экситоны в Cu_2O ; (б) электроны и дырки разделены в пространстве, как в нашем случае $AlGaAs/GaAs$ ДКЯ; (в) экситон является непрямым в пространстве квазиимпульсов.

Смешивание внутренней структуры экситона с движением центра масс приводит к тому, что в прямом полупроводнике в скрещенных электрическом и магнитном полях основное экситонное состояние будет непрямым в пространстве квазиимпульсов. В частности, пространствен-

но непрямой экситон в ДКЯ должен стать прямым в пространстве квазиимпульсов в магнитном поле параллельном плоскости КЯ. Таким образом, магнитное поле параллельное плоскости КЯ должно позволить контролируемым образом увеличивать время жизни экситонов.

Благодаря трансляционной симметрии в плоскости $\{\hat{x}, \hat{y}\}$ КЯ и калибровочной инвариантности сохраняющейся величиной является магнетоимпульс \mathbf{P} . Используя калибровочное соотношение $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\mathbf{B}_\perp \times \mathbf{r} + \hat{x}B_y z - \hat{y}B_x z$, мы получим $\mathbf{P} = -i\frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} + \frac{e}{2c}\mathbf{B}_\perp \times \mathbf{r} + \frac{e}{c}B_\parallel \times d\hat{z}$ [44, 61]. Таким образом, в системе с разделенными расстоянием d слоями параллельные плоскости КЯ магнитное поле приведет к сдвигу дисперсии экситона на величину $p_B = \frac{e}{c}B_\parallel \times d\hat{z}$.

Обратимся к экспериментальным результатам. На рис. 16а показаны изменения спектра ФЛ экситонов при приложении магнитного поля, параллельного плоскости КЯ. Энергия ФЛ непрямого экситона монотонно увеличивается, при этом интенсивность ФЛ уменьшается. Энергия линии ФЛ прямого экситона при этом остается практически неизменной. Данное поведение спектров ФЛ можно объяснить сдвигом дисперсии экситона в параллельном магнитном поле.

Для нелокализованных двумерных экситонов оптически активными являются только состояния внутри радиационной зоны с квазиимпульсом $k \leq k_0 \approx E_g\sqrt{\epsilon_b}/\hbar c$ (рис. 17). Для *GaAs* КЯ, $k_0 \approx 3 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, что гораздо меньше сдвига дисперсии $k_B = p_B/\hbar$ в больших магнитных полях (в $B = 10 \text{ Тл}$ $k_B \approx 2 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$). Энергия ФЛ экситонов определяется их энергией внутри радиационной зоны. Если пренебречь небольшим диамагнитным сдвигом подзоны размерного квантования в магнитном поле, то увеличение энергии ФЛ непрямого экситона должно быть квадратично в случае параболического закона дисперсии. Величина сдвига составит $E_{p=0} = p_B^2/2M = e^2 d^2 B^2 / 2Mc^2$. В частности, экспериментальное изучение величины энергетического сдвига от параллельного магнитного поля можно использовать для измерения дисперсии экситона, так как это позволяет увидеть экситонные состояния удаленные от минимума дисперсии. В полях меньших 7 Тл энергетический сдвиг линии ФЛ составил 0.062 мэВ/Тл² (линия на вставке в рис. 16а), что соответствует массе экситона $M = 0.21m_0$. Это значение близко к рассчитанной массе экситона на тяжелой дырке в *GaAs* КЯ $\approx 0.25m_0$ ($m_e = 0.067m_0$ и рассчитанная масса тяжелой дырки в $k = 0$ $m_h = 0.18 m_0$ согласно [63]). На рис. 14 видно, что сдвиг линии ФЛ в магнитных полях, больших 8 Тл существенно отклоняется от квадратичного закона. Мы считаем, что это связано с перенормировкой экситонной массы из-за влияния магнитного поля. Это отклонение должно стать существенным, когда магнитная

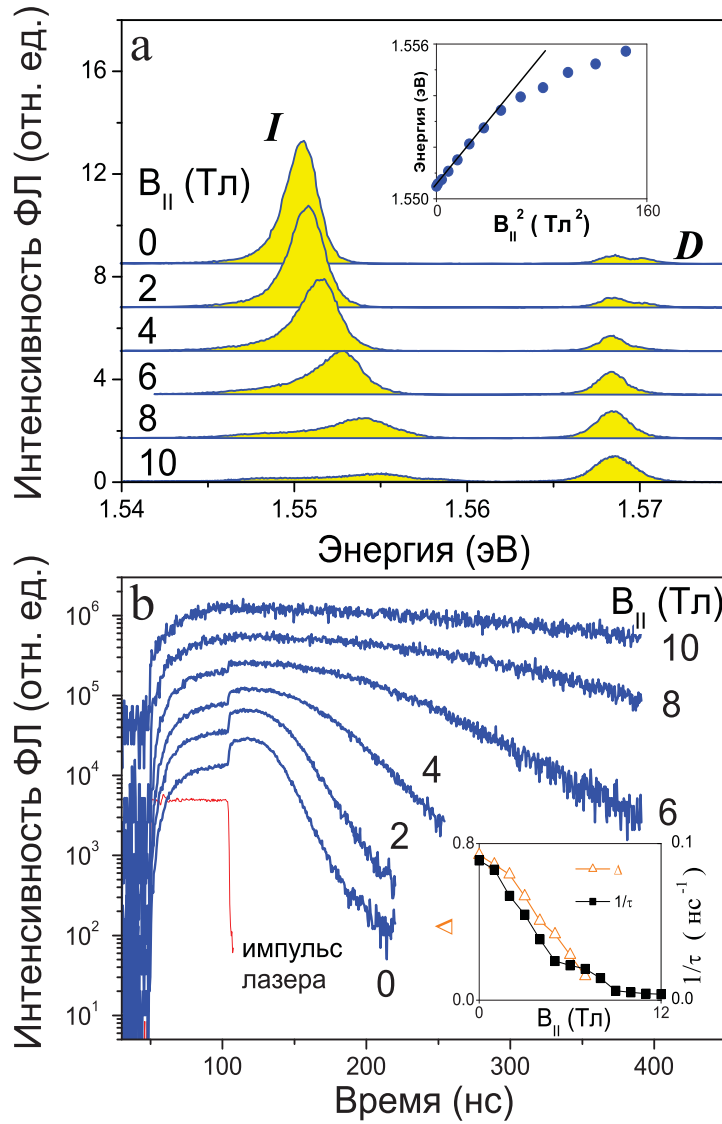


Рис. 16: Зависимость от магнитного поля B_{\parallel} усредненных по времени спектров ФЛ (a) и кинетики ФЛ непрямого экситона (b). Напряжение на затворе $V_g = 1$ В, температура гелиевой бани 1.5 К. На верхней вставке: Энергия линии ФЛ непрямого экситона в зависимости от квадрата параллельного плоскости КЯ магнитного поля. На нижней вставке: Наибольшая скорость затухания ФЛ в максимуме линии ФЛ и амплитуда всплеска ФЛ $\Delta = \ln(I_{PL-max}/I_{PL-pulse-end})$ в зависимости от магнитного поля.

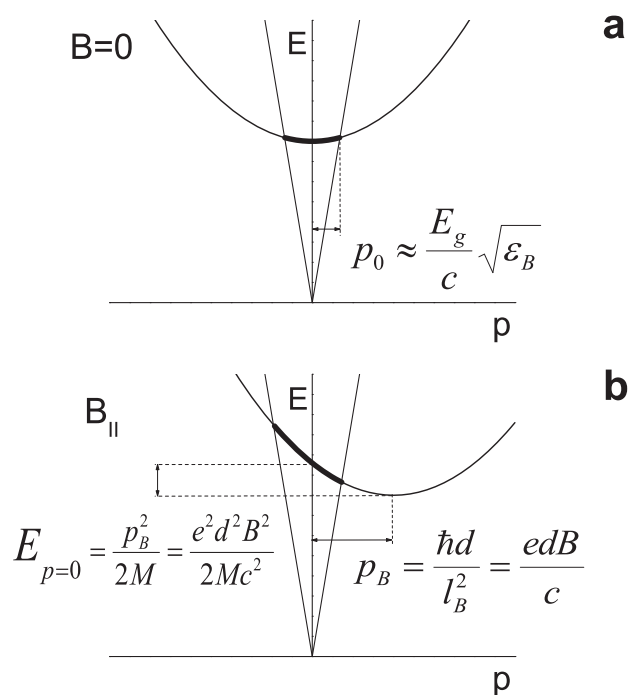


Рис. 17: Схема дисперсии непрямого экситона в нулевом магнитном поле (а) и в конечном магнитном поле параллельном плоскости КЯ. Также, изображена дисперсия фотона и жирным показаны оптически активные состояния.

длина $l_B \sim d$, это условие выполняется при 8 Тл. Вклад связанный с непараболичностью дисперсии дырок, по видимому мал, так как расщепление между уровнями тяжелой и легкой дырок в данной структуре (17 мэВ) значительно больше сдвига линии ФЛ.

Параллельное плоскости КЯ магнитное поле приводит к изменению кинетики ФЛ (рис. 16b). Основной особенностью кинетики ФЛ в нулевом магнитном поле является увеличение интенсивности ФЛ после окончания импульса лазерного возбуждения (всплеск ФЛ). Как обсуждалось в предыдущей главе, этот всплеск связан с резким увеличением заселенности нижележащих экситонных состояний, являющихся оптически активными, после окончания импульса лазерного возбуждения. В параллельном магнитном поле всплеск ФЛ пропадает (рис. 16b). Действительно, в параллельном магнитном поле, состояния в минимуме дисперсии экситона не являются оптически активными (рис. 17) и увеличение их заселенности не приведет к увеличению интенсивности ФЛ.

Уменьшение усредненной по времени интенсивности ФЛ говорит о том, что с увеличением магнитного поля, параллельного плоскости КЯ, происходит увеличение доли экситонов которые рекомбинируют безызлучательно. Радиационное время жизни системы экситонов определяется долей экситонов, находящихся в области оптически активных состояний. В магнитном поле эта доля значительно уменьшается, что приводит к увеличению излучательного времени жизни системы экситонов. Излучательное время жизни становится больше безызлучательного, следствием чего является падение усредненной по времени интенсивности ФЛ. На рис. 16b видно значительное увеличение времени затухания ФЛ, связанное с увеличением излучательного времени жизни. Таким образом, мы реализовали условия, в которых пространственно не прямой экситон является непрямым и в пространстве квазиимпульсов.

Температурная зависимость кинетики ФЛ в параллельном магнитном поле (рис. 18a) позволяет еще раз продемонстрировать безызлучательный характер основного состояния. В отсутствие магнитного поля увеличение температуры приводит к уменьшению доли экситонов находящихся в оптически активных состояниях и увеличению заполнения темных состояний с большим квазиимпульсом. Следовательно, излучательное время жизни увеличивается при увеличении температуры что видно на рис. 18b. В параллельном магнитном поле ситуация противоположная: повышение температуры приводит к уменьшению времени затухания ФЛ (рис. 18a). Это происходит из-за того, что повышение температуры увеличивает заселение оптически активных экситонных состояний, которые находятся не в минимуме дисперсионной кривой.

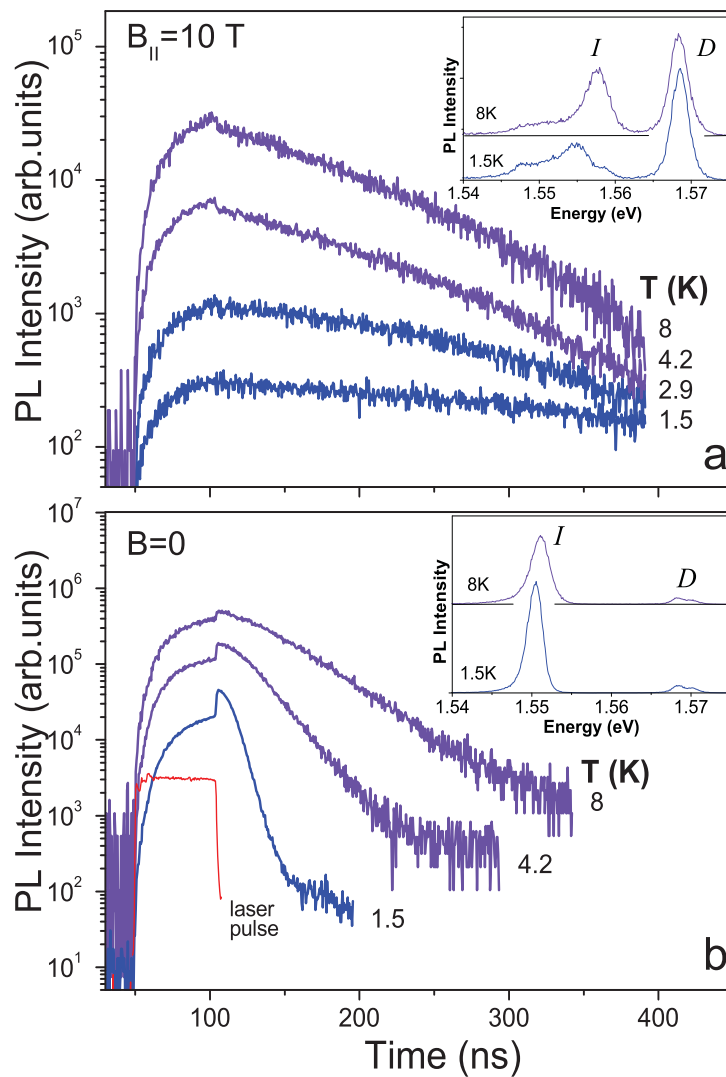


Рис. 18: Температурная зависимость кинетики ФЛ непрямого экситона, измеренная в максимуме линии ФЛ, в параллельном магнитном поле (a) 10 Тл и (b) 0 Тл. На вставках изображены соответствующие усредненные по времени спектры ФЛ

Поляритоны в периодических квантовых ямах

В этой главе представлены результаты исследования поляритонов в периодических КЯ [64, 65]. Как обсуждалось в предыдущих главах большое время жизни, т.е. затрудненная излучательная рекомбинация экситонов существенна для получения низкой температуры газа экситонных квазичастиц. Для этого можно уменьшить перекрытие волновых функций электронов и дырок или сделать экситон непрямым в по квазиимпульсу, о чем было рассказано в предыдущей главе. Еще один способ затруднить излучательную рекомбинацию экситонов заключается в модификации плотности фотонных состояний [21]. Действительно, вероятность A спонтанного перехода из состояния $|i\rangle$ в $|f\rangle$ можно записать в виде “золотого правила”:

$$A = \left[\frac{|\langle f | H | i \rangle|^2}{\hbar^2} \right] \rho(\omega)$$

здесь $\rho(\omega)$ - плотность фотонных состояний. Если энергия излучаемого фотона находится в области запрещенных фотонных состояний, то вероятность такого процесса будет мала. Таким образом, если экситонный уровень будет находится внутри запрещенной зоны фотонного кристалла, то излучательная рекомбинация будет затруднена. Заметим, что можно и увеличить вероятность спонтанной рекомбинации, если экситонный уровень находится в резонансе с модой оптического резонатора. В частности, если добротность резонатора Q то вероятность перехода будет $A_c \simeq QA$. Заметим, что в трехмерном случае для увеличения времени жизни состояния необходимо наличие фундаментальной фотонной щели, т.е. необходимо, чтобы распространение электромагнитных волн было запрещено во всех направлениях. В нашем случае будет исследоваться структура, содержащая периодические слои. В таких структурах запрещенная фотонная зона не является фундаментальной. Но наличие выраженной дисперсии исследуемых экситонных частиц квазичастиц в

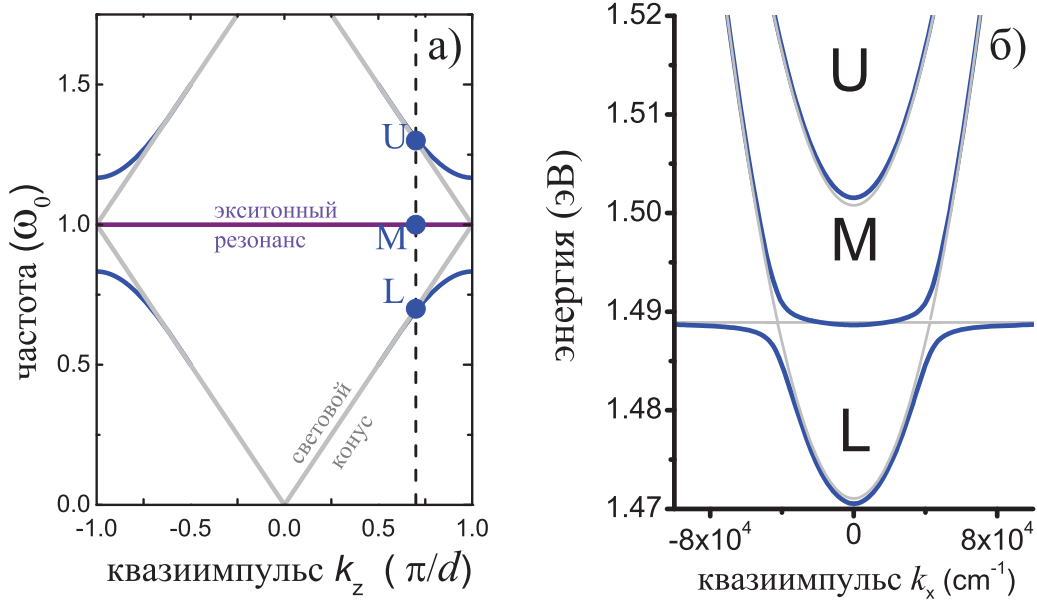


Рис. 19: (а) схема дисперсии поляритона в ПКЯ в направлении z перпендикулярном плоскости КЯ. (б) дисперсия в плоскости КЯ поляритонной моды с квазиимпульсом по z равным $0.99\frac{\pi}{d}$. Серым показаны дисперсии фотона и экситона в отсутствие экситон-фотонного взаимодействия.

плоскости слоев приводит к тому, что другой угол излучения будет соответствовать состоянию с другим квазиимпульсом и другой энергией. Т.е. поляритон находится в кинетической ловушке. К тому же, благодаря наличию выраженной дисперсии, плотность поляритонных состояний может быть маленькой, т.е. поляритоны могут обладать малой эффективной массой. Соответственно, малая эффективная масса приведет к высокой температуре вырождения газа поляритонов.

Исследовалась структура содержащая периодические квантовые ямы расположенные на расстоянии d приблизительно равном половине длины экситонного резонанса. Экситон фотонное взаимодействие приводит в таких структурах к образованию фотонной запрещенной зоны с экситонным резонансом посередине как показано на рис. 19а. Образуются три поляритонные ветви верхняя U нижняя L происходящие из дисперсии фотона и средняя M посередине.

Дисперсионное соотношение для поляритонов в ПКЯ согласно [23, 66]:

$$\cos(k_z d) = \cos(q_z d) - \frac{\Gamma_0 q / q_z}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \sin(q_z d), \quad (5)$$

где k_z – z-компонента волнового вектора поляритона, приведенная к первой зоне Бриллюэна фотонного кристалла, т.е. $|Re k_z| \leq \pi/d$. $q = \omega/\hbar c$ – импульс фотона, $q_z = \sqrt{\varepsilon_b q^2 - q_x^2}$ – z-компонента импульса фотона, где q_x – импульс фотона в плоскости КЯ. Так как импульс сохраняется в плоскости КЯ то $k_x = q_x$. Γ_0 и Γ это константы излучательного и безызлучательного затухания экситона в одиночной КЯ, а ω_0 – энергия экситонного резонанса. В случае конечного числа КЯ существует дискретный набор значений проекции волнового вектора k_z . При большом числе КЯ N , значения волнового вектора становятся действительными и эквидистантными [67]. В этом случае уравнение (5) можно записать:

$$\cos(k_z^j d) = \cos(q_z d) - \frac{\Gamma_0(\omega_0 - \omega)q/q_z}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2} \sin(q_z d), \quad (6)$$

где $k_z^j = \frac{\pi}{d} \frac{j}{N}$, $j = 1, \dots, N$. Решением этого уравнения являются энергии собственных мод поляритонов в ПКЯ. На рис. 19б показана рассчитанная по формуле (6) дисперсия поляритонов в плоскости для моды с $j = 99$. Величина расщепления в области антипересечения дисперсий фотона и экситона определяется величиной Γ_0 .

Образец и экспериментальная методика

Исследуемый образец был выращен методом молекулярно пучковой эпитаксии и содержал 100 $In_{0.04}Ga_{0.96}As$ квантовых ям (КЯ) толщиной 8.5 нм разделённых $GaAs$ барьерами. Малая концентрация In использовалась для того, чтобы фоновые диэлектрические проницаемости КЯ и барьеров были близки. Структура была выращена таким образом, что расстояние между КЯ d плавно менялось вдоль одной из осей в плоскости КЯ, что позволяло точно задавать отношение d/λ_{exc} (изменение положения исследуемой точки на образце на 1 мм приводило к изменению d/λ на $5 \cdot 10^{-3}$).

Изучалась фотолюминесценция образца. Для непрерывного возбуждения носителей использовались HeNe и Ti:Sapphire лазеры. В измерениях с временным разрешением применялись полупроводниковые лазеры ($\hbar\omega = 1.85$ эВ и $\hbar\omega = 1.506$ эВ), работающие в импульсном режиме. Продолжительность прямоугольных импульсов была 50 нс, а частота повторения 1 МГц. Излучение фокусировалось в пятно размером 50 микрон. ФЛ образца детектировалась при помощи CCD или фотоумножителя. Временное разрешение системы счёта фотонов включая крутизну фронтов лазера составляло 0.2 нс. Образец находился в оптическом гелиевом

криостате при температуре 1.5К. Для измерения угловой зависимости использовался система регистрации с гониометром.

Спектры ФЛ и дисперсия поляритонов в ПКЯ

На рис. 20 показаны спектры ФЛ в снятые в разных точках образца с разным отношением d/λ . ФЛ детектировалась в направлении, перпендикулярном образцу. Видно, что ФЛ определяется не излучением отдельных КЯ, а излучением поляритонов. Наблюдается сложная структура линий ФЛ, энергия и интенсивность которых меняется при изменении отношения d/λ . На нижнем графике рис. 20 спектры ФЛ представлены в виде цветовой карты, а сплошными линиями сплошными линиями показаны энергии поляритонных мод, рассчитанные по формуле (6) используя значение радиационного уширения экситона в одиночной КЯ $\Gamma_0 = 20\mu\text{эВ}$. Хорошее совпадение пиков ФЛ с энергиями собственных мод поляритонов подтверждает то, что спектры ФЛ определяются ФЛ поляритонов. После этого становится возможным классифицировать наблюдаемые линии ФЛ. Оказывается, что являются наиболее оптически активными и различаются в спектре ФЛ те моды, которые находятся в области антипересечения дисперсий экситона и фотона. Заметим, что в точке, где выполняется условие Брэгга $d/\lambda = 1/2$ интенсивность ФЛ в нормальном направлении минимальна,- это говорит об о подавлении излучательной рекомбинации в нормальном направлении. Наименьшей шириной линии $< 0.2\text{мэВ}$ характеризуется средняя мода M_{99} с квазиимпульсом $k_z = 0.99\frac{\pi}{d}$. Интересно, что ширина линии ФЛ этой моды существенно меньше ширины линии ФЛ экситона в одиночной КЯ [24].

Для изучения дисперсии поляритонов в плоскости КЯ мы изучили угловую зависимость ФЛ поляритонов. Поляритоны, излучающие под углом φ к нормали обладают квазиимпульсом, таким-же как и испущенный фотон за счет закона сохранения квазиимпульса в плоскости КЯ $k_x = q_x = \frac{\omega}{\hbar c} \sin(\varphi)$. Таким образом, измеряя энергии ФЛ поляритонных мы можем измерить их дисперсию. На рис. 21 точками показана экспериментально измеренная дисперсия в точке с $d/\lambda = 0.5022$. Линиями показаны дисперсия, рассчитанная по формуле (6) с величиной $\Gamma_0 = 20\mu\text{эВ}$ полученной при аппроксимации данных с рис. 20b . Разными цветами показаны различные моды. Видно, что массы поляритонов в плоскости КЯ могут быть очень маленькими. В частности мода M_{99} обладает массой $5 \cdot 10^{-4}m_0$ при $d/\lambda = 0.5022$, что сравнимо с массой поляритонов в микрорезонаторах [68].

Уменьшение интенсивности ФЛ при стационарном возбуждении мо-

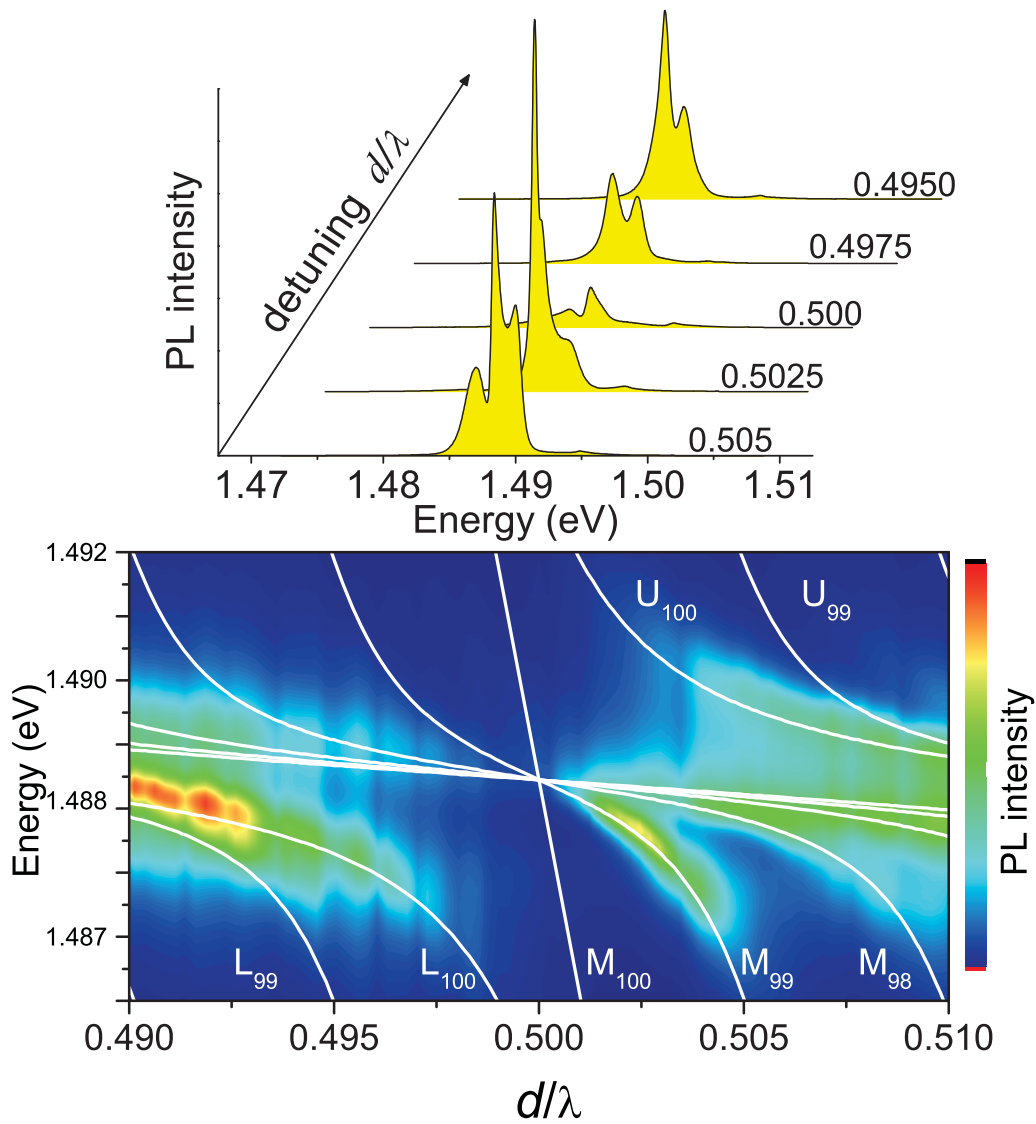


Рис. 20: Спектры ФЛ поляритонов в ПКЯ в зависимости от отношения d/λ . На нижнем графике линиями показаны собственные энергии поляритонных мод, рассчитанные по формуле (6) при $\Gamma_0 = 20\mu\text{эВ}$. Поляритонные ветки обозначены символами U (верхняя) M (средняя) и L (нижняя), индекс обозначает номер моды j , например M_{99} это мода средней поляритонной ветки с квазиимпульсом по $0.99\pi/d$ в направлении z .

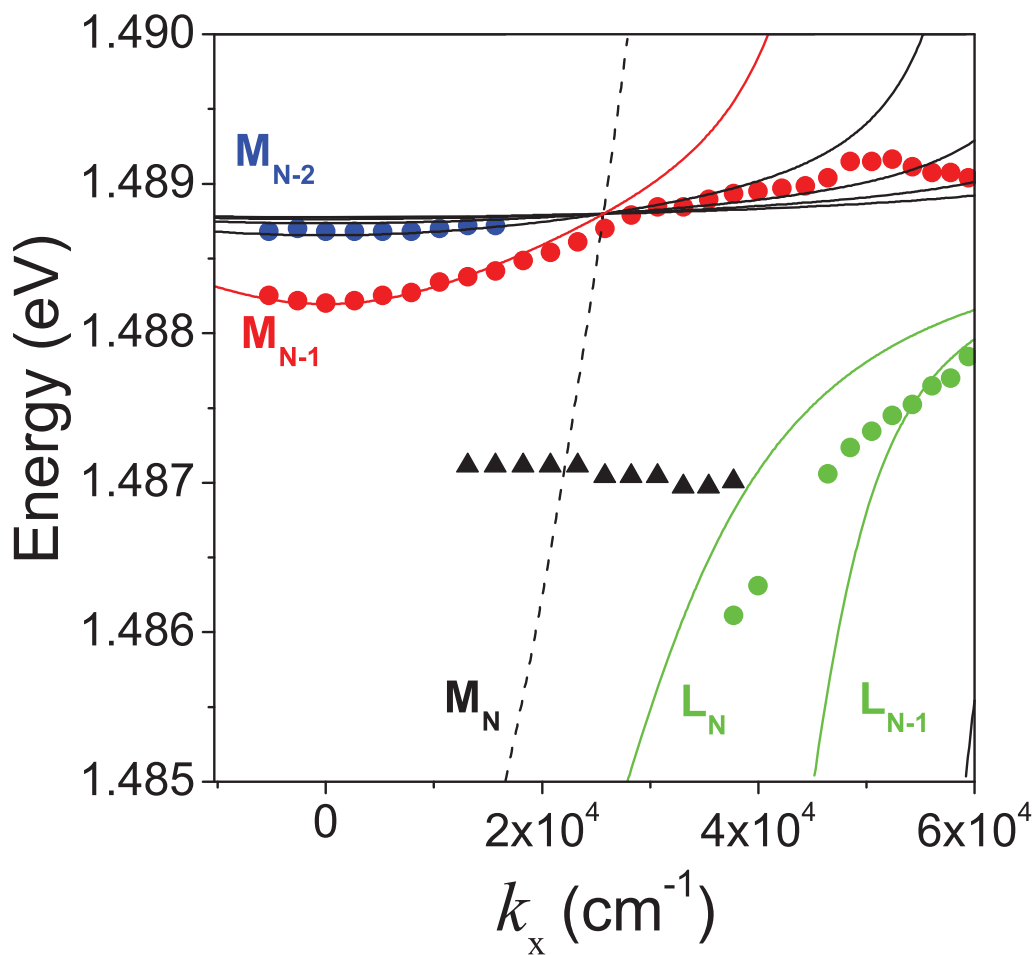


Рис. 21: Дисперсия поляритонов при $d/\lambda = 0.5025$, полученная из угловой зависимости ФЛ. Точками показаны максимумы линий в спектрах ФЛ. Сплошными линиями показаны энергии поляритонных мод рассчитанные по формуле (6) при $\Gamma_0 = 20\mu\text{эВ}$. Треугольниками обозначена линия, предположительно связанная с излучением связанных экситонов.

жет быть связано только с изменением баланса между скоростью излучательной рекомбинации и скоростью рассеяния поляритонов в другие состояния. Т.е. уменьшение интенсивности ФЛ вблизи выполнения условия Брэгга говорит о том, что скорость излучательной рекомбинации становится существенно меньше скорости рассеяния в другие состояния. Измерение кинетики ФЛ подтверждает предположение о подавлении излучательной рекомбинации, – это проявляется в экспериментально наблюдаемом увеличении времени затухания ФЛ вблизи условия Брэгга.

Кинетика ФЛ поляритонов

Для того, чтобы проверить действительно ли время жизни поляритонов увеличивается по сравнению с экситонами в одиночной КЯ была измерена кинетика ФЛ поляритонов. Возбуждение носителей производилось при помощи прямоугольных импульсов полупроводникового лазера с энергией больше энергии запрещенной зоны $GaAs$. На рис. 22 показана кинетика затухания ФЛ поляритонов, измеренная в точке, с максимальной интенсивностью ФЛ $d/\lambda = 0.5022$. Видно, что кинетика ФЛ поляритонов в ПКЯ схожа с кинетикой затухания ФЛ непрямых экситонов в ДКЯ. А именно, сразу после окончания импульса накачки интенсивность ФЛ увеличивается больше чем в 2 раза (всплеск ФЛ) и начинает уменьшаться через пару наносекунд. Это затухание ФЛ характеризуется сравнительно большим временем затухания, больше 2 нс. Такое время затухания существенно больше, чем времена затухания ФЛ (< 1 нс) в одиночных квантовых ямах.

Кинетика ФЛ существенно зависит от плотности возбуждения, и соответственно, плотности поляритонов. С увеличением плотности накачки увеличивается амплитуда всплеска ФЛ и возрастает максимальная скорость последующего затухания (см. вставку в рис. 22)в. Скорость излучательной рекомбинации определяется долей поляритонов в оптически активных состояниях и вероятностью перехода рекомбинации поляритона с испусканием фотона. Изменения концентрации поляритонов и температуры не влияют на вероятность излучательной рекомбинации, следовательно изменения скорости рекомбинации говорят об изменении доли поляритонов в оптически активных состояниях. Увеличение температуры естественно приводит к уменьшению доли поляритонов в низкоэнергетических оптически активных состояниях, что приводит к уменьшению максимальной скорости затухания ФЛ, что видно на рис. 22а. Увеличение скорости затухания ФЛ при возрастании концентрации по-

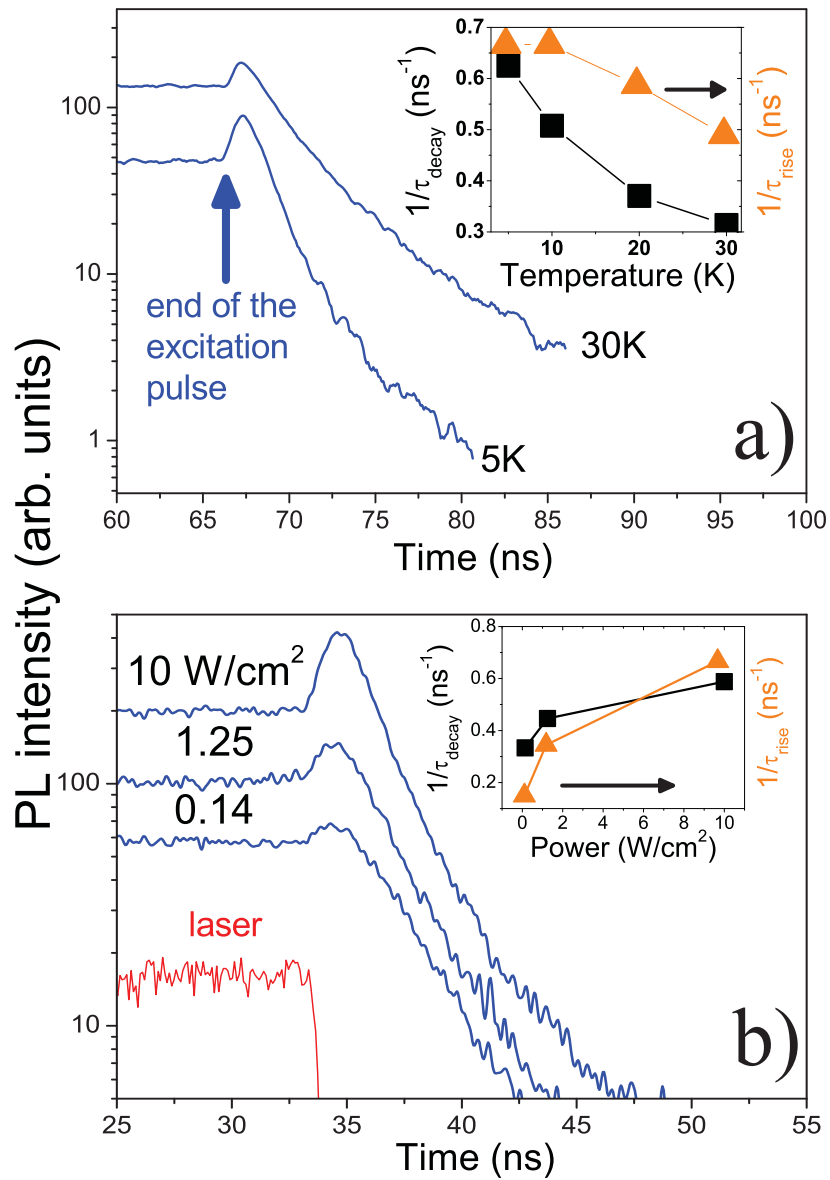


Рис. 22: Кинетика ФЛ поляритонов в ПКЯ в зависимости от температуры (a) и плотности лазерного возбуждения (b). На вставках показаны скорость нарастания ФЛ сразу после окончания импульса лазер (\blacktriangle) и максимальная скорость затухания ФЛ (\blacksquare). Кинетика моды M_{99} измерена в точке с максимальной интенсивностью ФЛ, $d/\lambda = 0.5022$

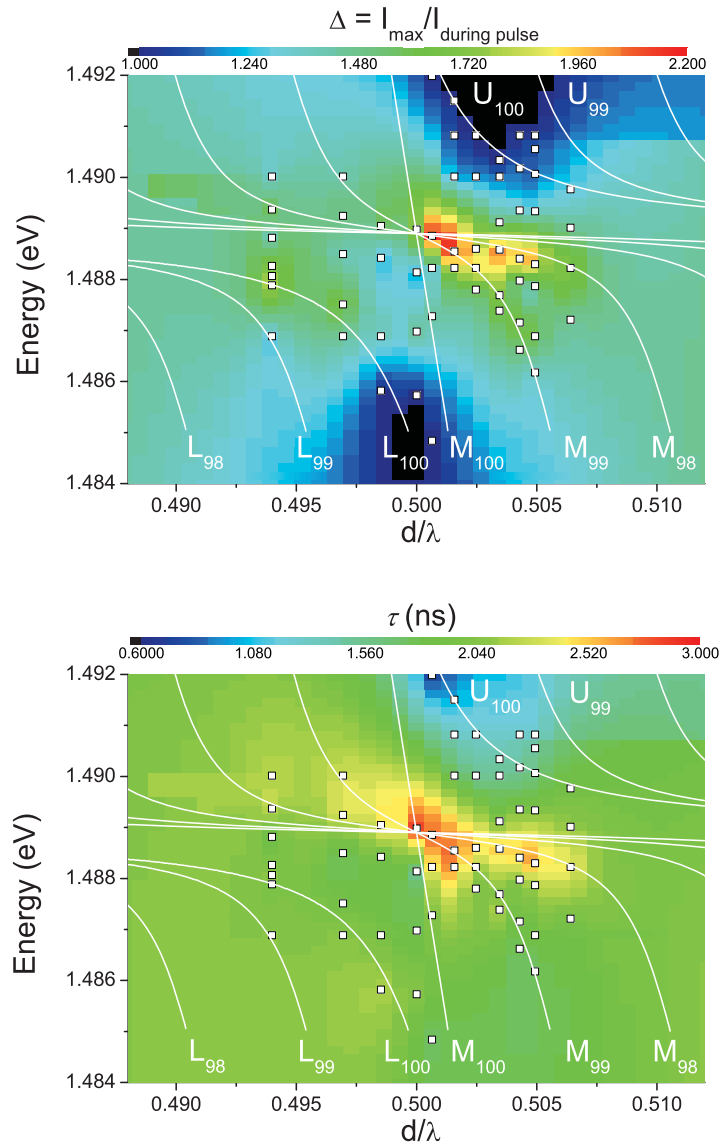


Рис. 23: Зависимость амплитуды всплеска ФЛ и максимального времени затухания от расстройки d/λ и энергии (зависимости показаны цветом). Для сравнения белыми линиями показаны энергии поляритонных мод, рассчитанные по формуле (6). Квадратиками показаны точки, в которых производилось измерение кинетики ФЛ. Цветовые карты получены интерполяцией демонстрируемых параметров кинетики ФЛ между этими точками.

ляритонов обозначает то, что доля поляритонов в нижележащих оптически активных состояниях увеличивается. Так как температура при этом не уменьшается, то мы имеем дело с проявлением Бозе-Эйнштейн статистики поляритонов. С этим же связано увеличение амплитуды всплеска ФЛ. Аналогично эффекту, обсуждавшемуся в 1й главе, всплеск ФЛ обусловлен резким уменьшением температуры газа поляритонов после окончания импульса вследствие окончания генерации горячих носителей. То, что скорость возрастания интенсивности ФЛ в начале всплеска ФЛ увеличивается с увеличением плотности поляритонов говорит о том, что процесс рассеяния в оптически активные состояния стимулируется их заселением. Увеличения скорости рассеяния в оптически активные состояния в итоге приводит к увеличению доли поляритонов в этих состояниях и, соответственно, к увеличению скорости затухания ФЛ. Таким образом, увеличение скорости затухания ФЛ и увеличение амплитуды всплеска ФЛ свидетельствует об эффекте стимулированного рассеяния в оптически активные состояния, т.е. о том, что числа заполнения оптически активных состояний сравнимы с единицей.

На рис. 23 показана зависимость максимальной скорости затухания ФЛ и амплитуды всплеска ФЛ $\Delta = \frac{I_{PL\ max}}{I_{PL\ during\ pulse}}$ в зависимости от рассогласования d/λ и энергии. Из этих графиков мы можем определить, какие поляритонные моды при каких d/λ являются долгоживущими и при каких значениях рассогласования эффект стимулированного рассеяния максимален. Видно, что существует выраженная зависимость кинетики ФЛ от d/λ , следовательно исследуемые эффекты являются поляритонными.

Самым большим временем затухания ФЛ характеризуются поляритонные моды, принадлежащие к средней поляритонной ветке (М), при этом максимально время затухания ФЛ было зафиксировано в точке, где выполняется условие Брэгга. Действительно, в этом случае КЯ находятся в узлах электромагнитного поля [66]. Если рассматривать конкретную моду M_{99} , то видно что скорость рекомбинации увеличивается с удалением от условия Брэгг.

Из правого графика на рис. 23 видно, что амплитуда всплеска ФЛ максимальна в той же области, где наблюдается наибольшее время затухания. Наибольшей амплитудой всплеска ФЛ $\Delta = 2.4$ характеризуются состояния с $d/\lambda \simeq 0.5016$. Это говорит о том, что эффект стимулированного рассеяния в этой точке наиболее силен. Вероятно, что в этой точке выполняется условие, когда эффективная масса моды M_{99} достаточно мало, но время излучательной рекомбинации еще не уменьшилось значительно.

В заключение, исследования показали, что поляритоны в ПКЯ кроме малой эффективной массы характеризуются большим временем затухания ФЛ. Скорость затухания ФЛ, как и ожидалось максимальна когда выполняется условие Брэгга, за счет того что экситонный уровень находится в середине фотонной щели. Увеличение скорости затухания ФЛ и увеличение амплитуды всплеска ФЛ с увеличением концентрации поляритонов при низких температурах и больших плотностях накачки говорит о том, что реализуется вырожденный газ поляритонов, что проявляется в стимулированном рассеянии в поляритонные состояния относящиеся к средней поляритонной ветке.

Заключение

Нами были исследованы два типа систем содержащих КЯ. Обе системы сконструированы таким образом, что излучательная рекомбинация нижежащих возбужденных состояний экситонных квазичастиц в них затруднена. В случае непрямых экситонов в двойных квантовых ямах это достигается путем уменьшения перекрытия волновых функций электрона и дырки, локализованных в разных КЯ. В периодических КЯ излучательная рекомбинация подавлена за счет того, что экситонный уровень находится в центре фотонной запрещенной зоны. Большое время жизни экситонных квазичастиц позволяет им охладиться до низких температур. И в обоих случаях это позволило реализовать основную цель работы - получить холодный газ экситонных квазичастиц. Исследование свойств этого газа дало 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 величиной хаотического потенциала при низких температурах и больших плотностях лазерного возбуждения реализуется *вырожденный газ* непрямых экситонов.
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. Нами были классифицированы поляритонные моды. Измерения дисперсии поляритона показали, что они обладают малой массой - $10^{-3}10^{-4}m_0$ Установлено, что время затухания ФЛ поляритонов В ПКЯ больше 3 нс. Найдено, числа заполнения поляритонных состояний в ПКЯ сопоставимы с единицей при высоких плотностях возбуждения и низких температурах.

Я благодарю своих коллег и соавторов К. L. Campman, K. Eberl, C. Ell, H. M. Gibbs, A. C. Gossard, A. Imamoglu, В. Т. Долгополова, И. В. Кукушкина, В. Д. Кулаковского, Ю. Е. Лозовика, В. Б. Тимофеева, С. Г. Феклисова, А. И. Филина, Г. Хитрову, А. А. Шашкина

Спасибо всем сотрудникам лаборатории неравновесных процессов ИФТТ РАН.

Я хочу поблагодарить своего руководителя Л. В. Бутова, благодаря которому моя работа стала возможной.

(с) 2003 Антон Минцев

Приложения

Установка для измерения кинетики ФЛ

Для возбуждения носителей использовался полупроводниковый лазер IDL-760 производства НИИ “Полюс”. Напряжение на лазер подавалось с генератора импульсов Г5-78. Излучение лазера коллимировалось при помощи короткофокусного объектива от микроскопа. Часть пучка при помощи стеклянной пластинки отражалась и фокусировалась на *фотодиод*. При помощи маленького зеркала перед криостатом лазерный луч направлялся на образец. Фокусировка лазерного излучения и сбор сигнала фотолюминесценции производился при помощи объектива Pentax 645 с фокусным расстоянием 75 мм. При помощи второго объектива Minolta с фокусным расстоянием 75-300 мм фотолюминесценция образца фокусировалась на входную щель двухрешеточного монохроматора МДР-6. Образец находился в оптическом криостате производства ИФТТ РАН. Спектры ФЛ регистрировался при помощи CCD камеры EG&G Princeton Applied Research ОМА 4000. Для изучения кинетики ФЛ использовался быстрый ФЭУ Hamamatsu охлаждаемый элементами Пельтье. ФЭУ устанавливался после выходной щели монохроматора и детектировал излучение в полосе длин волн, определяемых шириной щели.

Система счета фотонов с временным разрешением ORTEC состояла из двух дискриминаторов (Constant Fraction Discriminator, CFD), преобразователя времени задержки в амплитуду (Time to Amplitude Converter, TAC) и многоканального анализатора. Сигнал с фотодиода, обработанный CFD, приходит на СТАРТ TAC, который измеряет время до прихода первого сигнала на вход СТОП с ФЭУ. Временная задержка преобразуется TAC в амплитуду и сигнал подается на многоканальный анализатор, который строит гистограмму соответствующую вероятности прихода фотона с данной задержкой. Время накопления обычно составляло 60-600 секунд в зависимости от интенсивности ФЛ. Результирующая кинетика ФЛ записывалась на компьютер через последовательный интерфейс.

Для измерения количества проходящих на ФЭУ фотонов использовался измеритель частоты импульсов (ratemeter). Аналоговый сигнал с измерителя частоты поступал на встроенный в компьютер АЦП L-Card. Было реализовано управление монохроматором через параллельный интерфейс, что позволяло использовать АЦП для записи спектров ФЛ при помощи ФЭУ, плавно изменяя центральную длину волны монохроматора.

Установка для измерения дисперсии

Линза **a** и конец световода устанавливались на поворотном рельсе, ось вращения которого совпадала с центром образца. Линза фокусировала ФЛ от образца на конец световода, второй конец которого был пристыкован к монохроматору. Образец находился в модифицированном криостате окно которого обладало большой апертурой, что позволяло изучать ФЛ в большом диапазоне углов.

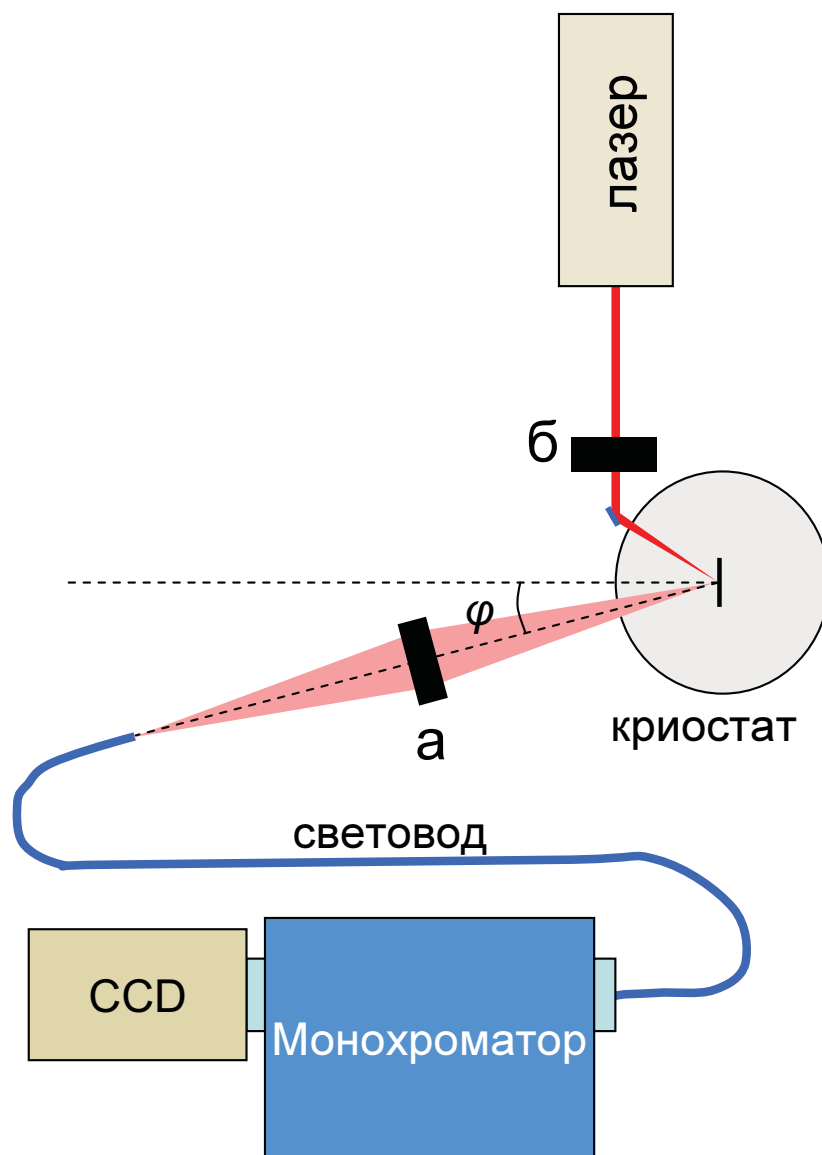


Рис. 25: Схема установки для измерения угловой зависимости ФЛ

Литература

- [1] G. N. Wannier, The Structure of Electronic Excitation Levels in Insulating Crystals, *Phys. Rev.* **52**, 191 (1937).
- [2] Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, Коллективные свойства экситонов в полупроводниках, *ЖЭТФ* **54**, 978 (1968).
- [3] С. А. Москаленко, Обратимые оптико-гидродинамические явления в неидеальном экситонном газе, *ФТТ* **4**, 276 (1962).
- [4] J. M. Blatt, K. Bower, W. Brandt, Bose-Einstein Condensation of Excitons, *Phys. Rev.* **126**, 1691 (1962).
- [5] D. Hulin, A. Mysyrowicz, C. B. a' la Guillaume, Evidence for Bose-Einstein Statistics in an Exciton Gas, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1970 (1980).
- [6] И. В. Кукушкин, В. Д. Кулаковский, В. Б. Тимофеев, Бозе-газ ориентированных по спину экситонов в одноосно деформированном германии, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 36 (1981).
- [7] С. Г. Тиходеев, О Бозе-конденсации частиц с конечным временем жизни - на примере экситонов, *ЖЭТФ* **97**, 681 (1990).
- [8] A. L. Ivanov, P. B. Littlewood, H. Haug, Bose-Einstein statistics in thermalization and photoluminescence of quantum-well excitons, *Phys. Rev. B* **59**, 5032 (1999).
- [9] J. Feldmann, G. Peter, E. O. Göbel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxon, R. J. Elliott, Linewidth dependence of radiative exciton lifetimes in quantum wells, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2337 (1987).
- [10] E. Hanamura, Rapid radiative decay and enhanced optical nonlinearity of excitons in a quantum well, *Phys. Rev. B* **38**, 1228 (1988).

- [11] L. C. Andreani, F. Tassone, F. Bassani, Radiative lifetime of free excitons in quantum wells, *Solid State Commun.* **77**, 641 (1991).
- [12] B. Deveaud, F. Clerot, N. Roy, K. Satzke, B. Sermage, D. S. Katzer, Enhanced radiative recombination of free excitons in GaAs quantum wells, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2355 (1991).
- [13] D. S. Citrin, Radiative lifetimes of excitons in quantum wells: Localization and phase-coherence effects, *Phys. Rev. B* **47**, 3832 (1993).
- [14] J. Martinez-Pastor, A. Vinattieri, L. Carraresi, M. Colocci, P. Roussignol, G. Weimann, Temperature dependence of exciton lifetimes in GaAs/AlGaAs single quantum wells, *Phys. Rev. B* **47**, 10456 (1993).
- [15] G. Bjork, S. Pau, J. Jacobson, Y. Yamamoto, Wannier exciton superradiance in a quantum-well microcavity, *Phys. Rev. B* **50**, 17336 (1994).
- [16] H. Kawai, J. Kaneko, N. Watanabe, Doublet structure of resonantly coupled AlGaAs/GaAs quantum wells grown by metalorganic vapor deposition, *J. Appl. Phys.* **58**, 1263 (1985).
- [17] M. Islam, R. Hillman, D. Miller, D.S. Chemla, A. Gossard, J. English, Electroabsorption in GaAs/AlGaAs coupled quantum well waveguides, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1098 (1987).
- [18] H.Q. Le, J.J. Zayawski, W. Goodhue, Stark effect in AlGaAs/GaAs coupled quantum wells, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1518 (1987).
- [19] Y. J. Chen, E. S. Koteles, B. S. Elman, C. A. Armiento, Effect of electric fields on excitons in a coupled double-quantum-well structure, *Phys. Rev. B* **36**, 4562 (1987).
- [20] J. E. Golub, K. Kash, J. P. Harbison, L. T. Florez, Long-lived spatially indirect excitons in coupled GaAs/AlGaAs quantum wells, *Phys. Rev. B* **41**, 8564 (1990).
- [21] D. Kleppner, Inhibited Spontaneous Emission, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 233 (1981).
- [22] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, D. Kleppner, Inhibited Spontaneous Emission by a Rydberg Atom, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2137 (1985).

- [23] Е.Л. Ивченко, Экситонные поляритоны в периодических структурах с квантовыми ямами, *ФТТ* **33**, 2388 (1991).
- [24] M. Hübner, J. Prineas, C. Ell, P. Brick, E. Lee, G. Khitrova, H. Gibbs, S. Koch, Optical Lattices Achieved by Excitons in Periodic Quantum Well Structures, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2841 (1999).
- [25] J. P. Prineas, C. Ell, E. S. Lee, G. Khitrova, H. M. Gibbs, S. W. Koch, Exciton-polariton eigenmodes in light-coupled $\text{In}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{As}/\text{GaAs}$ semiconductor multiple-quantum-well periodic structures, *Phys. Rev. B* **61**, 13863 (2000).
- [26] L. V. Butov, A. I. Filin, Anomalous transport and luminescence of indirect excitons in AlAs/GaAs coupled quantum wells as evidence for exciton condensation, *Phys. Rev. B* **58**, 1980 (1998).
- [27] Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Новый механизм сверхпроводимости: спаривание между пространственно разделенными электронами и дырками, *ЖЭТФ* **71**, 738 (1976).
- [28] S. Shevchenko, Excitonic Superfluidity In Low-Dimensional Crystals, *Solid State Commun.* **80**, 1488 (1977).
- [29] И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, Фазовая диаграмма квазиульмерной электронно-дырочной системы, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 497 (1978).
- [30] Y. Kuramoto, C. Horie, 2-Dimensional Excitonic Phase In Strong Magnetic-Fields, *Solid State Commun.* **25**, 713 (1978).
- [31] T. Fukuzawa, S. S. Kano, T. K. Gustafson, T. Ogawa, Phase-Transition Of An Exciton System In GaAs Coupled Quantum-Wells, *Surf. Sci.* **228**, 482 (1990).
- [32] D. Yoshioka, A. H. MacDonald, Double Quantum-Well Electron-Hole Systems In Strong Magnetic-Fields, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 4211 (1990).
- [33] X. M. Chen, J. J. Quinn, Excitonic charge-density-wave instability of spatially separated electron-hole layers in strong magnetic fields, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 895 (1991).
- [34] X. Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybersten, T. M. Rice, Exciton Condensate in Semiconductor Quantum Well Structures, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1633 (1995).

- [35] L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Bohm, G. Weimann, Condensation Of Indirect Excitons In Coupled AlAs/GaAs Quantum-Wells, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 304 (1994).
- [36] Л. В. Бутов, А. В. Минцев, А. И. Филин, К. Эберл, Кинетика непрямой фотолюминесценции в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ двойных квантовых ямах с большой амплитудой хаотического потенциала, *ЖЭТФ* **115**, 1890 (1999).
- [37] M. M. Dignam, J. E. Sipe, Exciton states in coupled double quantum wells in a static electric field, *Phys. Rev. B* **43**, 4084 (1991).
- [38] L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, A. V. Petinova, K. Eberl, Direct and indirect magnetoexcitons in symmetric $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ coupled quantum wells, *Phys. Rev. B* **52**, 12153 (1995).
- [39] V. B. Timofeev, A. V. Larionov, A. S. Ioselevich, J. Zeman, G. Martinez, J. Hvam, K. Soerensen, Interwell radiative recombination in the presence of random potential fluctuations in GaAs/AlGaAs biased double quantum wells, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 580 (1998).
- [40] L. V. Butov, A. Imamoglu, K. L. Campman, A. C. Gossard, Coulomb Effects in Spatially Separated Electron and Hole Layers in Coupled Quantum Wells, *ЖЭТФ* **119**, 301 (2001).
- [41] F. Minami, K. Hirata, K. Era, T. Yao, Y. Masumoto, Localized indirect excitons in a short-period GaAs/AlAs superlattice, *Phys. Rev. B* **36**, 2875 (1987).
- [42] M. Maaref, F. F. Charfi, D. Scalbert, C. B. a la Guillaume, R. Planel, Recombination Processes In Short-Period GaAs-AlAs Superlattices Of Type-II, *Phys. Stat. Sol. (b)* **170**, 637 (1992).
- [43] G. D. Gilliland, A. Antonelli, D. J. Wolford, K. K. Bajaj, J. Klem, J. A. Bradley, Direct measurement of heavy-hole exciton transport in type-II GaAs/AlAs superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3717 (1993).
- [44] И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, Экситон Мотта в квазидвумерных полупроводниках в сильном магнитном поле, *ЖЭТФ* **78**, 1167 (1980).
- [45] Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский, Магнитоэкситонное поглощение в связанных квантовых ямах, *ЖЭТФ* **112**, 1791 (1997).

- [46] A. B. Dzyubenko, G. E. W. Bauer, Low-temperature transport of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells, *Phys. Rev. B* **51**, 14524 (1995).
- [47] M. Jiang, H. Wang, R. Merlin, D. G. Steel, M. Cardona, Nonlinear optical spectroscopy in GaAs: Magnetic freezeout of excitons, *Phys. Rev. B* **48**, 15476 (1993).
- [48] T. Takagahara, Localization and energy transfer of quasi-two-dimensional excitons in GaAs-AlAs quantum-well heterostructures, *Phys. Rev. B* **31**, 6552 (1985).
- [49] J. E. Golub, S. D. Baranovskii, P. Thomas, Evidence for Dipole-Dipole Hopping of GaAs Quantum Well Excitons, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4261 (1997).
- [50] Л.В. Бутов, А.И. Филин, Энергетическая релаксация и транспорт непрямых экситонов в двойных квантовых ямах AlAs/GaAs в магнитных полях, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 1115 (1998).
- [51] Z. Gevorkyan, Y. Lozovik, Localization And Exciton Spectrum In Disordered-Systems, *ФТТ* **27**, 1800 (1985).
- [52] A. Zrenner, L. V. Butov, M. Hagn, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Weimann, Quantum dots formed by interface fluctuations in AlAs/GaAs coupled quantum well structures, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3382 (1994).
- [53] L. Butov, A. Imamoglu, A. Mintsev, K. Campman, A. Gossard, Photoluminescence kinetics of indirect excitons in *GaAs/Al_xGa_{1-x}As* coupled quantum wells, *Phys. Rev. B* **59**, 1625 (1999).
- [54] L. Butov, A. Imamoglu, A. Shashkin, V. Dolgoplov, A. Mintsev, S. Feklisov, K. L. Campman, A. C. Gossard, Nonlinear photoluminescence kinetics of indirect excitons in coupled quantum wells, *Phys. Stat. Sol.* **178**, 83 (2001).
- [55] L. Butov, A. Imamoglu, A. Shashkin, V. Dolgoplov, A. Mintsev, S. Feklisov, K. L. Campman, A. C. Gossard, Magneto optics of the spatially separated electron and hole layers in *GaAs/Al_xGa_{1-x}As* coupled quantum wells, *Physica E* **6**, 655 (2000).
- [56] V. B. Timofeev, A. I. Filin, A. V. Larionov, J. Zeman, G. Martinez, J. M. Hvam, D. Birkedal, C. B. Sorensen, Influence of random

- potential fluctuations on the interwell radiative recombination in biased double quantum well, *Europhys. Lett.* **41**, 535 (1998).
- [57] L. Butov, A. L. Ivanov, Imamoglu, P. B. Littlewood, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, K. L. Campman, A. C. Gossard, Stimulated scattering of indirect excitons in coupled quantum wells: Signature of a degenerate Bose-gas of exciton, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5608 (2001).
- [58] P. Stenius, A. Ivanov, Relaxation kinetics of quasi two-dimensional excitons coupled to a bath of bulk acoustic phonons, *Solid State Commun.* **108(2)**, 117 (1998).
- [59] H. Frohlich, Bose Condensation Of Strongly Excited Longitudinal Electric Modes, *Phys. Lett. A* **26**, 402 (1968).
- [60] L. V. Butov, A. V. Mintsev, Y. E. Lozovik, K. L. Campman, A. C. Gossard, From spatially indirect excitons to momentum-space indirect excitons by an in-plane magnetic field, *Phys. Rev. B* **62**, 1548 (2000).
- [61] Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, К теории экситона Мотта в сильном магнитном поле, *ЖЭТФ* **53**, 717 (1967).
- [62] L. Butov, C. Lai, D. S. Chemla, Y. E. Lozovik, K. L. Campman, A. C. Gossard, Observation of Magnetically Induced Effective-Mass Enhancement of Quasi-2D Excitons, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 216804 (2001).
- [63] G. Bauer, T. Ando, Exciton mixing in quantum wells, *Phys. Rev. B* **38**, 6015 (1988).
- [64] A. V. Mintsev, L. V. Butov, C. Ell, S. Mosor, G. Khitrova, H. M. Gibbs, Polariton dispersion of periodic quantum well structures, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 742 (2002).
- [65] А. В. Минцев, Л. В. Бутов, Дисперсия и кинетика фотолюминесценции поляритонов в структурах с периодическими квантовыми ямами, *Материалы совещания “Нанофотоника-2003”* **2**, 157 (2003).
- [66] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С.Йорда, Брэгговское отражение света от структур с квантовыми ямами, *ФТТ* **36**, 2118 (1994).
- [67] L. C. Andreani, Exciton-polaritons in superlattices, *Phys. Lett. A* **192**, 99 (1994).

- [68] R. Houdre, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, M. Ilegems, Measurement of Cavity-Polariton Dispersion Curve from Angle-Resolved Photoluminescence Experiments, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2043 (1994).