

МНОГОЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ФАКТОРЫ, ОСЛОЖНЯЮЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ КВАНТОВОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ В ЭКСИТОННОМ ГАЗЕ КВАНТОВЫХ ЯМ SiGe/Si

В. С. Багаев^a, Э. Т. Давлетов^a, В. С. Кривобок^{a,b}, С. Н. Николаев^a,
А. В. Новиков^c, Е. Е. Онищенко^a, А. А. Пручкина^a, М. Л. Скориков^a*

^a *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119911, Москва, Россия*

^b *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

^c *Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 27 апреля 2015 г.

На основе измерений стационарной и разрешенной по времени фотолюминесценции исследованы свойства экситонного газа в квантовой яме второго рода $\text{Si}_{0.905}\text{Ge}_{0.095}/\text{Si}$ толщиной 5 нм. Показано, что несмотря на наличие барьера для электронов в слое $\text{Si}_{0.905}\text{Ge}_{0.095}$, при низких температурах энергетически наиболее выгодным состоянием электронно-дырочной системы оказывается пространственно-непрямой биэкситон. Такой биэкситон, характеризующийся временем жизни около 1100 нс и энергией связи около 2.0–2.5 мэВ, состоит из двух дырок, локализованных в слое $\text{Si}_{0.905}\text{Ge}_{0.095}$, и двух электронов, преимущественно локализованных в кремнии. Показано, что формирование биэкситонов определяет спектры низкотемпературной (5 К) люминесценции для широкого диапазона плотностей возбуждения и не позволяет получить газ экситонов, в котором существенны эффекты квантовой статистики. Из-за высокой степени вырождения биэкситонных состояний (28) и сравнительно большой эффективной массы (около $1.3m_e$) экспериментальное наблюдение бозе-статистики для биэкситонного газа возможно лишь при температурах около 1 К и ниже. При таких температурах тепловая энергия много меньше измеренной энергии локализации (около 1 мэВ) на флуктуациях потенциала. Это приводит к локализации биэкситонов и накладывает принципиальные ограничения на возможность наблюдения квантовой когерентности в биэкситонном газе.

DOI: 10.7868/S0044451015120147

1. ВВЕДЕНИЕ

В современной литературе значительное внимание уделяется поиску и исследованию квантовой когерентности в неравновесной электронно-дырочной системе полупроводниковых гетероструктур [1–7]. К наиболее известным объектам, в которых квантовая когерентность уверенно наблюдается, следует, по-видимому, отнести структуры с двойными квантовыми ямами (КЯ) на основе прямозонных полупроводников [1–4]. В таких структурах за

счет размещения электронов и дырок в двух разных КЯ увеличивается время жизни пространственно-непрямых экситонов, что обеспечивает возможность охлаждения экситонов до температур порядка 1 К и позволяет экспериментально получать квазиравновесный бозе-конденсат. Тем не менее, вследствие малой энергии связи и значительного размера пространственно-непрямых экситонов область существования бозе-конденсата на фазовой диаграмме ограничена достаточно низкими температурами и концентрацией электронно-дырочных пар [1–4].

Для получения квазиравновесного бозе-конденсата экситонов с расширенной областью существо-

*E-mail: krivobok@lebedev.ru

вания на фазовой диаграмме (в координатах «температура–концентрация») могут представлять интерес квантовые ямы на основе непрямозонных полупроводников, в частности, SiGe/Si. В отличие от структур на основе прямозонных соединений, времена жизни неравновесных носителей в качественных квантовых ямах (КЯ) SiGe/Si при гелиевых температурах имеют микросекундный масштаб, что на несколько порядков больше времен их термализации [8, 9]. Это позволяет естественным образом обойти проблемы, связанные с перегревом и возможной неравновесностью функции распределения экситонов, избегая сильного пространственного разделения электронов и дырок. Кроме того, квантовые ямы SiGe/Si представляют собой структуры второго рода, в которых слой SiGe формирует слабый барьер для электронов. Высота барьера, сопоставимая с энергией кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой, монотонно возрастает с увеличением концентрации германия в слое SiGe [10, 11]. Изменяя толщину слоя SiGe и/или содержание германия в нем, можно управлять внутренней структурой экситонов, а также межэкситонным взаимодействием. В частности, таким образом удается подавить образование электронно-дырочной жидкости, которая создает принципиальные ограничения при исследовании вырожденного экситонного газа в объемных германии и кремнии [12, 13].

Недавно было отмечено [14], что при формировании вырожденного экситонного газа в полупроводниках с непрямым краем собственного поглощения и гетероструктурах на их основе могут наблюдаться состояния, в которых резко возрастает интенсивность $2E_g$ -люминесценции — излучательной рекомбинации двух электронно-дырочных пар, сопровождающейся передачей энергии одному кванту света. Возможность существования подобных эффектов объясняется тем, что процесс испускания $2E_g$ -квантов не требует участия фонона или короткодействующего потенциала для выполнения закона сохранения квазиимпульса [15]. Поэтому в ряде случаев интенсивность $2E_g$ -люминесценции должна возрастать при появлении квантовой когерентности в электронной подсистеме. В работе [16] была предпринята попытка экспериментального обнаружения подобных эффектов в гетероструктуре SiGe/Si с КЯ. Представленные в работе результаты совместных измерений обычной (ИК) и $2E_g$ -люминесценции были интерпретированы в рамках представлений о формировании сверхизлучающих состояний за счет появления локальной квантовой когерентности в вырожденном газе экситонов.

Основная цель данной работы заключалась в детальном исследовании свойств плотного экситонного газа в КЯ Si_{0.905}Ge_{0.095}/Si толщиной 5 нм. В такой структуре за счет наличия барьера для электронов в слое Si_{0.905}Ge_{0.095} полностью подавлено образование электронно-дырочной жидкости, что позволило при низкой температуре создать достаточно однородный экситонный газ, поверхностная плотность которого может быть приближена к моттовской. В таком экситонном газе были исследованы многочастичные взаимодействия и возможность наблюдения эффектов квантовой статистики. Полученные результаты исключают сделанный ранее предварительный вывод о возможности формирования локальной когерентности за счет вырождения экситонного газа в КЯ SiGe/Si с содержанием германия около 10%. Также полученные данные указывают на то, что доминирующий механизм излучательной рекомбинации, определяющий спектр фотолюминесценции (ФЛ) КЯ при гелиевых температурах и умеренных плотностях возбуждения, связан с формированием пространственно-непрямых биэкситонов. Данный вывод качественно отличается от принятой в литературе интерпретации длинноволновой линии излучения SiGe/Si КЯ при низких плотностях возбуждения как линий излучения связанного или локализованного экситона [16, 17].

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Структуры Si_{1-x}Ge_x/Si с КЯ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии при температуре 700 °C на подложках Si (001). Чтобы подавить возможные эффекты, связанные с накоплением заряда в КЯ [8], использовались высокоомные подложки с удельным сопротивлением $\rho > 5$ кОм·см, полученные методом бестигельной зонной плавки. Структуры состояли из буферного слоя Si толщиной 100 нм, одиночной КЯ Si_{1-x}Ge_x толщиной 5 нм, и покровного слоя Si толщиной 100 нм. Структурное качество образцов и их соответствие номинальным ростовым параметрам контролировались с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

Для детальных исследований был отобран образец с содержанием германия в слое Si_{1-x}Ge_x $x = 9.5\%$. При указанных параметрах гетероструктуры в слое Si_{1-x}Ge_x реализуется потенциальная яма для дырок глубиной около 90 мэВ, основное состояние в которой вследствие одноосного растяжения формирует подзона тяжелых дырок (hh). В

зоне проводимости формируется потенциальный барьер, поэтому электроны локализируются вблизи слоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ за счет кулоновского взаимодействия с дырками. Одноосное растяжение приводит к тому, что дно зоны проводимости вблизи слоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ определяется четырьмя эквивалентными электронными долинами (Δ_4) с волновыми векторами, параллельными плоскости КЯ [18]. Схематический вид зонной диаграммы для отобранной структуры приведен на рис. 1а.

Особенность отобранной гетероструктуры состоит в том, что при толщине КЯ 5 нм и содержании германия 9.5% в слое SiGe барьер для электронов позволяет полностью подавить образование электронно-дырочных капель [9]. С другой стороны, сравнительно небольшая концентрация германия способствует уменьшению роли флуктуаций потенциала, локализуя экситоны в КЯ. Таким образом, появляется возможность создавать достаточно однородный двумерный экситонный газ с высокой плотностью.

Измерения спектров низкотемпературной ФЛ проводились в парах гелия в диапазоне температур от 5 К до 50 К. В качестве источника стационарного возбуждения использовался полупроводниковый лазер ($\lambda = 650$ нм), излучение которого фокусировалось в пятно диаметром около 3.5 мм. Для устранения влияния неоднородностей при оптическом возбуждении увеличенное (примерно в 2.5 раза) изображение пятна люминесценции обрезалось диафрагмой диаметром 1–5 мм. Спектр ФЛ в инфракрасной области как при стационарном, так и при импульсном возбуждении анализировался решеточным монохроматором с линейной дисперсией 3.2 нм/мм. Для детектирования ИК-излучения применялся фотоумножитель с InP/InGaAsP-фотокатодом (Hamamatsu H10330A), работающий в режиме счета фотонов. Слабое излучение в видимой области (так называемая $2E_g$ -люминесценция — процесс, при котором после рекомбинации двух дырок и двух электронов из противоположных долин энергия полностью передается одному кванту света) регистрировалось с помощью многоканального ПЗС-приемника Spec-10 (Princeton Instruments). Для измерения кинетики ФЛ использовалось импульсное возбуждение третьей гармоникой Nd:YAG-лазера ($\lambda = 355$ нм) с длительностью импульса 5 нс. В зависимости от конкретных экспериментов энергия возбуждающих импульсов составляла 0.01–20 мкДж. Чтобы избежать эффектов, связанных с диффузией экситонов из области возбуждения, при измерении кинетики ФЛ-излучение

лазера не фокусировалось (размер области возбуждения составлял примерно 5 мм). Для регистрации спектров ФЛ с временным разрешением однофотонные импульсы с ФЭУ после усиления и дискриминации в режиме реального времени суммировались цифровым осциллографом LeCroy WR62xi (аналогичная система регистрации подробно описана в работе [19]). Данная схема позволяет записывать сигнал ФЛ с временным разрешением около 2 нс без потери фотоотсчетов. Для получения разрешенных по времени спектров сигнал ФЛ последовательно записывался с заданным шагом по длине волны в необходимом спектральном диапазоне. Далее проводилось усреднение данных по необходимому диапазону времен задержки. Для анализа затухания сигнала ФЛ при больших временах отстройки от возбуждающего импульса применялось динамическое усреднение по временному диапазону, зависящему от времени отстройки и абсолютной величины сигнала.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Кинетика люминесценции в ИК-диапазоне

На рис. 1б приведены разрешенные по времени спектры ФЛ, полученные при температуре 5 К в условиях импульсного возбуждения отобранной структуры. Независимо от времени задержки относительно возбуждающих импульсов в спектрах присутствует излучение из слоя SiGe и из объемного кремния. Люминесценция кремния при температуре 5 К определяется, в основном, рекомбинацией свободных экситонов ($\text{FE}_{\text{TO}}(\text{Si})$), сопровождающейся испусканием поперечных оптических (ТО) фононов. На коротких временах задержки от возбуждающего импульса излучение кремния содержит также широкую полосу $\text{EH}_{\text{D}_{\text{TO}}}(\text{Si})$ в районе 1.08 эВ. Данная полоса представляет собой рекомбинацию носителей в электронно-дырочной жидкости. Тот факт, что излучение связанных экситонов из объемного кремния практически не регистрируется, подтверждает предельно низкую концентрацию фоновых примесей в подложке, пкровном и буферном слоях кремния.

Излучение КЯ представлено бесфононным переходом в районе 1.095 эВ и его фононными повторениями с участием поперечных оптических и поперечных акустических (ТА) фононов. В случае мелких КЯ SiGe/Si энергетический сдвиг между бесфононной линией и фононным ТО-повторением близок к аналогичным величинам для излучения объемного кремния [12]. В частности, нижние кривые на

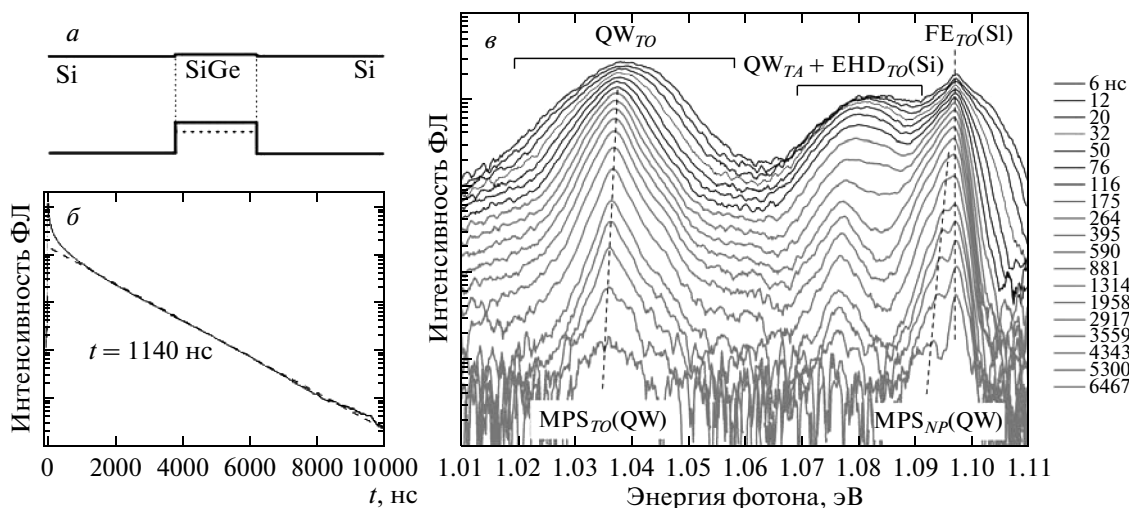


Рис. 1. а) Схематическое изображение зонной структуры КЯ $Si_{1-x}Ge_x$, б) затухание сигнала люминесценции в области фононного повторения линии излучения квантовой ямы (выделенная область), записанное при $T = 5$ К, штриховая линия — экспоненциальный спад с характерным временем 1140 нс, в) разрешенные по времени спектры фотолюминесценции исследуемой структуры при температуре 5 К. Время задержки по отношению к импульсу возбуждения, соответствующее различным спектрам, приведено на рисунке справа. Энергия возбуждающих импульсов составляет 20 мкДж, длительность — 5 нс

рис. 1в позволяют определить сдвиг, соответствующий ТО-фонону, который составляет 57.8–58.3 мэВ (погрешность определяется необходимостью разделения линий излучения КЯ и объемного кремния). Ввиду того, что на бесфононную линию излучения КЯ накладывается ФЛ объемного кремния, а фонное ТА-повторение имеет сравнительно небольшую интенсивность, далее для получения информации об электронных состояниях в КЯ использовался анализ спектров в области фононного ТО-повторения КЯ (QW_{TO}).

Спектры ФЛ, представленные на рис. 1в, получены при энергии возбуждающих импульсов около 20 мкДж. В этом случае через несколько наносекунд после поглощения возбуждающего импульса в КЯ формируется вырожденная электронно-дырочная плазма с поверхностной плотностью около $2-3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Полуширина линии излучения такой плазмы (10–15 мэВ) отражает сумму энергий Ферми для электронов и дырок в КЯ. Отметим, что формирование вырожденной электронно-дырочной плазмы подтверждается также характером затухания сигнала ФЛ в области, соответствующей полосе QW_{TO} , см. рис. 1б. В частности, как видно на рис. 1в, при временах задержки около 100 нс наблюдается монотонное увеличение времени затухания сигнала ФЛ по мере рекомбинации электронов и дырок. Данное поведение, вызванное сильной зави-

симостью скорости оже-рекомбинации от концентрации частиц, характерно для плазменной фазы [8].

Из рис. 1в следует, что по мере увеличения времени задержки по отношению к возбуждающему импульсу электронно-дырочная подсистема в КЯ претерпевает качественные изменения. В спектре излучения КЯ начинает доминировать сравнительно узкая линия, обозначенная MPS (QW). Спад сигнала ФЛ, соответствующий данной линии, описывается экспонентой с характерным временем около 1140 нс в широком диапазоне времен задержки 0.5–10 мкс относительно возбуждающих импульсов. При этом с увеличением времени задержки линия MPS_{TO} претерпевает красный сдвиг порядка нескольких мэВ (см. рис. 1в). Аналогичный эффект наблюдается и в спектрах стационарной НФЛ при изменении уровня возбуждения, см. рис. 2а. Как видно на рис. 2, помимо спектрального положения, медленные изменения претерпевает и форма линии MPS_{TO} . Подобное поведение, неоднократно описанное в литературе для структур с большей концентрацией германия, ранее связывалось с излучательной рекомбинацией свободных или связанных на примесях экситонов в КЯ второго рода [20]. В работах [10, 21] красный сдвиг линии излучения был приписан кулоновскому отталкиванию между пространственно-непрямыми экситонами.

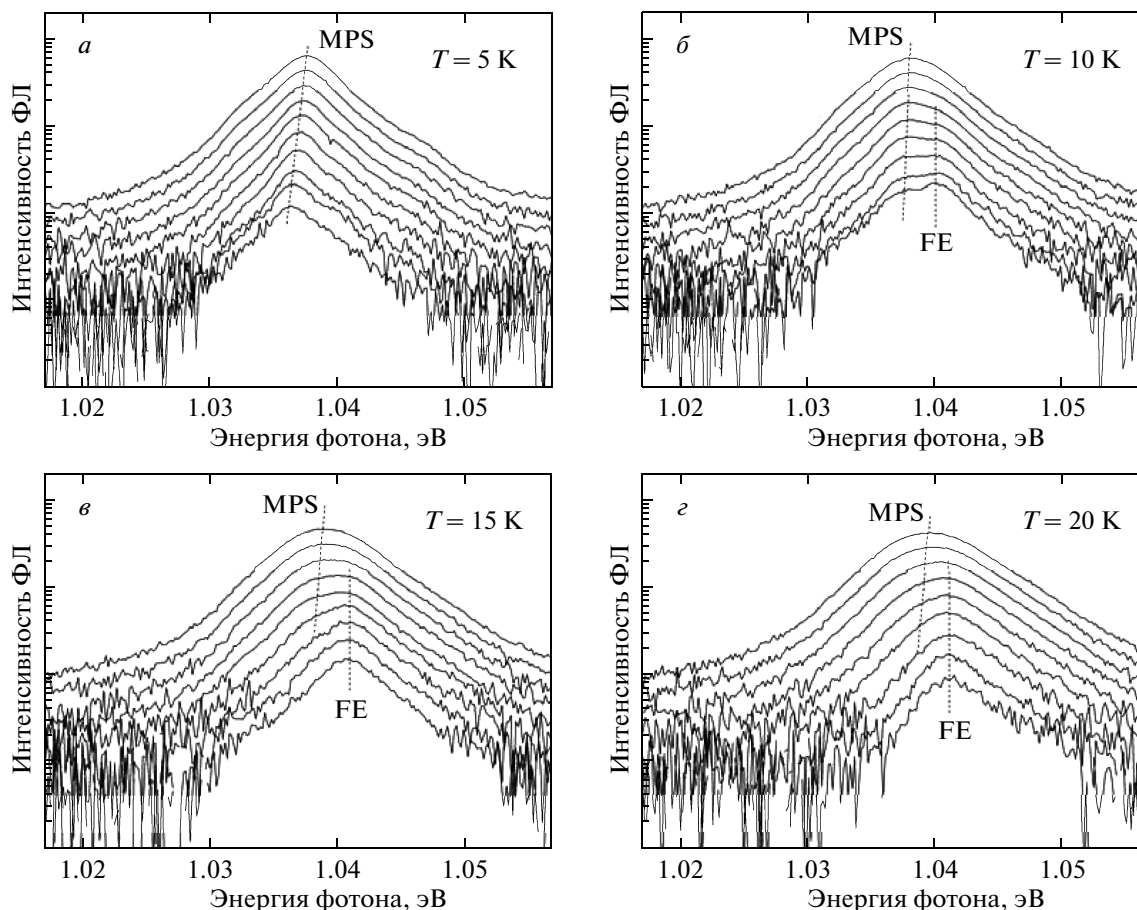


Рис. 2. Зависимости спектров ИК-люминесценции при непрерывном возбуждении в области фононного (ТО) повторения линии излучения квантовой ямы от плотности мощности возбуждения при разных температурах. Для каждой из температур максимальная плотность возбуждения 300 мВт/см^2 соответствует верхней кривой. Для остальных кривых плотность мощности монотонно уменьшается (сверху вниз) с логарифмическим шагом 1.5. Для температур 10 К, 15 К и 20 К минимальная плотность мощности возбуждения равна 11.9 мВт/см^2 , для $T = 5 \text{ К}$ — 7.9 мВт/см^2

Таким образом, из представленных измерений кинетики ФЛ следует, что при температуре 5 К по мере рекомбинации носителей плазменная фаза сменяется состоянием, для которого характерно фиксированное время жизни и медленное изменение формы линии излучения от концентрации электронно-дырочных пар. Данное состояние, ответственное за линию MPS в спектре ИК-люминесценции, оказывается энергетически наиболее выгодным состоянием электронно-дырочной системы в широком диапазоне ее плотностей. По ряду представленных параметров линия MPS похожа на излучение свободных либо связанных экситонов. Тем не менее, как будет показано далее, ряд обнаруженных свойств этого излучения (например, его корреляция с люминесценцией в видимой области, см. разд. 3.3) исключает такую интерпретацию.

3.2. Тонкая структура излучения квантовой ямы в ИК-диапазоне

Рисунок 2 иллюстрирует спектры стационарной фотолюминесценции, записанные в диапазоне температур 5–20 К при различных плотностях возбуждения. Диапазон плотностей возбуждения подобран так, чтобы при температурах 10–20 К можно было зарегистрировать исчезновение линии MPS с уменьшением плотности возбуждения. Данная особенность линии MPS, не характерная для свободных или связанных экситонов, указывает на ее связь с многочастичными состояниями. Как видно на рис. 2, помимо MPS в спектрах ФЛ регистрируется и другая линия (FE), максимум которой сдвинут в коротковолновую область относительно MPS примерно на 4 мэВ. Тот факт, что линия FE доминирует

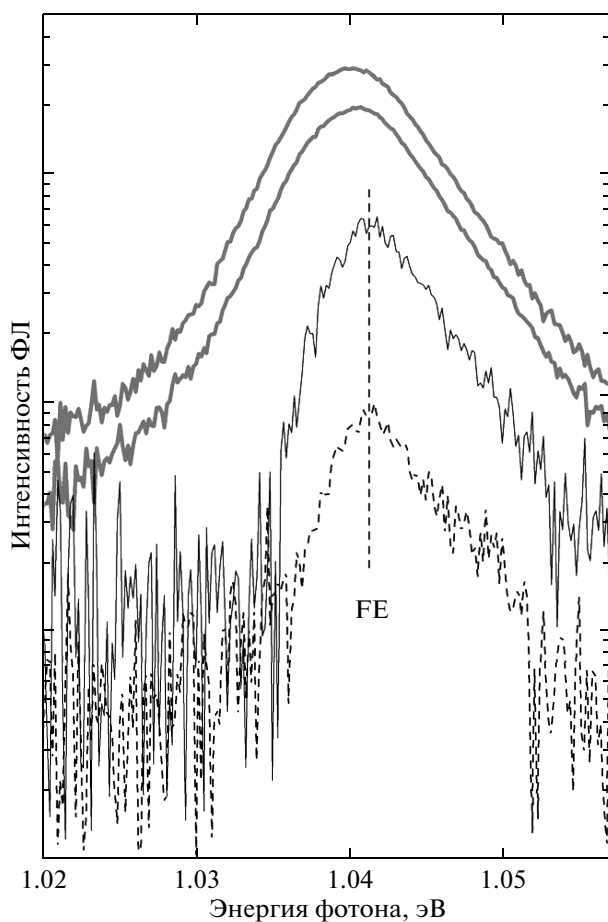


Рис. 3. Результат вычитания (сплошная черная кривая) двух спектров, записанных при плотностях возбуждения 200 мВт/см^2 и 135 мВт/см^2 (серые кривые), нормированных по длинноволновому краю. Полученная кривая демонстрирует существование экситонных состояний при повышенных плотностях возбуждения. Внизу штриховой линией приведен спектр излучения экситонов, записанный при плотности возбуждения 11.9 мВт/см^2 . Все спектры записаны при температуре 20 К

ет в спектрах фотолюминесценции при повышенных температурах и низких плотностях возбуждения, а также имеет характерный асимметричный профиль с «хвостом» в коротковолновую область, позволяет связать ее с излучением свободных экситонов в слое SiGe. Отметим, что сделанные ранее оценки указывают на низкую концентрацию несвязанного положительного заряда в КЯ, выращенных на нелегированных подложках [8]. Поэтому можно утверждать, что трионные состояния не дают заметного вклада в спектр излучения при низких плотностях возбуждения и температурах $5\text{--}20 \text{ К}$.

Как видно на рис. 2, вклад линии FE пренебрежимо мал при энергиях кванта меньших 1.035 эВ . В сочетании с достаточно медленными изменениями формы и положения линии MPS с накачкой это обеспечивает возможность разделения двух линий. Рисунок 3 иллюстрирует пример разностного спектра, полученного в результате вычитания двух кривых, соответствующих близким плотностям возбуждения на рис. 2 и нормированных по длинноволновому краю. В таком спектре регистрируется полоса, по форме и положению совпадающая с линией свободных экситонов. Проведение аналогичной процедуры для других спектров на рис. 2 подтвердило существование свободных экситонов и состояний, ответственных за линию MPS. В интервале температур $10\text{--}20 \text{ К}$ данное сосуществование отчетливо наблюдается для достаточно широкого диапазона плотностей возбуждения около $10\text{--}300 \text{ мВт/см}^2$. Кроме того, описанная процедура позволила проследить изменение интегральной интенсивности линии MPS с увеличением плотности мощности возбуждения, см. ниже рис. 5.

Таким образом, из анализа спектров стационарной ФЛ на рис. 2 следует, что состояния, ответственные за линию MPS, сосуществуют с экситонным газом. При этом относительный вклад этих состояний по сравнению с вкладом в ФЛ свободных экситонов монотонно возрастает с уменьшением температуры и/или увеличением плотности возбуждения. Такое поведение характерно для многочастичных взаимодействий.

3.3. Люминесценция в видимом диапазоне ($2E_g$)

Чтобы подтвердить сделанный вывод о природе состояний, ответственных за линию MPS, был проведен анализ излучения, регистрируемого в видимом диапазоне спектра ($2E_g$ -люминесценция), см. рис. 4. Отметим, что условия записи $2E_g$ -спектров на рис. 4 полностью аналогичны условиям записи ИК-спектров на рис. 2. Как известно, $2E_g$ -люминесценция возникает в результате процессов, при которых после рекомбинации двух дырок и двух электронов из противоположных долин энергия передается одному кванту света [12, 15]. Поскольку для таких процессов необходимо не менее двух электронно-дырочных пар, $2E_g$ -люминесценция может возникать только при наличии многочастичных взаимодействий. Таким образом, тот факт, что $2E_g$ -люминесценция уверенно регистрируется, доказывает принципиальное

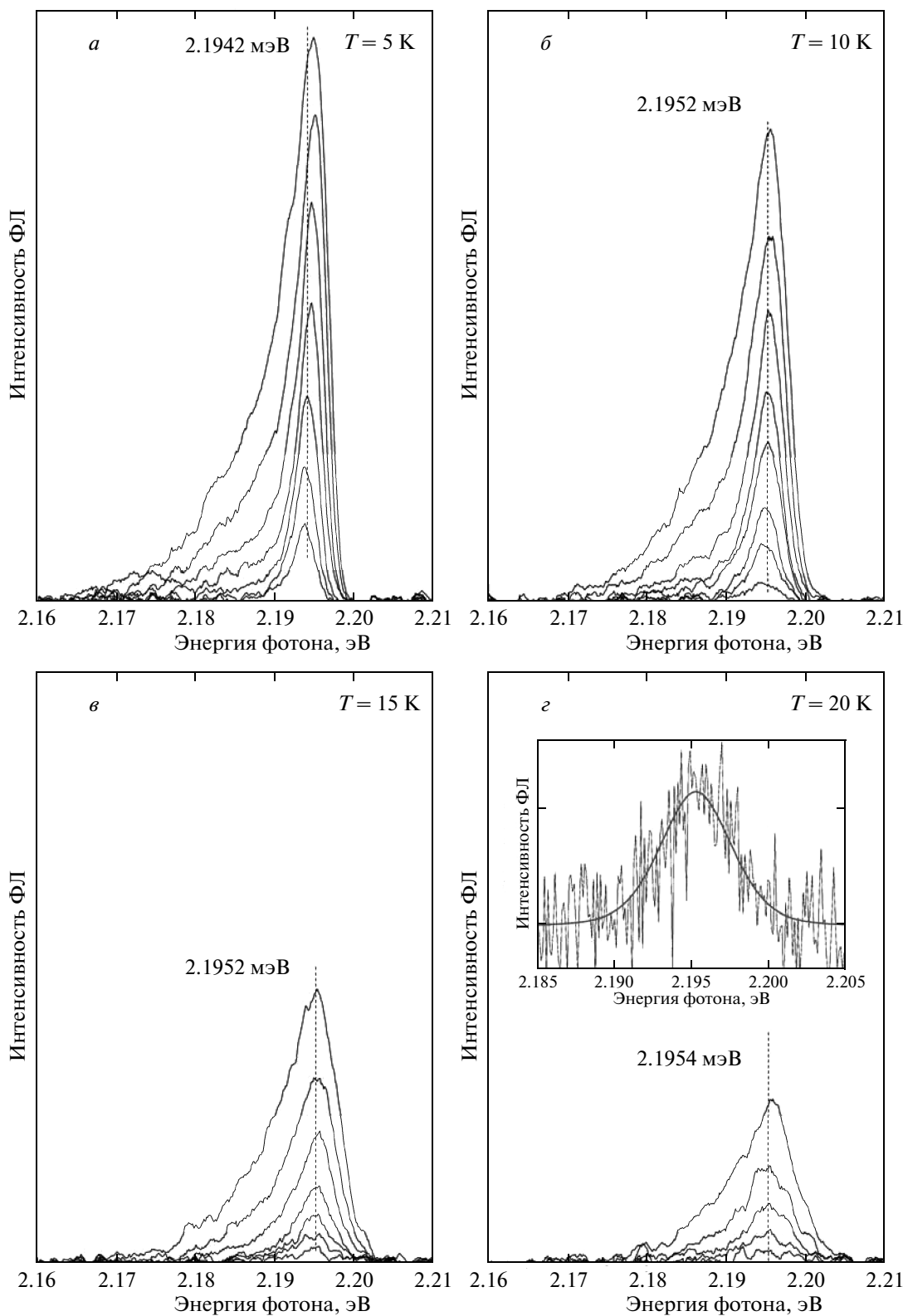


Рис. 4. Зависимости спектров $2E_g$ -люминесценции квантовой ямы от плотности мощности возбуждения при разных температурах. Для каждой из температур максимальная плотность возбуждения 300 мВт/см² соответствует верхней кривой. Для остальных кривых плотность мощности монотонно уменьшается (сверху вниз) с логарифмическим шагом 1.5 . Вставка на рис. $1г$ — аппроксимация спектра $2E_g$ -люминесценции (20 К, 60 мВт/см²) контуром Фойгхта, необходимая для уточнения спектрального положения максимума линии

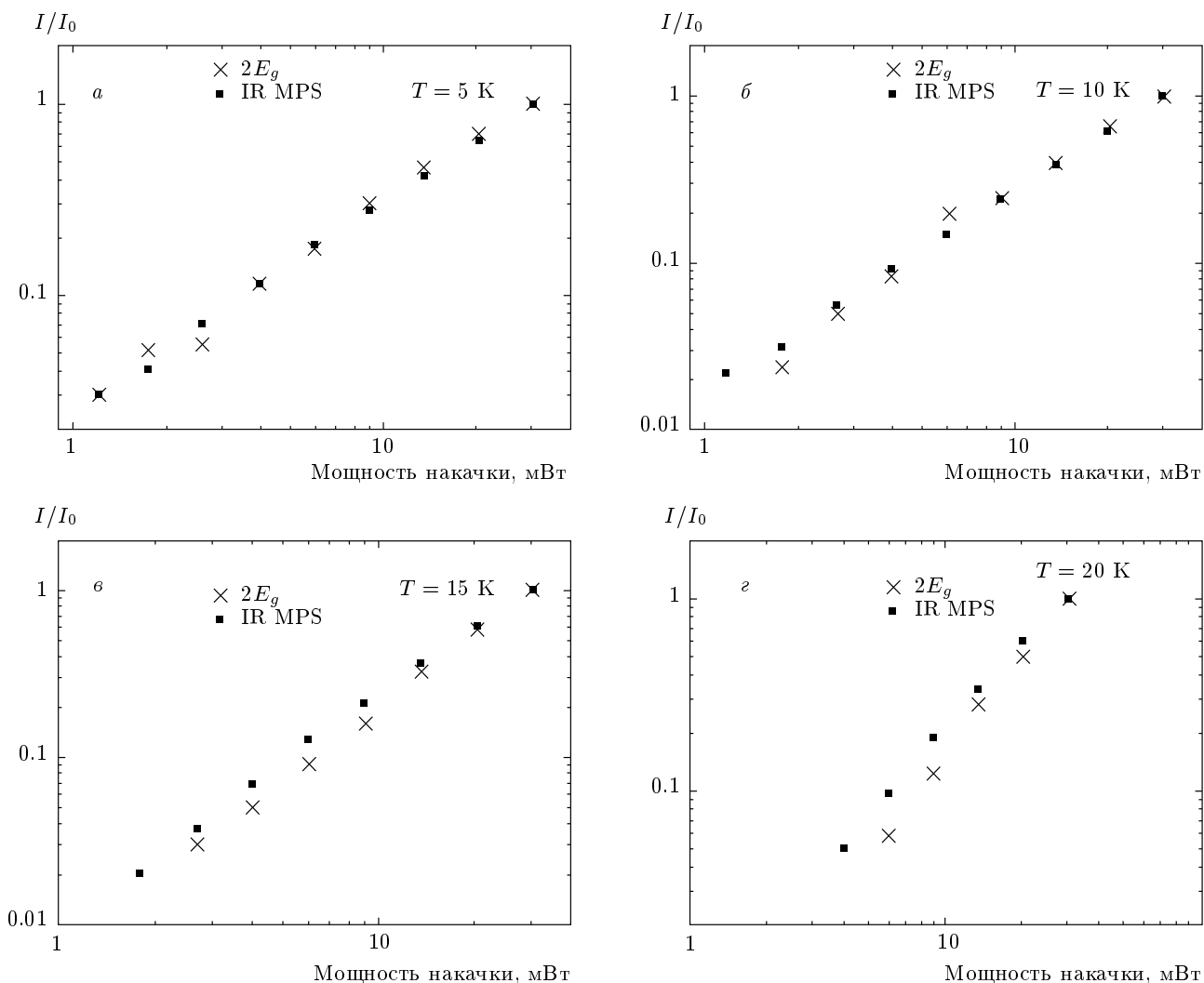


Рис. 5. Зависимости нормированного соотношения интенсивностей I/I_0 для линии MPS (квадраты) и интегральной интенсивности $2E_g$ -люминесценции (кресты) от мощности стационарного возбуждения при разных температурах. Для ИК-спектров I_0 соответствует интегральной интенсивности линии MPS при плотности мощности 300 мВт/см^2 , для $2E_g$ -спектров I_0 — интегральная интенсивность $2E_g$ -люминесценции при 300 мВт/см^2 . Для каждой температуры I_0 вычислялось независимо. Процедура выделения линии MPS описана в тексте

существование многочастичных взаимодействий в электронно-дырочной системе.

Рисунок 5 иллюстрирует зависимости интегральной интенсивности линии MPS в ИК-спектре и интегральной интенсивности $2E_g$ -люминесценции от плотности мощности стационарного возбуждения при температурах 5–20 К. При $T = 5 \text{ К}$ приведенные данные соответствуют интегральной интенсивности ИК-излучения в области фононного ТО-повторения КЯ, так как не удается выделить вклад свободных экситонов. Все данные на рис. 5 нормированы на величину сигнала, соответствующую

максимальной плотности мощности возбуждения при заданной температуре. Из совокупности результатов, представленных на рис. 3–5, следует, что (1) по мере увеличения плотности мощности возбуждения $2E_g$ -люминесценция возникает приблизительно при тех же плотностях возбуждения, что линия MPS в ИК-спектрах; (2) интегральная интенсивность линии MPS и интегральная интенсивность $2E_g$ -люминесценции характеризуются одинаковой зависимостью от плотности возбуждения в диапазоне температур 5–20 К. Таким образом, можно утверждать, что линия MPS и

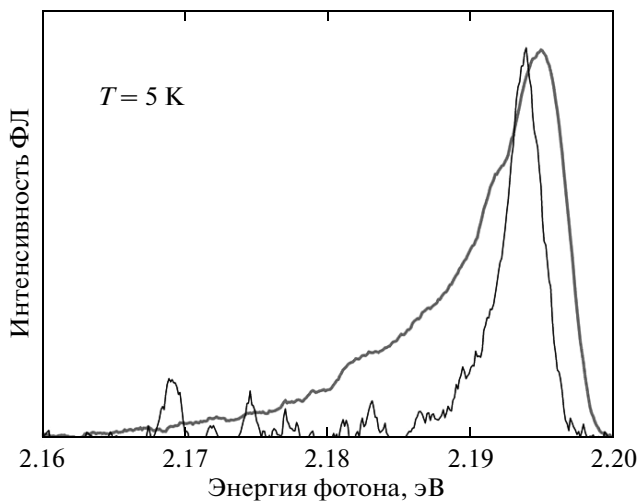


Рис. 6. Спектры $2E_g$ -люминесценции, записанные при плотности мощности возбуждения 300 мВт/см^2 (серая кривая) и 26 мВт/см^2 (черная кривая). Спектры нормированы на максимум интенсивности излучения, чтобы продемонстрировать изменения формы линии

$2E_g$ -люминесценция на рис. 4 возникают в результате различных процессов излучательной рекомбинации из одного и того же электронного состояния. Тот факт, что для наблюдения $2E_g$ -люминесценции необходимо, по крайней мере, два электрона и две дырки, доказывает многочастичный характер состояния, ответственного за линию MPS.

В случае преобладания экситонов в КЯ интенсивность $2E_g$ -излучения должна носить существенно сверхлинейный характер. Это связано с соотношениями между химическими потенциалами экситонов и состояний, в составе которых две или более электронно-дырочные пары. Как видно на рис. 5, при температуре 5 К зависимость интенсивности $2E_g$ -люминесценции близка к линейной ($\sim I^{1.1}$), что указывает на доминирующую роль многочастичных состояний в КЯ. Поскольку при $T = 5 \text{ К}$ в спектрах ИК ФЛ регистрируется только линия MPS, приведенные рассуждения независимо подтверждают ее связь с многочастичными взаимодействиями.

Следует отметить, что при значительном изменении плотности мощности возбуждения форма линии в $2E_g$ -спектре существенно модифицируется, см. рис. 6. Это исключает связь состояния MPS с излучением конденсированной фазы, для которой характерно сохранение формы линии излучения с увеличением накачки [22–24].

При умеренных плотностях возбуждения $20\text{--}90 \text{ мВт/см}^2$ в спектрах $2E_g$ -люминесценции наблюдается симметричная линия со сравнительно небольшой полушириной ($\sim 3.5 \text{ мэВ}$ при температуре 5 К). Малое уширение и отсутствие хвоста в длинноволновой области указывают на то, что в процессе испускания $2E_g$ -квантов энергия и импульс не передаются окружению рекомбинирующих частиц. Таким образом, излучательная рекомбинация происходит с участием только двух электронно-дырочных пар. Подобная ситуация возможна в результате рекомбинации биэкситонов и при неупругом экситон-экситонном рассеянии.

Таким образом, совместный анализ ИК- и $2E_g$ -спектров подтверждает связь линии MPS с многочастичными взаимодействиями, а причем структура $2E_g$ -спектра, наблюдаемая при умеренных плотностях возбуждения, характерна для взаимодействий, в которых участвуют только две электронно-дырочные пары.

3.4. Оценки концентрации электронно-дырочных пар в условиях стационарного возбуждения

Биэкситоны и неупругое экситон-экситонное рассеяние наблюдаются при сравнительно небольших концентрациях электронно-дырочных пар, которые недостаточны для разрушения экситонных состояний за счет экранирования. В условиях стационарного возбуждения излучением с длиной волны $\lambda = 650 \text{ нм}$ глубина поглощения составляет приблизительно $1.5\text{--}2 \text{ мкм}$, поэтому более 90 % квантов поглощается за слоем SiGe в объемном кремнии. В результате поглощения формируются экситоны, которые затем захватываются в КЯ. Отметим, что доминирующая роль экситонов следует из оценок степени ионизации, сделанных в рамках допущения термодинамического равновесия между несвязанными электронно-дырочными парами и экситонами. Соотношение интенсивностей излучения из КЯ и из объемного кремния приблизительно соответствует соотношению количества экситонов в КЯ и в объемном кремнии (в предположении, что вероятность испускания ИК-квантов в обоих случаях близкая). Поэтому концентрация электронно-дырочных пар, захваченных КЯ при заданных условиях стационарного возбуждения, может быть рассчитана, исходя из плотности возбуждения, коэффициента отражения кремния, соотношения интенсивностей экситонной люминесценции слоя SiGe и объемного кремния,

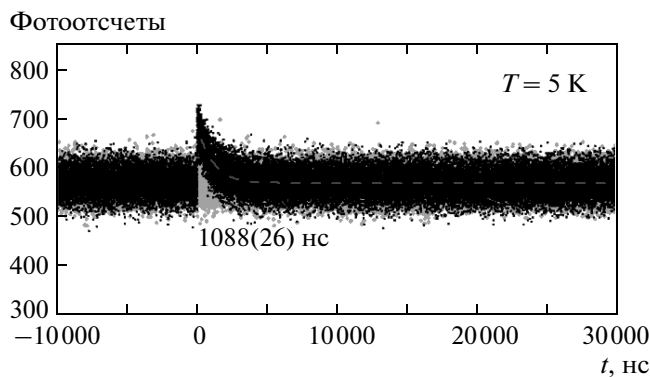


Рис. 7. Пример определения времени жизни экситонов при заданных условиях стационарного возбуждения. Приведен разрешенный по времени сигнал экситонной люминесценции КЯ в условиях стационарного возбуждения непрерывным лазером с длиной волны 650 нм при выключенной (серые кружки) и включенной (черные квадраты) импульсной подсветке длительностью 5 нс. Плотность мощности стационарного возбуждения 60 мВт/см². За нуль по шкале времени взят момент прихода импульса подсветки

а также времени жизни электронно-дырочных пар в КЯ.

Для того чтобы оценить характерные времена жизни электронно-дырочных пар в КЯ, соответствующие спектрам стационарной ФЛ на рис. 2, 4, были проведены эксперименты с двухцветным возбуждением стационарным и импульсным источниками. Энергия возбуждающих импульсов подбиралась так, чтобы вызванная ими «нестационарная добавка» к интенсивности излучения была существенно меньше сигнала ФЛ за счет стационарного возбуждения, см. рис. 7. В таких условиях время релаксации нестационарной добавки отражает характерное время жизни электронно-дырочной пары при заданной плотности мощности стационарного возбуждения. Поэтому аппроксимация затухания нестационарной добавки к сигналу ФЛ в описанных экспериментах с двухцветным возбуждением позволяет определить среднее время жизни электронно-дырочной пары. Как видно на рис. 7, время жизни, определенное таким образом, слабо отличается от времени затухания интегральной интенсивности линии MPS на рис. 1б. Аналогичные результаты, полученные для других плотностей стационарного возбуждения, указывают на то, что характерное время жизни электронно-дырочной пары для диапазона плотностей возбуждения 10–300 мВт/см² составляет примерно 1.1 мкс. С учетом полученного

времени жизни, коэффициента отражения и соотношений интенсивностей люминесценции КЯ и объемного кремния была рассчитана поверхностная плотность электронно-дырочных пар при интенсивности возбуждения 300 мВт/см² и температуре 5 К, которая составила около $5 \cdot 10^{11}$ см⁻². С уменьшением интенсивности возбуждения убывание поверхностной плотности близко к линейному. Таким образом, диапазону плотностей стационарного возбуждения 7.9–300 мВт/см² при $T = 5$ К (рис. 2, 4) приблизительно соответствует диапазон концентраций $1.3 \cdot 10^{10}$ – $5 \cdot 10^{11}$ см⁻². Это как раз та область концентраций, в которой, с одной стороны, следует ожидать эффектов взаимодействия между экситонами, с другой стороны, сами экситонные состояния не должны полностью экранироваться. При увеличении температуры до $T = 20$ К концентрация электронно-дырочных пар уменьшается приблизительно в 1.5 раза, что отражается на интенсивности ИК-люминесценции.

Таким образом, в области плотностей стационарного возбуждения, соответствующей экспериментальным данным на рис. 2, 4, следует ожидать парного взаимодействия между экситонами, результат которого сводится к формированию биэкситонов и/или появлению неупругого экситон-экситонного рассеяния. Это согласуется со сделанной выше интерпретацией линии MPS.

3.5. Особенности ИК- и $2E_g$ -люминесценции биэкситонного газа при отсутствии беспорядка

Для экситонов и биэкситонов интенсивность ИК-люминесценции пропорциональна поверхностной плотности соответствующих квазичастиц. Как известно, поверхностная плотность (n) двумерного бозе-газа связана с его химическим потенциалом (μ) следующими выражениями:

$$N = -\frac{gmkT}{2\pi\hbar^2} \ln \left(1 - \exp \left[\frac{\mu}{kT} \right] \right) = -N_0(T) \ln \left(1 - \exp \left[\frac{\mu}{kT} \right] \right), \quad (1)$$

$$\mu = kT \ln \left[1 - \exp \left(-\frac{N}{N_0} \right) \right]. \quad (2)$$

В выражении (1) m — масса квазичастицы, T — температура, g — кратность вырождения состояния, k — постоянная Больцмана и \hbar — постоянная Планка. При $N \ll N_0$ газ является классическим, в то время как при $N \sim N_0$ становятся существенными эффекты, связанные с вырождением и квантовой статистикой квазичастиц.

Для экситонных состояний кратность вырождения $g_{ex} = 16$ определяется произведением четырехспиновых степеней свободы и четырех типов электронных долин. Поэтому, учитывая, что масса экситонов $m_{ex} \sim 0.65m_e$, получим что для экситонов параметр $N_0^{ex} \sim 1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при температуре 5 К. Основное состояние биэкситонов подразумевает противоположный спин у двух дырок, так как в противном случае возникнет заметная поправка к энергии за счет обменного взаимодействия. Вырождение биэкситонных состояний $g_{bi} = 28$ определяется количеством размещений двух одинаковых электронов по четырем различным долинам, так чтобы при помещении двух электронов в одну долину их спин различался. В рамках данного приближения, не учитывающего возможных поправок, связанных со спин-долинным взаимодействием и разной взаимной ориентацией электронных долин [25], для биэкситонов $N_0^{bi} = 3.5N_0^{ex} = 3.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при температуре 5 К. Если предположить, что в условиях экспериментов, соответствующих данным на рис. 2, 4, все электронно-дырочные пары сформировали биэкситоны, то максимальная плотность биэкситонов будет составлять $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что более чем на порядок меньше рассчитанного значения $N_0^{bi} = 3.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, в условиях, соответствующих экспериментальным данным на рис. 2, 4, может быть сформирован только невырожденный биэкситонный газ.

В случае биэкситонов возможно наблюдение $2E_g$ -люминесценции, интенсивность которой пропорциональна количеству квазичастиц $n(0)$ с близким к нулю квазиимпульсом. В идеальной двумерной системе состояние биэкситона с нулевым квазиимпульсом применительно к $2E_g$ -фотолюминесценции характеризуется макроскопически большой силой осциллятора. Это состояние аналогично синглетным экситонам с нулевым квазиимпульсом в КЯ на основе прямозонных полупроводников. Соответствующие состояния часто упоминаются в литературе как «сверхизлучающие». Заселенность $n(0)$ выражается через химический потенциал биэкситонов:

$$n(0) \approx \frac{1}{\exp(-\mu/kT) - 1} \frac{m\Delta\Gamma}{2\pi\hbar^2}. \quad (3)$$

В выражении (3) $\Delta\Gamma$ — константа с размерностью энергии, которая связана с уширением активных состояний. На основе выражений (1) и (3) получается следующее соотношение между интегральными интенсивностями ИК- и $2E_g$ -люминесценции для биэкситонного газа в двумерной системе:

$$\frac{I_{2E_g}}{I_{IR}} \sim \frac{n(0)}{N} \sim \frac{\Delta\Gamma [1 - \exp(-N/N_0)]}{kTN \exp(-N/N_0)} = \frac{\Delta\Gamma N_0}{kTN} \left[\exp\left(\frac{N}{N_0}\right) - 1 \right]. \quad (4)$$

Отметим, что полученное выражение никак не учитывает влияние флуктуаций потенциала в КЯ. Из формулы (4) следует, что для классического газа ($N \ll N_0$) соотношение интенсивностей линейно зависит от накачки и убывает обратно пропорционально температуре. Именно такая ситуация реализуется в эксперименте, см. рис. 5. Данное поведение соответствует тепловому заселению сверхизлучающих состояний. Качественно иная ситуация возникает при $N \sim N_0$. В этом случае ожидается экспоненциальный рост интенсивности $2E_g$ -люминесценции с увеличением плотности мощности возбуждения и/или с уменьшением температуры. Данный режим соответствует вынужденному заселению сверхизлучающих состояний и может рассматриваться как критерий вырождения газа биэкситонов. Отметим, что следуя аналогичным рассуждениям, соотношение типа (4) можно получить и для неупругого экситон-экситонного рассеяния.

Сделанные теоретические оценки позволяют приблизительно определить области существования вырожденного экситонного и биэкситонного газов на фазовой диаграмме в координатах «температура–концентрация». Кривые, ограничивающие данные области, а также область существования слабоионизованного экситонного газа, иллюстрирует рис. 8. Из рис. 8 следует, что максимальная температура, при которой можно экспериментально наблюдать вырождение биэкситонов, порядка 1 К, в то время как для экситонов эта величина порядка 4 К. Представленные рассуждения позволяют также сформулировать простой критерий для экспериментального обнаружения вырожденного газа биэкситонов: при наличии вырождения отношения между интенсивностью $2E_g$ -фотолюминесценции и ИК-фотолюминесценции должно экспоненциально возрастать с увеличением плотности мощности возбуждения и/или уменьшением температуры. Отметим, что максимальная концентрация экситонного/биэкситонного газа определяется не столько ионизационным разрушением за счет перехода Мотта, сколько сильным межчастичным рассеянием, которое, по-видимому, создает фундаментальное ограничение для наблюдения сверхизлучения в $2E_g$ -люминесценции [14]. Чтобы качественно разделить области «сильного» и «слабого» межчастичных взаимодействий, на рис. 8

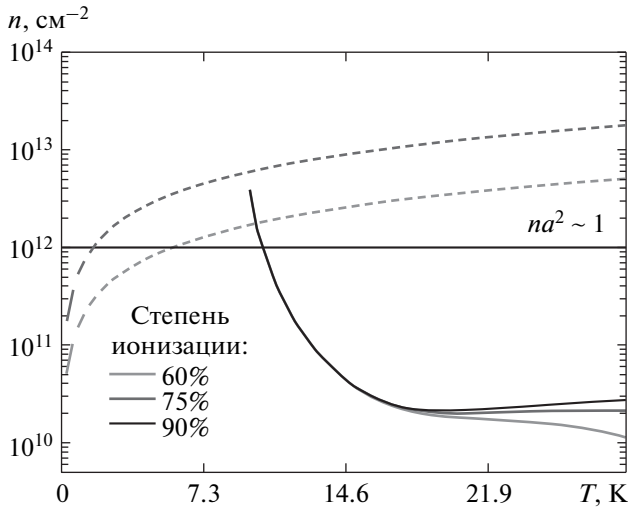


Рис. 8. Оценочная структура фазовой диаграммы в координатах «температура–концентрация». Серые и черные штриховые линии ограничивают области существования, соответственно, вырожденного экситонного и биэкситонного газов. Сплошные кривые ограничивают область существования слабоионизованного экситонного газа (степени ионизации указаны на рисунке). Данные кривые получены на основе результатов [32], но с учетом ферми-статистики для электронов и дырок. Сплошная горизонтальная линия иллюстрирует область концентраций, при которых среднее расстояние между частицами порядка боровского радиуса экситона

проведена горизонтальная кривая, соответствующая концентрации, при которой среднее расстояние между частицами порядка боровского радиуса экситона ($na^2 \sim 1$).

3.6. Влияние флуктуаций потенциала на спектры излучения

Для кремний-германиевых КЯ характерно наличие беспорядка, который даже в случае сравнительно качественных структур приводит к неоднородному уширению экситонных состояний. Если предположить, что разброс положения дна экситонной зоны характеризуется нормальным распределением,

$$\rho(E) \sim \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E_0 - E)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5)$$

то распределение свободных экситонов по энергии (для невырожденного экситонного газа) можно описать следующим приближенным выражением [26]:

$$N(E) \sim \exp\left(-\frac{E_0 - E}{kT}\right) \left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{E_0 - E}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right). \quad (6)$$

В выражениях (5), (6) E_0 — среднее положение дна экситонной зоны, параметр σ характеризует разброс положения дна экситонной зоны относительно среднего значения E_0 , E — энергия экситона, T — температура экситонов, k — постоянная Больцмана, $\operatorname{erf}(x)$ — функция ошибок. Выражение (6) подразумевает наличие термодинамического равновесия между различными областями КЯ [26]. Данное предположение оправдано тем, что экситоны в SiGe/Si-гетероструктурах характеризуются сравнительно большими длинами диффузии и микросекундным временем жизни. Вследствие значительного времени жизни эффективная температура экситонов в условиях стационарного возбуждения слабо отличается от температуры решетки.

Для исследуемого образца затруднена прямая аппроксимация формы линии экситонного излучения выражением (6). Это связано с тем, что на бесфононное излучение КЯ накладывается излучение из объемного кремния, а фононное (ТО) повторение содержит низкочастотный и высокочастотный хвосты, возникающие за счет вкладов различных оптических фононов в SiGe-гетероструктурах [27]. Тем не менее, параметры σ и E_0 могут быть определены по сдвигу максимума экситонного излучения с увеличением температуры. Из кривых, соответствующих низким плотностям возбуждения на рис. 2, следует, что максимум линии FE при температуре 10 К расположен в районе 1.0401 эВ. С увеличением температуры положение максимума монотонно смещается в область больших энергий, достигая 1.0407 эВ и 1.0411 эВ соответственно при температурах 15 К и 20 К. Предполагая, что температура экситонов совпадает с температурой решетки, путем простой подстановки в выражение (6) нетрудно убедиться, что данный сдвиг соответствует $\sigma = 1.1 \pm 0.1$ мэВ. Исходя из вычисленного значения σ , спектральных положений пиков экситонного излучения при различных температурах и измеренной энергии ТО-фонона (57.8–58.3 мэВ), несложно получить параметр $E_0 = 1.0990 \pm 0.0005$ эВ. Отметим, что для кривых на рис. 2, которые записаны при низких плотностях возбуждения и температурах 10–20 К, оправдано приближение невырожденного экситонного газа. Это определяется тем, что при мощности возбуждения 12 мВт/см² поверхностная плотность экситонов $N \sim 10^{10}$ см⁻² $\ll N_0^{ex}$, при этом величина N_0^{ex} лежит в диапазоне $2.2 \cdot 10^{12}$ – $4.4 \cdot 10^{12}$ см⁻² для температур 5–20 К. Таким образом, экситонный газ далек от вырождения.

Как для биэкситонов, так и для неупругого эк-

ситон-экситонного рассеяния неоднородное уширение должно влиять на спектры $2E_g$ -люминесценции. Аналогично экситонам, для биэкситонов это уширение удобно описывать как разброс положения дна зоны биэкситонов. Если предположить, что на экситоны, составляющие биэкситон, флуктуации потенциала влияют одинаково, то для распределения биэкситонов по энергии следует ожидать соотношений аналогичных (5), (6), в которых E_0 и σ следует заменить соответственно на $2E_0 - E_b$ (E_b — энергия связи биэкситона) и 2σ . В силу закона сохранения квазиимпульса изолированный биэкситон излучает только из состояний с нулевым квазиимпульсом, поэтому полуширина линии излучения должна быть порядка полуширины нормального распределения с дисперсией 2σ . Отметим, что точное соответствие формы линии нормальному распределению маловероятно, так как сила осциллятора для $2E_g$ -переходов может зависеть от степени локализации состояния. Рассчитанная в рамках описанной модели ширина линии в $2E_g$ -спектрах составляет $4\sigma\sqrt{2\ln 2} \sim (4.9 \pm 0.3)$ мэВ. Полученная величина неоднородного уширения качественно согласуется с экспериментальной полушириной линии излучения в $2E_g$ -спектрах записанных при температурах 5–20 К и мощностях возбуждения меньших 100 мВт/см², см. рис. 4.

При мощностях возбуждения примерно 100 – 300 мВт/см² поверхностная плотность электронно-дырочных пар составляет примерно $(1.7\text{--}5) \times 10^{11}$ см⁻², что соответствует среднему расстоянию между экситонами (биэкситонами) около 50 – 150 нм. В этом случае при рекомбинации биэкситона, сопровождающейся испусканием $2E_g$ -кванта, импульс и энергия могут передаваться другим квазичастицам. Данный процесс, аналогичный излучательной рекомбинации биэкситонов и неупругому рассеянию экситонов в прямозонных полупроводниках [28–30], способствует дополнительному уширению линии в $2E_g$ -спектре, см. рис. 4, 6.

В рамках представленной модели уширения экситонных состояний следует ожидать синего сдвига максимума линии излучения в $2E_g$ -спектрах с увеличением температуры. Данный сдвиг действительно наблюдается экспериментально и наиболее ярко проявляется при увеличении температуры от 5 К до 10 К. Величина сдвига составляет приблизительно 1 мэВ, см. рис. 4. Поскольку при температуре 5 К тепловая энергия ($kT = 0.43$ мэВ) существенно меньше 2σ , биэкситоны при $T = 5$ К, в основном, локализованы на флуктуациях потенциала. Отметим, что описанная выше модель, подразумевающая нор-

мальное распределение типа (5), предсказывает синий сдвиг существенно больший 1 мэВ при увеличении температуры от 5 К до 10 К. Данное разногласие определяется, по-видимому, тем, что описанный подход никак не учитывает зависимость вероятности испускания $2E_g$ -квантов от степени локализации биэкситонов. Локализация биэкситонов неизбежно приводит к размытию волновой функции в пространстве квазиимпульсов и уменьшению веса сверхизлучающих биэкситонных состояний с $k \sim 0$. Таким образом, при низких температурах форма и положение биэкситонного пика в $2E_g$ -спектрах могут не отражать реальное распределение биэкситонов с $k \sim 0$.

В силу сказанного выше для оценки энергии связи биэкситонов был использован спектр $2E_g$ -люминесценции, записанный при температуре 20 К и низких (60 мВт/см²) плотностях возбуждения, см. рис. 4. В этом случае сводится к минимуму роль эффектов, связанных с локализацией и взаимодействием между биэкситонами, а также возможной тонкой структурой биэкситонных состояний (см. ниже). Как видно на рис. 4, положение пика в $2E_g$ -спектре соответствует (2.1953 ± 0.0003) эВ (данная точность достигнута за счет аппроксимации экспериментальных данных контуром Фойхта). Энергия связи биэкситона представляет собой разницу между удвоенной энергией дна экситонной зоны ($2E_0$) и энергией дна зоны биэкситонов ($2E_0 - E_b$). Оценка сверху для энергии связи биэкситона получается, если предположить, что максимум линии излучения совпадает с энергией дна зоны биэкситонов. Данная оценка соответствует допущению о резкой зависимости силы осциллятора от степени локализации биэкситона, при которой основной вклад в $2E_g$ -спектр дают делокализованные состояния с малым квазиимпульсом. Учитывая, что $E_0 = (1.0990 \pm 0.5)$ эВ, энергию связи биэкситона следует ограничить сверху величиной 2.6 мэВ. Оценка энергии связи снизу получается, если предположить, что сила осциллятора биэкситонных состояний не зависит от степени их локализации. В этом случае при отсутствии вырождения форма линии излучения в $2E_g$ -спектре представляет собой произведение нормального распределения на тепловую экспоненту $\exp(-\Delta E/kT)$, т. е. максимум линии претерпевает красный сдвиг относительно $(2E_0 - E_b)$. При $2\sigma = 2.2$ мэВ и $T = 20$ К красный сдвиг составляет 2.8 мэВ, что формально соответствует отрицательной энергии связи биэкситонов.

Таким образом, анализ экситонного излучения показывает, что в КЯ присутствуют флуктуации потенциала с характерной величиной около 1 мэВ.

Эти флуктуации приводят к синему сдвигу максимума линии в $2E_g$ -спектрах на 1 мэВ при увеличении температуры от 5 К до 10 К. Ввиду неясного влияния флуктуаций потенциала на вероятность испускания $2E_g$ -квантов, простое сопоставление ИК- и $2E_g$ -спектров не позволяет установить доминирующий механизм излучательной рекомбинации в видимой области. Если предположить, что $2E_g$ -спектр определяется излучением биэкситонов, то из полученных экспериментальных данных следует, что энергия связи попадает в диапазон 0–2.6 мэВ.

3.7. Аргументы в пользу биэкситонной природы $2E_g$ -излучения

Формирование биэкситонов и неупругое экситон-экситонное рассеяние подразумевают принципиально разные зависимости интенсивности $2E_g$ -люминесценции от интенсивности ИК-излучения. Это связано с тем, что в случае биэкситонов интенсивность $2E_g$ -люминесценции пропорциональна количеству биэкситонов с нулевым квазиимпульсом. Поскольку вероятность обнаружить два экситона с противоположными квазиимпульсами быстро убывает по мере увеличения их энергии, при неупругом экситон-экситонном рассеянии основной вклад в интенсивность $2E_g$ -люминесценции должны давать экситоны с малым квазиимпульсом. Конкретная величина квазиимпульса, при которой вклад в $2E_g$ -излучение остается существенным, определяется процессами рассеяния на флуктуациях потенциала в КЯ. Таким образом, следует ожидать, что интенсивность $2E_g$ -излучения, вызванного неупругим экситон-экситонным рассеянием, пропорциональна квадрату концентрации экситонов, тепловая энергия которых порядка σ или меньше. Экспериментальные зависимости интегральной интенсивности $2E_g$ -люминесценции от интегральной интенсивности ИК-излучения, построенные с использованием кривых на рис. 2, 4, иллюстрирует рис. 9.

Для уменьшения количества независимых параметров при аппроксимации экспериментальных данных на рис. 9 удобно использовать следующие обстоятельства: 1) поскольку биэкситон состоит из двух слабо связанных экситонов, вероятность испустить ИК-квант для биэкситона примерно вдвое больше, чем для экситона; 2) количественные оценки концентрации, описанные в разд. 4, позволяют связать интенсивность ИК-люминесценции с поверхностной плотностью электронно-дырочных пар, захваченных в КЯ; 3) в условиях эксперимента, соответствующего данным на рис. 2, 4, пренебрежимо мала поверхностная плотность несвязанных элект-

ронно-дырочных пар; 4) благодаря микросекундным временам жизни систему можно считать квазиравновесной с температурой, близкой к температуре решетки; 5) в состоянии равновесия химический потенциал биэкситонов вдвое больше химического потенциала экситонов. Перечисленные обстоятельства в сочетании с соотношениями (1)–(4) обеспечивают возможность оценки интегральных концентраций экситонов и биэкситонов при заданной плотности стационарного возбуждения, а также позволяют определить относительные изменения концентрации биэкситонов и экситонов с нулевой кинетической энергией. Таким образом, при аппроксимации экспериментальных данных на рис. 9а–в в рамках различных моделей варьировался только один неизвестный параметр, а именно, коэффициент пропорциональности между количеством биэкситонов с нулевым квазиимпульсом $n(0)$ (в случае неупругого экситон-экситонного рассеяния — количеством экситонов с нулевой кинетической энергией) и величиной сигнала $2E_g$ -люминесценции.

Как видно на рис. 9а, модель неупругого экситон-экситонного рассеяния принципиально не позволяет описать экспериментальные данные. Это следует, в частности, из того, что расчетные кривые не воспроизводят наклон экспериментальных зависимостей ни для одной из температур. Таким образом, гипотезу о доминирующей роли неупругого экситон-экситонного рассеяния при формировании спектров $2E_g$ -излучения следует исключить из рассмотрения. Модель биэкситонов с малой энергией связи, пренебрегающая влиянием беспорядка на вероятность испускания $2E_g$ -квантов, неплохо описывает экспериментальные данные лишь при температуре 20 К, см. рис. 9б. Для остальных температур данная модель не воспроизводит характерные зависимости интенсивности $2E_g$ -излучения от интенсивности ИК-излучения. Использование энергии связи биэкситонов $E_b = 2.3$ мэВ, близкой к другому предельному случаю, позволяет полностью воспроизвести экспериментальные данные для температур 15 К и 20 К, а также воспроизвести наклон экспериментальных зависимостей для температур 5 К и 10 К, см. рис. 9в.

Представленные на рис. 9в расчетные кривые не учитывают влияния двух факторов — беспорядка, связанного с флуктуациями потенциала в КЯ, и тонкой структуры биэкситона, которая возникает за счет разной относительной ориентации квазиимпульсов электронов из двух долин [25]. Как уже отмечалось в разд. 5, биэкситонная модель с энергией связи около 2.3 мэВ может одновременно описать

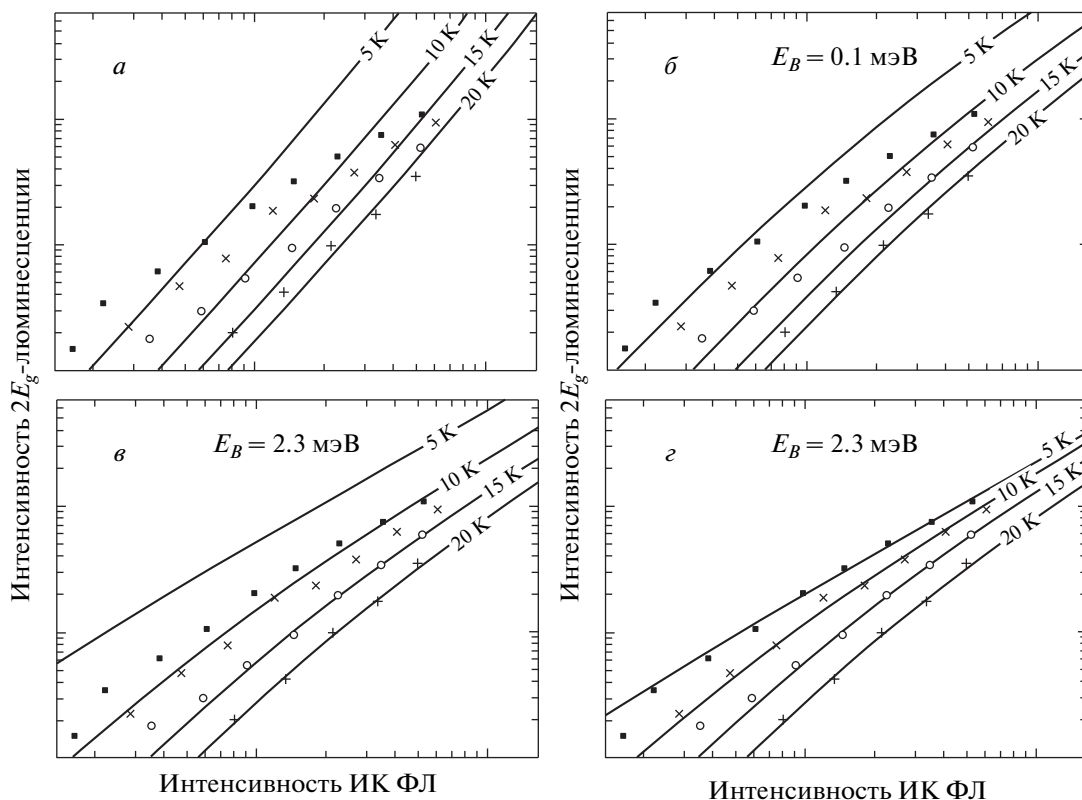


Рис. 9. Зависимость интегральной интенсивности $2E_g$ -люминесценции от интегральной интенсивности ИК-люминесценции при разных температурах. Сплошные линии — аппроксимация экспериментальных данных в рамках допущения, что $2E_g$ -излучение определяется неупругим экситон-экситонным рассеянием (а), биэкситонами с малой (0.1 мэВ) энергией связи (б), биэкситонами с энергией связи 2.3 мэВ без учета поправок, вызванных локализацией и тонкой структурой биэкситонных состояний (в), биэкситонами с энергией связи 2.3 мэВ и экспоненциальным, пропорциональным $\exp(-\Delta/kT)$, уменьшением вероятности испустить $2E_g$ -квант за счет эффектов локализации и/или расщепления между «темными» и «светлыми» состояниями (г). Расчетные кривые на рис. 9г соответствуют $\Delta = 0.5$ мэВ

ИК- и $2E_g$ -спектры только при учете изменения силы осциллятора биэкситонов в результате их локализации. Локализация биэкситонов приводит к размытию волновой функции в пространстве квазиимпульсов. Поэтому с увеличением степени локализации уменьшается относительный вес излучающих состояний биэкситонов с нулевым квазиимпульсом. Таким образом, при аппроксимации экспериментальных данных излучением биэкситонов с энергией связи 2.3 мэВ следует вводить поправку на уменьшение силы осциллятора для локализованных состояний. Данные поправки наиболее существенные при температуре 5 К.

В работе [25] отмечалось, что энергия связи биэкситона в кремнии увеличивается, если квазиимпульсы двух входящих в его состав электронов соответствуют долинам, которые ориентированы перпендикулярно друг относительно друга. Увеличе-

ние энергии связи вызвано уменьшением кулоновского отталкивания электронов за счет анизотропии их массы. Очевидно, что биэкситон с двумя электронами из ортогональных долин будет «темным» для $2E_g$ -фотолюминесценции ввиду наличия у него большого квазиимпульса. При уменьшении тепловой энергии до величин, сопоставимых с расщеплением между «темным» и «светлым» биэкситонами, следует ожидать тушения $2E_g$ -фотолюминесценции за счет преимущественного заселения «темных» состояний. Для кремния величина расщепления между биэкситонными состояниями, вызванного разной взаимной ориентацией электронных долин, порядка 0.1 мэВ [31]. Поэтому при температуре около 5 К и ниже вклад данного эффекта может быть ощутимым.

Поскольку нам неизвестны характерный масштаб флуктуаций потенциала и величина расщеп-

ления между «темными» и «светлыми» биэкситонами, для их учета необходимо вводить дополнительные подгоночные параметры. Роль данных параметров сводится к уменьшению вероятности испустить $2E_g$ -квант с уменьшением температуры. Таким образом, учет двух перечисленных эффектов должен привести к тому, что интенсивность $2E_g$ -излучения невырожденного газа биэкситонов будет возрастать медленнее, чем $1/kT$. Именно такая ситуация реализуется в эксперименте.

Чтобы количественно описать наблюдаемый эффект при аппроксимации экспериментальных данных на рис. 9г, интенсивность $2E_g$ -излучения умножалась на экспоненциальный множитель $\exp(-\Delta/kT)$, подразумевающий введение одного дополнительного подгоночного параметра Δ . Данный параметр соответствует энергетическому расщеплению между «темным» и «светлым» биэкситонными состояниями, если пренебречь эффектами локализации биэкситонов. При наличии локализации параметр Δ является феноменологическим ввиду неясного характера флуктуаций потенциала в КЯ и может рассматриваться как оценка сверху для расщепления между «темными» и «светлыми» состояниями. Как видно на рис. 9г, описанный выше учет уменьшения силы осциллятора для биэкситонов при температурах 5 К и 10 К позволяет довольно точно описать все экспериментальные зависимости при $\Delta = 0.5$ мэВ. Полученная величина заметно выше расщепления между «темными» и «светлыми» биэкситонами в кремнии [31], что, по-видимому, вызвано существенным влиянием флуктуаций потенциала в КЯ на интенсивность $2E_g$ -излучения.

Отметим, что расчетные кривые на рис. 9 содержат неточно определенные параметры, такие как соотношение вероятности испускания ИК-кванта для биэкситона и экситона, а также интегральная концентрация электронно-дырочных пар в КЯ при заданной плотности мощности стационарного возбуждения. Тем не менее, небольшие изменения этих параметров в диапазонах, приблизительно соответствующих погрешности их определения, несущественно сказываются на результатах аппроксимации. Таким образом, совокупность полученных данных указывает на то, что основным состоянием электронно-дырочной системы является биэкситон с энергией связи 2.0–2.5 мэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе измерений фотолюминесценции в ИК- и видимом диапазонах исследованы свойства

экситонного газа в квантовой яме второго рода $\text{Si}_{0.905}\text{Ge}_{0.095}/\text{Si}$ толщиной 5 нм. В выбранной структуре за счет наличия барьера для электронов в слое $\text{Si}_{0.905}\text{Ge}_{0.095}$ полностью подавлено образование электронно-дырочной жидкости, что позволило при низкой температуре создать достаточно однородный экситонный газ, поверхностная плотность которого может быть приближена к моттовской. В таком экситонном газе были исследованы многочастичные взаимодействия и возможность наблюдения эффектов квантовой статистики.

Показано, что, несмотря на наличие барьера для электронов в слое $\text{Si}_{0.905}\text{Ge}_{0.095}$, при низких температурах энергетически наиболее выгодным состоянием электронно-дырочной системы оказывается пространственно непрямой биэкситон. Данный биэкситон, характеризующийся временем жизни примерно 1100 нс и энергией связи около 2.0–2.5 мэВ, состоит из двух дырок, локализованных в слое SiGe, и двух электронов, локализованных преимущественно в кремнии.

Показано, что формирование биэкситонов определяет спектры низкотемпературной (5–10 К) люминесценции для широкого диапазона плотностей возбуждения и не позволяет получить газ экситонов в условиях, при которых существенны эффекты квантовой статистики. Для температур 10–20 К излучение пространственно-непрямых биэкситонов сменяется обычным экситонным излучением при малых плотностях (меньше 0.05–0.1 Вт/см²) возбуждения. Это объясняет отмеченный в данной работе и наблюдавшийся ранее [8] коротковолновый сдвиг линии люминесценции КЯ при низкой концентрации электронно-дырочных пар. Из-за высокой степени вырождения биэкситонных состояний (28) и сравнительно большой эффективной массы (около $1.3m_e$) экспериментальное наблюдение бозе-статистики для биэкситонного газа возможно лишь при температурах около 1 К и ниже. Из полученных экспериментальных данных следует, что при таких температурах тепловая энергия примерно на порядок меньше измеренной энергии локализации биэкситонов на флуктуациях потенциала КЯ. Это создает принципиальные сложности при экспериментальной реализации вырожденного биэкситонного газа. Увеличение критической температуры за счет повышения поверхностной плотности биэкситонов ограничено не столько ионизационным разрушением за счет перехода Мотта, сколько сильным межчастичным рассеянием, которое, по-видимому, создает фундаментальные ограничения для наблюдения сверхизлучения в $2E_g$ -фотолюминесценции [14].

Совокупность полученных данных исключает сделанное ранее предварительное заключение о формировании сверхизлучающих состояний в вырожденном газе экситонов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ КЯ с $x \sim 0.1$ [14]. Главная причина неверной интерпретации экспериментальных данных в работе [14] связана с пренебрежением влияния флуктуаций потенциала на спектры $2E_g$ -излучения. Для наблюдения эффектов квантовой когерентности желательнее подавление биэкситонных состояний, что может быть достигнуто с помощью электрического поля направленного перпендикулярно плоскости КЯ. В этом случае ожидается увеличение дипольного момента у экситонов, которое приведет к нестабильности биэкситонных состояний. Другим способом является уменьшение степени вырождения экситонных и биэкситонных состояний за счет управления структурой долин. В частности, применительно к КЯ SiGe/Si должна быть эффективной двухосная деформация слоя SiGe , в результате которой основное состояние зоны проводимости будет определяться только двумя долинами. В качестве простейшего способа экспериментальной реализации такой деформации может быть использован изгиб гетероструктуры.

Авторы благодарны Т. М. Бурбаеву и Н. Н. Сибельдину за плодотворное обсуждение экспериментальных данных и интерес к работе. Работа К. В. С., касающаяся измерений и анализа спектров $2E_g$ -люминесценции (разд. 3.2, 3.3, 3.6), выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 14-22-00273). Остальная часть работы выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-01098, 15-02-08540, 15-32-21036).

ЛИТЕРАТУРА

1. Sen Yang, A. T. Hammack, M. M. Fogler et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 187402 (2006).
2. A. A. High, A. T. Hammack, J. R. Leonard et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 246403 (2013).
3. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 156 (2009).
4. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **87**, 797 (2008).
5. K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard et al. Nat. Phys. **4**, 706 (2008).
6. P. Bhattacharya, T. Frost, S. Deshpande et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 236802 (2014).
7. V. V. Belykh, N. N. Sibeldin, V. D. Kulakovskii et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 137402 (2013).
8. В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев и др., ЖЭТФ **144**, 1045 (2013).
9. В. С. Багаев, В. В. Зайцев, В. С. Кривобок и др., ЖЭТФ **134**, 988 (2008).
10. C. Penn, F. Schäffler, G. Bauer et al., Phys. Rev. B **59**, 13314 (1999).
11. T. Baier, U. Mantz, K. Thonke et al., Phys. Rev. B **50**, 15191 (1994).
12. В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев и др., Письма в ЖЭТФ **94**, 63 (2011).
13. Т. М. Бурбаев, М. Н. Гордеев, Д. Н. Лобанов и др., Письма в ЖЭТФ **92**, 341 (2010).
14. В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, В. С. Багаев и др., Письма в ЖЭТФ **100**, 343 (2014).
15. T. W. Steiner, L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt et al., Sol. St. Comm. **89**, 429 (1994).
16. D. J. Robbins, L. T. Canham, S. J. Barnett et al., J. Appl. Phys. **71**, 1407 (1992).
17. L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt, D. C. Houghton et al., Phys. Rev. B **47**, 16655 (1992).
18. L. Yang, J. R. Watling, R. C. W. Wilkins et al., Semicond. Sci. Technol. **19**, 1174 (2004).
19. С. Н. Николаев, В. С. Кривобок, А. Ю. Клоков и др., ПТЭ Вып. 1, 121 (2009).
20. D. J. Robbins, L. T. Canham, S. J. Barnett et al., J. Appl. Phys. **71**, (1992).
21. L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt, and D. C. Houghton, Phys. Rev. B **47**, 16655 (1993).
22. Т. М. Бурбаев, Е. А. Бобрик, В. А. Курбатов и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 410 (2007).
23. Т. М. Бурбаев, Д. С. Козырев, Н. Н. Сибельдини др., Письма в ЖЭТФ **98**, 926 (2013).
24. V. S. Bagaev, V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev et al., Phys. Rev. B **82**, 115313 (2010).
25. V. D. Kulakovskii and V. B. Timofeev, Sol. St. Comm. **33**, 1187 (1980).
26. J. Christen and D. Bimberg, Phys. Rev. B **42**, 7213 (1990).
27. R. Shorer, G. Abstreiter, S. de Geroncoli et al., Phys. Rev. B **49**, 5406 (1994).
28. C. Klincshirn, Phys. Stat. Sol. (b) **71**, 547 (1975).
29. H. Buttner, Phys. Stat. Sol. **42**, 775 (1970).
30. В. С. Багаев, В. В. Зайцев, Ю. В. Клевков и др., ФТТ **47**, 1758 (2005).
31. Э. И. Рашба, М. Д. Стердж, *Экситоны*, Наука, Москва (1985).
32. D. Snoke, Sol. St. Comm. **146**, 73 (2008).