

03,09,12

Дипольные биэкситоны в латеральных ловушках в гетероструктурах Si/SiGe/Si

© В.А. Цветков, Т.М. Бурбаев, Н.Н. Сибельдин, В.П. Мартовицкий, М.Л. Скоринов, В.В. Ушаков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

E-mail: cvetkovva@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 29 июня 2023 г.

В окончательной редакции 29 июня 2023 г.

Принята к публикации 4 июля 2023 г.

Исследованы гетероструктуры Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с крупномасштабными латеральными флуктуациями потенциала, которые образуются в верхнем (закрывающем) слое Si у гетерограницы SiGe/Si из-за наличия в слое SiGe релаксировавших участков. Анализ спектров низкотемпературной фотолюминесценции показывает, что при фотовозбуждении структуры в образованных этими флуктуациями латеральных ловушках происходит сбор неравновесных носителей заряда, формирование дипольных экситонов и их рекомбинация. Обнаружено, что при температуре $T < 10$ К с увеличением уровня возбуждения на синем крыле широкой полосы фотолюминесценции дипольных экситонов, локализованных мелкомасштабными флуктуациями потенциала, возгорается новая узкая линия. При понижении температуры до $T \approx 2$ К эта линия доминирует в спектре вплоть до самых малых уровней возбуждения. Показано, что при сравнительно небольших уровнях возбуждения она обусловлена рекомбинацией свободных дипольных биэкситонов в крупномасштабных ловушках. При высоких уровнях возбуждения ширина новой линии увеличивается более чем вдвое по отношению к ее ширине при малых уровнях возбуждения, и в этих условиях эта линия связана уже с рекомбинацией дипольной электронно-дырочной плазмы в крупномасштабных ловушках.

Ключевые слова: двумерные системы, электронно-дырочные бислои, гетероструктуры II рода, низкотемпературная фотолюминесценция.

DOI: 10.21883/FTT.2023.08.56144.133

1. Введение

Изучение электронно-дырочных бислоев, то есть систем, в которых неравновесные электроны и дырки находятся в соседних пространственно разделенных слоях, в квазидвумерных полупроводниковых гетероструктурах является весьма важной задачей. Еще в 70-х гг. прошлого века в ряде теоретических работ [1–4] было показано, что экситоны в бислоях (дипольные экситоны (ДЭ)) при создании соответствующих условий могут образовывать как металлическую электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ), так и диэлектрическую экситонную жидкость, а также бозе–эйнштейновский конденсат (БЭК) дипольных экситонов. Перечисленные выше фазы конденсированного состояния могут обладать необычными свойствами, такими как крупномасштабная когерентность, сверхпроводимость и сверхтекучесть. Экспериментально бислои были реализованы в гетеросистемах GaAs/AlGaAs I рода при фотовозбуждении структур с двойными (или широкими одиночными) квантовыми ямами (КЯ, QW), к которым приложено электрическое поле, перпендикулярное плоскости структуры. В этих структурах была обнаружена бозе–эйнштейновская конденсация ДЭ [5–9]. Как известно [10], БЭК экситонов в двумерных системах может возникать только при наличии латеральных ловушек, ограничивающих движение экситонов областью конечных размеров. Ловушки

(микронного размера) могут возникать благодаря наличию латерального крупномасштабного флуктуационного потенциала [11,12].

В настоящей работе изучается поведение системы неравновесных носителей заряда в гетероструктурах II рода на основе Si/SiGe, зонная диаграмма которых изначально такова, что при фотовозбуждении электроны и дырки разделяются и накапливаются в соседних слоях структуры. Экспериментальные исследования таких систем интересны с точки зрения получения новых данных о коллективных эффектах в ансамбле ДЭ [13–15].

2. Образцы и методика измерений

В исследованных структурах одиночный слой Si_{1-x}Ge_x выращивался между двумя слоями чистого кремния, причем толщина и состав слоя твердого раствора отвечали метастабильной области его псевдоморфного роста [16]. В таких структурах в слое Si_{1-x}Ge_x (при небольшой концентрации германия) в валентной зоне образуется КЯ для дырок, а в зоне проводимости — невысокий потенциальный барьер для электронов [17,18]. Гетероструктуры Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с напряженными (латерально сжатыми) слоями c-Si_{1-x}Ge_x были выращены молекулярно-пучковой эпитаксией на подложках Si(001) и состояли из следующих слоев:

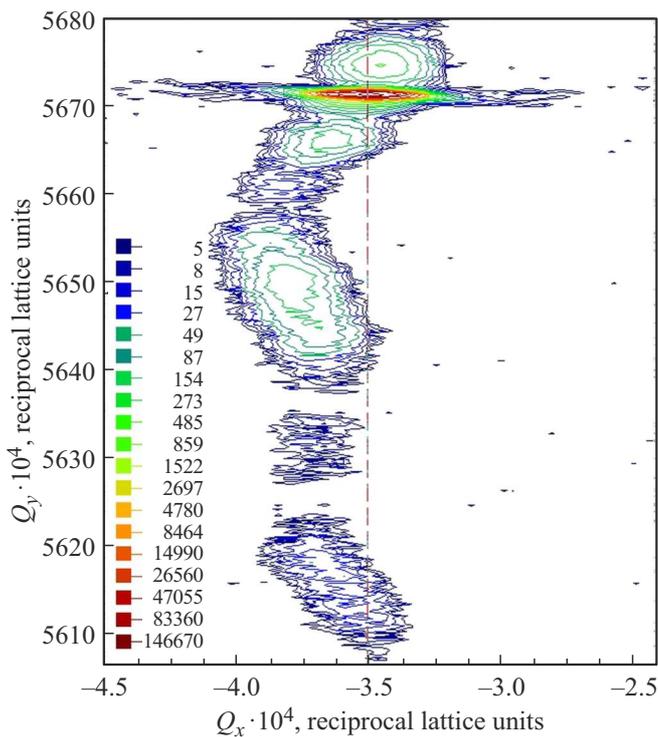


Рис. 1. Фрагмент двумерной области обратного пространства [20] вблизи рефлекса (004)Si исследуемой структуры. Непрерывными контурами обозначены линии равной интенсивности рентгеновского излучения, а штриховая линия соответствует центру пика подложки по оси Q_x .

нижний (буферный) слой Si толщиной 100 nm, слой $Si_{1-x}Ge_x$ с различными концентрациями германия x и толщинами d , и верхний (закрывающий) слой кремния толщиной 100 nm. Ранее нами методом рентгеноструктурного анализа было показано, что при повышении температуры роста верхнего, закрывающего слоя Si („cap“-слоя) в этих структурах появляются участки микронных размеров, в пределах которых слой SiGe частично релаксирован, а закрывающий его слой Si оказывается напряженным (латерально растянутым) [19]. При этом подверженные растягивающей деформации участки верхнего слоя Si (назовем их t -Si), покрывающие участки с релаксированным слоем SiGe, образуют в зоне проводимости прилегающие к гетерогранице КЯ для электронов.

Рассмотрим подробно свойства структуры с параметрами слоя $Si_{1-x}Ge_x$ ($x = 0.1$) и $d = 45$ nm (в таком толстом слое можно пренебречь размерным квантованием дырок), выращенного при температуре 550°C. Эти параметры соответствуют метастабильной области [16]. Закрывающий слой Si выращивался при температуре 650°C.

Рентгеноструктурный анализ данной структуры был проведен на рентгеновском дифрактометре PANalytical X'PERT PRO MRD Extended с первичным четырехкристалльным монохроматором Ge(220)×4 в комбинации с рентгеновским зеркалом и третьим кристаллом-

анализатором Ge(220)×3. Фрагмент рентгенограммы двумерной области обратного пространства [20] вблизи узла (004)Si показан на рис. 1.

Сильнейший пик от подложки имеет координаты $Q_{ySi} \times 10000 = 5671$, $Q_{xSi} \times 10000 = -3.5$, тогда как центр пика SiGe с $Q_{ySiGe} \times 10000 = 5650$ сдвинут по горизонтальной оси на $\Delta(Q_x \times 10000) = -0.25$ от центра пика подложки, указанного на рисунке вертикальной штриховой линией. Этот сдвиг по оси Q_x означает наличие разориентации между одноименными плоскостями (004) подложки и эпитаксиального слоя SiGe, что говорит о существовании 60-градусных дислокаций несоответствия на гетерогранице Si/SiGe. Разориентация возникает потому, что из-за неизбежного отклонения поверхности исходной подложки от точной плоскости (001), перпендикулярная границе компонента вектора Бюргерса дислокаций, образующихся в ходе пластической релаксации, будет преимущественно направлена в какую-то одну сторону.

Величина $\Delta(Q_x)$ связана с величинами углов в прямом пространстве соотношением [20]:

$$\Delta(Q_x) = \sin \theta_B \cos(\theta_B - \omega) \Delta\omega,$$

где θ_B — величина брэгговского угла рефлекса Si(004), ω — угол падения рентгеновского пучка на образец, а $\Delta\omega$ — отклонение пучка от углового положения максимума пика подложки. Для симметричного рефлекса (004) $\omega \approx \theta_B$, так что $\Delta\omega = 4.4 \cdot 10^{-5}$ rad. Такая величина разориентации на малоугловой границе раздела между подложкой и эпитаксиальным слоем SiGe соответствует расстоянию 6.2 μm между дислокациями несоответствия с вектором Бюргерса $1/2\langle 110 \rangle$ (для оценки мы предполагаем, что векторы Бюргерса всех возникших дислокаций ориентированы одинаковым образом).

Таким образом, расстояния между дислокациями на гетерогранице Si/SiGe являются достаточно большими (макроскопическими) для того, чтобы вдали от дислокаций мог идти рост псевдоморфного слоя SiGe, с напряженной, сжатой вдоль плоскости слоя структурой, тогда как вблизи дислокаций происходит рост слоя SiGe с частично релаксированной структурой. Атомно-силовая микроскопия показывает, что вокруг каждой дислокации несоответствия образуется измененный слой шириной около 1 μm. Учитывая, что в кремнии атомное расстояние вдоль направления [110] равно примерно 0.2 nm, одна недостающая полуплоскость дислокации несоответствия распределяется между 5000 плоскостями.

В результате слой SiGe состоит из перемежающихся участков макроскопических размеров с напряженной (сжатой) структурой и участков с частично релаксированной структурой. После зарастивания слоя SiGe покрывным слоем Si плоскость гетерограницы SiGe/(Si-cap) разбивается на участки с псевдоморфным напряженным (латерально сжатым) слоем c -SiGe, зарастенные ненапряженным слоем Si, и участки с частично релаксированным слоем c -SiGe, зарастенные напряженным

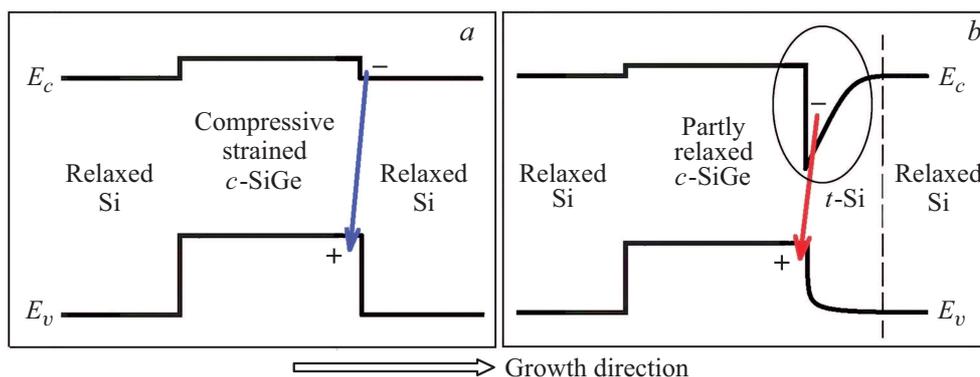


Рис. 2. Схематическое изображение зонной диаграммы гетероструктуры Si/SiGe/Si в направлении ее роста. *a*) Псевдоморфный участок структуры. *b*) Участок с частично релаксированным слоем *c*-SiGe и приграничной КЯ для электронов (обведена тонкой линией) в покрывающем его растянутом слое *t*-Si.

(латерально растянутым) слоем *t*-Si [19]. Эти участки *t*-Si образуют крупномасштабные (микронных размеров) латеральные ловушки для электронов. Потенциальная яма для электронов образуется и в вертикальном направлении, так как деформация слоя Si-*car* постепенно уменьшается к поверхности структуры (см. рис. 2, *b*).

Исследования спектров ФЛ проводились при температурах $T = 1.8\text{--}15\text{ K}$ и интенсивностях возбуждения $P = 7\text{--}300\text{ mW/cm}^2$. Спектры получали при помощи дифракционного спектрометра с двумя выходными портами, на одном из которых был установлен охлаждаемый жидким азотом германиевый *p-i-n*-фотодиод для регистрации спектров в ближнем инфракрасном (БИК) диапазоне, а на другом — охлаждаемый жидким азотом матричный ПЗС-приемник для регистрации спектров в видимом диапазоне. Спектральное разрешение установки составляло 1 meV . Напомним, что люминесценция структур Si/SiGe в видимой области спектра ($2E_g$ -люминесценция) может возникать благодаря двуэлектронным переходам, т. е. одновременной рекомбинации двух электронов и двух дырок, в результате которой испускается фотон с энергией, равной суммарной энергии рекомбинирующих частиц [21,22]. Люминесценция в БИК-области спектра возникает при обычных одноэлектронных переходах, когда в каждом акте излучения рекомбинирует одна электронно-дырочная пара. Сопоставление одно- и двуэлектронных спектров позволяет сделать более надежные заключения о происхождении различных компонент спектра ФЛ, поскольку в двуэлектронных спектрах отсутствуют линии излучения одиночных экситонов (как свободных, так и связанных). В наших измерениях спектры ФЛ в БИК- и видимом диапазонах могли регистрироваться в строго одних и тех же экспериментальных условиях. При этом для возбуждения ФЛ образцов использовали излучение титан-сапфирового лазера ($\lambda_{\text{exc}} = 790\text{ nm}$). Спектры ФЛ в БИК-диапазоне были измерены также при возбуждении излучением гелий-кадмиевого лазера ($\lambda_{\text{exc}} = 440\text{ nm}$). Однако в этом случае $2E_g$ -люминесценцию структур не видно

на фоне широкой полосы „обычной“ горячей люминесценции. Возбуждающее излучение фокусировали на поверхность образца в пятно диаметром около 2 mm . ФЛ структуры с помощью линзы собирали по нормали с освещаемой поверхности и фокусировали на входную щель спектрометра.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 схематически изображена зонная диаграмма (в реальном пространстве) исследуемой гетероструктуры в направлении ее роста. Стрелками показаны излучательные переходы между электронами в верхнем слое Si и дырками в слое SiGe. Рис. 2, *a* представляет зонную диаграмму псевдоморфного участка структуры, то есть участка с полностью напряженным (латерально сжатым) слоем *c*-SiGe, покрытым ненапряженным верхним слоем Si-*car*. Дипольные экситоны в этом случае образуются из тяжелых дырок в полностью напряженном слое *c*-SiGe и электронов Δ_4 -долины [23] в ненапряженном верхнем слое Si-*car* (экситоны, образованные электронами Δ_2 -долины имеют несколько большую энергию).

Рис. 2, *b* представляет зонную диаграмму участка с частично релаксированным слоем *c*-SiGe. В зоне проводимости этого участка вблизи гетерограницы SiGe/Si-*car* в латерально растянутом слое *t*-Si образуется приграничная КЯ для электронов (ПКЯ). На рис. 2, *b* ПКЯ обведена тонкой линией. Дипольные экситоны и биэкситоны в этом случае образуются из тяжелых дырок в частично релаксированном слое *c*-SiGe и электронов Δ_2 -долины [18] в слое *t*-Si, в котором ПКЯ являются латеральными ловушками для электронов. В результате на таких участках с частично релаксированным слоем SiGe получают крупномасштабные латеральные ловушки для ДЭ.

На рис. 3 приведен обзорный БИК-спектр ФЛ исследуемой гетероструктуры, полученный при среднем уровне возбуждения $P = 170\text{ mW/cm}^2$ ($T \approx 4.4\text{ K}$).

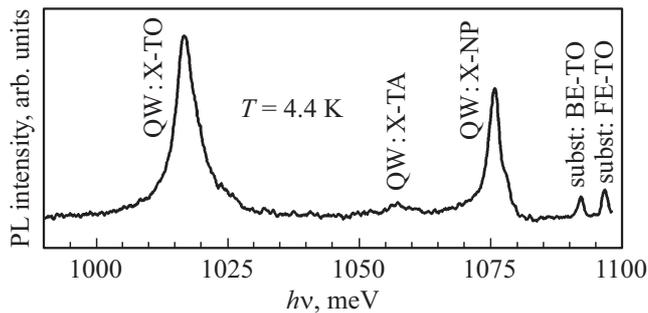


Рис. 3. Обзорный спектр ФЛ исследуемой структуры в БИК-области ($\lambda_{\text{exc}} = 440 \text{ nm}$, $P = 170 \text{ mW/cm}^2$, $T \approx 4.4 \text{ K}$).

Как и в спектрах однородных структур Si/SiGe/Si с полностью псевдоморфным напряженным слоем SiGe [24], в этом спектре хорошо видны линии излучения, возникающего при рекомбинации неравновесных дипольных электронно-дырочных пар (в данном случае электронов в ПКЯ в слое *t*-Si и дырок в слое SiGe): бесфононная линия QW:X-NP и линии ее фононных повторений QW:X-TA и QW:X-TO с испусканием, соответственно, поперечных акустических (ТА) и оптических (ТО) фононов. Линии subst:FE-TO и subst:BE-TO обусловлены рекомбинацией свободных и связанных объемных экситонов с испусканием ТО-фонона в кремниевых подложке, буферном и закрывающем слоях [25].

Интенсивность ФЛ дипольных экситонов в структурах Si/SiGe/Si существенно зависит от эффективности сбора фотовозбужденных носителей заряда и экситонов из слоев Si к интерфейсу SiGe/Si. В структурах с ПКЯ-ловушками отношениями интегральной интенсивности ФЛ дипольных экситонов к ФЛ от подложки, буферного и защитного Si-слоев оказалось существенно больше соответствующего отношения в однородных структурах Si/SiGe/Si без ловушек [24]. Отметим еще, что линии QW в спектрах структур с ловушками оказались весьма узкими. Так, полуширина линии QW:X-NP на рис. 3 равна примерно 2 meV, тогда как полуширина аналогичной линии в однородных структурах без ловушек составляет около 4 meV [14].

На рис. 4 показано поведение бесфононных линий ФЛ исследованной структуры при разных уровнях возбуждения и температурах. При $T = 4.4 \text{ K}$ и невысоких интенсивностях возбуждения (рис. 4, *a*, $P \leq 16 \text{ mW/cm}^2$) в спектре доминирует низкоэнергетическая полоса излучения, обозначенная на рис. 4, *a* как SiGe/*t*-Si:LE-NP.

С ростом интенсивности возбуждения максимум этой полосы смещается в сторону больших энергий. Со стороны высоких энергий от полосы SiGe/*t*-Si:LE-NP в спектрах наблюдается слабая по интенсивности линия излучения, обозначенная QW:Ex-NP, энергетическое положение которой не меняется с ростом накачки. Мы полагаем, что излучение этой полосы и этой линии возникает вследствие рекомбинации ДЭ, населяющих крупномасштабные латеральные ловушки, т.е. обра-

зованных дырками в релаксированных участках слоя SiGe и электронами на уровнях размерного квантования ПКЯ в соответствующих напряженных областях верхнего слоя Si. При низкой температуре и низком уровне возбуждения эти ДЭ локализованы в потенциальных ямах мелкомасштабного флуктуационного рельефа, что приводит к формированию полосы SiGe/*t*-Si:LE-NP. Ее полуширина, таким образом, определяется в основном разбросом уровней мелкомасштабного потенциала, связанным со статистическими флуктуациями распределения Ge в слое SiGe [26]. Излучение же линии QW:Ex-NP возникает при рекомбинации „почти свободных“ ДЭ в обусловленных напряжениями крупномасштабных латеральных ловушках, размеры которых достаточно велики, чтобы экситоны внутри них могли двигаться свободно.

При увеличении накачки (рис. 4, *a*, $P > 16 \text{ mW/cm}^2$) на высокоэнергетическом крыле полосы SiGe/*t*-Si:LE-NP примерно на 2 meV ниже по энергии линии QW:Ex-NP появляется узкая линия QW:X-NP, ширина которой не меняется вплоть до уровня накачки $P \approx 170 \text{ mW/cm}^2$. Отношение интенсивностей линий QW:X-NP и QW:Ex-NP растет линейно с увеличением уровня накачки. Такое поведение указывает на то, что линия QW:X-NP обусловлена рекомбинационным излучением дипольных биэкситонов с энергией связи $\Delta \approx 2 \text{ meV}$ относительно дипольных экситонов QW:Ex. Отметим также, что максимум полосы SiGe/*t*-Si:LE-NP продолжает смещаться в сторону больших энергий с ростом уровня возбуждения, а ее интенсивность относительно остальных линий в спектре уменьшается. Это объясняется насыщением более локализованных состояний (причем более глубоколежащие состояния насыщаются быстрее из-за их большей населенности). При $P = 170 \text{ mW/cm}^2$ эту полосу практически не видно.

Плотность экситонов, генерируемых излучением накачки, равна (с учетом френелевского отражения возбуждающего излучения)

$$n_{\text{ex}} = \eta \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \frac{\tau P}{h\nu},$$

где n — показатель преломления материала, $h\nu$ — энергия кванта возбуждающего излучения, τ — время жизни экситонов, а η — эффективность их генерации. Полагая для оценки $\tau = 1 \mu\text{s}$ и $\eta = 0.5$, получим $n_{\text{ex}} \approx 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ при $P = 170 \text{ mW/cm}^2$. Таким образом, узкая линия QW:X-NP возникает в условиях слабого возбуждения $n_{\text{ex}} a_{\text{ex}}^2 \ll 1$. При $28 \text{ mW/cm}^2 < P < 170 \text{ mW/cm}^2$ полуширина линии SiGe:X-NP значительно меньше полуширины полосы ФЛ SiGe/*t*-Si:LE-NP, поэтому ее природа не может быть связана с локализованными состояниями в мелкомасштабном флуктуационном потенциале.

На рис. 4, *b* показано как меняются БИК-спектры бесфононной ФЛ с ростом температуры при $P = 50 \text{ mW/cm}^2$. Видно, что полуширины линий QW:X-NP и QW:Ex-NP сравнимы при любых

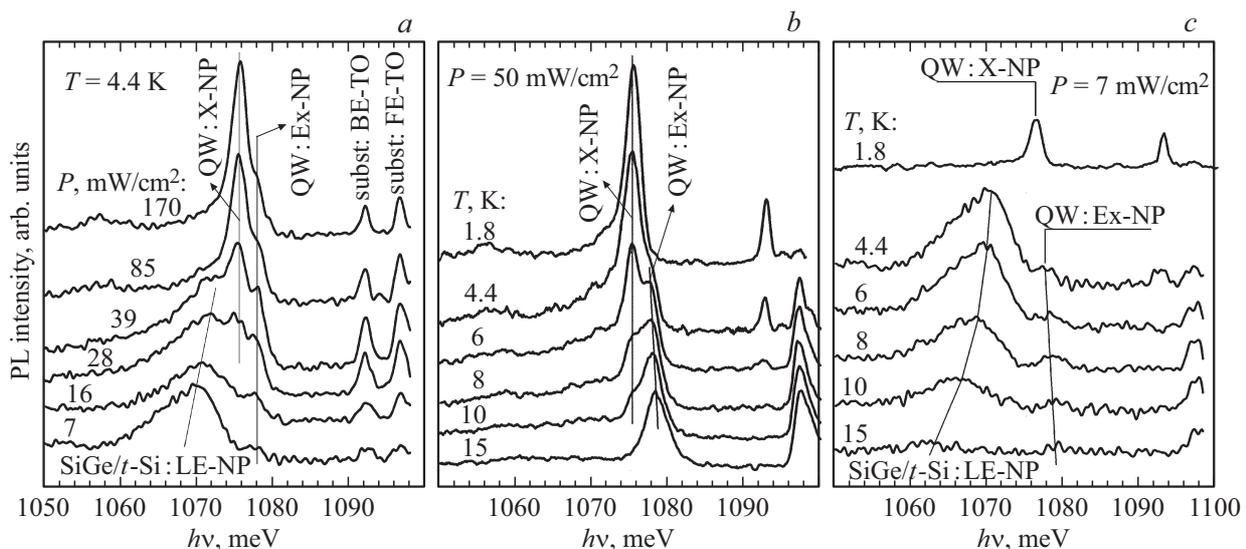


Рис. 4. Спектры одноэлектронной бесфононной ФЛ исследуемой структуры в БИК-области при возбуждении излучением с длиной волны $\lambda_{\text{exc}} = 440 \text{ nm}$, полученные *a*) при $T = 4.4 \text{ K}$ и различных уровнях возбуждения, и *(b, c)* при различных температурах и уровне возбуждения: *b*) $P = 50 \text{ mW/cm}^2$, *c*) $P = 7 \text{ mW/cm}^2$. Спектры нормированы, для удобства восприятия.

температурах. При $T = 1.8 \text{ K}$ в спектре структуры видна только линия QW:X-NP с полушириной около 2 meV . С увеличением температуры линия QW:X-NP гаснет, при этом возгорается линия QW:Ex-NP. При $T = 15 \text{ K}$ в спектре видна лишь линия QW:Ex-NP, полуширина которой составляет $3\text{--}4 \text{ meV}$. Заметим, что энергетическое положение максимума этой линии смещается при увеличении температуры в сторону высоких энергий (не более чем на 1 meV при изменении температуры от 6 до 15 K).

На рис. 4, *c* показано как меняются спектры ФЛ с ростом температуры при малом уровне возбуждения $P = 7 \text{ mW/cm}^2$. При $T = 1.8 \text{ K}$ в спектре структуры, как и при большем возбуждении (рис. 4, *b*), видна лишь линия QW:X-NP. С повышением температуры эта линия быстро гаснет, и уже при $T = 4.4 \text{ K}$ при малом уровне возбуждения в спектрах видны только полоса ФЛ SiGe/t-Si:LE-NP и линия QW:Ex-NP. При дальнейшем росте температуры интенсивность полосы ФЛ SiGe/t-Si:LE-NP сильно падает, а ее максимум сдвигается в сторону низких энергий. Интенсивность линии QW:Ex-NP при этом уменьшается сравнительно слабо, а энергетическое положение ее максимума, как и при более высоком уровне возбуждения (рис. 4, *b*), незначительно смещается в высокоэнергетическую с ростом температуры.

Наблюдаемое поведение спектров ФЛ хорошо согласуется с предложенной интерпретацией линий в этих спектрах. Падение интенсивности и исчезновение линии QW:X-NP и возгорание линии QW:Ex-NP с ростом температуры объясняется термической диссоциацией биэкситонов. Концентрация биэкситонов квадратично связана с концентрацией экситонов, в равновесии $n_{\text{bix}} \propto n_{\text{ex}}^2 \exp(\Delta/kT)$. Так как относительная концентрация биэкситонов падает с уменьше-

нием уровня возбуждения, то при малом уровне ($P = 7 \text{ mW/cm}^2$) линия QW:X-NP видна только при самых низких температурах, в то время как при большем уровне ($P = 50 \text{ mW/cm}^2$) эта линия исчезает лишь при $T > 10 \text{ K}$. Отметим еще, что в спектрах ФЛ не обнаруживается каких-либо признаков образования электронно-дырочной жидкости: с дальнейшим повышением уровня возбуждения наблюдается образование электронно-дырочной плазмы (см. ниже), т.е. конденсированная фаза в исследуемых структурах оказывается нестабильной.

Уменьшение интенсивности ФЛ и сдвиг максимума полосы SiGe/t-Si:LE-NP в низкоэнергетическую сторону с ростом температуры можно объяснить термическим опустошением ловушек с маленькой энергией связи в мелкомасштабном флуктуационном потенциале.

На рис. 5 сопоставлены нормированные одноэлектронные бесфононные спектры ФЛ в БИК-области с нормированными спектрами $2E_g$ -люминесценции в видимой области, полученные при температуре $T = 1.8 \text{ K}$ при низком и высоком уровнях возбуждения в области линии QW:X-NP. Верхняя и нижняя оси энергии квантов отвечают спектрам в БИК- и видимом диапазонах спектра, соответственно. Для наглядности сопоставления, масштаб нижней шкалы энергий сжат вдвое относительно верхней, так что положение линий в обоих спектрах можно сравнивать визуально, без дополнительных пересчетов.

На рис. 5, *a* показаны спектры ФЛ, записанные при низком уровне возбуждения ($P = 10 \text{ mW/cm}^2$). В этом случае в БИК-области спектра, как отмечалось выше, доминирует линия QW:X-NP. Ее полуширина составляет около 2 meV . При этом видно (по шкале видимого диапазона), что удвоенное значение энергии положе-

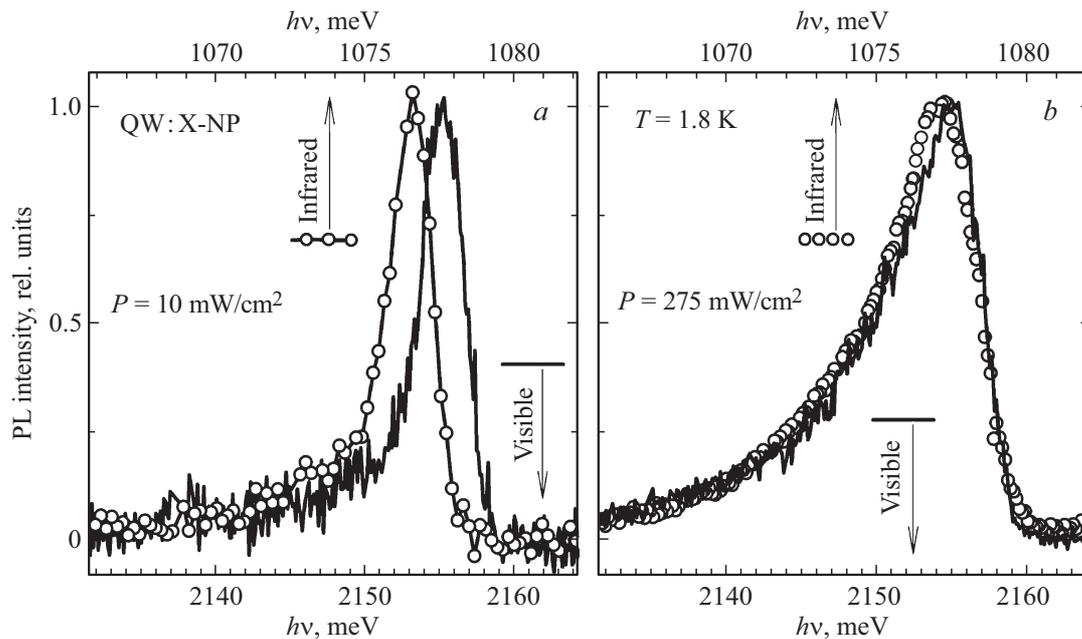


Рис. 5. Сопоставление одноэлектронных бесфононных спектров ФЛ исследуемой структуры в БИК-диапазоне (линии с пустыми точками, шкала энергий вверх) со спектрами $2E_g$ -люминесценции в видимом диапазоне (непрерывные линии, шкала энергий вниз) при $T = 1.8$ К. Спектры записаны при возбуждении излучением с длиной волны $\lambda_{exc} = 790$ нм при *a*) низком ($P = 10$ мВт/см²) и *b*) высоком уровнях возбуждения ($P = 275$ мВт/см²).

ния ее максимума интенсивности оказывается примерно на 2 meV ниже энергетического положения максимума интенсивности линии $2E_g$ -люминесценции в видимом диапазоне. Как и следовало ожидать, этот сдвиг примерно равен энергии связи биэкситона, определяемой из БИК-спектров ФЛ, что подтверждает биэкситонную природу обсуждаемой линии ФЛ. Приведенные на рис. 5, *a* данные доказывают, что при небольших уровнях возбуждения $P < 170$ мВт/см² линия QW: X-NP действительно является линией излучения диполярных биэкситонов QW: BiEx-NP с энергией связи $\Delta \approx 2$ meV относительно экситонов QW: Ex. Эффективное образование биэкситонов в исследуемой структуре также указывает на существование крупномасштабных ловушек, в которых накапливаются экситоны при фотовозбуждении. Слабый хвост со стороны малых энергий от линии QW: X-NP, который, как видно из рис. 5, *a*, наблюдается в спектре ФЛ не только БИК-, но и видимого диапазона, возможно, возникает при рекомбинации биэкситонов, локализованных в потенциальных ямах мелкомасштабного рельефа, обусловленного флуктуациями состава слоя Si_{1-x}Ge_x. С повышением уровня возбуждения в этих ямах могут локализоваться два экситона с образованием локализованных биэкситонов (LBiEx). Полуширина полосы ФЛ LBiEx в этом случае отражает распределения по глубине и латеральным размерам ям случайного мелкомасштабного потенциала. По данным [24], в структурах Si/SiGe/Si без крупномасштабных ловушек полуширина полосы бесфононных линий локализованных экситонов и локализованных биэкситонов в спектрах БИК-диапазона

равна примерно 4 meV, а полуширина линии локализованных биэкситонов в спектре $2E_g$ -люминесценции в видимой области равна примерно 8 meV.

На рис. 5, *b* приведены спектры структуры, записанные при высоком уровне возбуждения $P = 275$ мВт/см², почти вдвое больше, чем максимальный уровень на рис. 4, *a*. Видно, что при таком уровне в одноэлектронном спектре ФЛ максимум линии QW: X-NP смещен в сторону больших энергий от его положения при низком уровне, а ее полуширина возросла с 2 до 4 meV. При этом контур этой линии, пересчитанный на шкалу видимого диапазона, практически совпадает по положению, форме и ширине с контуром линии $2E_g$ -люминесценции. Отметим, что при высоком уровне возбуждения полуширина линии $2E_g$ -люминесценции увеличилась с 4 до 8 meV, в основном из-за уширения низкоэнергетического крыла, тогда как ее высокоэнергетическое крыло практически не изменилось. Положение максимума интенсивности сместилось в сторону меньших энергий не более чем на 1 meV. Уширение линии ФЛ и отсутствие сдвига, отвечающего энергии связи, свидетельствует [13] о том, что при высоком уровне возбуждения излучение обусловлено рекомбинацией электронно-дырочных пар в (диполярной) электронно-дырочной плазме в крупномасштабных ловушках.

4. Заключение

Исследованы структурные свойства и спектры низкотемпературной ФЛ ($T = 1.8$ –15 К) гетероструктур

Si/SiGe/Si с частично релаксированным слоем SiGe. Показано существование в исследуемой структуре крупномасштабных флуктуаций рельефа интерфейсов SiGe/Si. При низких уровнях возбуждения в БИК спектрах низкотемпературной ФЛ этих гетероструктур наблюдается широкая полоса рекомбинационного излучения ДЭ, локализованных в ямах мелкомасштабного флуктуационного потенциального рельефа. При достаточно низких температурах ($T < 10$ К) с повышением уровня возбуждения на высокоэнергетическом крыле этой полосы возгорается новая линия, которая также наблюдается в спектрах $2E_g$ -люминесценции в видимом диапазоне. Ширина новой линии при небольших уровнях возбуждения значительно меньше ширины полосы ДЭ. Сопоставление бесфонного спектра в БИК-области и $2E_g$ -спектра в видимом диапазоне показывает, что при сравнительно небольших уровнях возбуждения эта линия обусловлена рекомбинацией свободных дипольных биэкситонов, локализованных в крупномасштабных латеральных ловушках интерфейса SiGe/Si. Отсутствие конденсации дипольных экситонов и биэкситонов в реальном пространстве с образованием электронно-дырочной жидкости позволяет рассчитывать на возможность наблюдения ФЛ бозе–эйнштейновского конденсата дипольных биэкситонов при более низких температурах.

Финансирование работы

Выполнение основной части работы было поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 16-02-00986_a и 16-29-03352_офи_м). Окончательные измерения и оформление работы поддержаны Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (Договор № 075-15-2021-598).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон. Письма в ЖЭТФ **22**, 11, 556 (1975). [Yu.E. Lozovik, V.I. Yudson. JETP Lett. **22**, 11, 274 (1975)].
- [2] Е.А. Андриюшин. ФТТ **18**, 9, 2493 (1976).
- [3] Е.А. Андриюшин, Л.В. Келдыш, А.П. Силин. ЖЭТФ **73**, 3, 1163 (1977). [E.A. Andryushin, L.V. Keldysh, A.P. Silin. JETP **46**, 3, 616 (1977)].
- [4] Ю.Е. Лозовик, О.Л. Берман. ЖЭТФ **111**, 5, 1879 (1997). [Yu.E. Lozovik, O.L. Berman. JETP **84**, 5, 1027 (1997)].
- [5] V.B. Timofeev, A.V. Larionov, M. Grassi-Alessi, M. Capizzi, J.M. Hvam. Phys. Rev. B **61**, 12, 8420 (2000).
- [6] L.V. Butov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. Nature **418**, 6899, 751 (2002).
- [7] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. Письма в ЖЭТФ **80**, 3, 210 (2004). [A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev. JETP Lett. **80**, 3, 185 (2004)].
- [8] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. Письма в ЖЭТФ **84**, 6, 390 (2006). [A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev. JETP Lett. **84**, 6, 329 (2006)].
- [9] M. Combescot, R. Combescot, F. Dubin. Rep. Prog. Phys. **80**, 6, 066501 (2017).
- [10] X. Zhu, P.B. Littlewood, M.S. Hybertsen, T.M. Rice. Phys. Rev. Lett. **74**, 9, 1633 (1995).
- [11] А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, П.А. Ни, С.В. Дубонос, И. Хвам, К. Соеренсен. Письма в ЖЭТФ **75**, 11, 689 (2002). [A.V. Larionov, V.B. Timofeev, P.A. Ni, S.V. Dubonos, I. Hvam, K. Soerensen. JETP Lett. **75**, 11, 570 (2002)].
- [12] А.А. Дремин, В.Б. Тимофеев, А.В. Ларионов, Й. Хвам, К. Соеренсен. Письма в ЖЭТФ **76**, 7, 526 (2002). [A.A. Dremin, V.B. Timofeev, A.V. Larionov, I. Hvam, K. Soerensen. JETP Lett. **76**, 7, 450 (2002)].
- [13] Т.М. Бурбаев, Д.С. Козырев, Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков. Письма в ЖЭТФ **98**, 12, 926 (2013). [T.M. Burbaev, D.S. Kozyrev, N.N. Sibeldin, M.L. Skorikov. JETP Lett. **98**, 12, 823 (2014)].
- [14] Н.Н. Сибельдин. ЖЭТФ **149**, 3, 678 (2016). [N.N. Sibeldin. JETP **122**, 3, 587 (2016)].
- [15] V.S. Bagaev, V.S. Krivobok, S.N. Nikolaev, A.V. Novikov, E.E. Onishchenko, M.L. Skorikov. Phys. Rev. B **82**, 11, 115313 (2010).
- [16] Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, С.И. Чикичев. УФН **171**, 7, 689 (2001). [Yu.B. Bolkhovityanov, O.P. Pchelyakov, S.I. Chikichev. Phys.—Usp. **44**, 7, 655 (2001)].
- [17] C.G. Van de Walle, R.M. Martin. Phys. Rev. B **34**, 8, 5621 (1986).
- [18] M.M. Rieger, P. Vogl. Phys. Rev. B **48**, 19, 14276 (1993).
- [19] Т.М. Бурбаев, В.П. Мартовицкий, М.М. Рзаев, Н.Н. Сибельдин, В.А. Цветков, Д.В. Шепель. Тез. докл. XIII Нац. конф. по росту кристаллов. М. (2008). С. 379.
- [20] N. Herres, F. Fuchs, J. Schmitz, K.M. Pavlov, J. Wagner, J.D. Ralston, P. Koidl, C. Gadaleta, G. Scamarcio. Phys. Rev. B **53**, 23, 15688 (1996).
- [21] K. Betzler, R. Conradt. Phys. Rev. Lett. **28**, 24, 1562 (1972).
- [22] T.W. Steiner, L.C. Lenchyshyn, M.L.W. Thewalt, J.-P. Noel, N.L. Rowell, D.C. Houghton. Solid State Commun. **89**, 5, 429 (1994).
- [23] C. Penn, F. Schaffler, G. Bauer, S. Glutsch. Phys. Rev. B **59**, 20, 13314 (1999).
- [24] 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 **92**, 5, 341 (2010). [T.M. Burbaev, M.N. Gordeev, D.N. Lobanov, A.V. Novikov, M.M. Rzaev, N.N. Sibeldin, M.L. Skorikov, V.A. Tsvetkov, D.V. Shepel. JETP Lett. **92**, 5, 305 (2010)].
- [25] J.R. Haynes. Phys. Rev. Lett. **4**, 7, 361 (1960).
- [26] L.C. Lenchyshyn, M.L.W. Thewalt, J.C. Sturm, P.V. Schwartz, E.J. Prinz, N.L. Rowell, J.-P. Noël, D.C. Houghton. Appl. Phys. Lett. **60**, 25, 3174 (1992).

Редактор Е.В. Толстякова