

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА РАН

Россохатый Александр Викторович

**Кинетика фотоиндуцированных неравновесных
электрон-дырочных возбуждений двумерных систем**

Выпускная квалификационная работа
на степень магистра

научный руководитель:
доктор физико-математических наук
И.В. Кукушкин

Черноголовка 2009

Содержание

1	Введение	2
2	Теоретическое описание метода	5
2.1	Измерение закона дисперсии непрямых экситонов	6
2.2	Изменение интенсивности рекомбинационного излучения в параллельном магнитном поле	7
3	Описание эксперимента	8
3.1	Образец	8
3.2	Экспериментальная установка	8
4	Результаты измерений	10
4.1	Зависимость люминесценции от электрического поля	10
4.2	Исследование дисперсии экситонов	11
4.3	Исследование кинетики люминесценции	15
5	Выводы	19

1 Введение

Исследование свойств двумерных электрон-дырочных систем давно вызывает интерес в связи с теоретически предсказанными в них новыми квантовыми эффектами, например, бозе-конденсацией экситонов [1, 2] и сверхтекучестью e - h пар [3]. Несмотря на то, что задача экситона Мотта в сильных магнитных полях имеет решение [4], системы с пространственно разделенными электронным и дырочным слоями до сих пор являются достаточно интересным объектом для исследований [5]. В частности, очень интересные свойства обнаруживают двумерные экситонные системы [6, 7], для которых было показано, что основным их состоянием при произвольной плотности является идеальный газ экситонов [8]. Хорошо известно, что в идеальных неограниченных 2D системах БЭК экситонов невозможна при конечных температурах [1], однако, в [2] было показано, что в квазидвумерной структуре конечных размеров такой переход все-таки существует при $T \neq 0$, что дает надежды для экспериментального наблюдения этого эффекта на двумерных объектах [9, 10, 11, 12, 13, 14]. Кроме того, в работе [2] также показано, что критическая температура такого перехода логарифмически уменьшается с ростом площади и прямо пропорциональна плотности экситонов в ловушке. Это означает, что для достижения критических параметров необходимо создать высокую плотность экситонов при низкой температуре. Однако, при температурах бани 50-100 мК сама система в условиях непрерывной накачки может иметь гораздо большую температуру за счет подводимой мощности фотовозбуждения. Тот факт, что больших плотностей зарядов разного знака в близко расположенных слоях можно достичь только в неравновесных условиях, приводит к необходимости использования больших мощностей накачки, следовательно, вопрос о температуре системы в подобных экспериментах стоит особенно остро. Для решения этой проблемы можно использовать метод импульсного фотовозбуждения, когда измерения производятся через определенное время после лазерного импульса, а величина задержки определяется временем, необходимым для охлаждения системы. В этом случае время жизни экситона должно быть много больше характерного времени термализации образца. Этого можно достичь увеличением времени излучательной рекомбинации экситонов за счет разделения электронов и дырок и уменьшения перекрытия их волновых функций. Очень удобным объектом для подобных исследований является система непрямых экситонов [15], поскольку пространственное разделение электрона и дырки уменьшает величину перекрытия их волновых функций, благодаря чему время жизни непрямого экситона на несколько порядков больше, чем прямого [9, 16]. Именно поэтому свойства непрямых экситонов уже давно активно исследуются как теоретически [6, 17, 18], так и экспериментально [9, 19].

Одним из ключевых параметров, определяющих основные свойства любой квазичастицы, является устройство ее энергетического спектра. Теоретические расчеты закона дисперсии непрямых экситонов в магнитном поле появились достаточно давно [6, 17]. Они предсказывают наличие дополнительных ротонных минимумов в спектре возбужденных состояний экситона, при этом в области $k=0$ ожидается локальный максимум. Такая форма спектра дает возможность создания непрямых в k -пространстве экситонов с достаточно большими (сравнительно

со световыми) значениями квазиимпульса. Подобная система интересна тем, что там невозможна излучательная рекомбинация, а времена жизни в ней определяются временами безызлучательных процессов, которые в некоторых системах не прямых экситонов достигают нескольких микросекунд [16]. Это позволяет накапливать и эффективно охлаждать не прямые экситоны, поэтому исследование их дисперсионных кривых представляется интересной задачей. Альтернативным методом увеличения времени жизни электрон-дырочных пар является приложение параллельного магнитного поля, которое локализует электроны и дырки в направлении, нормальном плоскости ямы, уменьшая ширину волновой функции частиц с уменьшением магнитной длины. Это также приводит к увеличению времени излучательной рекомбинации до значений, сравнимых с временами безызлучательных процессов.

В большинстве случаев разделенные электронно-дырочные слои на практике получали в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах, где при приложении электрического поля, перпендикулярного плоскости ям, в условиях лазерного фотовозбуждения удавалось создать существенные концентрации электронов в одном канале и дырок в другом [9, 19] (рис. 1а). В [20] был предложен

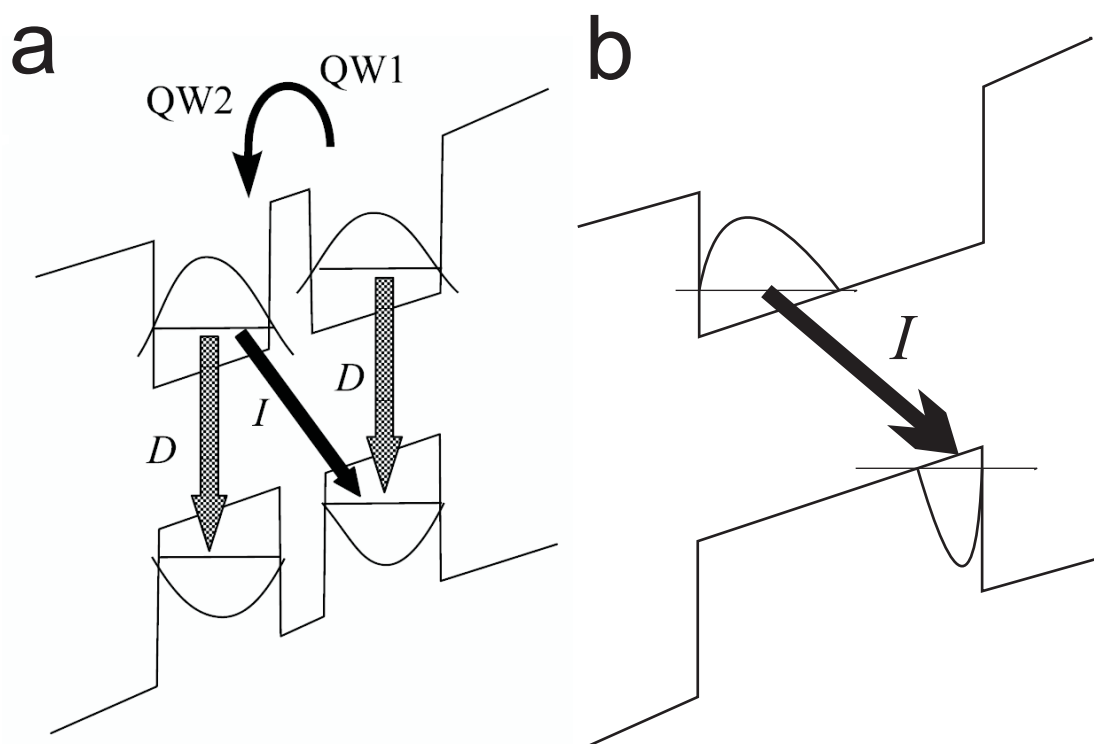


Рис. 1: Схема образования не прямых экситонов в а). DQW; б). SQW.

метод разделения электрон-дырочных слоев, создаваемых при оптическом фотовозбуждении, с помощью сильного перпендикулярного электрического поля в одиночной широкой квантовой яме (рис. 1б). При этом было показано, что времена рекомбинации в подобных системах также могут достигать до десятков микросекунд [16], а среднее расстояние между слоями может составлять 200-400 Å. Однако до сих пор непосредственных экспериментальных измерений

спектра экситонов в подобных структурах в широком диапазоне квазиимпульсов представлено не было. Существуют микроволновые методы измерения планарной массы дырок [21, 22], однако они отражают их свойства лишь вблизи поверхности Ферми и не позволяют непосредственно измерять дисперсионную зависимость при заданной фиксированной концентрации.

В [23, 24] было теоретически исследовано влияние магнитного поля, параллельного плоскости двойной квантовой ямы, на дисперсию не прямых экситонов. В последствии, этот метод был использован для экспериментальных исследований дисперсионных кривых не прямых магнитоэкситонов в двойных квантовых ямах [24]. Теми же авторами было предложено объяснение эффекта падения интенсивности люминесценции экситонов в параллельном магнитном поле [27], основанное на изменении заселенности уровней, разрешенных для излучательной рекомбинации.

В предложенной работе была исследована зависимость энергии линии и кинетики излучательной рекомбинации не прямых экситонов в широкой одиночной квантовой яме от параллельного магнитного поля, а также возможность применимости метода, предложенного в [23, 24], для измерения дисперсии не прямых экситонов и экспериментально проверены выводы теории, описанной в [27].

2 Теоретическое описание метода

В [23, 24] показано, что при приложении параллельного магнитного поля \mathbf{B}_{\parallel} , в операторе импульса возникает дополнительное слагаемое, которое приводит к смещению спектра экситона на импульс $\frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z}$, где d - расстояние между слоями, а \mathbf{z} - единичный вектор нормальный к плоскости ямы. Рассмотрим гамильтониан взаимодействующей e-h-пары в магнитном поле:

$$\hat{H} = \sum_{e,h} \frac{1}{2m_i} \left(-i\hbar\nabla_i - \frac{e_i}{c}\mathbf{A}(r_i) \right)^2 + V(r_e - r_h),$$

где

$$V(r) = -\frac{e^2}{\varepsilon\sqrt{r^2 + d^2}}$$

потенциал кулоновского взаимодействия, d - расстояние между слоями электронов и дырок, $\mathbf{r} \parallel (x, y)$, а \mathbf{A} - вектор-потенциал магнитного поля \mathbf{B} . В случае двумерной системы вектор магнитного поля удобно представить в виде суммы двух составляющих: перпендикулярной и параллельной плоскости системы, тогда

$$\mathbf{B} = B_{\perp}\mathbf{z} + B_{\parallel}(\mathbf{x}\cos\alpha + \mathbf{y}\sin\alpha).$$

Будем работать в калибровке:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\mathbf{B}_{\perp} \times \mathbf{r} + zB_{\parallel}(\mathbf{x}\sin\alpha - \mathbf{y}\cos\alpha).$$

Тогда, вводя замену $R = (mr_e + Mr_h)/(m + M)$, $r = r_e - r_h$, получим систему из уравнений для поступательного и относительного движения пары. Поскольку гамильтониан инвариантен относительно переноса электрона и дырки на один и тот же вектор \mathbf{r} , то оператор импульса выражается формулой:

$$\hat{P} = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}} + \frac{e}{2c}\mathbf{B}_{\perp} \times \mathbf{r} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \quad (1)$$

В частном случае, когда поле параллельно плоскости ямы, $B_{\perp} = 0$ и (1) принимает вид:

$$\hat{P}_m = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \quad (2)$$

Тогда кинетическая энергия экситона запишется в виде:

$$E = \frac{1}{2m^*} \left(\mathbf{P} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \right)^2, \quad (3)$$

где m^* - эффективная масса экситона в GaAs. Таким образом, внешнее магнитное поле приводит к смещению спектра экситона в \mathbf{k} -пространстве на постоянный импульс $\frac{edB}{c}$.

2.1 Измерение закона дисперсии непрямых экситонов

Поскольку при рекомбинации экситона должен выполняться не только закон сохранения энергии, но и импульса, то излучать могут только те экситоны, у которых $\mathbf{P}_m = \mathbf{P}_{ph}$, где $\mathbf{P}_{ph} = E_g \frac{\sqrt{\epsilon}}{c}$ - импульс излучаемого фотона. Как будет показано ниже, в полях, которые использовались в эксперименте $P_{ph} \ll \frac{edB}{c}$, поэтому для случая излучательной рекомбинации (3) можно привести к виду

$$\Delta E = \frac{1}{2m^*} \left(\frac{ed}{c} \mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \right)^2 \quad (4)$$

откуда видно, что изменение энергии рекомбинационного излучения (ΔE) линейно зависит от B_{\parallel}^2 (рис. 2). Этот метод был использован для экспериментальных

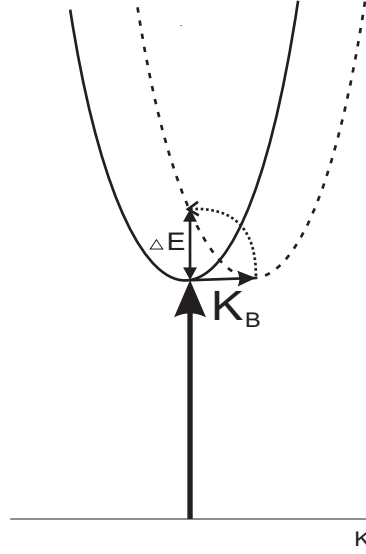


Рис. 2: Изменение энергетического спектра экситона и механизм излучательной рекомбинации в параллельном магнитном поле

измерений энергетического спектра непрямых экситонов в двойной квантовой яме [24] и межподзонных возбуждений в одиночной и двойной квантовых ямах [25, 26]. Однако, в случае широкой одиночной квантовой ямы необходимо учитывать размытие волновой функции вдоль оси \mathbf{z} , приводящее к возникновению диамагнитного сдвига в параллельном магнитном поле, который также квадратично зависит от B . С учетом этого, (4) должно иметь вид

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{1}{2m^*} \left(\frac{ed}{c} \mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \right)^2 \right)^2 + (\alpha B_{\parallel}^2)^2}, \quad (5)$$

где коэффициент α не зависит от расстояния между слоями электронов и дырок, что позволяет измерять его экспериментально при $d=0$. Также следует отметить, что межподзонное расщепление легкой и тяжелой дырок в широкой квантовой яме гораздо меньше, чем в двойной. Это накладывает ограничение на величину параллельного магнитного поля, допустимого в эксперименте, поскольку

сильное параллельное магнитное существенно влияет на профиль квантующего потенциала ямы и, соответственно, возмущает дырочные состояния. В данной работе была исследована зависимость энергии линии излучательной рекомбинации пространственно разделенных электрон-дырочных слоев от слабого параллельного магнитного поля, а также возможность применимости метода, предложенного в [23, 24], для измерения дисперсии не прямых экситонов.

2.2 Изменение интенсивности рекомбинационного излучения в параллельном магнитном поле

Как уже упоминалось выше, закон сохранения импульса приводит к тому, что в излучательной рекомбинации могут принимать участие только экситоны с импульсами в области $k=0$, т.е. экситоны, находящиеся на более высоких энергетических уровнях (рис. 2). Поскольку заселенность экситонных уровней с увеличением энергии падает, то включение параллельного поля должно приводить к падению интенсивности люминесценции [27]. Тогда из (3) получаем:

$$I \sim \exp\left(-\frac{(edB)^2}{2m^*c^2kT}\right) \quad (6)$$

откуда $\ln I \sim B^2$, причем коэффициент пропорциональности

$$\alpha = \frac{e^2d^2}{2m^*c^2kT} \quad (7)$$

позволяет непосредственно оценить температуру экситонов из линейного участка зависимости $\ln I$ от B^2 . Это открывает возможности для экспериментального измерения температуры экситонной системы.

В предложенной работе была исследована зависимость кинетики излучательной рекомбинации не прямых экситонов в широкой одиночной квантовой яме от слабого параллельного магнитного поля, а также экспериментально проверены выводы теории, предложенной в [27].

3 Описание эксперимента

3.1 Образец

В данной работе исследовалась $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ гетероструктура, выращенная методом молекулярно лучевой эпитаксии (МБЕ). Схема исследуемых образцов изображена на рисунке 3. Они представляли собой широкую одиночную квантовую яму с шириной канала 500 и 390 Å. Задним затвором служила сильно легированная квантовая яма шириной 150 Å, а передним - полупрозрачная металлическая пленка. Подача напряжения на затворы позволяла создать электрическое поле внутри образца. Расстояние между ними составляло 4002 Å. Легирование производилось кремнием. Между задним затвором и подложкой был выращен толстый слой GaAs, который подавлял все структурные неоднородности, возникающие на стыке кристаллических решеток.

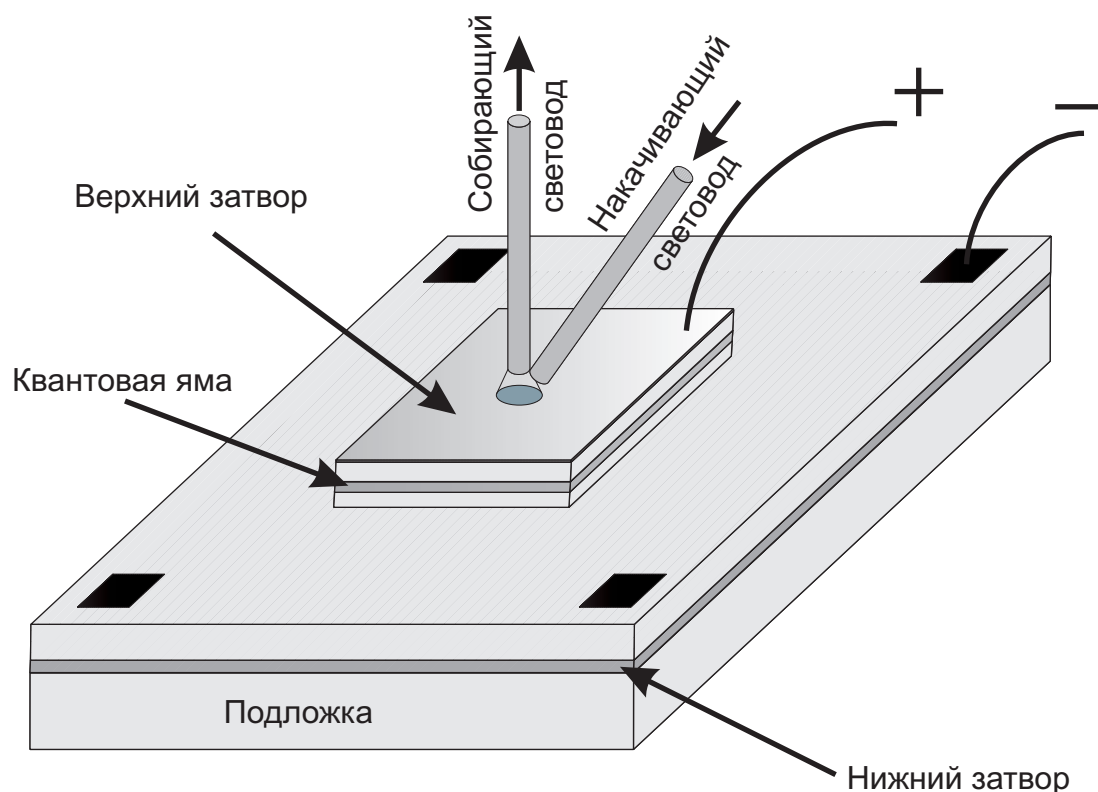


Рис. 3: Схема образца

3.2 Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 4. Исследования проводились при температуре кипения жидкого гелия 4.2 К. Для этого образец помещался в криостат в центр сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле вплоть до 6 Т, перпендикулярное оси вставки. Измерения проводились с помощью двухсветовой методики: два световода диаметром 400 мкм

устанавливались в непосредственной близости к поверхности образца, один (собирающий) перпендикулярно его плоскости, а второй (накачивающий) под небольшим углом. Меняя местами накачивающий и собирающий световоды и вращая вставку относительно оси, можно было получить спектры для разных углов между магнитным полем и излученным фотоном, что давало возможность экспериментально проверить выполнение условия $P_{ph} \ll \frac{edB}{c}$. Этот факт доказывает независимость результатов от положения вставки. Фотовозбуждение систем производилось импульсным лазером с длиной волны 780 нм и длительностью импульса 10 пс. Луч фокусировался на торце световода. При этом мощность излучения, заводимого в световод, составляла от 200 до 1800 мкВт в зависимости от частоты импульсов, которая изменялась в пределах от 1 МГц до 10 МГц. Это соответствует потоку энергии порядка 0,8 Вт/см². Напряжение на образец

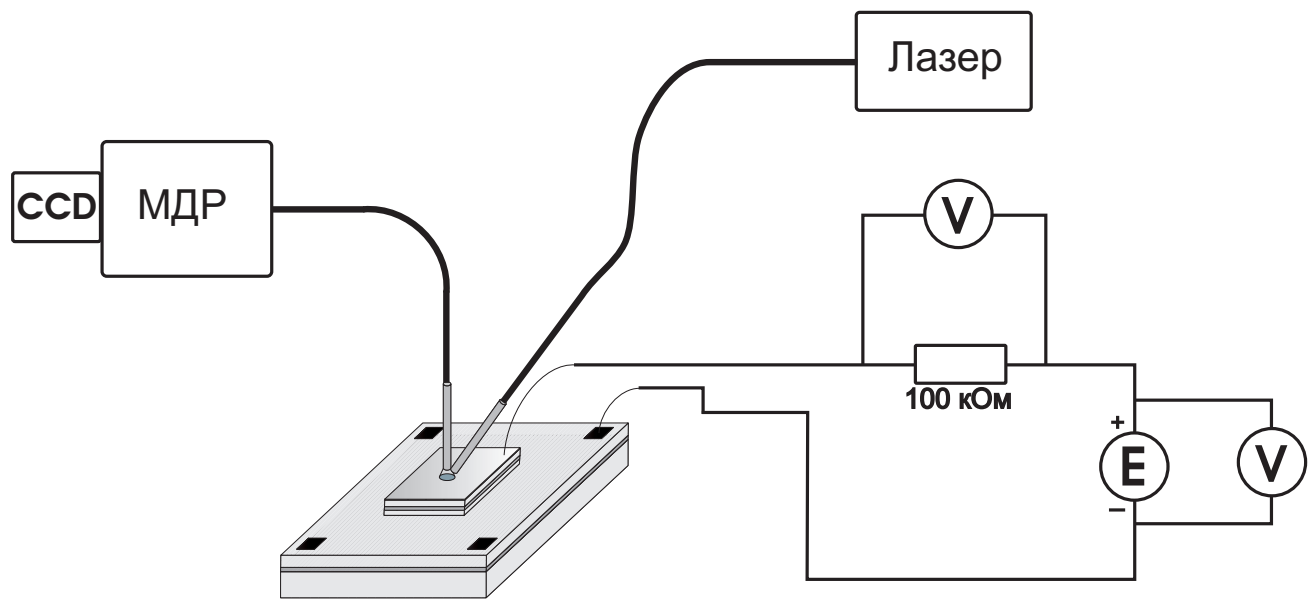


Рис. 4: Схема экспериментальной установки

подавалось от источника Yokogawa через параллельно включенный резистор с сопротивлением 100 кОм. При этом измерялось напряжение на резисторе (оно определяло ток в цепи) и на источнике. По разнице этих напряжений рассчитывалось напряжение на затворах. Измерение спектра люминисценции производилось с помощью монохроматора МДР, выходное излучение которого регистрировалось с помощью CCD-камеры с матрицей 1024 пикселя вдоль направления развертки спектра. Результирующее спектральное разрешение такой системы в измеряемом диапазоне составляло 0,3 Å. Для временного разрешения между спектрометром и CCD-камерой был установлен запускаемый с контроллера лазера image intensifier, позволяющий делать временное разрешение оптического сигнала (разрешение до 1,5 нс).

4 Результаты измерений

4.1 Зависимость люминесценции от электрического поля

Экситонная линия смещается при приложении электрического поля (см. рис. 5) Зависимость энергии от электрического поля позволяет найти

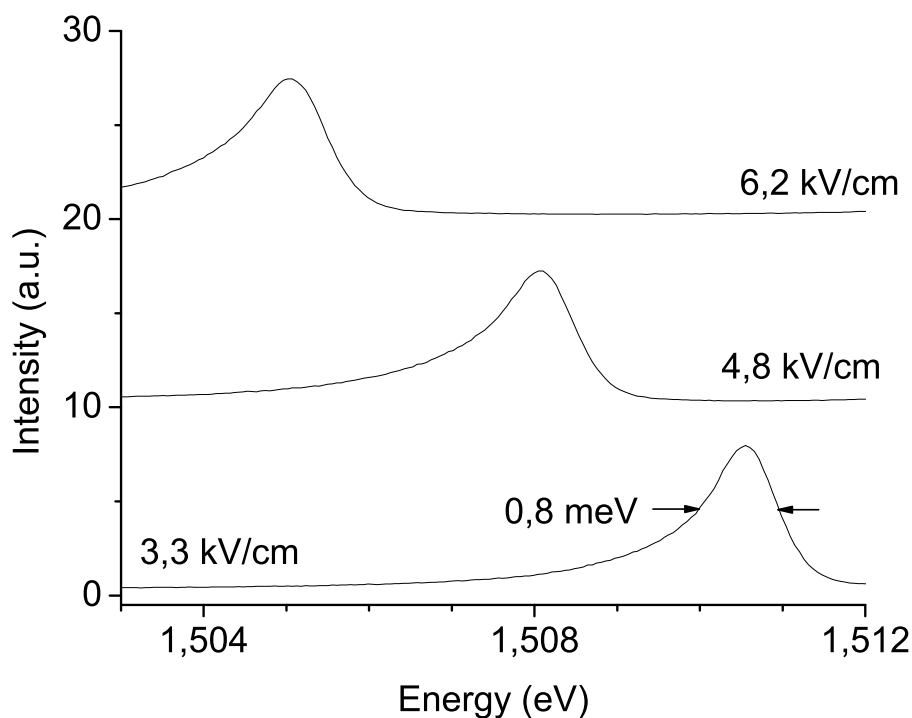


Рис. 5: Сдвиг экситонной линии в электрическом поле

дипольный момент d из формулы

$$\Delta\varepsilon = dE \quad (8)$$

Экспериментальная зависимость энергии линии от электрического поля показана на рисунке 6. Небольшое отклонение от линейной зависимости объясняется уменьшением дипольного момента при уменьшении электрического поля. Зависимость дипольного момента, вычисленная по формуле 8, приведена на вставке. Полученные значения в дальнейшем использовались при вычислении эффективной массы из формулы (3). Также на второй вставке приведена характерная вольт-амперная характеристика для напряжений, используемых в эксперименте. Из нее следует, что во всем диапазоне электрических полей через образец текли достаточно малые токи, что дает надежды на однородное распределение электрического поля в плоскости образца.

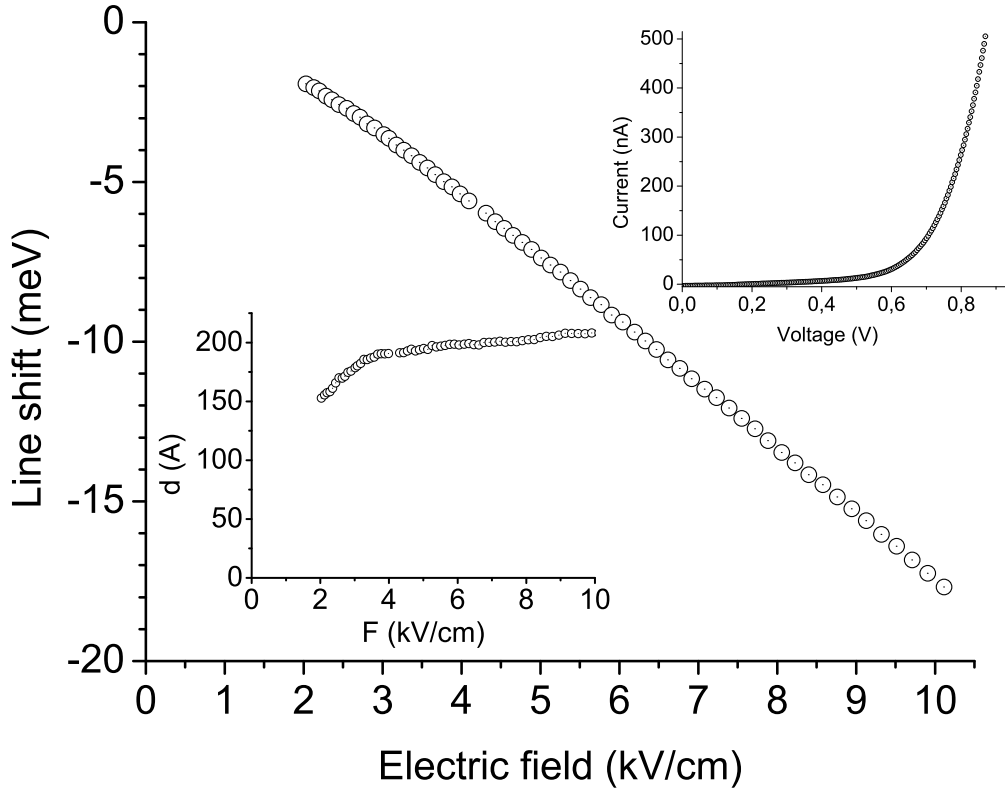


Рис. 6: Зависимость энергии рекомбинации от электрического поля

4.2 Исследование дисперсии экситонов

Для образца с нелегированной ямой шириной 390 \AA исследования проводились в тех электрических полях, где среднее расстояние между слоями постоянно. Характерные спектры люминесценции для разных значений параллельного магнитного поля приведены на рисунке 7а. Стоит отметить, что в параллельном магнитном поле линия рекомбинации не только смещается в область более высоких энергий, но и уменьшается по интенсивности. На рисунке 7b показаны зависимости изменения энергии рекомбинации от квадрата параллельного магнитного поля, измеренные для разных электрических полей. Видно, что в малых полях эта зависимость линейна, как и предсказывает теория. Из наклона этих прямых и расстояния между слоями, найденного из электрополевых зависимостей, определялись значения эффективной массы m^* по формуле (5). Экспериментальные результаты измерений массы экситона для разных электрических полей в нелегированной квантовой яме шириной 390 \AA показаны на рисунке 8. Однако

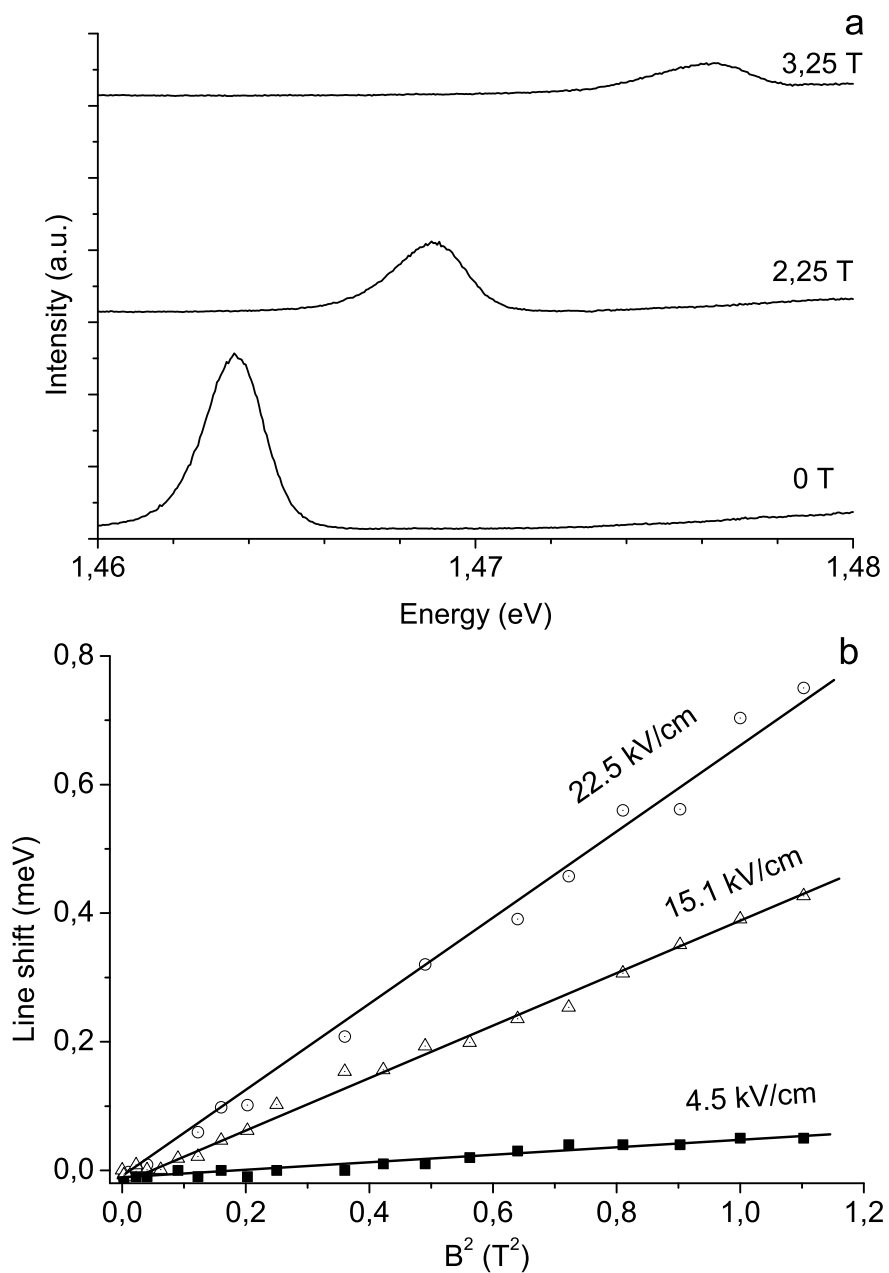


Рис. 7: Зависимость энергии рекомбинации от параллельного магнитного поля в нелегированной яме шириной 390 Å (а) Характерные спектры люминесценции (электрическое поле 25 кВ/см). (б) Зависимость величины энергетического сдвига линии от квадрата магнитного поля.

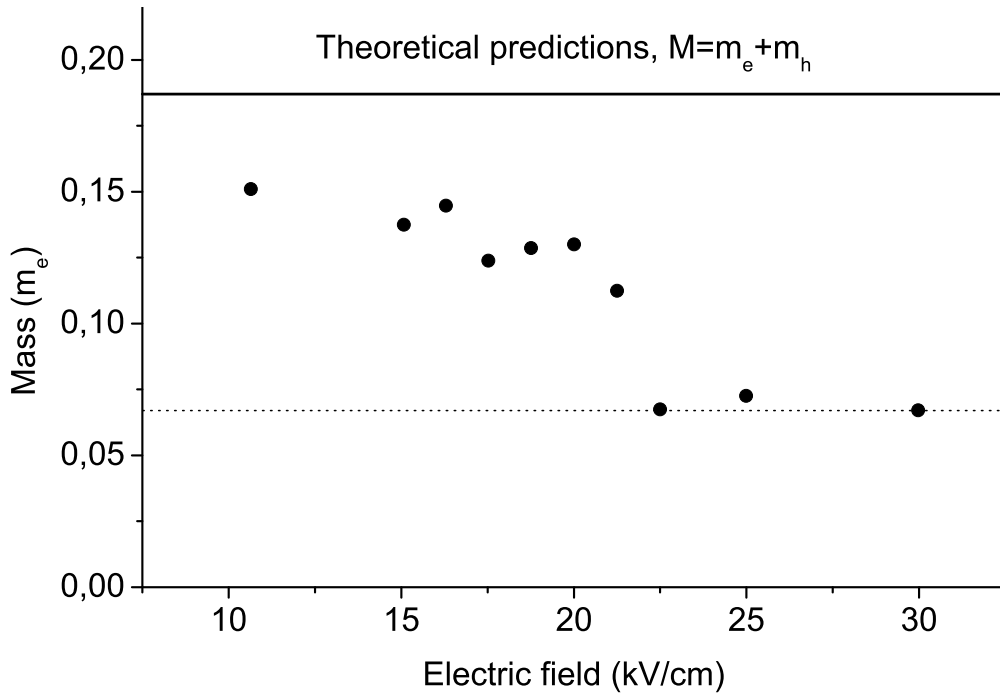


Рис. 8: Значения параметра m^* , измеренные экспериментально при разных значениях приложенного электрического поля, для нелегированной ямы шириной 390 \AA .

параметр m^* , вычисленный из этих зависимостей в разных электрических полях меняется в диапазоне от $0,15 m_0$ до $0,07 m_0$, m_0 -масса свободного электрона, а значит, в отдельных случаях приближается к массе электрона в GaAs ($m^* = 0,067 m_0$), в то время, как (5) предсказывает его значение, равное сумме масс электрона и дырки (примерно $0,2 m_0$ в области малых квазиимпульсов). Такое радикальное расхождение с теоретическими предсказаниями может иметь несколько причин. В случае сильных электрических полей в спектрах люминесценции не наблюдается отдельных линий свободного и связанного экситона, что может свидетельствовать о существенной зарядке системы. В [28] было показано, что экситоны в квантовых ямах могут существовать только в системах с концентрацией двумерных электронов не больше чем $5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$, т.к. при больших концентрациях экситонное состояние разрушается экранированием свободными носителями. При большей плотности в спектре люминесценции видна линия рекомбинации не свободного экситона, а излучения заряженной электрон-дырочной системы с существенной энергией Ферми носителей. При этом сохраняется разделение между слоями, что также должно приводить к сдвигу в параллельном магнитном поле, однако, измеренное из этих зависимостей значение массы может не отвечать массе свободного экситона. Это означает, что в подобного рода экспериментах контроль концентрации является важным фактором. Поэтому нами был исследован образец с нелегированной ямой шириной 500 \AA в области малых электрических полей, что позволяло достичь слабой зарядки системы, а в спектрах люминесценции были видны линии рекомбинации легкодырочного экситона, свободного и связанного тяжелодырочного экситона, и, кроме того, в перпендикулярном магнитном поле появлялись сателлиты линии

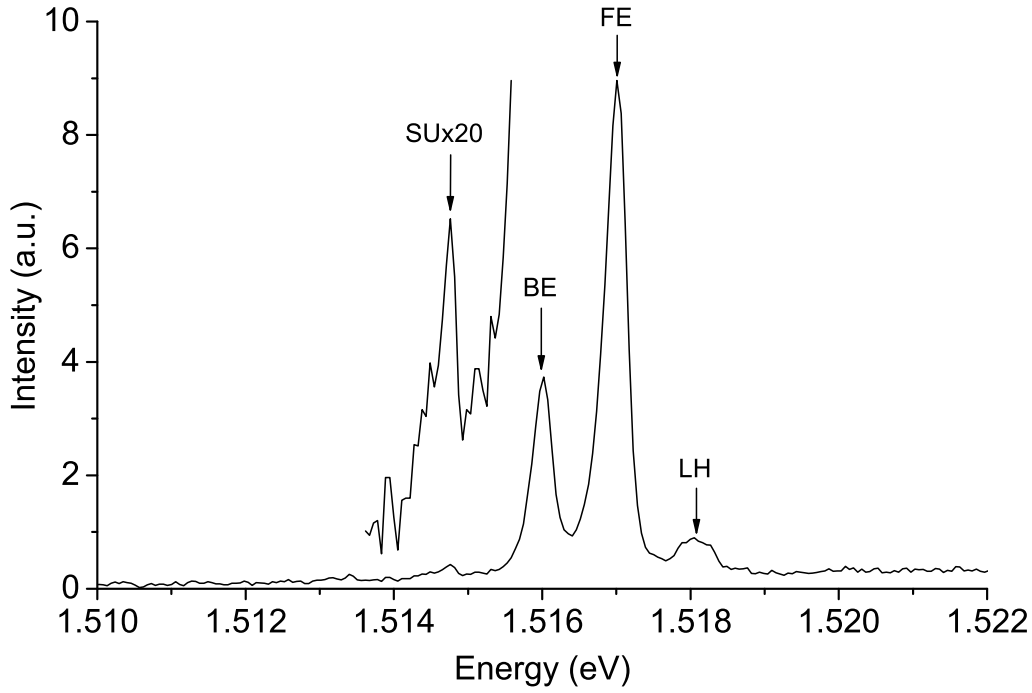


Рис. 9: Спектр люминесценции образца с шириной ямы 500 Å в перпендикулярном магнитном поле 0,9 Т. В спектре видны линии свободного (FE) и связанного (BE) экситонов, рекомбинации с участием легкой дырки (LH) и shake-up (SU)

связанного экситона, соответствующие процессам с перебросом (shake-up) (рис. 9). Все это свидетельствует о малой заряженности канала $((1 \div 5) \times 10^9 \text{ см}^{-2})$. Поскольку энергетический сдвиг shake-up в магнитном поле соответствовал циклотронной энергии электрона, то можно заключить, что канал был заряжен отрицательно. Из того факта, что в сильных электрических полях линии рекомбинации легкодырочного и свободного тяжелодырочного экситона пропадали, можно сделать вывод, что с увеличением электрического поля двумерный канал заряжался и концентрация электронов в нем увеличивалась. При этом среднее расстояние между электронами и дырками существенно менялось от электрического поля, что позволяло исследовать зависимость производной энергии линии по B^2 от d . Для этого формулу (5) перепишем в виде:

$$k^2 = \left(\frac{d\Delta E}{dB^2} \right)^2 = \frac{e^4 d^4}{4m^{*2}c^4} + \alpha^2. \quad (9)$$

Экспериментальная зависимость $k^2(d^4)$ приведена на рисунке 10. Видно, что она также линейна, что подтверждает (9). Ненулевой свободный член прямой объясняется ланжевеновским диамагнитным сдвигом, который существует и при $d=0$. Его значение соответствует квадрату сдвига экситонной линии в параллельном магнитном поле, измеренном в нулевом электрическом поле. Из наклона прямой $(e^4/4m^{*2}c^4)$ был определен коэффициент m^* , который оказался равен $0,022 m_0$, что меньше массы свободного электрона в GaAs и находится в еще большем противоречии с теоретическими предсказаниями. Такое несогласие говорит о том,

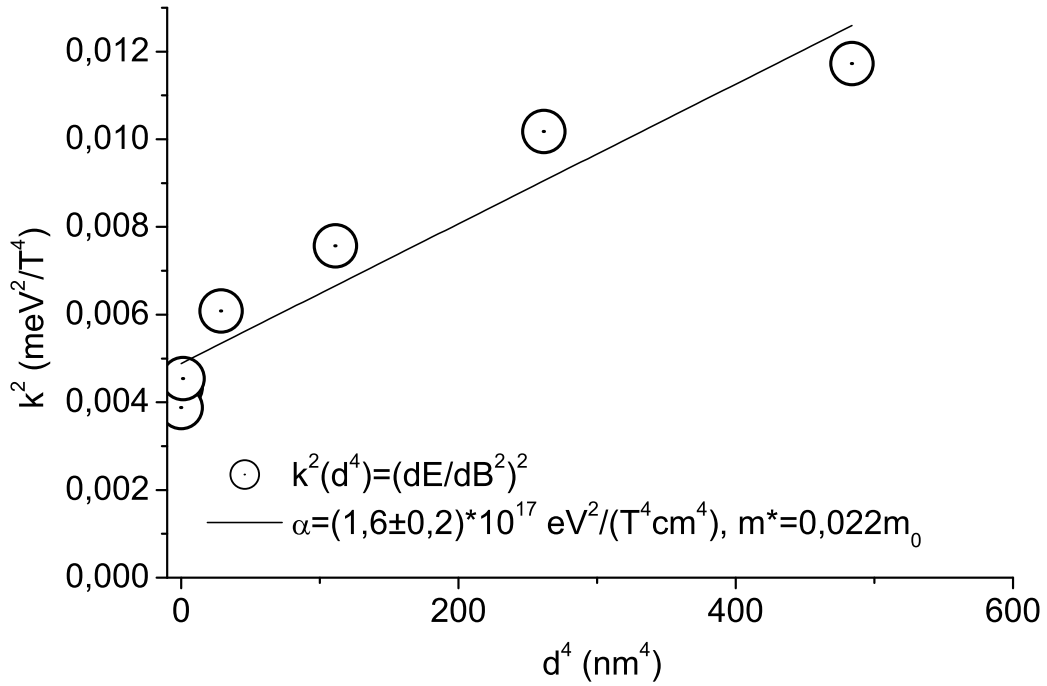


Рис. 10: Зависимость квадрата величины изменения энергии линии в параллельном магнитном поле от среднего расстояния между слоями электронов и дырок в четвертой степени в нелегированной яме шириной 500 Å.

что в такого рода экспериментах предложенный метод непосредственно неприменим, а изложенная выше теория требует дальнейшего развития для случая широких квантовых ям.

4.3 Исследование кинетики люминесценции

Эксперименты проводились на образце с $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ квантовой ямой шириной 390 Å. Нами была исследована зависимость интенсивности рекомбинации от параллельного магнитного поля в условиях непрерывного и импульсного фотовозбуждения. График такой зависимости для случая непрерывного фотовозбуждения показан на рис. 11. Из него видно, что соотношение (6) выполняется достаточно хорошо вплоть до полей ~ 2 Т. По наклону этой зависимости из формулы (7) ($d = (210 \pm 20)$ Å) была рассчитана температура экситонной системы, которая оказалась равной 19 К, что значительно превышает температуру бани 4,2 К. Причиной такого существенного перегрева может служить то, что электронный газ не успевает термализоваться за время жизни экситонов, а исследуемая система термодинамически неравновесная. В связи с этим нами была исследована кинетика экситонной рекомбинации в режиме импульсного фотовозбуждения. Зависимости интенсивности экситонной рекомбинации от параллельного магнитного поля были исследованы сразу после прихода лазерного импульса (рис. 12a) и с задержкой в 600 нс (рис. 12b). Если предположить, что сразу после импульса фотовозбуждения

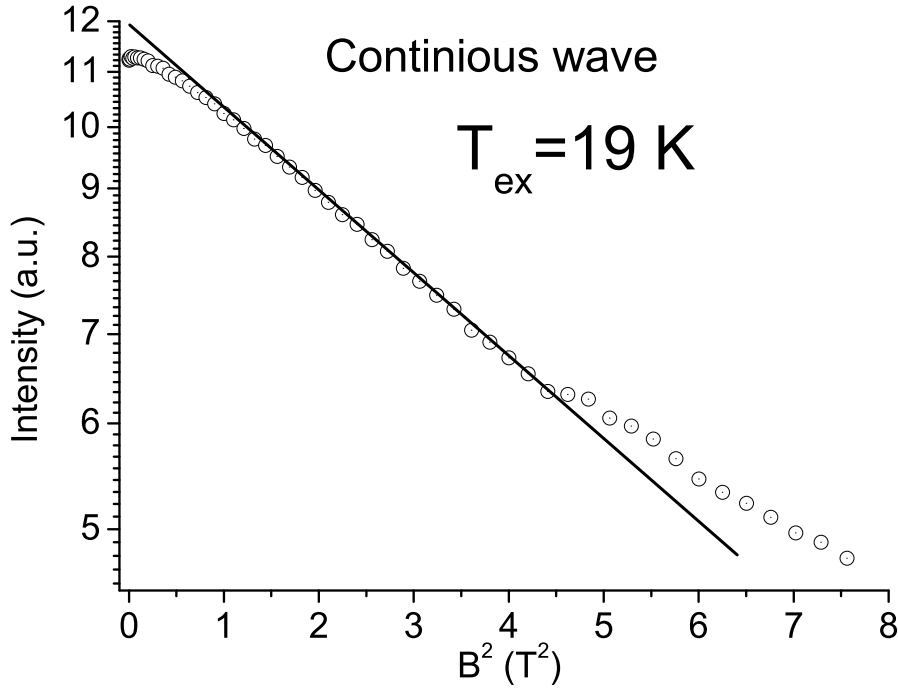


Рис. 11: Зависимость интенсивности излучения непрямых экситонов от параллельного магнитного поля в условиях непрерывного фотовозбуждения в нелегированной яме шириной 390 Å.

система термодинамически неравновесная, то через 600 нс ее температура заведомо близка к температуре бани. Однако экспериментальные оценки температуры по (7) в этих экспериментах составили 20 К и 15 К соответственно.

Ввиду явного расхождения такой модели с экспериментальными результатами, нами была предложена другая трактовка, учитывающая безызлучательные каналы рекомбинации. Интенсивность излучения определяется формулой

$$I \sim N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau^*}\right), \tau^{*-1} = \tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1} \quad (10)$$

τ_r - время излучательной рекомбинации, τ_{nr} - время безызлучательной рекомбинации, N_0 - начальная концентрация экситонов в канале. В первом приближении τ_{nr} не зависит от величины магнитного поля, а время излучательной рекомбинации должно зависеть от магнитного поля, поскольку τ_r определяется перекрытием волновых функций, ширина которых в присутствии магнитного поля определяется магнитной длиной $l_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}}$. Таким образом, в пределе $B \rightarrow \infty$

$$\tau_r \sim \exp\left(\frac{d^2}{2l_B^2}\right) \sim \exp\left(\frac{d^2 e B}{2\hbar c}\right), \quad (11)$$

т.е. время излучательной рекомбинации экспоненциально увеличивается с ростом магнитного поля и когда τ_r сравнивается с τ_{nr} , безызлучательные каналы начинают преобладать, что приводит к падению интенсивности излучательной рекомбинации

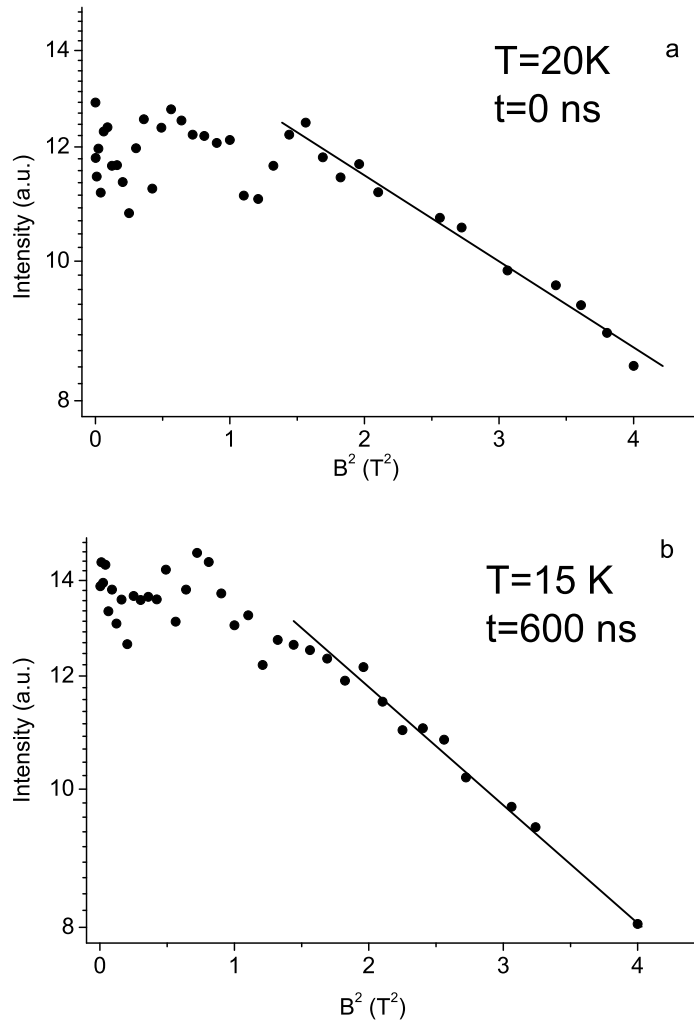


Рис. 12: Зависимости интенсивности излучения непрямых экситонов от параллельного магнитного поля, измеренные в нелегированной яме шириной 390 \AA , в условиях импульсного фотовозбуждения, при двух задержках а). $\Delta t = 0 \text{ нс}$ б). $\Delta t = 600 \text{ нс}$

непрямых экситонов. На рисунке 13 показана экспериментальная зависимость времени рекомбинации от параллельного магнитного поля. В сильных магнитных полях τ_r экспоненциально возрастает с полем, как и предсказывает предложенная модель. В полях больше $1,5 \text{ Т}$ безызлучательные процессы рекомбинации становятся быстрее излучательных, что приводит к отклонению экспериментальной зависимости от экспоненциальной. В слабых магнитных полях перекрытие волновых функций в основном определяется профилем ямы, поэтому экспериментальная зависимость тоже отклоняется от теоретической кривой. В исследуемом образце интенсивность рекомбинации начинает падать в полях порядка $1,5 \text{ Т}$ (рис.3), что соответствует временам безызлучательной рекомбинации около 5 мкс . Эта оценка хорошо согласуется с результатами, полученными в [16] для аналогичных образцов. Оценка d по формуле (13) составляет $(320 \pm 30) \text{ \AA}$, что несущественно отличается от расстояния, вычисленного из электролевых зависимостей ($d = (240 \pm 20) \text{ \AA}$).

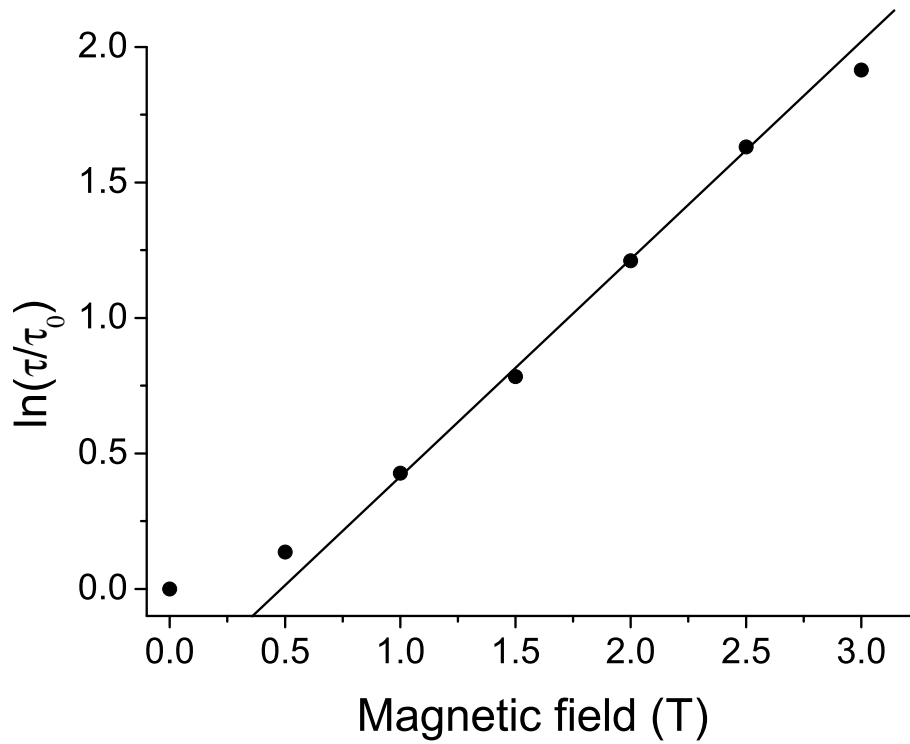


Рис. 13: Зависимость времени излучательной рекомбинации непрямых экситонов от параллельного магнитного поля, $\tau_0 = 1.37$ мкс

Небольшое различие может быть, например, следствием усреднения разных величин при расчетах расстояния между электронным и дырочным слоями. В электрополевой сдвиг входит свертка $\langle \Psi_e | x | \Psi_h \rangle$, в то время, как время жизни экситона определяется перекрытием волновых функций $\langle \Psi_e | \Psi_h \rangle$.

5 Выводы

Итак, в предложенной работе была исследована зависимость энергии и кинетики излучательной рекомбинации электрон-дырочных слоев в одиночной широкой квантовой яме от параллельного магнитного поля и расстояния между слоями. Было установлено, что эта энергия пропорциональна квадрату магнитного поля (в пределе слабых полей), а коэффициент пропорциональности квадратично увеличивается с увеличением расстояния между слоями. Это находится в соответствии с теоретическими предсказаниями, согласно которым сдвиг спектральной позиции линии пропорционален квадрату магнитного поля и расстояния, разделяющего электронный и дырочный слои, и обратно пропорционален массе экситона. Однако была обнаружена зависимость параметра m^* от электрического поля, перпендикулярного плоскости ямы, причем это значение в отдельных случаях было меньше эффективной массы электрона в GaAs, что сильно отличается от теоретических предсказаний. В работе были сформулированы возможные причины, приводящие к столь серьезному несоответствию результатов, однако для полного понимания процессов, происходящих в таких системах, необходимы дальнейшие теоретические изыскания. В результате исследования зависимости кинетики излучательной рекомбинации электрон-дырочных пар от параллельного магнитного поля было установлено, что интенсивность излучения падает при увеличении магнитного поля, однако оценка температуры электрон-дырочного газа, предложенная в [27], существенно отличается от теоретических предсказаний. В работе был предложен альтернативный механизм уменьшения люминесценции, учитывающий безызлучательные каналы рекомбинации. Было показано, что времена излучательной рекомбинации экспоненциально растут с увеличением магнитного поля, что связано с уменьшением перекрытия волновых функций электрона и дырки. Экспоненциальное увеличение времени излучательной рекомбинации непрямого экситона в параллельном магнитном поле приводит к тому, что главным механизмом, определяющим время жизни экситона, становятся безызлучательные процессы, в результате чего и наблюдается падение интенсивности не прямых экситонов.

Список литературы

- [1] E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, Statistical Physics (Pergamon Press, Oxford, 1980), Pt. 2
V. N. Popov, Functional Integrals in Quantum Field Theory and Statistical Physics (D. Reidel Publishing, Dordrecht, 1983).
- [2] W. Kane and L. Kadanoff, Phys. Rev. **155**, 80 (1967).
D. S. Petrov, M. Holzman, J. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. Lett. **84**, 2551 (2000).
- [3] Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон Письма в ЖЭТФ **22**, 556 (1975)
- [4] Yu. E. Lozovik and A. M. Ruvinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **112**, 1791 (1997)
- [5] T. Ando *et al.*, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)
- [6] I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **78**, 1167 (1980).
- [7] L. P. Gor'kov and I. E. Dzyaloshinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 717 (1967)
- [8] I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **80**, 1488 (1981)
- [9] V. Negoita, D. W. Snoke and K. Eberel, Phys. Rev. B **60**, 2661 (1999).
- [10] L. V. Butov, A. Zrenner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
- [11] V. V. Timofeev, A. V. Larionov *et al.*, JETP lett. **67**, 580 (1998)
- [12] А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев *и др.*, Письма в ЖЭТФ **71**, 174 (2000).
- [13] А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев *и др.*, Письма в ЖЭТФ **75**, 689 (2002).
- [14] А. В. Горбунов, В. Е. Бисти, В. Б. Тимофеев, ЖЭТФ **128**, 803 (2005).
- [15] Ю. Е. Лозовик, И. Л. Курбаков *и др.*, ЖЭТФ **133**, 348 (2008).
- [16] В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин *и др.*, Письма в ЖЭТФ **84**, 256 (2006).
- [17] Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский, ЖЭТФ **112**, 1791 (1982).
- [18] Daijiro Yoshioka and Allan H. MacDonald, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4211 (1990).
- [19] В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов *и др.*, Письма в ЖЭТФ **65**, 840 (1997).
- [20] В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин *и др.*, Письма в ЖЭТФ **83**, 647 (2006).
- [21] М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев *и др.*, Письма в ЖЭТФ **72**, 662 (2000).
- [22] М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин *и др.*, Письма в ЖЭТФ **85**, 294 (2007).
- [23] A. A. Gorbatsevich and I. V. Tokatly, Semicond. Sci. Technol. **13**, 288 (1997).

- [24] Yu. E. Lozovik *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 235304 (2002).
- [25] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 073306 (2002).
- [26] Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин *и др.*, ЖЭТФ **128**, вып. 4(10), 831-843 (2005).
- [27] L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. E. Lozovik *et al.*, Phys. Rev. B **62**, 1548 (2000).
- [28] С. И. Губарев, И. В. Кукушкин *и др.*, Письма в ЖЭТФ **72**, 469 (2000).