

# ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СИСТЕМЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$

*В. С. Багаев<sup>a</sup>, В. С. Кривобок<sup>a,b\*</sup>, С. Н. Николаев<sup>a</sup>, Е. Е. Онищенко<sup>a</sup>, А. А. Пручкина<sup>a</sup>,  
Д. Ф. Аминев<sup>a</sup>, М. Л. Скориков<sup>a</sup>, Д. Н. Лобанов<sup>c</sup>, А. В. Новиков<sup>c</sup>*

<sup>a</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт (государственный университет)  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Институт физики микроструктур Российской академии наук  
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 19 апреля 2013 г.

В условиях импульсного возбуждения гетероструктур с квантовыми ямами  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  исследована динамика фазового перехода «электронно-дырочная плазма–экситонный газ». Показано, что сценарий фазового перехода радикально зависит от содержания германия в слое  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ . Для квантовых ям с содержанием германия  $x = 3.5\%$  во временном диапазоне примерно 100–500 нс после возбуждающего импульса регистрируется расслоение электронно-дырочной системы на разреженную экситонную и плотную плазменную фазы. В данном случае существующая в квантовых ямах электронно-дырочная плазма обладает всеми признаками электронно-дырочной жидкости. Качественно иная картина фазового перехода наблюдается для квантовых ям с  $x = 9.5\%$ , где расслоение на фазы с разным электронным спектром не регистрируется. Рекомбинация носителей в электронно-дырочной плазме приводит к постепенному ослаблению экранирования и появлению экситонных состояний. При содержании германия 5–7% сценарий фазового перехода носит двоякий характер: примерно через 20–250 нс после импульса возбуждения свойства электронно-дырочной системы описываются в рамках представлений об однородной электронно-дырочной плазме, в то время как примерно через 350 нс регистрируется расслоение на электронно-дырочную жидкость и экситонный газ. Показано, что для существования электронно-дырочной жидкости в квантовых ямах с содержанием германия  $x = 5–7\%$  необходим экситонный газ существенно большей плотности, чем в квантовых ямах с  $x = 3.5\%$ . Данное наблюдение согласуется с уменьшением глубины локального минимума энергии электронно-дырочной плазмы при увеличении концентрации германия в слое SiGe. Показано, что возрастание плотности экситонного газа, сосуществующего с электронно-дырочной жидкостью, способствует увеличению роли многочастичных состояний, предположительно трионов  $T^+$  и биэкситонов, в экситонном газе.

DOI: 10.7868/S0044451013110151

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В современной физике конденсированного состояния отдельное внимание уделяется исследованию фазовых переходов в электронно-дырочных системах, возникающих при возбуждении полупроводниковых гетероструктур. Помимо фундаментального

интереса, касающегося, в частности, изучения многочастичных взаимодействий, прогресс в данной области открывает новые возможности для конструирования оптоэлектронных устройств, в основе которых лежат ранее не использовавшиеся физические принципы [1–3]. Как правило, независимо от деталей строения гетероструктуры, с увеличением плотности электронно-дырочных пар наблюдается разрушение связанных (экситонных) состояний. Соответствующий переход от диэлектрической фазы к

\*E-mail: krivobok@lebedev.ru

электронно-дырочной плазме (ЭДП) металлического типа называется переходом Мотта в экситонном газе. Несмотря на многочисленные публикации, к настоящему моменту в литературе отсутствует устоявшееся мнение о характере данного перехода для целого ряда низкоразмерных систем. Наиболее яркие противоречия возникают при теоретическом [4–12] и экспериментальном [13–16] исследовании перехода Мотта в квазидвумерных системах на основе полупроводниковых квантовых ям (КЯ). Противоречия касаются как самой возможности наблюдения данного перехода в различных условиях, так и некоторых деталей фазовых диаграмм.

В расчетах серьезные разногласия возникают, в основном, из-за различия исходных предпосылок. В частности, применяются разные приближения для описания экранированного кулоновского взаимодействия [4–12], эффектов, связанных с заполнением фазового пространства [4–6, 11] и перенормировкой доли связанных состояний, типа поправок Плана–Ларкина [4, 5, 11]. Очевидно, что для устранения имеющихся противоречий необходимы надежные экспериментальные данные. Кроме того, спорным приближением, используемым в большинстве расчетов, является допущение о пространственной однородности электронно-дырочной системы. При наличии локальных минимумов у химического потенциала ЭДП как функции ее концентрации данное приближение является неприменимым, так как в окрестности минимума термодинамически выгодно пространственное расслоение ЭДП на фазы с разной плотностью. Немонотонную зависимость химического потенциала электронно-дырочного газа от концентрации носителей следует ожидать вблизи резкой границы фазового перехода по температуре и/или концентрации [11]. Другая причина появления локальных минимумов у химического потенциала ЭДП может быть связана с сингулярностями плотности состояний, которые возникают вследствие непараболичности дисперсии валентной зоны в КЯ на основе кубических полупроводников [17, 18].

При экспериментальном исследовании фазовых переходов в электронно-дырочном газе одна из ключевых проблем связана с влиянием неравновесности этого газа на характер наблюдаемого перехода. Вследствие конечных времен жизни экситонов и неравновесных носителей заряда электронная подсистема может иметь эффективную температуру, значительно превышающую температуру решетки, или вообще не описываться равновесной функцией распределения. Данная особенность прямозонных материалов может приводить к противоречивым экс-

периментальным результатам, касающимся ионизационного разрушения экситонов в объемных полупроводниках, и в низкоразмерных структурах на их основе (см., например, [14, 19]). Отмеченная проблема частично решается при использовании двухъямных структур, в которых электроны и дырки расположены в разных КЯ. В этом случае формируются пространственно-непрямые экситоны, времена жизни которых можно управлять, изменяя перекрытие волновых функций электронов и дырок. Но, как показывают последние работы (см., например, [13]), подобные системы обладают особой спецификой, так как вид фазовой диаграммы для газа пространственно-непрямых экситонов радикально зависит от механизма накачки. При резонансном возбуждении непрямых экситонов моттовский сценарий не реализуется: увеличение концентрации приводит к латеральному сжатию экситонов, а не к ионизационному разрушению последних. Качественно иная ситуация возникает при нерезонансном возбуждении, когда одновременно формируются пространственно-прямые и пространственно-непрямые экситоны: в таком случае с увеличением температуры и/или плотности мощности возбуждения регистрируются пороговые изменения спектров люминесценции, связанные с образованием ЭДП.

В связи с перечисленными проблемами особый интерес представляет изучение перехода «экситонный газ–плазма» в непрямозонных полупроводниковых структурах с одиночными КЯ, для которых времена жизни носителей достаточны для их эффективной термализации даже при гелиевых температурах. Наиболее удобными объектами такого типа являются КЯ  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  с низкой долей германия ( $x < 10\%$ ) [20–24]. В отличие от структур на основе прямозонных соединений времена жизни неравновесных носителей в качественных КЯ  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  при гелиевых температурах имеют микросекундный масштаб, что на несколько порядков больше времен их термализации. В то же время использование структур с низким содержанием германия приводит к уменьшению роли потенциального барьера в зоне проводимости, связанного с разрывом зон на гетерограницах. Этот барьер оказывается мал по сравнению с кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой, которое следует считать основным механизмом локализации электронов в КЯ [23]. Таким образом, можно говорить о пространственно-прямых переходах в таких системах, в отличие от КЯ  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  с содержанием  $\text{Ge } x > 10\%$  [25]. Поиск и исследование динамики перехода «ЭДП–экситонный газ» в

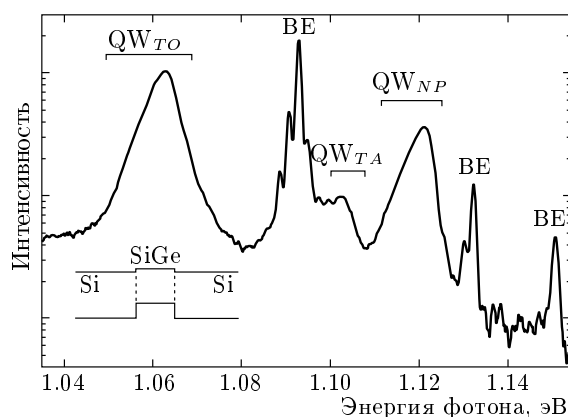
КЯ  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  ( $3\% < x < 10\%$ ) при импульсном возбуждении гетероструктур является основной целью данной работы. Статья построена следующим образом: в разд. 2 описана постановка эксперимента, в разд. 3 обсуждается роль флуктуаций локализирующего потенциала и накопление заряда в КЯ, разд. 4, 5 посвящены детальному исследованию перехода «ЭДП–экситонный газ» в КЯ с различным содержанием германия, и в разд. 6, 7 обсуждаются электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) и многочастичные состояния, возникающие в плотной экситонной фазе, сосуществующей с ЭДЖ.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследуемые образцы были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии при температуре  $700^\circ\text{C}$  на подложках Si (001) легированных бором до концентрации примерно  $10^{15}\text{ см}^{-3}$  (КДБ-12). Образцы состояли из буферного слоя Si толщиной 100 нм, одиночной КЯ  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  шириной 5 нм и покровного слоя Si толщиной 100 нм. Содержание Ge в слое  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  в разных образцах приведено в табл. 1. Структурное качество образцов и их соответствие указанному выше номинальному ростовому параметром контролировались с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. При данных параметрах гетероструктур в слое SiGe реализуется потенциальная яма для дырок глубиной около 25–115 мэВ, основное состояние в которой вследствие одноосного растяжения формирует подзона тяжелых дырок (hh); электроны при этом локализуются в слое SiGe за счет кулоновского взаимодействия с дырками. Схематический вид зонной диаграммы для исследованных структур приведен на вставке рис. 1. В данной работе мы не приводим ре-

**Таблица 1.** Содержание германия  $x$ , положение дна экситонной зоны  $E_0$  и его средний разброс  $\sigma$  для исследуемых образцов. Для всех структур толщина буферного и покровного слоев кремния составляет 100 нм; толщина КЯ — 5 нм

	$x$ , %	$E_0$ , эВ	$\sigma$ , мэВ
S1234	3.5	1.4119	0.4
S827	5	1.1256	0.6
S1256	7	1.1158	0.7
S1110	9.5	1.0890	1.3



**Рис. 1.** Спектр излучения КЯ с содержанием германия 5% при  $T = 5\text{ К}$  и плотности мощности стационарного возбуждения около  $0.2\text{ Вт/см}^2$ . На вставке изображен схематический вид зонной диаграммы исследуемых структур

зультатов исследований фазовых переходов для широких КЯ из-за плохой воспроизводимости экспериментальных данных, полученных на образцах с близкой структурой. Эта особенность широких КЯ связана, предположительно, с неоднородностями толстых слоев SiGe в направлении роста, которые вызваны флуктуациями ростовых потоков и сегрегационными эффектами [26].

Измерения спектров низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) проводились в сверхтекучем гелии при  $T = 2\text{ К}$ , либо в парах гелия в диапазоне температур от 5 К до 50 К. В качестве источников стационарного возбуждения использовались полупроводниковый лазер ( $\lambda = 405\text{ нм}$ ) и перестраиваемый титан-сапфировый лазер ( $700\text{ нм} < \lambda < 1000\text{ нм}$ ), излучение которых в зависимости от конкретных экспериментов фокусировалось в пятно диаметром 1–5 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, при которой после рекомбинации двух дырок и двух электронов из противоположенных 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 2–20 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 [27]). Данная схема позволяет записывать сигнал ФЛ с временным разрешением около 2 нс без потери фотоотсчетов. Для получения разрешенных по времени спектров сигнал ФЛ, записанный при различных спектральных положениях детектора, интегрировался и усреднялся по заданному временному окну. Для анализа спадов сигнала ФЛ на больших временах отстройки от возбуждающего импульса применялось динамическое усреднение по временному диапазону, зависящему от времени отстройки и абсолютной величины сигнала.

### 3. ФЛУКТУАЦИИ ПОТЕНЦИАЛА И НАКОПЛЕНИЕ ЗАРЯДА В КЯ

На рис. 1 приведен типичный вид спектра краевой ФЛ, характерный для исследуемых структур. Спектр получен при температуре 5 К в условиях стационарного возбуждения структуры с содержанием германия 5% (S827). Излучение квантовой ямы представляет собой бесфононный переход ( $QW_{NP}$ ) и его фононные повторения с участием поперечных оптических ( $QW_{TO}$ ) и поперечных акустических ( $QW_{TA}$ ) фононов кремния, приблизительно соответствующих  $X$ -точке зоны Бриллюэна. Помимо излучения квантовой ямы в спектре на рис. 1 регистрируется излучение экситонно-примесных комплексов с участием бора (BE) в объемном кремнии (покрывающий, буферный слой, подложка), переходящее в излучение свободных экситонов с повышением температуры. Последние характеризуются достаточно большими временами жизни  $\tau_L$  и длиной диффузии  $L_D$  (при  $T = 15$  К  $\tau_L \approx 1$  мкс,  $L_D \approx 0.5$  мм).

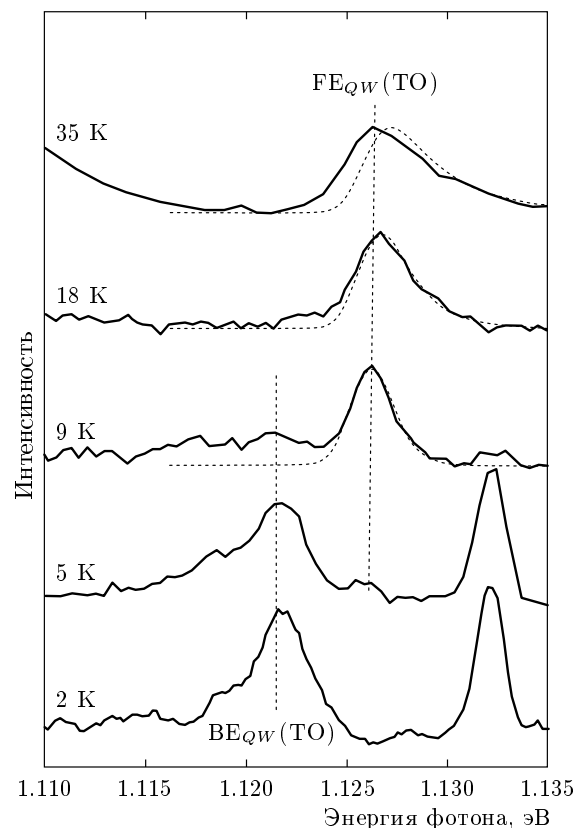


Рис. 2. Температурная зависимость тонкой структуры спектра излучения квантовой ямы с содержанием германия 5% в области бесфононной линии при плотностях возбуждения около  $10$  мВт/см<sup>2</sup>. Спектры демонстрируют переход от излучения связанных экситонов, которое наблюдается при низких температурах, к излучению свободных экситонов в КЯ. Штриховые линии — аппроксимация экспериментальных данных формулой (1); параметры  $E_0$  и  $\sigma$  приведены в табл. 1

На рис. 2 приведена температурная зависимость тонкой структуры спектра излучения квантовой ямы с содержанием германия 5% в области бесфононной линии при малых плотностях возбуждения равных примерно  $10$  мВт/см<sup>2</sup>. Эта зависимость демонстрирует переход от излучения связанных и/или локализованных экситонных состояний, которые наблюдаются при низких температурах, к излучению свободных экситонов в КЯ. Из этой зависимости, в частности, следует, что уже при температурах около 10 К и выше излучение свободных экситонов доминирует. Отметим, что в спектрах НФЛ при малых плотностях возбуждения и низких температурах наблюдались и другие каналы рекомбинации, также исчезающие с увеличением температуры [21–23].

При наличии термодинамического равновесия между различными областями КЯ форма линии экситонного излучения хорошо описывается приближенной формулой [20]

$$I(\hbar\omega) \sim \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{E_0 - \hbar\omega}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \exp \left( \frac{E_0 - \hbar\omega}{kT} \right), \quad (1)$$

где  $\sigma$  — параметр, характеризующий отклонение дна экситонной зоны от среднего значения  $E_0$ ,  $T$  — эффективная температура экситонов, как правило, совпадающая с температурой решетки,  $\operatorname{erf}(E)$  — функция ошибок. Анализ температурной зависимости спектров ФЛ, записанных при низких плотностях возбуждения, с помощью формулы (1) позволяет определить  $E_0$  и  $\sigma$  по положению и уширению линий излучения свободных экситонов. Результаты анализа для различных образцов систематизированы в табл. 1.

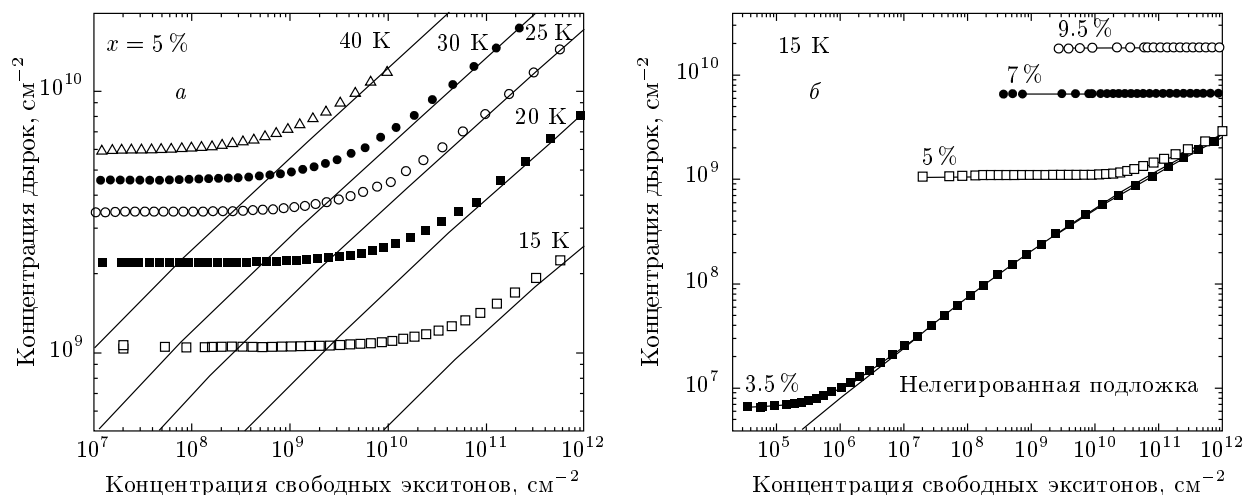
Как видно на рис. 2, при температуре 35 К в форме линии экситонной люминесценции наблюдаются выраженные отклонения от профиля, задаваемого формулой (1). В частности, заметно увеличивается низкочастотное размытие линии излучения. Данный эффект связан, по-видимому, с тепловой диссоциацией экситонов, которая приводит к выбросу электронов и накоплению положительного заряда в КЯ. При появлении нескомпенсированного заряда в слое SiGe изменение формы линии экситонной люминесценции может быть вызвано различными эффектами: 1) искажением потенциала КЯ за счет самосогласованного изменения кулоновской добавки; 2) рассеянием экситонов на носителях заряда, которое приводит к существенному однородному уширению экситонных состояний; 3) экранированием кулоновского взаимодействия; 4) вырождением дырочного газа.

В данной работе величина накапливающегося в КЯ положительного заряда оценивалась с помощью расчетов, которые самосогласованным образом учитывали пространственное распределение носителей и наведенный кулоновский потенциал. Энергия локализации электрона в КЯ предполагалась равной энергии связи свободного экситона, около 15 мэВ. Глубина залегания дырочного уровня считалась равной энергетическому сдвигу линии  $FE_{TO}(QW)$  свободных экситонов в КЯ относительно линии  $FE_{TO}(Si)$  свободных экситонов в кремнии. Соотношение между накопленным зарядом и поверхностной плотностью экситонов в КЯ вычислялось на основе допущения о полном термодинамическом равновесии в системе экситонов и носителей заряда для модельной гетероструктуры. Последняя состоя-

ла из двух слоев кремния толщиной 4 мкм, легированных, или легированных бором до концентрации  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  (соответствует концентрации бора в подложке) и слоя SiGe толщиной 5 нм. Использование двух предельных случаев для концентрации бора в барьерных слоях позволило сделать оценку сверху и снизу поверхностной плотности несвязанных дырок. Отметим, что за счет фонового легирования бором при эпитаксиальном росте оценка, учитывающая примесные состояния, является более адекватной. Для устранения артефактов, возникающих из-за накопления заряда на границе модельной структуры, использовались периодические граничные условия. Результаты проведенных расчетов иллюстрирует рис. 3, на котором приведены зависимости поверхностной плотности нескомпенсированных дырок в КЯ от поверхностной плотности экситонов, глубины КЯ и температуры. Полученные результаты не противоречат оценкам концентрации свободных дырок в КЯ, которые были сделаны на основе измерений латеральной проводимости гетероструктуры с содержанием германия в слое SiGe 9.5 %.

Из данных, представленных на рис. 3а,б, следует, что влияние накопленного в КЯ заряда несущественно при содержании германия в слое SiGe порядка 5% и менее. По мере увеличения содержания германия количество несвязанных дырок может достигать примерно  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  при  $x = 9.5\%$  и температуре 15 К. Очевидно, что в данном случае несвязанные дырки должны влиять на свойства экситонных состояний, формирующихся в КЯ. Тем не менее, для структуры S1110 остается неясным конкретный механизм, приводящий к уширению линии излучения при низких плотностях возбуждения. Наблюдаемая ширина линии равная примерно 4.5–5 мэВ (при температуре 15 К) может определяться как неоднородным уширением экситонных состояний, так и уширением, вызванным влиянием несвязанных дырок.

Как видно в табл. 1, параметр  $\sigma$  лежит в диапазоне 0.4–1.3 мэВ для различных структур и сопоставим с  $kT$  при гелиевых температурах. При температурах заметно ниже 10 К флуктуации дна экситонной зоны будут оказывать существенное влияние на физические процессы, протекающие в КЯ и, как следствие, на спектр ее излучения, в то время как при температурах превышающих 10 К для большинства образцов  $\sigma$  можно рассматривать как малый параметр. Таким образом, температуры около 15 К и выше удобны для наблюдения фазовых переходов в системе свободных экситонов. При температурах около 5 К и ниже на характер фазовых переходов будет влиять локализация экситонов [23]. Обратная



**Рис. 3.** а) Зависимость концентрации нескомпенсированных дырок от концентрации экситонов в КЯ с содержанием германия  $x = 5\%$  при различных температурах. Сплошными линиями и точками показаны зависимости, рассчитанные для случаев отсутствия примеси соответственно в буферном и покрывающем слоях и содержания бора  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Горизонтальный участок связан с ионизацией примеси и захватом дырок в КЯ, наклонный определяется диссоциацией экситонных состояний. б) Аналогичные кривые для образцов с разным содержанием германия при  $T = 15 \text{ К}$  демонстрируют влияние глубины ямы на плотность заряда в ней

ситуация имеет место для эффектов, связанных с накоплением заряда в КЯ. Как следует из результатов расчетов, приведенных на рис. 3, для подавления этих эффектов необходимо уменьшение концентрации фоновых акцепторов и температуры образца. На основе приведенных выше рассуждений для детального исследования фазового перехода «плазма–экситонный газ» в КЯ была выбрана температура 15 К.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ПЕРЕХОДА «ПЛАЗМА–ЭКСИТОННЫЙ ГАЗ»

На рис. 4–7 приведены разрешенные по времени спектры ФЛ для структур с различным содержанием германия в слое SiGe. Спектры записаны в условиях импульсного возбуждения при температуре 15 К. Совокупность приведенных спектров позволяет проследить эволюцию формы и интенсивности различных линий излучения в зависимости от временного сдвига между приходом возбуждающего импульса и серединой временного окна, по которому усредняется сигнал ФЛ (время отстройки  $\tau$ ). Конкретные значения времени отстройки  $\tau$ , соответствующие различным спектрам, приведены в подписях на рис. 4–7.

Независимо от времени отстройки в спектрах на рис. 4–7 присутствует излучение из слоя SiGe и из объемного кремния. Как и в спектрах стационарной люминесценции, излучение КЯ представлено бесфононным переходом и их фононными ТО- и ТА-повторениями. Люминесценция кремния при температуре 15 К определяется, в основном, рекомбинацией свободных экситонов, сопровождающейся испусканием фононов ТО ( $FE_{TO}(\text{Si})$ ) и ТА ( $FE_{TA}(\text{Si})$ ), которые соответствуют X-точке зоны Бриллюэна. В районе 1.0925 эВ регистрируется также слабая линия, представляющая собой рекомбинацию связанных экситонов ( $BE_{TO}(\text{Si})$ ) с одновременным испусканием ТО-фононов. При больших временах отстройки,  $\tau > 15 \text{ мкс}$ , в спектрах наблюдается полоса примесно-дефектного излучения, вызванного предположительно рекомбинацией свободных электронов с дырками, локализованными на акцепторах в слое SiGe. Форма и интенсивность данной полосы остаются практически неизменными в анализируемом временном диапазоне  $0 < \tau < 50 \text{ мкс}$ , что позволяет легко исключить ее вклад при исследовании других каналов рекомбинации в КЯ.

Рисунок 8 иллюстрирует затухание интегрального сигнала ФЛ  $I(\tau)$  в области фононного ТО-повторения для КЯ с различным содержанием германия. На основе данных кинетических кривых по формуле  $t = I(\tau)(dI(\tau)/d\tau)^{-1}$  нетрудно вычис-

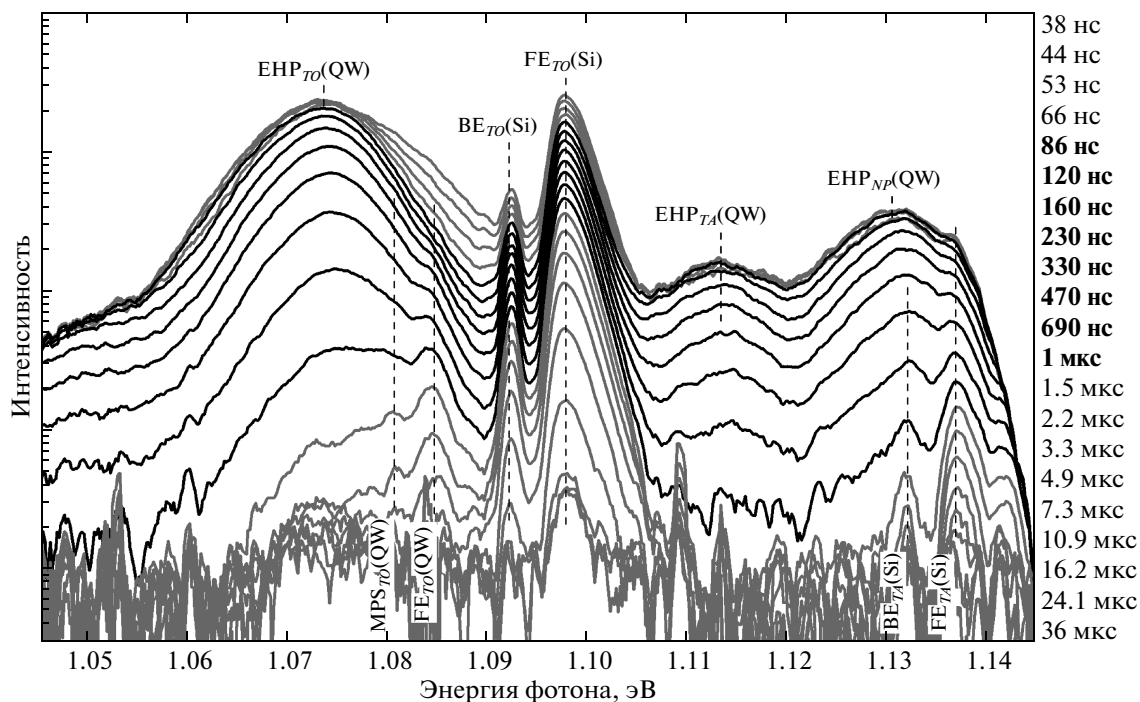


Рис. 4. Спектры ФЛ структуры с содержанием германия 3.5 %, записанные при  $T = 15$  К и различных временах отстройки от возбуждающего импульса. Время отстройки, отвечающее различным кривым, указано справа. Выделенные (черные) кривые соответствуют временному диапазону 86 нс–1 мкс, в котором уверенно регистрируется сосуществование экситонов и квазидвумерной конденсированной фазы

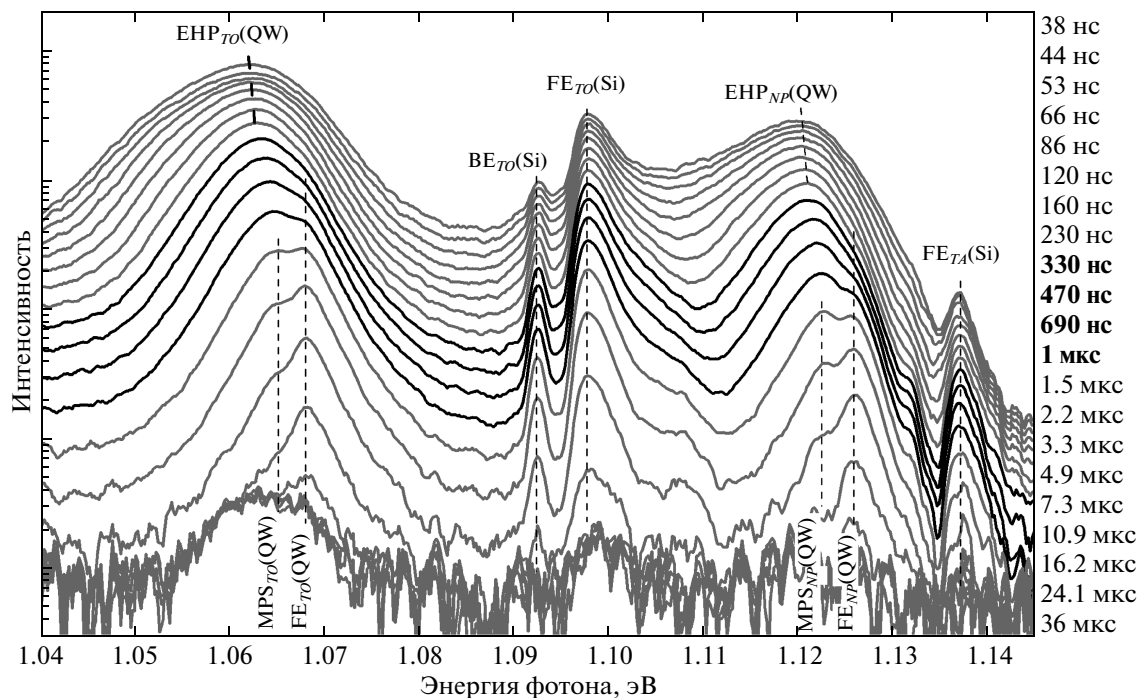


Рис. 5. Спектры ФЛ структуры с содержанием германия 5 %, записанные при  $T = 15$  К и различных временах отстройки от возбуждающего импульса. Время отстройки, отвечающее различным кривым, указано справа. Выделенные (черные) кривые соответствуют временному диапазону 330–1000 нс, в котором уверенно регистрируется сосуществование экситонов и квазидвумерной конденсированной фазы

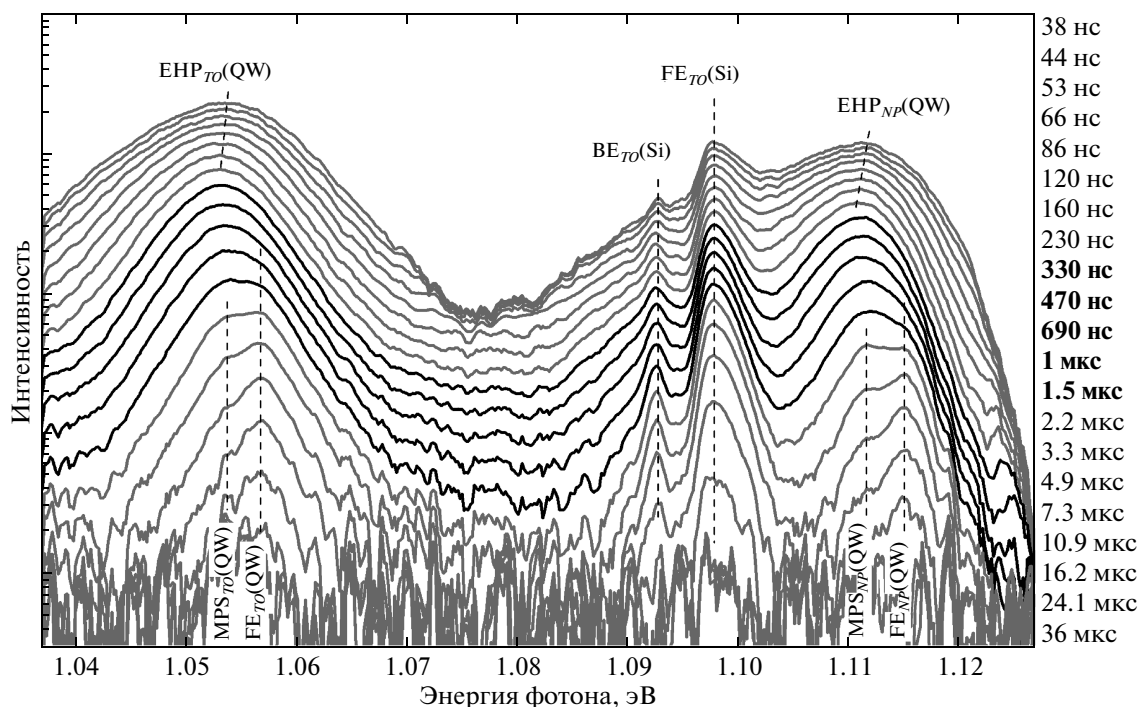


Рис. 6. Спектры ФЛ структуры с содержанием германия 7%, записанные при  $T = 15$  К и различных временах отстройки от возбуждающего импульса. Время отстройки, отвечающее различным кривым, указано справа. Выделенные (черные) кривые соответствуют временному диапазону 330–1500 нс, в котором уверенно регистрируется сосуществование экситонов и квазидвумерной конденсированной фазы

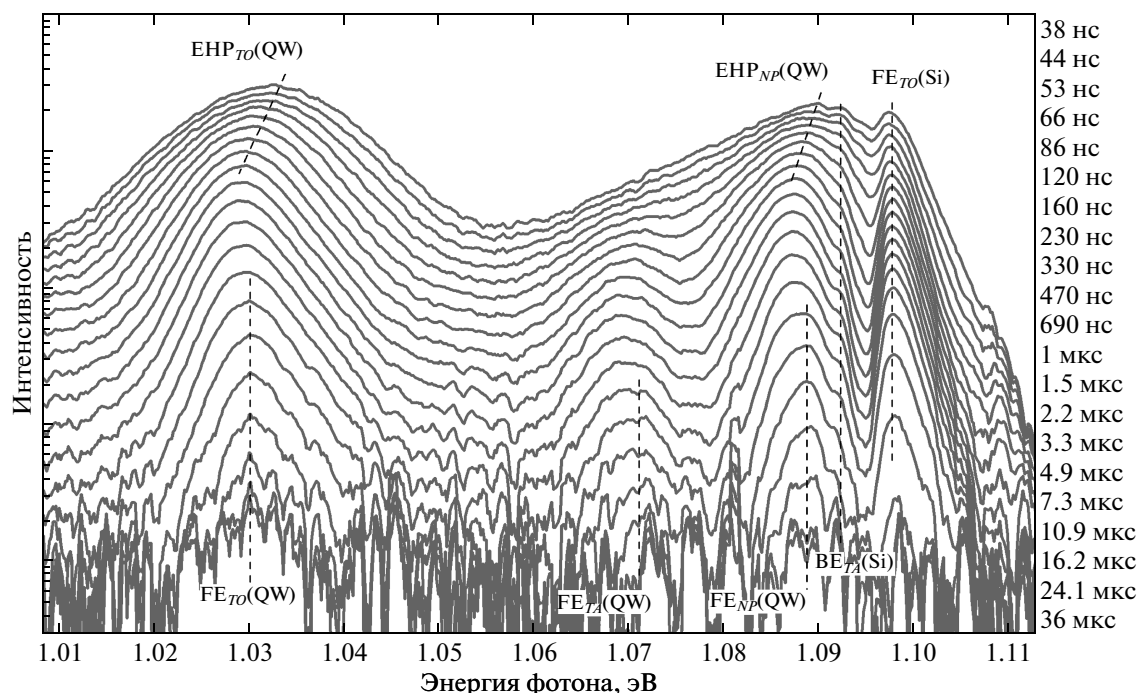


Рис. 7. Спектры ФЛ структуры с содержанием германия 9.5%, записанные при  $T = 15$  К и различных временах отстройки от возбуждающего импульса. Время отстройки, отвечающее различным кривым, указано справа



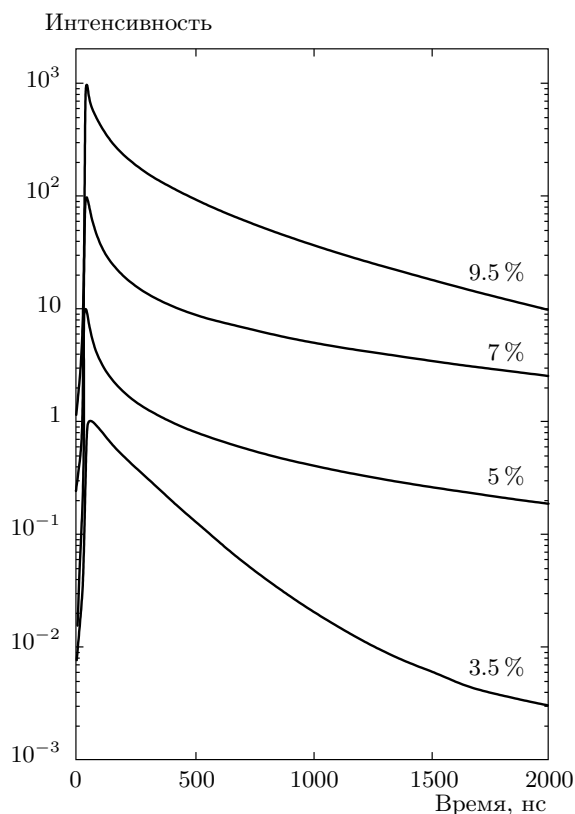


Рис. 8. Затухание сигнала интегральной ФЛ линии  $QW_{TO}$  при  $T = 15$  К в зависимости от времени отстройки для структуры с различным содержанием германия

лить мгновенное время затухания сигнала ФЛ. Отметим, что представленная временная динамика зависит не только от рекомбинации в КЯ, но и от процессов обмена носителями между барьерными слоями, подложкой и слоем SiGe. Анализ температурной зависимости спектров люминесценции позволяет утверждать, что для мелкой КЯ с  $x = 3.5\%$  при  $T = 15$  К существен выброс неравновесных носителей в барьерные слои. Поэтому для времен, характеризующих рекомбинационные процессы в КЯ, мгновенное время затухания сигнала ФЛ является оценкой снизу. Для глубоких КЯ с содержанием германия  $x = 5-9.5\%$ , по-видимому, более существен захват экситонов из барьерных слоев. Поэтому мгновенное время затухания сигнала ФЛ следует рассматривать как завышенную оценку рекомбинационных времен.

Для времен отстройки  $\tau > 5$  мкс спектр излучения КЯ меняется со временем незначительно. При этом наиболее интенсивная бесфононная линия и

ее фононное ТО-повторение по форме и спектральному положению совпадают с линиями экситонной ФЛ в спектрах, записанных при стационарном возбуждении. Это позволяет утверждать, что во всех исследованных образцах для сравнительно больших времен отстройки излучение КЯ обусловлено рекомбинацией слабо взаимодействующих между собой экситонов. Отметим, что в случае наиболее глубокой КЯ (содержание германия 9.5%) свойства экситонного газа могут определяться взаимодействием фотовозбужденных электронов с ферми-резервуаром темновых дырок, приводящим к образованию трионов и, возможно, многочастичных состояний типа экситона Мейхена [28]. Для малых времен отстройки, как видно на рис. 4–7, имеет место качественно иная ситуация: излучение КЯ представляет собой широкие полосы в области бесфононного перехода и в областях различных фононных повторений. Полуширина этих полос значительно превышает неоднородное уширение экситонных состояний в КЯ и тепловую энергию при температуре 15 К. Поскольку времена отстройки около 50 нс достаточны для эффективной термализации носителей с решеткой при температуре 15 К, наблюдаемая значительная полуширина линий не связана с перегревом электронно-дырочной системы.

В условиях эксперимента количество электронно-дырочных пар, генерируемых импульсом возбуждения, составляет примерно  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . По-видимому, того же порядка должна быть и плотность электронно-дырочных пар в КЯ при коротких временах отстройки. Это связано с тем, что время отстройки  $\tau \sim 50$  нс, с одной стороны, достаточно для термализации носителей и их захвата в КЯ, а с другой стороны, сопоставимо или меньше времени жизни электронно-дырочной пары составляющего примерно 50–200 нс и определенного по затуханию сигнала НФЛ при  $\tau \sim 10-100$  нс. Для концентрации носителей заряда  $N = 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и боровского радиуса экситона  $a_B = 5$  нм безразмерный параметр, описывающий расстояние между носителями в единицах боровского радиуса, составляет  $r_s \approx (2\pi a_B^2 N)^{-0.5} \approx 0.6$ . Как показывают различные расчеты [4–12], при таких значениях  $r_s$  экситонные состояния в КЯ экранируются, а свойства системы хорошо описываются в рамках представлений о вырожденной ЭДП. Полуширина линии излучения такой плазмы отражает суммарную энергию Ферми электронов и дырок и может быть оценена при известной концентрации носителей в плазме. Оценка, сделанная таким образом для концентрации около  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ , дает величину порядка 10 мэВ [23, 24],

что находится в хорошем согласии с полушириной полос, наблюдаемых в спектрах на рис. 4–7 при временах отстройки  $\tau \sim 50$  нс.

Как известно, время жизни плотной ЭДП в кремнии и качественных гетероструктурах на его основе определяется главным образом оже-процессами, скорость которых пропорциональна третьей степени концентрации  $N^3$  [29]. Поэтому независимым подтверждением формирования плотной ЭДП в КЯ является малое, порядка 50–200 нс, время затухания сигнала НФЛ на коротких временах после импульса возбуждения ( $\tau < 500$  нс). Это время сопоставимо с временем жизни носителей в электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ), формирующейся в объемном кремнии. В частности, для недеформированного кремния время жизни носителей в ЭДЖ составляет примерно 150 нс при равновесной концентрации около  $3.2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . В пересчете на концентрацию носителей в яме толщиной 5 нм величина  $3.2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  соответствует двумерной плазме с плотностью около  $1.5 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ , а это согласуется с оценками концентрации, сделанными выше на основе ширины линии излучения. Возможное уточнение, учитывающее конкретные изменения времени жизни носителей в ЭДП для различных структур, качественно не влияет на полученный результат, так как уменьшение времени жизни от 200 до 50 нс соответствует увеличению концентрации приблизительно от  $1.4 \cdot 10^{12}$  до  $2.2 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ .

Таким образом, совокупность представленных экспериментальных данных позволяет утверждать, что на коротких временах после импульса возбуждения в КЯ формируется вырожденная ЭДП с плотностью около  $10^{12}$  см $^{-2}$ . Последующая рекомбинация носителей и уменьшение плотности плазмы приводят к квазиравновесному фазовому переходу «плазма–экситонный газ», динамику которого для структур с различным содержанием германия отражают спектры ФЛ на рис. 4–7.

## 5. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПЕРВОГО И ВТОРОГО РОДА

Как видно на рис. 4–7, динамика фазового перехода зависит от содержания германия в слое SiGe. Для структуры с содержанием германия  $x = 9.5\%$  перестройка спектров ФЛ (рис. 7) по мере рекомбинации носителей качественно напоминает описанный в литературе переход от излучения плазмы к излучению экситонов в КЯ второго рода [25]. Для

таких КЯ наличие сравнительно высокого барьера для электронов приводит к пространственному разделению электронов и дырок. В результате химический потенциал ЭДП является монотонно убывающей функцией концентрации носителей и ЭДЖ не образуется. Как ширины линий излучения КЯ, содержащей 9.5% германия, так и скорость рекомбинации носителей (рис. 7, 8) монотонно уменьшаются с увеличением времени отстройки от возбуждающего импульса. Именно такое поведение характерно для излучения однородной ЭДП, в которой энергии Ферми и времена жизни носителей зависят от их концентрации. При этом система остается пространственно-однородной и не проявляет признаков фазового перехода первого рода. Данный вывод подтверждается отсутствием у полос излучения КЯ структуры, возникающей при сосуществовании фаз с разным электронным спектром. Тем не менее, в отличие от КЯ с еще большим содержанием германия, для которых, согласно литературным данным, наблюдается монотонный красный сдвиг линии излучения при уменьшении концентрации носителей, в спектрах на рис. 7 максимум линий излучения из слоя SiGe претерпевает S-образный сдвиг. На коротких временах после импульса возбуждения ( $\tau < 100$  нс) бесфононная линия излучения сдвигается в красную область, затем положение максимума стабилизируется и при  $\tau > 2000$  мкс линия претерпевает синий сдвиг примерно на 1 мэВ. Такое же поведение наблюдается и для фононного ТО-повторения. Обнаруженная перестройка спектров может быть приписана возникновению экситонных состояний за счет ослабления экранирования по мере рекомбинации носителей в ЭДП. Оценки показывают, что концентрация неравновесных носителей, при которой красный сдвиг сменяется синим, соответствуют значению  $r_s \sim 2$ . Согласно работе [5], это как раз та область концентраций, в которой заполнение фазового пространства электронов и дырок начинает существенно влиять на энергию связи экситонов. Для подтверждения изложенной интерпретации необходимы дальнейшие исследования, так как синий сдвиг может быть вызван конкуренцией различных каналов излучательной рекомбинации в экситонном газе.

Качественно иная ситуация наблюдается для КЯ с содержанием германия 3.5%. Как видно на рис. 4, форма линии излучения КЯ и скорость рекомбинации носителей в ней практически не меняются на временах отстройки около 100–500 нс. Это указывает на то, что с увеличением времени отстройки плотность ЭДП остается практически постоянной, но уменьшается объем, занимаемый ЭДП. Умень-

шение объема, занимаемого ЭДП, неизбежно приводит к образованию разреженной (экситонной) фазы и расслоению электронно-дырочной системы, характерным для фазового перехода первого рода. В данном случае существующая в КЯ плазменная фаза обладает всеми признаками ЭДЖ. Расслоение системы на экситонный газ и ЭДЖ подтверждается наличием тонкой структуры у линий излучения КЯ на временах отстройки  $\tau > 300$  нс (см. рис. 4). Отметим, что данная тонкая структура, помимо линий излучения ЭДЖ и свободных экситонов, обнаруживает дополнительный канал излучательной рекомбинации (MPS), связанный с многочастичными состояниями в экситонном газе.

Для образцов с содержанием германия около 5 % и 7 % сценарий фазового перехода носит двоякий характер: на временах отстройки  $\tau < 250$  нс после импульса возбуждения свойства электронно-дырочной системы описываются в рамках представлений об однородной ЭДП, в то время как на временах  $\tau > 350$  нс регистрируется расслоение на ЭДЖ и экситоны. При больших временах отстройки,  $\tau > 3000$  мкс, линия излучения ЭДЖ не регистрируется, но сохраняется вклад многочастичных состояний (MPS), не связанных с ЭДЖ. По-видимому, как и в случае образца с содержанием германия около 3.5 %, эти состояния возникают в результате многочастичных взаимодействий в газовой фазе.

Наличие в КЯ нескомпенсированных дырок с концентрацией  $N_H \sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup> и ниже несущественно для плазменной фазы с плотностью около  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Кроме того, при температуре 15 К такая концентрация дырок, по-видимому, недостаточна для эффективного экранирования экситонных состояний. Поэтому можно утверждать, что отсутствие выраженного расслоения на фазы для структуры с содержанием германия 9.5 % не связано с накоплением заряда в КЯ. Этот вывод согласуется со сделанным ранее предположением о том, что главной причиной изменения характера фазового перехода «плазма–экситонный газ» является образование барьера для электронов в слое SiGe [21–24]. С другой стороны, в случае достаточно разреженного экситонного газа концентрация дырок около  $10^{10}$  см<sup>-2</sup> достаточна для наблюдения эффектов, вызванных неупругим рассеянием экситонов носителями заряда и образованием заряженных экситонных комплексов (см., например, [28, 30–32]). Поэтому при формировании многочастичных состояний, ответственных за линию MPS, роль несвязанных дырок может быть определяющей.

## 6. ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ ЭДЖ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ГЕРМАНИЯ В СЛОЕ SiGe

Как видно на рис. 4–6, в процессе фазового перехода вклад экситонной люминесценции проявляется на коротковолновом крыле линий излучения КЯ, в то время как в их длинноволновой части доминирует излучение ЭДЖ или ЭДП. Таким образом, вычитание спектров ФЛ, полученных при близких временах отстройки и нормированных по длинноволновому краю линий излучения КЯ, позволяет выделить вклад экситонной люминесценции и точнее определить момент ее появления. Примеры подобных разностных спектров в области бесфононной люминесценции КЯ приведены на рис. 9. Полученные кривые иллюстрируют спектр излучения экситонного газа, сосуществующего с ЭДЖ, для КЯ с содержанием Ge 5 % и 7 %. Для каждой из КЯ наблюдается дублетная структура, компоненты которой совпадают по спектральному положению соответственно с линиями излучения  $MPS_{NP}(QW)$  и  $FE_{NP}(QW)$ .

На основе описанного анализа линий излучения КЯ можно более точно оценить время отстройки  $\tau_0$ , при котором в системе происходит стабилизация концентрации ЭДП и, таким образом, формируется ЭДЖ. Результаты такой оценки для различных КЯ представлены в табл. 2. В свою очередь, известное время отстройки, соответствующее заполнению КЯ конденсированной фазой, позволяет вычислить некоторые параметры квазидвумерной ЭДЖ. Например, время жизни носителей в ЭДЖ совпадает с мгновенным временем затухания сигнала ФЛ в момент времени  $\tau_0$ . Аналогичным образом с помощью анализа данных на рис. 4–8 определяются ширина линии излучения и относительная интенсивность излучения ЭДЖ на единицу поверхности. Все эти величины приведены в табл. 2 для образцов с содержанием германия в слое SiGe 3.5 %, 5 % и 7 %.

Представленные в табл. 2 данные указывают на то, что равновесная плотность ЭДЖ незначительно меняется при увеличении содержания германия в слое SiGe. Значительное уменьшение времени жизни носителей в ЭДЖ для структур с меньшим содержанием германия вызвано более эффективным тепловым выбросом носителей в барьер, а не с изменением равновесной концентрации конденсированной фазы. При увеличении концентрации германия до 9.5 % образование ЭДЖ не наблюдается. Из указанных свойств конденсированной фазы следует, что химический потенциал плазменной фазы  $\mu_{EDP}(N)$  как функция плотности  $N$  имеет локальный мини-

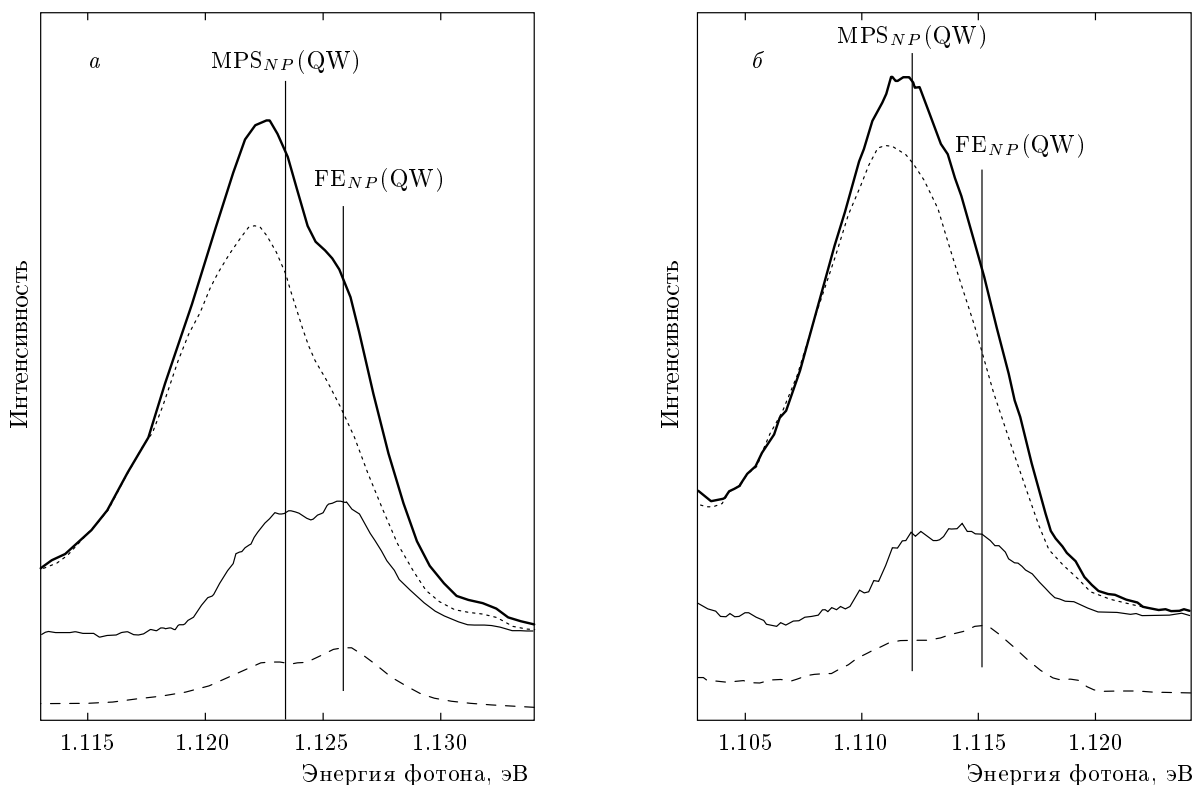


Рис. 9. Спектры ФЛ в области бесфононной линии излучения КЯ с содержанием германия 5 % (а) и 7 % (б) при временах отстройки 1 мкс (жирная кривая) и 690 нс (пунктир), записанные при  $T = 15$  К. Спектры нормированы по длинноволновому краю линии излучения. Сплошная тонкая кривая — результат вычитания данных спектров. Внизу для сравнения приведены спектры ФЛ, записанные при временах отстройки 2.2 мкс (штриховые линии)

Таблица 2. Оценки основных параметров квазидвумерной ЭДЖ и сосуществующего с ней экситонного газа для КЯ с различным содержанием германия при  $T = 15$  К

	1234 (3.5 %)	827 (5 %)	1256 (7 %)
Время отстройки, при котором стабилизируется форма линии ЭДП (формируется ЭДЖ) при энергии возбуждающих импульсов около 4 мкДж	~ 96 нс	~ 284 нс	~ 335 нс
Время жизни носителей в квазидвумерной ЭДЖ	155–185 нс	300–350 нс	390–450 нс
Относительная интенсивность ФЛ ЭДЖ на единицу поверхности	0.83	1	0.97
Ширина линии излучения ЭДЖ	9.5 мэВ	10.8 мэВ	10.2 мэВ
Отношение интенсивности ФЛ на единицу поверхности для ЭДЖ и экситонного газа, находящихся в равновесии	29	7	7

мум при  $N \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , положение которого слабо зависит от содержания германия в слое SiGe. Но глубина этого минимума существенно зависит от содержания германия. При концентрации германия в слое SiGe 9.5 % у функции  $\mu_{EDP}(N)$  локальный минимум при  $N \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$  отсутствует.

Сделанные выводы подтверждаются исследованием равновесия между ЭДЖ и экситонами при температуре 15 К. Известное время отстройки  $\tau_0$ , при котором КЯ заполнена конденсированной фазой, позволяет вычислить долю КЯ, заполненную ЭДЖ в произвольный момент времени  $\tau > \tau_0$ , по относительной интенсивности линии  $\text{EHL}_{\text{TO}}(\text{QW})$ . Предполагая, что оставшаяся часть КЯ занята экситонным газом, находящимся в равновесии с ЭДЖ, несложно определить соотношение интенсивности ФЛ из единицы поверхности для сосуществующих конденсированной и газовой фаз, см. табл. 2. Полученные величины указывают на то, что для существования ЭДЖ в КЯ с содержанием германия 5 % и 7 % необходим экситонный газ большей плотности, чем для КЯ с концентрацией германия 3.5 %. Это наблюдение согласуется с увеличением глубины локального минимума у функции  $\mu_{EDP}(N)$  при уменьшении концентрации германия в слое SiGe.

Независимым подтверждением сделанных выводов являются спектры  $2E_g$ -люминесценции, записанные при плотности мощности стационарного возбуждения около  $2 \text{ Вт/см}^2$  и температуре 2 К, показанные на рис. 10. При низкой температуре сдвиг между высокочастотной границей линии излучения ЭДП и дном экситонной зоны отражает работу выхода из конденсированной или плазменной фазы по отношению к экситонному газу. На рис. 10 видно, что для КЯ с содержанием германия 3.5 % работа выхода экситона из ЭДЖ составляет около 6 мэВ. Это доказывает, что в данной структуре минимум энергии плазменной фазы расположен существенно ниже дна экситонной зоны. При увеличении содержания германия до 5–7 % работа выхода на пару частиц в ЭДЖ существенно уменьшается, но концентрация носителей в ЭДЖ, определенная по форме линии излучения, меняется слабо [24]. При дальнейшем увеличении содержания германия высокочастотная граница линии излучения ЭДП смещается в синюю область относительно дна экситонной зоны, т. е. образование конденсированной фазы становится невыгодным.

Отмеченные выше свойства плазменной фазы объясняются в рамках представлений о влиянии барьера для электронов на энергию связи носителей в ЭДЖ. По-видимому, в случае КЯ с содержанием

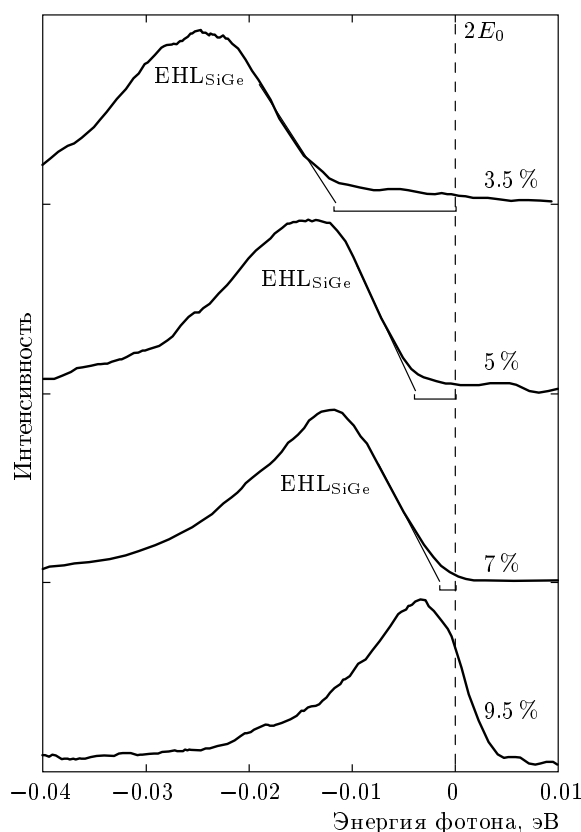


Рис. 10. Спектры  $2E_g$ -люминесценции ЭДП в образцах с различным содержанием германия. Энергия фотона отсчитывается от удвоенного дна экситонной зоны в слое SiGe ( $2E_0$ );  $\text{EHL}_{\text{SiGe}}$  — излучение ЭДЖ в КЯ. Для структур с содержанием германия 3.5 % и 5 % на коротковолновом крыле линии  $\text{EHL}_{\text{SiGe}}$  регистрируется излучение ЭДЖ в объеме кремния. Горизонтальный черный отрезок показывает удвоенную величину работы выхода из ЭДЖ. Плотность мощности стационарного возбуждения около  $2 \text{ Вт/см}^2$ ,  $T = 2 \text{ К}$

германия 3.5–7 % перенормировка запрещенной зоны в ЭДЖ компенсирует вклад барьера для электронов в слое SiGe, подавляя тем самым пространственное разделение электронов и дырок. В этом случае следует ожидать существенной зависимости энергии связи ЭДЖ от содержания Ge, так как последняя будет включать поправку, пропорциональную высоте барьера для электронов в слое SiGe. Это находится в согласии с результатами данной работы и измерениями, выполненными для большего количества КЯ SiGe/Si толщиной 5 нм [24]. С другой стороны, компенсация барьера подразумевает незначительные изменения внутренней структуры ЭДЖ при увеличении высоты барьера вплоть до порогового значения. Это находится в согласии со слабым из-

менением равновесной концентрации ЭДЖ в структурах, имеющих разное содержание германия.

Опыт работы с КЯ различной ширины позволяет утверждать, что увеличение толщины слоя SiGe при заданном содержании германия подавляет образование ЭДЖ. Данный вывод согласуется с предложенной моделью, так как энергия электрона должна возрастать с увеличением толщины барьера при его фиксированной высоте.

### 7. СВОЙСТВА ЭКСИТОННОЙ ФАЗЫ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ПЕРЕХОДА ЭКСИТОННЫЙ ГАЗ–ПЛАЗМА И ЭКСИТОННОЙ ФАЗЫ, СОСУЩЕСТВУЮЩЕЙ С ЭДЖ

Совокупность представленных экспериментальных данных указывает на то, что в плотной экситонной фазе возникает новый канал излучательной рекомбинации (обозначенный MPS в спектрах на рис. 4–7, 9). Выраженная линия MPS наблюдается для всех исследованных образцов, за исключением образца с содержанием Ge 9.5%. Тем не менее, как отмечалось выше, для данной структуры регистрируется аномальный синий сдвиг линии излучения, который может быть приписан в том числе сосуществованию различных экситонных состояний в газовой фазе.

При фиксированной температуре положение линии MPS относительно дна экситонной зоны слабо зависит от содержания германия в слое SiGe, если  $x \leq 7\%$ . Такое поведение качественно отличается от описанных выше свойств конденсированной фазы, для которой наблюдается сильная зависимость энергии связи от концентрации германия. Отличие связано, предположительно, с разным характером кулоновского взаимодействия в плотной плазменной и разреженной экситонной фазах: за счет слабого экранирования в газовой фазе могут быть устойчивы многочастичные ассоциаты, состоящие из электронов и дырок, в том числе разделенных барьером. К простейшим типам таких ассоциатов следует отнести трионы и биэкситоны. При ширине барьера, сопоставимой с боровским радиусом экситона, локализация электрона непосредственно в слое SiGe не является необходимым условием стабильности триона: если расстояние между носителем заряда и непрямым экситоном много больше ширины ямы, то за счет наведенного у экситона дипольного момента в плоскости ямы возникает притягивающее взаимодействие, которое в двумерной системе должно формировать связанное состояние. Вследствие отталкивания не прямых экситонов в системе

с достаточно широким барьером, для образования биэкситона, по-видимому, необходимо затягивание электронной плотности в слой SiGe. Поэтому можно ожидать, что стабильность и энергия связи биэкситона будут существенно зависеть от высоты барьера.

Сосуществование свободных экситонов и состояний MPS наблюдается на временах отстройки  $\tau \sim 1\text{--}10$  мкс, при которых экситонный газ можно считать квазиравновесным. Это позволяет выразить поверхностную плотность положительно заряженных трионов ( $N_{T+}$ ) и биэкситонов ( $N_{Bi}$ ) через концентрации экситонов ( $N_{FE}$ ) и несвязанных дырок ( $N_h$ ) (пренебрегая вырождением функций распределения):

$$N_{T+} = \frac{N_{FE}N_h}{2} \frac{(m_{FE} + m_h)m_0}{m_{FE}m_h} \frac{2\pi\hbar^2}{m_0kT} \times \exp\left(\frac{\Delta_T}{kT}\right), \quad (2)$$

$$N_{Bi} = \frac{N_{FE}^2}{2} \frac{m_0}{m_{FE}} \frac{2\pi\hbar^2}{m_0kT} \exp\left(\frac{\Delta_{Bi}}{kT}\right),$$

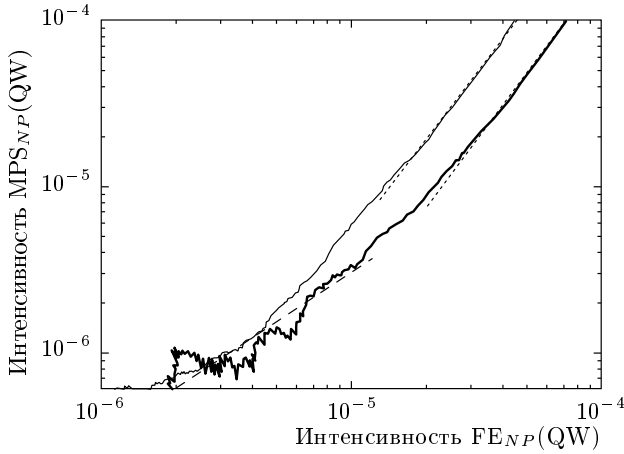
где  $m_h$ ,  $m_{FE}$  и  $m_0$  — эффективные массы соответственно экситона, дырки и свободного электрона, а  $\Delta_{Bi}$  и  $\Delta_{T+}$  — энергии связи биэкситона и положительно заряженного триона. Для КЯ SiGe/Si с  $x \sim 5\text{--}7\%$  при  $T \approx 15$  К

$$N_{T+} [\text{см}^{-2}] \approx 0.12 \cdot 10^{-10} N_{FE} N_h \times \exp(\Delta_{T+}/kT), \quad (3)$$

$$N_{Bi} [\text{см}^{-2}] \approx 0.3 \cdot 10^{-11} N_{FE}^2 \exp(\Delta_{Bi}/kT).$$

Из-за поправок, связанных с энергией отдачи, величины  $\Delta_{Bi}$ ,  $\Delta_{T+}$ , как правило, не совпадают со сдвигом соответствующих линий излучения относительно дна экситонной зоны и их определение по спектрам ФЛ не является тривиальной задачей [32]. В условиях эксперимента вкладом отрицательно заряженных трионов можно пренебречь, так как концентрация несвязанных электронов мала. Из соотношений (2),(3) следует, что доминирующий механизм излучательной рекомбинации с участием многочастичных состояний зависит от соотношения поверхностных плотностей экситонов  $N_{FE}$  и несвязанных дырок  $N_h$ : при  $N_{FE} \gg N_h$  основной вклад в спектр должна давать люминесценция биэкситонов, в то время как при  $N_{FE} < N_h$  в спектре должно доминировать излучение трионов.

На рис. 11 приведена зависимость интенсивности излучения линии MPS ( $I_{MPS}$ ) от интенсивности линии излучения свободных экситонов ( $I_{FE}$ ) в условиях импульсного возбуждения гетероструктур с содержанием германия 5% и 7%. Данная зависимость



**Рис. 11.** Зависимость интенсивности линии  $MPS_{NP}(QW)$  от интенсивности линии  $FE_{NP}(QW)$  для образца с содержанием германия 5% (сплошная жирная кривая) и 7% (светлая кривая) при  $T = 15$  К в двойном логарифмическом масштабе. Пунктир соответствует квадратичной зависимости, штриховая кривая — линейной

получена для времен отстройки  $\tau > 1$  мкс на основе выделения вклада экситонной люминесценции, в предположении, что последняя описывается формулой (1). На рис. 11 видно, что при сравнительно больших концентрациях экситонов  $I_{MPS} \sim I_{FE}^2$ , что является признаком биэкситонной природы многочастичных состояний. Увеличение содержания германия в слое SiGe при приблизительно фиксированной поверхностной плотности экситонного газа приводит к уменьшению интенсивности линии MPS примерно в 2.5 раза. Это указывает на то, что в структуре с  $x = 7\%$  энергия связи биэкситона уменьшается на величину порядка  $kT \sim 1.3$  мэВ по сравнению со структурой с  $x = 5\%$ .

При уменьшении поверхностной плотности экситонов зависимость интенсивности излучения многочастичных состояний от интенсивности экситонной люминесценции постепенно отклоняется от квадратичной и в пределе приближается к линейной зависимости  $I_{MPS} \sim I_{FE}$ . Подобное поведение не описывается в рамках представлений о биэкситонах, но хорошо объясняется трионной моделью. В пределе низких концентраций экситонов основной вклад в  $N_h$  в формуле (3) дают темновые дырки, концентрация которых не зависит от уровня фотовозбуждения, поэтому интенсивность трионной люминесценции должна линейно зависеть от интенсивности экситонного излучения. Как видно на рис. 3, при значительной концентрации экситонов доминирующий механизм генерации дырок меняется и их поверх-

ностная плотность зависит от концентрации экситонов примерно как  $N_{EX}^{0.5}$ . Данная особенность объясняет сверхлинейную зависимость  $I_{MPS}(I_{FE})$  на рис. 11 в промежуточной области. В пределе низких концентраций экситонов, когда вклад биэкситонов в спектр ФЛ несуществен, интенсивность линии MPS (при фиксированном  $N_{FE}$ ) практически не чувствительна к содержанию германия в слое SiGe. Это указывает на слабую зависимость энергии связи триона  $\Delta_{T+}$  от высоты барьера для электронов.

В заключение отметим, что вклад линии MPS в спектр ФЛ существенно снижается в образце с наименьшим содержанием германия (3.5%). Данный эффект объясняется «разреженностью» экситонного газа из-за образования ЭДЖ с достаточно большой работой выхода.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью измерений кинетики люминесценции в условиях импульсного возбуждения исследована динамика перехода Мотта в КЯ  $Si_{1-x}Ge_x/Si$  с различным содержанием германия. Показано, что при температуре 15 К возбуждение структур короткими УФ-импульсами с энергией несколько мкДж приводит к образованию в КЯ вырожденной ЭДП с плотностью примерно  $10^{12}$  см $^{-2}$ . Последующая рекомбинация носителей и уменьшение плотности плазмы позволили наблюдать квазиравновесный фазовый переход «плазма–экситонный газ», динамика которого зависит от содержания германия в слое SiGe.

Для структуры с содержанием германия  $x = 9.5\%$  рекомбинация носителей в ЭДП приводит к постепенному ослаблению экранирования и появлению экситонных состояний. При этом система остается пространственно-однородной и не проявляет признаков характерных для фазового перехода первого рода. Указанием на такой сценарий фазового перехода является отсутствие у полос излучения КЯ структуры, возникающей при сосуществовании фаз с разным электронным спектром.

Качественно иная ситуация наблюдается для КЯ с содержанием германия 3.5%. В этом случае форма линии излучения ЭДП в КЯ и скорость рекомбинации носителей в ней практически не меняются во временном диапазоне примерно 100–500 нс после возбуждающего импульса. Это указывает на то, что с увеличением времени отстройки плотность ЭДП остается практически постоянной, но уменьшается объем, занимаемый ЭДП. Уменьшение объема, занимаемого ЭДП, сопровождается образованием разреженной (экситонной) фазы, что характерно для фазового перехода первого рода. В данном случае

существующая в КЯ плазменная фаза обладает всеми признаками ЭДЖ. О расслоении системы на экситонный газ и ЭДЖ свидетельствует наличие тонкой структуры у линий излучения КЯ на временах отстройки  $\tau > 300$  нс после возбуждающего импульса.

Для образцов с содержанием германия 5% и 7% сценарий фазового перехода носит двойной характер: на временах отстройки  $\tau < 250$  нс после импульса возбуждения свойства электронно-дырочной системы описываются в рамках представлений об однородной ЭДП, в то время как на временах  $\tau > 350$  нс регистрируется расслоение на ЭДЖ и экситоны. Показано, что для существования ЭДЖ в КЯ с содержанием германия  $x = 5-7\%$  необходим экситонный газ существенно большей плотности, чем в КЯ с  $x = 3.5\%$ . Данное наблюдение подтверждается увеличением глубины локального минимума энергии ЭДП с уменьшением концентрации германия в слое SiGe. Показано, что повышение плотности экситонного газа, сосуществующего с ЭДЖ, способствует увеличению роли дополнительных каналов излучательной рекомбинации, связанных, по-видимому, с образованием положительных трионов и биэкситонов и, возможно, заряженных многоэкситонных комплексов [24].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 12-02-01033-а, 12-02-31315, 12-02-33091), Министерства образования и науки РФ (соглашения №№ 8680, 8576, 8396) и гранта Президента РФ (МК-6455.2012.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. Christopoulos, G. Baldassarri, Hoger von Hogersthal et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 126405 (2007).
2. J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, S. Christopoulos et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 136409 (2008).
3. J. Szeszko, V. V. Belykh, P. Gallo et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 211907 (2012).
4. V. V. Nikolaev and M. E. Portnoi, Superlatt. Microstruct. **43**, 460 (2008).
5. H. Reinholz, Sol. St. Comm. **123**, 489 (2002).
6. D. Snoke, Sol. St. Comm. **146**, 73 (2008).
7. Yu. E. Lozovik and O. L. Berman, Phys. Scrip. **55**, 491 (1997).
8. K. Asano and T. Ogawa, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **40**, 1249 (2008).
9. T. Ogawa, Y. Tomio, and K. Asano, J. Phys.: Conf. Ser. **21**, 112 (2005).
10. Д. В. Кулаковский, С. И. Губарев, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **121**, 915 (2002).
11. S. Ben Tabou de Leon and B. Laikhtman, Phys. Rev. B **67**, 235315 (2003).
12. S. W. Koch, W. Hoyer, M. Kira et al., Phys. Stat. Sol. B **238**, 404 (2003).
13. M. Stern, V. Garmider, V. Umansky et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 256402 (2008).
14. L. Kappei, J. Szczytko, F. Morier-Genoud et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 147403 (2005).
15. С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, С. В. Товстоног и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 469 (2000).
16. С. И. Губарев, О. В. Волков, В. А. Ковальский и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 672 (2002).
17. B. A. Foreman, Phys. Rev. B **49**, 1757 (1994).
18. C. Y.-P. Chao and S. L. Chuang, Phys. Rev. B **46**, 4110 (1992).
19. A. Amo, M. D. Martín, L. Viña et al., J. Appl. Phys. **101**, 081717 (2007).
20. В. С. Багаев, В. В. Зайцев, В. С. Кривобок и др., ЖЭТФ **134**, 988 (2008).
21. Т. М. Бурбаев, М. Н. Гордеев, Д. Н. Лобанов и др., Письма в ЖЭТФ **92**, 341 (2010).
22. V. V. Zaitsev, V. S. Bagaev, T. M. Burbaev et al., Physica E **40**, 1172 (2008).
23. V. S. Bagaev, V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev et al., Phys. Rev. B **82**, 1153131 (2010).
24. В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев и др., Письма в ЖЭТФ **94**, 63 (2011).
25. T. Baier, U. Mantz, K. Thonke et al., Phys. Rev. B **50**, 15191 (1994); В. С. Багаев, В. С. Кривобок, В. П. Мартовицкий, А. В. Новиков, ЖЭТФ **136**, 1154 (2009).
26. С. Н. Николаев, В. С. Кривобок, А. Ю. Клоков и др., ПТЭ, Вып. 1, 121 (2009).
27. G. D. Mahan, Phys. Rev. **153**, 882 (1967).
28. К. Д. Джеффрис, Л. В. Келдыш, *Электронно-дырочные капли в полупроводниках*, Наука, Москва (1988).
29. C. B. Guillaume, J. M. Debever, and F. Salvan, Phys. Rev. **177**, 567 (1969).
30. В. С. Багаев, В. В. Зайцев, Ю. В. Клевков и др., ФТТ **47**, 1758 (2005).
31. G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, V. P. Kochereshko et al., Phys. Rev. B **65**, 165335 (2002).
32. M. L. W. Thewalt and W. G. McMullan, Phys. Rev. B **30**, 6232 (1984).