

03,12

## Спектр излучения и стабильность двух типов электронно-дырочной жидкости в мелких $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$ квантовых ямах

© А.А. Васильченко<sup>1,2</sup>, В.С. Кривобок<sup>3,¶</sup>, С.Н. Николаев<sup>3</sup>, В.С. Багаев<sup>3</sup>, Е.Е. Онищенко<sup>3</sup>, Г.Ф. Копытов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Кубанский государственный университет,  
Краснодар, Россия

<sup>2</sup> Кубанский государственный технологический университет,  
Краснодар, Россия

<sup>3</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия

¶ E-mail: kolob7040@gmail.com

Поступила в Редакцию 16 июля 2019 г.

В окончательной редакции 20 ноября 2019 г.

Принята к публикации 21 ноября 2019 г.

На основе расчетов в рамках теории функционала плотности и анализа спектров низкотемпературной фотолюминесценции исследована структура электронно-дырочной жидкости в мелких  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$  (100) квантовых ямах шириной 5 нм и содержанием германия  $x = 3\text{--}5.5\%$ . Показано, что для данного диапазона составов квантовых ям энергия локализованной в них квазидвумерной электронно-дырочной жидкости как функция концентрации носителей обнаруживает два локальных минимума. Положение более глубокого (главного) минимума зависит от дизайна квантовой ямы и при низких температурах определяет свойства квазидвумерной электронно-дырочной жидкости. Для серии  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$  квантовых ям экспериментально продемонстрирована модификация свойств электронно-дырочной жидкости, которая может быть интерпретирована как смена главного минимума в результате возрастания концентрации германия в слое  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ . Обсуждается влияние многокомпонентности (электроны, легкие и тяжелые дырки) электронно-дырочной жидкости на спектры низкотемпературной фотолюминесценции  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$  квантовых ям.

**Ключевые слова:** электронно-дырочная жидкость, квантовые ямы, низкотемпературная фотолюминесценция.

DOI: 10.21883/FTT.2020.04.49115.555

### 1. Введение

Изучение свойств многочастичных состояний в системах пониженной размерности позволяет получить новую информацию об электронных и оптических свойствах наноструктур, необходимую как для создания и апробации теоретических моделей, так и для разработки светоизлучающих и детектирующих устройств. В полупроводниковых материалах и гетероструктурах на их основе наиболее распространенным коллективным состоянием является вырожденная электронно-дырочная плазма. Для достаточно низких температур в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах может происходить фазовое расслоение электронно-дырочной системы, связанное с формированием капель электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) [1–4]. Явления аналогичного типа наблюдаются и в кремний-германиевых квантовых ямах (КЯ) [5–7], исследованию которых посвящена настоящая статья. За счет характерных для квазидвумерных систем изменений характера экранировки кулоновского взаимодействия, изменения дисперсии валентной зоны и зоны проводимости, наличия нескомпенсированного заряда, а также других эффектов [8–11], как специфика ионизационного разрушения экситонов, так и свойства ЭДЖ в  $\text{Si}/\text{SiGe}/\text{Si}$  КЯ

могут значительно отличаться от таковых в объемных полупроводниках.

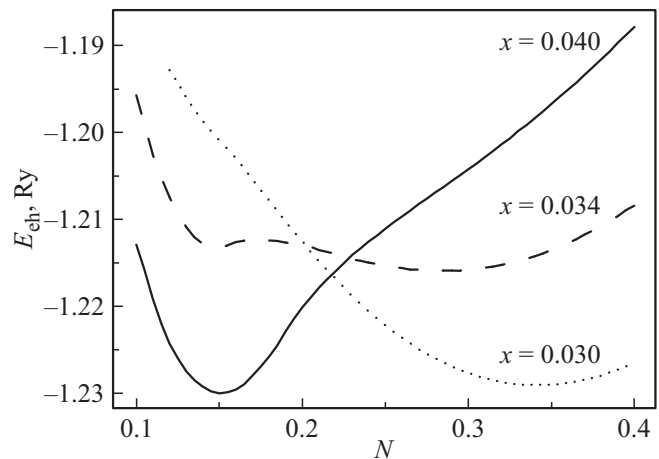
Классический подход для описания собственных состояний в электронно-дырочной системе полупроводника, таких как экситоны, многоэкситонные комплексы и ЭДЖ, основан на приближении эффективных масс. При определенном дизайне полупроводниковых КЯ интересной особенностью дисперсии их валентной зоны является обращение масс тяжелой и легкой дырок — латеральная масса тяжелой дырки оказывается меньше, чем масса легкой дырки. Подобное явление может иметь место и в объемных материалах, впервые оно наблюдалось в экспериментах по циклотронному резонансу в одноосно сжатом кремнии [12]. Ввиду схожего характера встроеной деформации, обращение масс имеет место в напряженном слое  $\text{SiGe}$ , выращенном на подложке  $\text{Si}$  (100), а также в гетероструктурах  $\text{Si}/\text{SiGe}/\text{Si}$  с КЯ [13,14]. Квантоворазмерные поправки, существенные для КЯ шириной  $\sim 5$  нм, качественно не меняют структуру дисперсионных кривых. При этом основным состоянием валентной зоны являются тяжелые дырки с низкой плотностью состояний. Резкий скачок в плотности дырочных состояний, отвечающий легким дыркам, очевидно, должен оказывать непосредственное влияние на свойства вырожденной электронно-дыроч-

ной плазмы и ЭДЖ, а также на фазовые переходы типа „газ–жидкость“ и „металл–диэлектрик“ в этой неравновесной системе. В частности, следует ожидать появления дополнительного (локального) минимума химического потенциала плазмы при заселении подзоны легких дырок. Это означает, что при наличии конденсированной фазы, сформированной тяжелыми дырками и электронами [6,15], обращение масс может приводить к образованию в КЯ второй конденсированной фазы, у которой энергия Ферми в валентной зоне располагается выше дна второй дырочной подзоны. Отметим, что возможность образования двух разных конденсированных фаз в объемном кремнии и конкурирующих с ними многочастичных состояний обсуждались в работах [16–18]. Отдельный интерес представляет квазидвумерная ЭДЖ, концентрация которой, с одной стороны, недостаточна для полного подавления экситонных корреляций, с другой стороны, достаточна для заполнения дырочных состояний, расположенных между потолком верхней дырочной подзоны (тяжелые дырки) и потолком нижней дырочной подзоны (легкие дырки). В этом случае взаимодействие электронов с легкими дырками, для которых роль фактора заполнения (Pauliblocking) в ЭДЖ оказывается несущественной, может приводить к возникновению нестандартных многочастичных эффектов, простейшими из которых являются экситоны Мейхана [19]. Данный тип экситонных состояний возникает при взаимодействии носителя заряда с ферми-резервуаром носителей другого знака.

Основная цель настоящей работы состоит в изучении свойств квазидвумерной ЭДЖ в мелких  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$  КЯ, для которых дырочная энергия Ферми в ЭДЖ близка к величине расщепления между состояниями легких и тяжелых дырок. Детальный анализ спектров излучения показал, что в этом случае свойства конденсированной фазы определяются конкуренцией двух локальных минимумов энергии ЭДЖ как функции концентрации носителей. Расчеты свойств ЭДЖ, выполненные в рамках приближения функционала плотности [20] в сочетании с экспериментально измеренными спектрами излучения ЭДЖ, позволили получить новые данные о квазидвумерной конденсации в  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$  КЯ.

## 2. Энергия основного состояния

В данной работе основное внимание уделяется случаю мелких  $\text{Si}/\text{SiGe}/\text{Si}$  КЯ, для которых стабильность ЭДЖ не вызывает сомнений (см., например, [4]). Как известно, в слое  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  (100), размещенном в обкладках объемного кремния, реализуется потенциальная яма для дырок, основное состояние в которой вследствие двусного сжатия формирует подзона тяжелых дырок (hh). В слое SiGe из-за деформаций подзона легких дырок (lh) сдвинута на величину  $\Delta_{lh}$ . При отсутствии нескомпенсированного заряда в КЯ в зоне проводимости формируется



**Рис. 1.** Зависимость энергии на пару частиц для ЭДЖ в  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  КЯ от безразмерной двумерной концентрации электронно-дырочных пар. Толщина КЯ 5 nm, концентрация германия ( $x$ ) приведена на рисунке.

слабый потенциальный барьер, поэтому электроны локализируются вблизи слоя SiGe за счет кулоновского взаимодействия с дырками. Встроенная деформация слоя SiGe приводит к тому, что основное состояние электронов в КЯ определяется четырьмя эквивалентными электронными долинами ( $\Delta_4$ ) с волновыми векторами, параллельными плоскости КЯ [14]. В случае мелких КЯ шириной  $\sim 5$  nm, квантоворазмерные поправки, заметно сдвигая положения дна дырочных подзон, не оказывают существенного влияния на величину  $\Delta_{lh}$ .

В работе [20] были проведены расчеты энергии квазидвумерной ЭДЖ с использованием теории функционала плотности. Расчеты показывают, что из-за наличия потенциального барьера в слое SiGe волновая функция электронов имеет более протяженное состояние, чем волновая функция дырок. Это приводит к образованию притягивающего потенциала для электронов, величина которого больше высоты барьера. В центре КЯ за счет кулоновского и обменно-корреляционного взаимодействия барьер понижается почти на  $2Ry_{ex}$ , где  $Ry_{ex} = e^2/2ka_{ex}$ ,  $a_{ex} = a\hbar^2/\mu e^2$ ,  $\mu$  — приведенная масса,  $k$  — диэлектрическая проницаемость.

Для дырок кулоновский и обменно-корреляционный потенциал в КЯ почти компенсируют друг друга, и взаимодействие слабо изменяет рельеф валентной зоны вблизи КЯ. По сравнению с тяжелыми дырками волновые функции электронов и легких дырок значительно сильнее перекрываются, что должно приводить к понижению кулоновской энергии ЭДЖ. Это также должно способствовать возрастанию роли рекомбинационных процессов с участием легких дырок в ЭДЖ.

На рис. 1 приведены зависимости энергии электронно-дырочной пары от двумерной концентрации пар для различных значений  $x$ . В представленных результатах расчета используется экситонная система единиц: энергия измеряется в единицах  $Ry = e^2/2ka_{ex}$ , длина в

единицах  $a_{ex} = k\hbar^2/\mu e^2$  (концентрация, соответственно, в единицах  $1/a_{ex}^2$ ), где  $\mu$  — приведенная масса,  $k$  — диэлектрическая проницаемость. Значения  $\mu = 0.126$  и  $k = 11.5$  соответствуют кремнию, при этом получается  $a_{ex} \approx 5 \text{ nm}$  и  $Ry \approx 13 \text{ meV}$ . Как видно из рис. 1, для малых  $x$  ЭДЖ содержит два типа дырок и минимум энергии соответствует  $N = 0.4$  при  $x = 0.03$ , при этом плотность легких дырок  $N_{lh} = 0.17$ . Отметим, что полученная равновесная плотность очень хорошо согласуется с экспериментальными результатами [21]. С увеличением  $x$  появляется два минимума, один из которых соответствует ЭДЖ с тяжелыми дырками, а второй, при большем  $N$ , — ЭДЖ с легкими и тяжелыми дырками. При  $x = 0.041$  основным состоянием будет состояние с тяжелыми дырками (рис. 1). При  $x = 0.045$  ЭДЖ содержит только тяжелые дырки, и равновесная концентрация электронно-дырочных пар уменьшается почти в два раза.

Таким образом, в мелких КЯ (малые  $x$ ) в ЭДЖ существуют легкие и тяжелые дырки. С увеличением  $x$  происходит переход в состояние с одним типом дырок, причем при этом переходе концентрация электронно-дырочных пар заметно уменьшается. Из расчетных кривых на рис. 1 также следует, что возможна ситуация, при которой энергии двухкомпонентной ЭДЖ (содержит электроны и тяжелые дырки) и многокомпонентной ЭДЖ (содержит электроны, легкие и тяжелые дырки) близки к друг другу. В этом случае при конечной температуре могут оказаться стабильными две конденсированные фазы с различными свойствами.

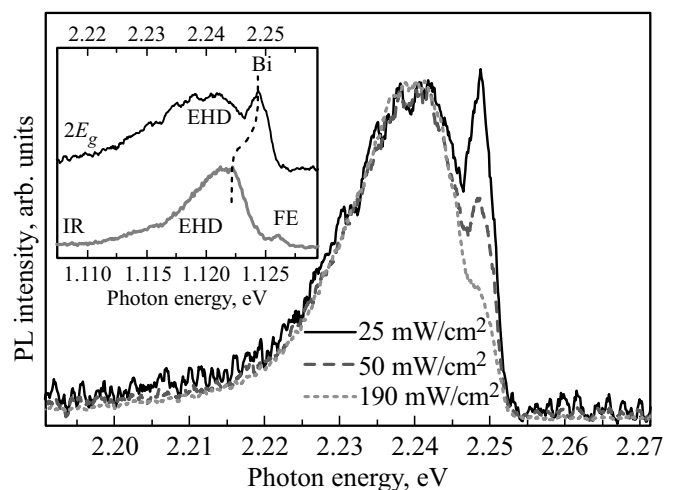
### 3. Эксперимент

Для экспериментального исследования описанного выше перехода из состояния ЭДЖ с двумя типами дырок в состояние с одним типом дырок методом молекулярно-пучковой эпитаксии была выращена серия гетероструктур  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$  с мелкими КЯ. Рост структур проводился при температуре  $700^\circ\text{C}$  на подложках  $\text{Si}(001)$ . Толщина всех КЯ составляла  $5 \text{ nm}$ . Чтобы подавить возможные эффекты, связанные с накоплением заряда в КЯ, использовались высокоомные подложки с удельным сопротивлением  $\rho > 5 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ , полученные методом бестигельной зонной плавки. Для исследований были отобраны образцы с КЯ с содержанием германия 3.7, 4.1, 4.5, 5.1 и 5.6%, во всех случаях номинальная ростовая толщина слоя  $\text{SiGe}$  составляла  $5 \text{ nm}$ , а толщины буферного и покровного слоя составляли  $100 \text{ nm}$ . Как следует из рис. 1, при  $x \sim 3.5\text{--}4\%$  должен наблюдаться переход между двумя локальными минимумами энергии ЭДЖ. Структурное качество образцов и их соответствие номинальным ростовым параметрам контролировалось с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

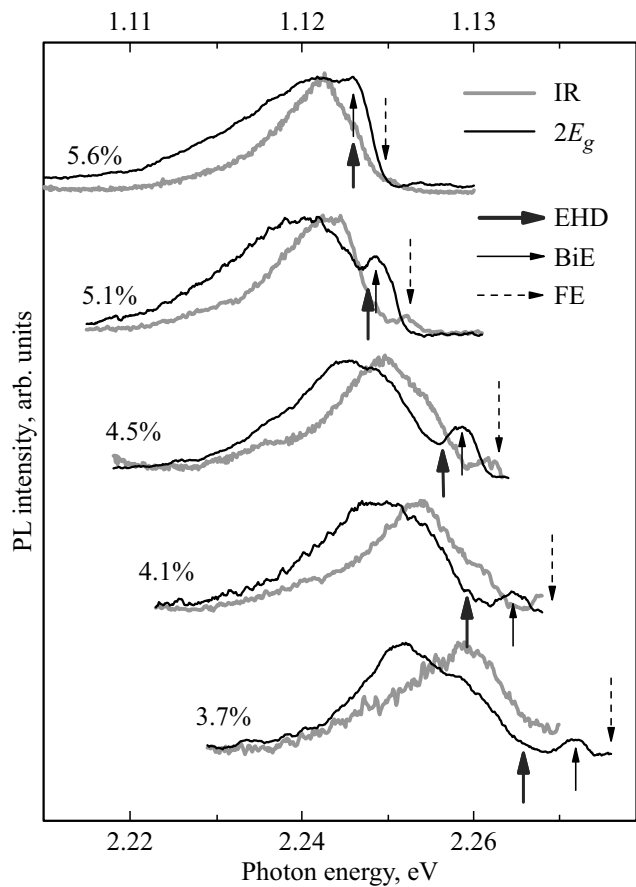
Измерения спектров низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) проводились в парах гелия в диапазоне температур от  $5$  до  $20 \text{ K}$ . В качестве источника стационарного возбуждения использовался твердотельный лазер (Toptica DL PRO) работающий на длине волны  $780 \text{ nm}$ . Излучение лазера фокусировалось в пятно диаметром  $\sim 3.5 \text{ mm}$ . Спектр ФЛ анализировался решеточным монохроматором с линейной дисперсией  $3.2 \text{ nm/mm}$ . Для детектирования ИК-излучения и слабой люминесценции в видимом диапазоне (так называемая  $2E_g$ -люминесценция — процесс, при котором после рекомбинации двух дырок и двух электронов из противоположных долин энергия полностью передается одному кванту света [22–24]) применялся многоканальный ПЗС-приемник PyLoN-10F (Princeton Instruments).

### 4. Результаты эксперимента

Зависимость спектров  $2E_g$ -люминесценции от плотности мощности возбуждения для образца с содержанием германия 5.1% представлена на рис. 2. Спектры нормированы на максимум интенсивности более длинноволновой полосы. Представленная зависимость доказывает двухфазный характер электронно-дырочной системы. Более длинноволновая компонента спектра излучения демонстрирует сохранение формы линии, характерное для ЭДЖ (EHD). Узкая коротковолновая линия (Bi) типична для биэситонов [25]. С увеличением плотности возбуждения, доля объема, занимаемого ЭДЖ, увеличивается, что приводит к уменьшению относительной интенсивности биэситонной линии.



**Рис. 2.** Зависимость спектров  $2E_g$ -люминесценции от плотности мощности возбуждения для образца с содержанием германия 5.1% нормированная на максимум линии излучения ЭДЖ (более длинноволновая линия, EHD). Температура  $5 \text{ K}$ , плотности мощности возбуждения приведены на рисунке. На вставке приведены сравнения ИК-спектра с удвоенной шкалой (IR) и  $2E_g$ -спектра записанных при плотности возбуждения  $25 \text{ mW/cm}^2$ .



**Рис. 3.** Сопоставление  $2E_g$  (тонкие кривые) и ИК (жирные кривые) спектров излучения ЭДЖ в структурах с разной концентрацией германия. Все спектры нормированы на максимум излучения. Шкала ИК-спектров по оси абсцисс помножена на два. Удвоенная энергия дна экситонной зоны, максимум линии излучения биэкситона и синяя граница линии излучения ЭДЖ помечены пунктирной, тонкой и жирной стрелками соответственно. Температура — 5 К, плотность мощности возбуждения  $25 \text{ W/cm}^2$  (для верхнего спектра —  $50 \text{ mW/cm}^2$ ).

На вставке рис. 2 для удобства сравнения положения различных спектральных особенностей показаны  $2E_g$ -спектр и ИК-спектр с удвоенной шкалой, записанные при плотности мощности возбуждения  $25 \text{ mW/cm}^2$ . Наиболее коротковолновая линия в ИК-спектре соответствует излучению свободных экситонов (FE) в КЯ. Низкочастотный сдвиг биэкситонной люминесценции в ИК-спектрах с удвоенной шкалой по отношению к  $2E_g$ -спектрам связан с наличием энергии отдачи [26]. Данное поведение не характерно для ЭДЖ, так как масса даже небольшой капли ЭДЖ много больше массы экситона. Очевидно, что в этом случае энергия отдачи пренебрежимо мала. Структура спектров, аналогичная приведенным на рис. 2, наблюдалась для всех исследованных образцов.

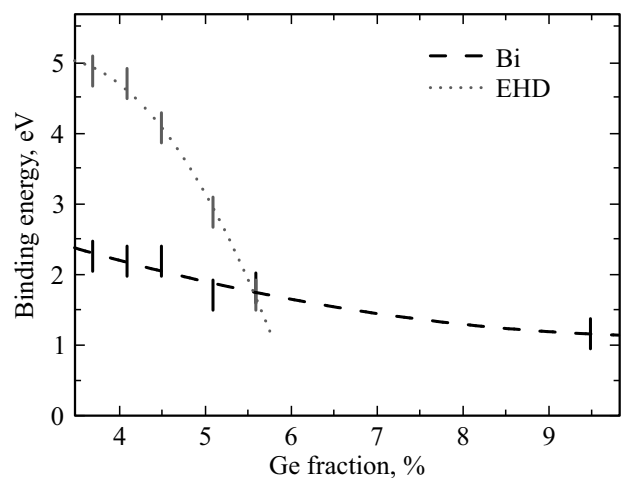
На рис. 3 приведены спектры  $2E_g$ -люминесценции при температуре 5 К и плотности мощности возбуждения  $25 \text{ mW/cm}^2$ . В этих условиях электронно-дырочная

система заметно не перегревается по отношению к решетке [21], а в спектрах излучения уверенно регистрируется две фазы — экситонный газ и ЭДЖ. Газовая фаза в  $2E_g$ -спектрах представлена излучением биэкситонов — соответствующая линия излучения помечена тонкой стрелкой. ЭДЖ ответственна за широкую полосу в длинноволновой части каждого спектра. Как видно из рис. 3, в случае КЯ с содержанием германия 3.7, 4.1, 4.5% данная полоса оказывается структурированной.

Положение высокочастотной границы полосы излучения ЭДЖ помечено широкой стрелкой. Для более точного определения высокочастотной границы проводился анализ спектров ФЛ, записанных при плотностях возбуждения, аналогичным указанным на рис. 2. Так как линии излучения ЭДЖ и биэкситонов характеризуются разной зависимостью от плотности возбуждения, вычитание спектров излучения, нормированных на максимум биэкситонной полосы, позволяет исключить ее вклад, сохранив вклад ЭДЖ. Погрешность определения высокочастотной границы линии ЭДЖ этим методом составляла приблизительно  $0.5 \text{ meV}$ .

На рис. 3 пунктирной стрелкой помечено удвоенное положение дна экситонной зоны. Положение дна экситонной зоны определялось по соответствующему пику в ИК-спектрах [10], аналогичных приведенному на вставке рис. 2. Таким образом, сдвиг между широкой и пунктирной стрелками соответствует удвоенной работе выхода из ЭДЖ. Сдвиг между пунктирной и тонкой стрелками соответствует энергии связи биэкситонов.

Измеренные энергии связи в пересчете на одну электронно-дырочную пару для ЭДЖ и биэкситонов, формирующихся в КЯ с разным содержанием германия, систематизированы на рис. 4. Энергия связи биэкситона в структуре с содержанием германия 9.5% взята из работы [25]. Наши оценки показывают, что наблюдаемое медленное уменьшение энергии связи биэкситонов с ростом концентрации германия определяется, главным



**Рис. 4.** Энергия связи в пересчете на одну электронно-дырочную пару в ЭДЖ и в биэкситоне для КЯ с разным содержанием германия. Толщина КЯ — 5 nm.

образом, увеличением барьера для электронов и выталкиванием электронной волновой функции из слоя SiGe. Для ЭДЖ наблюдается похожая тенденция, но, в отличие от биэкситонов, энергия связи на одну электронно-дырочную пару спадает гораздо более резко. При содержании германия 5.6% энергия связи в ЭДЖ становится сопоставимой с энергией связи биэкситонов. Из рис. 4 также следует, что работа выхода из ЭДЖ в биэкситонный газ постепенно уменьшается с ростом концентрации германия и падает до нуля при содержании германия  $x = 5.6\%$ . Отметим, что результаты, представленные на рис. 3, отличаются от результатов работы [27] тем, что в данной работе использовались высокочистые подложки. В этом случае уменьшается концентрация несвязанных дырок в КЯ, что должно способствовать сохранению электронейтральности электронно-дырочной системы КЯ, в том числе ЭДЖ.

Как видно из рис. 3, с ростом концентрации германия регистрируется также падение относительной интенсивности излучения ЭДЖ и увеличение относительной интенсивности биэкситонной люминесценции. Так как плотность мощности возбуждения и температура остаются неизменными, падение интенсивности ЭДЖ указывает на перестройку равновесия двухфазной системы в сторону газовой фазы. Данное наблюдение независимо подтверждает уменьшение энергии связи в ЭДЖ по отношению к основному биэкситонному состоянию.

В силу многодолинной структуры зоны проводимости и большой латеральной массы электронов в электронейтральных каплях энергия Ферми для дырок, отсчитанная от потолка валентной зоны, заметно превышает энергию Ферми электронной подсистемы, отсчитанную от дна зоны проводимости. Это означает, что полуширина линии излучения ЭДЖ в  $2E_g$ -спектрах может рассматриваться как грубая оценка энергии Ферми для дырок в конденсированной фазе.

## 5. Аргументы в пользу многокомпонентной ЭДЖ

Наиболее существенными аргументами в пользу многокомпонентного строения ЭДЖ в структурах с содержанием германия 3.7, 4.1, 4.5% являются: (1) наличие тонкой структуры у линии излучения ЭДЖ в  $2E_g$ -спектрах на рис. 3, (2) длинноволновый сдвиг „центра тяжести“  $2E_g$ -спектра по отношению к ИК-спектру с удвоенной шкалой, длинноволновое плечо в ИК-спектрах излучения ЭДЖ (см. рис. 3). Рассмотрим данные аргументы более подробно.

### 5.1. Тонкая структура линии излучения ЭДЖ

Как видно из рис. 3, линия излучения ЭДЖ при содержании германия 3.7–4.5% состоит из двух слабо выраженных пиков, из которых длинноволновый является более интенсивным. Данные пики не могут

быть приписаны каким-либо механизмам излучательной рекомбинации вне ЭДЖ, так как двухкомпонентная линия излучения сохраняет свою форму в широком диапазоне плотностей возбуждения. Это означает, что каждый из пиков возникает вследствие рекомбинации носителей в ЭДЖ.

Простой анализ комбинированной плотности состояний для двухкомпонентной ЭДЖ, т.е. ЭДЖ, состоящей только из тяжелых дырок и  $\Delta_4$ -электронов, показывает, что форма линии в  $2E_g$ -спектре должна в этом случае иметь куполообразную или треугольную форму без дополнительной структуры [21]. Кроме того, полуширина линии излучения должна быть меньше или порядка расщепления между подзонами легких и тяжелых дырок в центре зоны Бриллюэна. Как показывают наши расчеты, величина этого расщепления 8–9.7 meV при  $x = 3.7$ –4.5% без квантоворазмерной поправки и 6.2–8.2 meV с ее учетом (уменьшение величины расщепления связано с тем, что дно  $hh$  дырочной подзоны вследствие деформации расположено заметно выше дна  $lh$  дырочной подзоны и поэтому последняя претерпевает меньший сдвиг за счет размерного квантования). В электронейтральной ЭДЖ энергия Ферми для  $\Delta_4$  электронов много меньше энергии Ферми для дырок за счет низкой плотности состояний вблизи потолка зоны проводимости. В тоже время, полуширина  $2E_g$  линии ЭДЖ для трех нижних спектров на рис. 3 составляет приблизительно 16–18 meV. Это означает, что для описания формы линии ЭДЖ при малом содержании германия с помощью двухкомпонентной модели необходимо объяснять не только аномальные скачки в плотности одноэлектронных состояний, но и нефизично большое однородное уширение последних [15].

В то же время, и большая ширина линии, и наличие тонкой структуры находят естественное объяснение в рамках модели многокомпонентной ЭДЖ, содержащей помимо тяжелых дырок и  $\Delta_4$ -электронов, легкие дырки и/или  $\Delta_2$ -электроны. В этом случае большая полуширина линии соответствует большой энергии Ферми для дырочных состояний, которая захватывает дырочные состояния двух типов. Тонкая структура объясняется двумя скачками плотности состояний, которые соответствуют двум дырочным подзонам. Детали описания формы линии  $2E_g$ -излучения ЭДЖ в рамках данной модели подробно изложены в работе [21]. Отметим, что для образца с содержанием германия 5.6% признаков наличия тонкой структуры у линии излучения ЭДЖ не наблюдается, но полуширина линии излучения в  $2E_g$ -спектре (17 meV) по-прежнему заметно превышает величину расщепления между подзонами легких и тяжелых дырок в этом образце ( $\sim 10$  meV).

### 5.2. Длинноволновый сдвиг „центра тяжести“ $2E_g$ -спектра

Из рис. 3 видно, что максимумы („центры тяжести“) линий в  $2E_g$ -спектрах сдвинуты в красную область по

отношению к максимумам („центрам тяжести“) линий в ИК-спектрах. Величина сдвига составляет 7–8 meV для образца с содержанием германия 3.7% и порядка 4.5–5 meV для образцов с содержанием германия 4.1 и 4.5%.

Если пренебречь законом сохранения квазиимпульса при четырехчастичной рекомбинации, соответствующей  $2E_g$ -излучению, в рамках модели двухкомпонентной ЭДЖ центр тяжести и максимум линии в  $2E_g$ -спектре должны строго соответствовать центру тяжести и максимуму линии в ИК-спектре с удвоенной шкалой.

Это следует из того, что для ЭДЖ, состоящий из одного типа дырок,  $2E_g$ -спектр с точностью до постоянного множителя соответствует свертке ИК-спектра ЭДЖ с самим собой. Если не пренебрегать полностью законом сохранения квазиимпульса, может наблюдаться небольшой (1–2 meV) сдвиг центра тяжести линии излучения в длинноволновую область, однако, сдвига максимума линии при этом не должно регистрироваться [21]. Таким образом, в рамках простой модели двухкомпонентной ЭДЖ нельзя объяснить описанный выше красный сдвиг линий ЭДЖ в  $2E_g$ -спектрах.

Отметим, что для биэкситонов наблюдается обратная ситуация — линия в  $2E_g$ -спектрах сдвинута в коротковолновую сторону по отношению к удвоенной энергии максимума биэкситонной люминесценции в ИК-спектре. Как уже упоминалось выше, данный эффект, в отличие от длинноволнового сдвига, хорошо известен, и приписывается потерям на энергию отдачи при ИК-люминесценции биэкситонов [26].

Естественное объяснение для заметного длинноволнового сдвига  $2E_g$ -спектров вытекает из модели многокомпонентной ЭДЖ. Для примера рассмотрим модельную ЭДЖ, состоящую из двух типов (легких и тяжелых) дырок и одного типа электронов. В ИК-люминесценции такой системы возможны только два сценария —  $\Delta_4$ -электрон может рекомбинировать либо с легкой, либо с тяжелой дыркой. Для  $2E_g$ -люминесценции возможны три разных сценария: (1) два  $\Delta_4$ -электрона рекомбинируют с двумя легкими дырками; (2) два  $\Delta_4$ -электрона рекомбинируют с двумя тяжелыми дырками и (3) два  $\Delta_4$ -электрона рекомбинируют с одной легкой и с одной тяжелой дыркой. Характерные значения матричных элементов, соответствующих процессам (1–3) должны заметно отличаться за счет разного перекрытия волновых функций между электронными состояниями и двумя типами дырочных состояний [20], а также разных вкладов от межзонных матричных элементов, соответствующих легким и тяжелым дыркам. В зависимости от того, какой матричный элемент доминирует, максимум линии излучения ЭДЖ будет смещаться по отношению к максимуму линии в ИК-спектре в ту или другую сторону. При доминирующей роли процессов (2,3) смещение будет длинноволновым. Исходя из модели, описанной в [21], несложно показать, что максимально достижимая величина смещения соответствует величине расщепления между подзонами легких и тяжелых дырок

в окрестности  $\Gamma$ -точки, т. е. величине порядка 8 meV при  $x = 3.7\%$ .

Отметим, что для ЭДЖ в образце с содержанием германия 5.6% сдвига между максимумом  $2E_g$ -спектра и максимумом ИК-спектра с удвоенной шкалой не регистрируется. Небольшое смещение „центра тяжести“ линии в  $2E_g$ -спектре может быть объяснено заметной ролью процессов четырехчастичной рекомбинации, при которых сохраняется квазиимпульс.

### 5.3. Длинноволновое плечо в ИК-спектрах излучения ЭДЖ

На длинноволновом крыле линии ИК-излучения ЭДЖ регистрируется плечо, сдвинутое на  $\sim 20$  meV от ее коротковолнового края, см. рис. 3. Данный эффект наиболее четко проявляется для структуры с содержанием германия 4.5%. Плечо вызвано излучательной рекомбинацией в ЭДЖ, так как форма линии ЭДЖ (включая плечо) остается неизменной при разных плотностях возбуждения и при разных временах задержки по отношению к возбуждающим импульсам [21]. В случае многокомпонентной ЭДЖ длинноволновое плечо находит естественное объяснение в рамках представлений о скачке комбинированной плотности состояний вызванном тяжелыми дырками. Следующий скачок плотности состояний, связанный с легкими дырками, приводит к появлению основного пика в ИК-спектре [21]. В то же время, для объяснения длинноволнового плеча в рамках модели двухкомпонентной ЭДЖ необходимо допустить немонотонный характер уширения одноэлектронных состояний вдали от поверхности Ферми [15].

## 6. Особенности ЭДЖ в структурах содержанием германия 5.1% и 5.6%

Свойства длинноволновой линии в спектрах  $2E_g$ -излучения структур с содержанием германия 5.1 и 5.6% однозначно указывают на ее связь с ЭДЖ, см., например, данные на рис. 2. Тем не менее, нам не удалось описать форму линии данной жидкости без введения значительного уширения одноэлектронных состояний [15]. Данный вывод не зависит от того, какая модель двух- или многокомпонентная ЭДЖ используется при аппроксимации. Типичная величина уширения обычно оказывается сопоставимой с энергией Ферми для дырок [15]. Данное наблюдение радикально отличает ЭДЖ в Si/SiGe/Si квантовых ямах от ЭДЖ в объемных полупроводниках, включая кремний и германий [1]. Это означает, что спектр излучения ЭДЖ при  $x = 5.1–5.6\%$  не описывается в рамках существующих представлений об одноэлектронной плотности состояний Si/SiGe/Si квантовых ям. Наши оценки показывают, что сделанный вывод сохраняется и при учёте поправок к плотности состояний, связанных с непараболичностью дисперсии валентной зоны.

Максимум линии излучения ЭДЖ в ИК и  $2E_g$ -спектрах расположен вблизи синей границы этой линии для структур с содержанием германия 5.1 и 5.6%. Это означает, что основной вклад в излучение дают дырочные состояния вблизи поверхности Ферми. С другой стороны, как показывают расчеты и качественные оценки, по мере увеличения содержания германия вклад легких дырок в ЭДЖ должен резко ослабевать или исчезать вовсе, т.е. энергия Ферми для дырочных состояний располагается вблизи дна подзоны легких дырок. Слабое заполнение дна подзоны легких дырок, должно благоприятствовать формированию экситонных корреляций с участием электронов и состояний дна зоны легких дырок. Подобные корреляции могли бы объяснить увеличение квантового выхода и ИК-, и  $2E_g$ -люминесценции на частотах, соответствующих коротковолновому краю линии ЭДЖ. Как видно из рис. 3, наиболее четко такая ситуация прослеживается для структуры с содержанием германия 5.6%. Следует отметить, что предсказанные в работе Келдыша и Копаева экситонные корреляции, существующие внутри плотной плазменной фазы [28], должны усиливаться в квазидвумерной системе по сравнению с трехмерным случаем за счет степенного (а не экспоненциального) характера экранирования. Кроме того, как известно, в двумерной системе сколь угодно слабый притягивающий потенциал формирует связанное состояние.

Таким образом, в качестве одной из гипотез, описывающих свойства ЭДЖ при концентрациях германия 5.1–5.6%, можно рассмотреть конденсированную фазу, в основном состоящую из электронов и тяжелых дырок, у которой вблизи дырочной поверхности Ферми, формируются экситонные состояния с участием легких дырок. Подобные экситонные корреляции могут объяснять гигантское однородное уширение одноэлектронных состояний, использованное в отмеченной ранее модели ЭДЖ [15]. Согласно расчетам, в структурах с меньшим содержанием германия (3.7–4.5%) заполнение подзоны легких дырок заметно возрастает. В этом случае возможные экситонные корреляции легких дырок будут подавляться за счет влияния фактора заполнения дырочных состояний [9]. Подавление экситонных корреляций, в свою очередь, оправдывает возможность аппроксимации формы линии в рамках представлений об одноэлектронных состояниях в многокомпонентной Ферми-жидкости.

## 7. Заключение

Расчеты в рамках приближения функционала плотности показывают существование двух локальных минимумов на зависимости полной энергии квазидвумерной электронно-дырочной плазмы от концентрации носителей в мелких  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$  квантовых ямах. Появление второго локального минимума связано со скачком плотности состояний валентной зоны за счет вклада подзоны легких дырок. Положение главного минимума

определяет основные свойства квазидвумерной ЭДЖ при низких температурах.

Исследования низкотемпературной фотолюминесценции серии образцов  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Si}$  с квантовыми ямами толщиной 5 nm позволили проследить изменение свойств ЭДЖ в зависимости от содержания германия в слое SiGe. Обнаруженное изменение свойств ЭДЖ интерпретировано как смена „главного“ минимума в результате увеличения расщепления между подзонами легких и тяжелых дырок. В мелких квантовых ямах ( $x < 5\%$ ) более стабильной оказывается ЭДЖ содержащая как легкие, так и тяжелые дырки. При этом наличие двух типов дырок в ЭДЖ проявляется в виде характерных особенностей, типа сингулярностей Ван Хофа, наблюдаемых в ИК- и  $2E_g$ -спектрах излучения. При концентрации германия  $\sim 5.5\%$  признаков наличия в ЭДЖ легких дырок не регистрируется, но на коротковолновом краю линии ЭДЖ наблюдается особенность, которая может быть объяснена в рамках представлений об экситонных корреляциях с участием легких дырок.

Переход от трехкомпонентной (два типа дырок) к двухкомпонентной ЭДЖ (один тип дырок) сопровождается резким уменьшением ее энергии связи и плотности. Это приводит к возрастанию роли биекситонов, которые оказываются основным многочастичным состоянием электронно-дырочной системы.

## Финансирование работы

Вся экспериментальная часть работы (разделы 3–6) выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 19-79-30086); теоретическая часть работы (1–2) выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 19-32-70047 мол\_a\_мос).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] T.M. Rice. Solid State Phys., **32**, 1 (1978).
- [2] J.C. Hensel, T.G. Phillips, G.A. Thomas. Solid State Phys., **32**, 88 (1978).
- [3] Electron-Hole Droplets in Semiconductors (Modern Problems in Condensed Matter Sciences) / Eds C.D. Jeffries, L.V. Keldysh. Amsterdam: North-Holland (1983). V. 6. Пер. с англ. Электронно-дырочные капли в полупроводниках / Под ред. К.Д. Джеффрис, Л.В. Келдыш Наука, М (1988).
- [4] Н.Н. Сибельдин. УФН **187**, 11, 1236 (2017).
- [5] Н.Н. Сибельдин. ЖЭТФ **149**, 678 (2016).
- [6] Т.М. Бурбаев, М.Н. Гордеев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.М. Рзаев, Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков, Д.В. Шепель. Письма в ЖЭТФ **95**, 341 (2010).
- [7] V.S. Bagaev, V.S. Krivobok, S.N. Nikolaev, A.V. Novikov, E.E. Onishchenko, M.L. Skorikov. Phys. Rev. B **82**, 115313 (2010).
- [8] H. Reinholz. Solid State Commun. **123**, 489 (2002).

- [9] D. Snoke. *Solid State Commun.* **146**, 73 (2008).
- [10] В.С. Багаев, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, А.А. Пручкина, Д.Ф. Аминев, М.Л. Скориков, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков. *ЖЭТФ* **144**, 1045 (2013).
- [11] Д.В. Кулаковский, С.И. Губарев, Ю.Е. Лозовик. *ЖЭТФ* **121**, 915 (2002).
- [12] Hensel, J.C.G. *Feher. Phys. Rev.* **129**, 1041 (1963).
- [13] J.D. Robbins, L.T. Canham, S.J. Barnett, A.D. Pitt, P. Calcott. *J. Appl. Phys.*, **71**, 1407 (1992).
- [14] M.M. Rieger, P. Vogl. *Phys. Rev. B* **48**, 14276 (1993).
- [15] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, В.С. Кривобок, Д.Н. Лобанов, С.Н. Николаев, А.В. Новиков, Е.Е. Онищенко. *ЖЭТФ* **134**, 988 (2008).
- [16] G. Kirczenow, K.S. Singwi. *Phys. Rev. B* **20**, 4171 (1979).
- [17] L.M. Smith, J.P. Wolfe. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2314 (1986).
- [18] A.G. Steele, W.G. McMullan, M.L.W. Thewalt. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2899 (1987).
- [19] G.D. Mahan. *Phys. Rev.* **153**, 882 (1967).
- [20] А.А. Васильченко. *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 185 (2018).
- [21] С.Н. Николаев, В.С. Кривобок, В.С. Багаев, Е.Е. Онищенко, А.В. Новиков, М.В. Шалеев. *Письма в ЖЭТФ* **104**, 161 (2016).
- [22] K. Betzler, R. Conradt. *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1562 (1972).
- [23] K. Betzler, T. Weller, R. Conradt. *Phys. Rev. B* **6**, 1394 (1972).
- [24] T. Steiner, L. Lenchyshyn, M. Thewalt, J.-P. Noël, N.L. Rowell, D.C. Houghton. *Solid State Commun.* **89**, 429 (1994).
- [25] В.С. Багаев, Э.Т. Давлетов, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, А.В. Новиков, Е.Е. Онищенко, А.А. Пручкина, М.Л. Скориков. *ЖЭТФ* **148**, 1198 (2015).
- [26] M.L.W. Thewalt, W.G.M. Mullan. *Phys. Rev. B* **30**, 6232 (1984).
- [27] В.С. Багаев, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, М.Л. Скориков, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов. *Письма в ЖЭТФ* **94**, 63 (2011).
- [28] Л.В. Келдыш, Ю.В. Копаев. *ФТТ* **6** 9, 2791 (1964).

*Редактор Т.Н. Василевская*