Видимое излучение плотного биэкситонного газа в SiGe/Si квантовых ямах в условиях внешней анизотропной деформации[1)]

С. Н. Николаев*[2)], В. С. Кривобок+, В. С. Багаев+, Е. Е. Онищенко+, А. В. Новиков*×, М. В. Шалеев*

+Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

×Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 14 ноября 2017 г.

После переработки 15 января 2018 г.

В данной статье впервые проведено исследование влияния внешней анизотропной деформации на спектры ИК- и видимой люминесценции гетероструктур с квантовыми ямами SiGe/Si при гелиевых температурах. Показано, что при температуре $T = 5$ К растяжение слоя SiGe вдоль направления [100] приводит к усилению относительной интенсивности излучения в видимой области спектра в $7/3 \simeq 2.3$ раза. Этот эффект отсутствует при растяжении вдоль направления [110]. Дано объяснение данного явления на основе представлений о "светлых" и "темных" состояниях биэкситонов при многочастичной рекомбинации. При температуре 2 К относительная интенсивность видимой люминесценции при растяжении увеличивается в 3.4–3.9 раза, что может указывать либо на расщепление основного состояния биэкситонов с различной электронной конфигурацией, либо на отклонение их функции распределения от закона Больцмана.

DOI: 10.7868/S0370274X18060061

Введение. Одним из ограничений масштабирования полупроводниковой электроники является сложность обеспечения высокоскоростной передачи информации между микропроцессорами или даже внутри одного чипа. Для решения этой задачи активно ведутся разработки светоизлучающих устройств на основе Si и Ge. Одной из особенностей данных устройств является важная роль встроенной деформации, которая обеспечивает переход к прямому в k-пространстве краю собственного поглощения. Уже продемонстрирована лазерная генерация при оптическом возбуждении [1] и светодиодные структуры с инжекционной накачкой [2] на основе напряженных SiGe-слоев. В то же время, для SiGe-структур известен и другой механизм излучательной рекомбинации, при котором энергия, высвободившаяся после рекомбинации двух электронно-дырочных пар, передается одному кванту света [3]. Для SiGe-гетероструктур с малым содержанием Ge это излучение соответствует видимому диапазону и часто упоминается, как 2Eg-люминесценция [4]. 2Eg-излучение характерно для многочастичных состояний в SiGe гетероструктурах, при этом электроны должны лежать в противоположных долинах, чтобы суммарный квазиимпульс двух электронно-дырочных пар был близок к 0 и рекомбинация происходила без участия фонона.

В зависимости от параметров структуры SiGe, их электронный спектр может быть представлен различными многочастичными состояниями. Так при температурах ниже критической $T < T_{\text{c}} \sim 25$ К и малом содержании Ge $x < 9\,\%$ основным состоянием в квантовой яме (КЯ) является электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) [5, 6], для которой наблюдается широкая структурированная полоса [7]. Биэкситоны наблюдаются в спектрах различный гетероструктур, и преобладают в излучении КЯ с $x > 9\,\%$ при температуре < 10 К [8]. Электронно-дырочная плазма (ЭДП) может наблюдаться как при температурах выше критической для ЭДЖ, так и при высоких плотностях двумерного газа носителей заряда. В этой работе будет рассмотрено влияние анизотропной деформации структуры на излучение квазидвумерных биэкситонов в ИК и видимой области спектра.

Деформация SiGe структур. Деформация полупроводниковых материалов может существенным образом менять их зонную структуру и влиять на свойства многочастичных состояний. Отметим, что при псевдоморфном росте слоя SiGe на Si(001) под-

---

1)См. доп.материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

2)e-mail: nikolaev-s@yandex.ru

ложке, в нем создается встроенная деформация сжатия в плоскости КЯ. Величина деформации в плоскости образца определяется рассогласованием постоянных решетки материалов подложки и твердого раствора (см. табл. 1). Наличие встроенной деформации в SiGe КЯ снимает вырождение легких и тяжелых дырок в центре зоны Бриллюэна [9, 10]. Прикладываемая к структуре деформация($\sim 10^{-4}$) заметно меньше встроенной ($\sim 5\cdot 10^{-3}$ при содержании Ge 12 %), поэтому спектр валентной зоны изменится незначительно (поправки к эффективной массе m^*, сдвиг).

Таблица 1. Тензор деформации для псевдоморфного слоя SiGe/Si без внешней деформации и в случае изгиба образца относительно направлений [100] и [110]

Деформация	ε	ε_{xx}
QW	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \nu_{2ax} \end{pmatrix} \varepsilon_{xx}$	$\frac{a_0(0)}{a_0(x)} - 1$
[100]	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \nu & 0 \\ 0 & 0 & \nu \end{pmatrix} \varepsilon_{xx}$	ε_{100}
[110]	$\begin{pmatrix} 1 & \alpha & 0 \\ \alpha & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \nu_{2ax} \end{pmatrix} \varepsilon_{xx}$	$\frac{\sqrt{2}}{1+\alpha}\varepsilon_{110}$

Параметры можно выразить через материальные коэффициенты Si и Ge: коэффициент Пуассона $\nu = -\frac{c_{12}}{c_{11}+c_{12}}$, его аналог для двухосной деформации $\nu_{2ax} = -2\frac{c12}{c11}$, сдвиговая деформация при растяжении в направлении [110] $\alpha = (c_{11} + c_{12} - - 2c_{12}^2/c_{11})/c_{44}$

Структура зоны проводимости, напротив, существенным образом зависит от величины и ориентации дополнительной деформации структуры. Следуя логике [9] (глава V), можно показать, что энергия электронов в каждой долине будет определяться выражением

$$E^c_{x,y,z}(\varepsilon) = \Xi_d Tr(\varepsilon) + \Xi_u \varepsilon_{xx,yy,zz}, \qquad (1)$$

где ε – тензор деформации, Ξ_d и Ξ_u – гидростатический и одноосный деформационные потенциалы зоны проводимости. Таким образом, в зависимости от ориентации внешней деформации ε может меняться не только положение дна зоны проводимости, но и ее степень вырождения. Как уже упоминалось ранее, для гетероструктур SiGe/Si характерно наличие встроенной деформации, которая снимает вырождение между $\Delta_{x,y}$ и Δ_z долинами. Снять вырождение Δ_x и Δ_y долин можно, если растянуть или сжать слой SiGe в направлении [100] или [010]. Деформация образца в направлении [110], напротив, должна сохранять степень вырождения зоны проводимости.

В табл. 1 приведены тензоры деформации для каждого из направлений и встроенной деформации КЯ. Значения деформационных потенциалов и материальных параметров Si и Ge можно найти, например, в работах [10, 11].

На рис. 1 схематически показано относительное положение различных долин зоны проводимости при растяжении образца в направлениях [110] и [100].

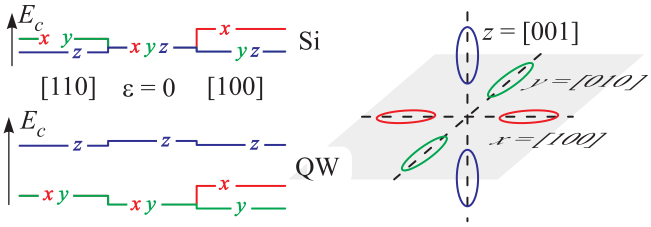

Рис. 1. (Цветной онлайн) Влияние деформации на энергию электронов в различных долинах в кремнии и КЯ при растяжении в направлениях [110] и [100]

Эксперимент. Исследования проводились на образцах с КЯ SiGe толщиной 5 нм с долей Ge в КЯ в диапазоне 9–15 %. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на высокоомных подложках Si(001).

В данной работе для исследования электронной подсистемы SiGe гетероструктур проводились измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) в ИК и видимом диапазонах. Для измерения спектров ФЛ излучение структур анализировалось решеточным монохроматором Acton SP2500 и регистрировалось ПЗС-приемником PyLoN 100F. Возбуждение электронно-дырочной системы проводилось с помощью полупроводникового перестраиваемого лазера Toptica с длиной волны ~ 800 нм. Для повышения пространственной однородности и снижения роли диффузии носителей заряда излучение лазера не фокусировалось, размер пятна составлял ~ 3 мм. Образец помещался в гелиевый криостат Утрекс, позволяющий работать как в парах при температуре 5–300 К, так и в жидком гелии при температуре 2 К. Был разработан и изготовлен специальный пресс, который размещался в криостате и позволял проводить изгиб плоских образцов при гелиевых температурах (см. рис. 2).

Так как КЯ расположена у поверхности образца, то можно считать, что слой SiGe подвергается одноосному растяжению. Будем говорить, что образец подвергается деформации изгиба в направлении [100] и [110] в зависимости от направления растяжения слоя SiGe. Кривизна поверхности связана с деформацией КЯ в этом направлении $\varepsilon = h/2R$, где h –

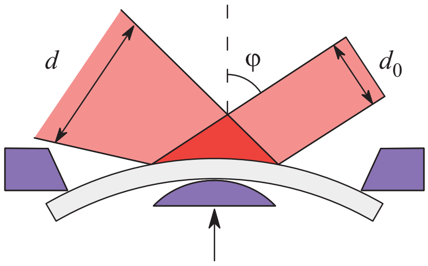

Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема установки для изгиба образцов. Величина деформации контролировалась по изменению размера лазерного пятна d после отражения от поверхности структуры (см. текст статьи). Движение центрального упора позволяло менять кривизну образца

толщина образца, R – радиус кривизны поверхности образца. Рассматривая поверхность образца, как цилиндрическое зеркало, можно связать его кривизну с влиянием на размер пятна лазерного пучка, отраженного от образца. Если пренебречь расхождением лазерного пучка, можно в первом приближении считать, что $f = -\frac{d_0}{d-d_0}L$, где d_0 – диаметр лазерного пятна до падения на образец, d – размер пятна на экране, расположенном на расстоянии L от образца, $f = -R_\mathrm{e}/2$ – фокусное расстояние, выраженное через эффективный радиус кривизны $R_\mathrm{e} = R\cos\varphi$ (в плоскости) и $R/\cos\varphi$ (поперек плоскости падения). Более аккуратные расчеты фокусного расстояния (и радиусов кривизны) проводились в модели гауссовых пучков с помощью аппарата матричной оптики. Различие результатов, полученных этими двумя методами, не превышало 20 %.

Спектры КЯ при деформации. Исходя из простых симметрийных соображений, а также следуя выводам раздела "Деформация SiGe структур", нетрудно понять, что изгиб образца [100] (в отличии от изгиба [110]) будет приводить к расщеплению состояний экситонов и биэкситонов с электронами, расположенными в различных латеральных долинах. Поэтому нами было исследовано влияние анизотропной деформации на спектры ФЛ структур при различной ориентации кристаллографических направлений относительно создаваемых упругих напряжений. На рис. 3 (сверху) приведено влияние изгиба [110] структуры с КЯ $x = 12\,\%$ на спектры ее ФЛ при температуре $T = 5$ K.

В ИК-области спектра наблюдается разнонаправленное движение линий при повышении деформации. Линия излучения свободного экситона в кремнии смещается в сторону малых энергий и заметно уширяется. Полоса люминесценции биэкситонов в КЯ, напротив, претерпевает синий сдвиг, что согласуется со сдвигом 2Eg-люминесценции структуры. Такого направления сдвига полос излучения кремния и КЯ и следует ожидать (см. рис. 1, изгиб в направлении [110] увеличивает энергию x и y долин – основного состояния биэкситонов в КЯ – и уменьшает энергию z долины в Si). Симметричная форма линии в видимой области спектра, ее сравнительно малая ширина при низких плотностях возбуждения подтверждает интерпретацию этой полосы, как излучения биэкситонов в КЯ [12]. Сдвиг линии видимой люминесценции КЯ сопровождается ее уширением и падением интенсивности (см. верхний левый рис. 3).

При изгибе [100] не регистрирует ни сдвига, ни уширения, ни заметного падения интенсивности линии излучения КЯ в ИК-области спектра (см. рис. 3, снизу). В то же время 2Eg-люминесценция демонстрирует монотонный рост интенсивности при увеличении анизотропной деформации. Однако начиная с деформации $\sim 0.6 \cdot 10^{-4}$ наблюдается стабилизация интенсивности видимой люминесценции КЯ (см. рис. 4a).

При температуре 5 K обнаружено увеличение относительной интенсивности $\beta = I_{2\mathrm{Eg}}/I_{\mathrm{IR}}$ биэкситонной линии в 2Eg-спектре в 2.3 раза.

Обсуждение результатов. Пренебрежем флуктуациями потенциала и будем считать, что энергия биэкситона равна сумме энергий составляющих его частиц с точностью до энергии связи, одинаковой для всех состояний. Тогда при 8-кратном вырождении зоны проводимости степень долинного вырождения биэкситонных состояний составит $C_8^2 = 8 \cdot 7/2 = 28$. Однако 2Eg-люминесценция характерна только для биэкситонов, содержащих электроны в противоположных долинах. Таких конфигураций будет $8 \cdot 2/2 = 8$, т.е. их доля составляет только 2/7 от общего числа.

При деформации изгиба [100] основное состояние зоны проводимости будет определяться только y-долинами (всего 4 состояния). Аналогичный расчет показывает, что из $4 \cdot 3/2 = 6$ конфигураций $4 \cdot 2/2 = 4$ будут "светлыми" в 2Eg-люминесценции. Значит понижение степени вырождения зоны проводимости должно приводить к увеличению интенсивности видимой люминесценции биэкситонов в SiGe КЯ в $7/3 \simeq 2.3$ раза, что и наблюдается в эксперименте.

При промежуточной деформации заселенными оказываются как основное состояние биэкситонов с концентрацией n_{yy}, так и возбужденные состояния с электронами, лежащими в ортогональных долинах n_{xy}, и электронами из x-долины n_{xx}. Применив принцип детального равновесия для системы невырожденного газа биэкситонов, подчиняющихся статисти-

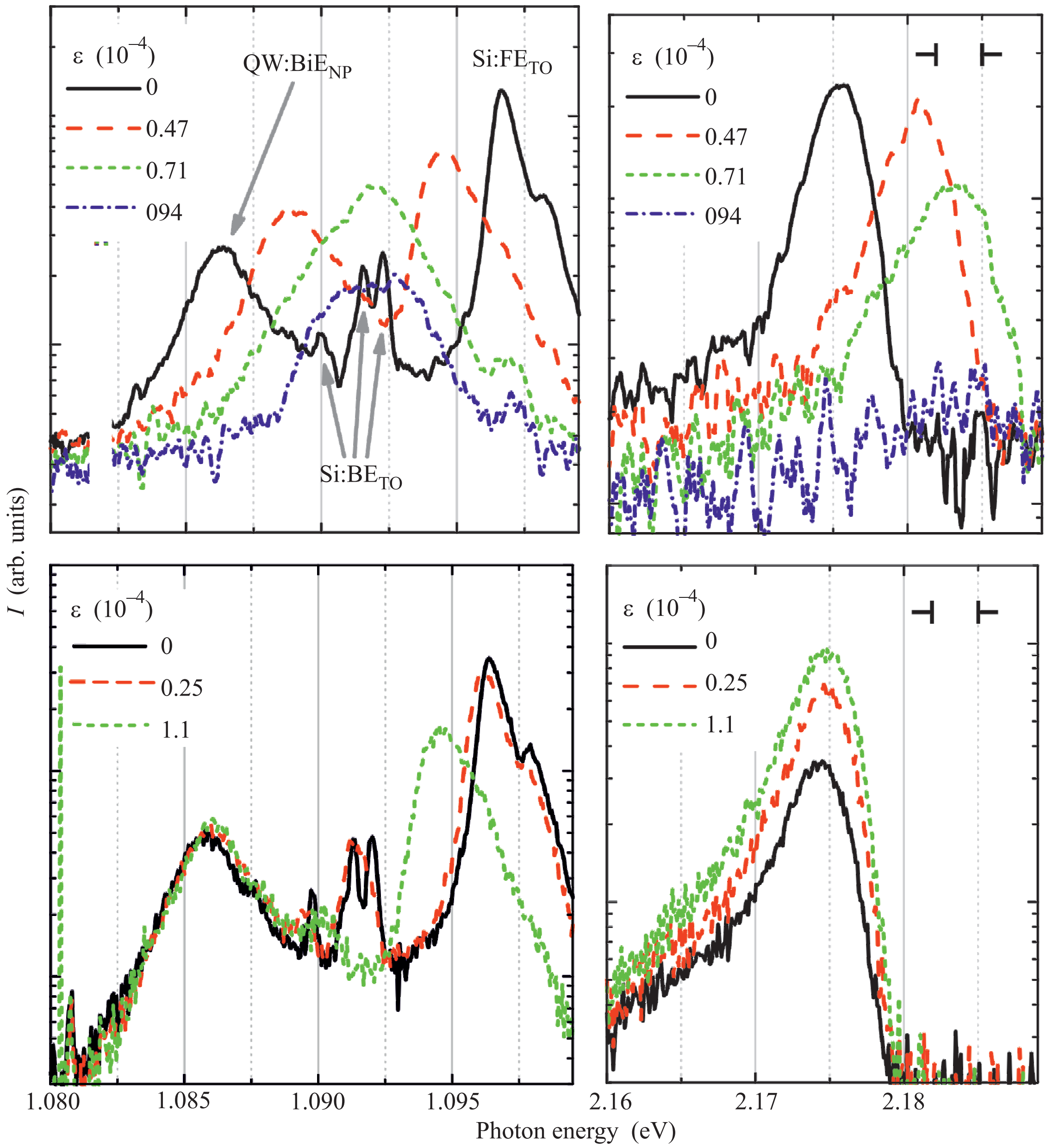

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость спектров ИК (слева) и 2Eg-люминесценции (справа) структуры с КЯ $Si_{0.88}Ge_{0.12}$ от приложенной деформации в направлении [110] (сверху) и [100] (снизу) при температуре 5 К, плотности мощности возбуждения 50 мВт/см^2. Si:FE$_{TO}$ и Si:BE$_{TO}$ – линии излучения свободных и связанных на примесях экситонов в Si (ТО-фононное повторение). QW:BiE$_{NP}$ – линия излучения биэкситонов в КЯ. На спектрах видимой люминесценции показана спектральная ширина щели спектрометра

ке Больцмана, можно получить зависимость относительной интенсивности видимой люминесценции от деформации:

$$\beta(\Delta) = \frac{I_{2\mathrm{Eg}}}{I_{\mathrm{IR}}} \propto \frac{n_{xx}+n_{yy}}{n_{\mathrm{total}}} \propto \frac{3+3\mathrm{e}^{-\frac{2\Delta}{k_{\mathrm{B}}T}}}{3+8\mathrm{e}^{-\frac{\Delta}{k_{\mathrm{B}}T}}+3\mathrm{e}^{-\frac{2\Delta}{k_{\mathrm{B}}T}}},$$

$$\beta^*(\Delta) = \beta(\Delta)/\beta(0) = \frac{7}{3+4\,\mathrm{sech}\frac{\Delta}{k_{\mathrm{B}}T}}, \qquad (2)$$

где $\Delta = \Xi_u(\varepsilon_{yy}-\varepsilon_{xx}) = \Xi_u\varepsilon_{yy}(1+\nu)$ – расщепление зоны проводимости, т.е. β^* может меняться при изменении доли “светлых” в 2Eg-спектре биэкситонов (2).

Как видно из рис. 4а, характерный вид теоретической зависимости совпадает с экспериментальными результатами. Расхождение расчета и эксперимента может объясняться неточностью определения внешней деформации и латеральными неоднородностями

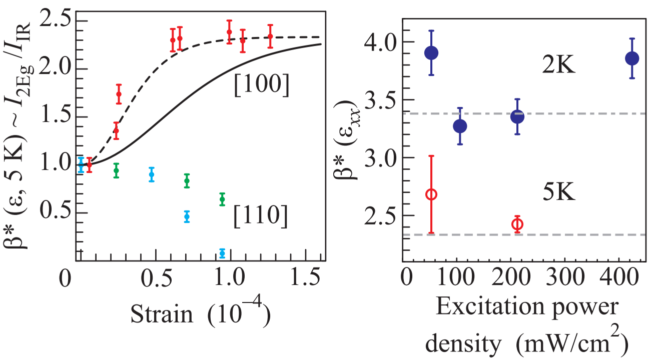

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость относительной интенсивности 2Eg- и ИК-люминесценции линии биэкситона от величины и направления деформации изгиба. Температура образца – 5 К, плотность мощности возбуждения – 50–200 мВт/см^2. Сплошная линия – теоретическая зависимость β^* (2), штрих – та же кривая, полученная при удвоенной величине деформации $\varepsilon' = 2\varepsilon$. (b) – Зависимость относительной интенсивности 2Eg- и ИК-люминесценции линии биэкситона от плотности мощности возбуждения при изгибе [100] с величиной деформации 10^{-4}

КЯ. Таким образом, приведенные выше спектры указывают на понижение степени вырождения биэкситонного газа с 28 до 6 при изгибе [100], что приводит к росту интенсивности 2Eg-люминесценции в 2.3 раза.

Расщепление основного состояния биэкситонов. Ранее мы считали, что энергия связи является одинаковой для всех конфигураций биэкситонов. Однако согласно расчетам [13, 14] состояния, содержащие электроны из ортогональных долин должны иметь бóльшую энергию связи $E^B_{xy} = E^B_{xx} + \Delta_{xy}$, чем остальные состояния. Значит, “темная” в 2Eg-спектре конфигурация биэкситона должна быть основной в недеформированном образце, что будет приводить к тушению видимой люминесценции при охлаждении структуры. Деформация будет восстанавливать соотношение “светлых” и “темных” биэкситонов и, таким образом, эффект усиления 2Eg-люминесценции должен быть больше.

Для учета этого эффекта необходимо знать величину расщепления состояний Δ_{xy}. К сожалению, расчеты выполнены для D^--центров [13] в Si и многоэкситонных комплексов в алмазе [14] и не могут быть использованы непосредственно. По порядку величины Δ_{xy} должно составлять ~ 0.1 мэВ, т.е. влияние расщепления биэкситонных состояний должно быть существенным при $T \simeq 2$ К.

При температуре 2 К и изгибе структуры [100] ($\varepsilon = 10^{-4}$) была измерена зависимость спектров ФЛ в видимой и ИК-областях от плотности мощности возбуждения. Был обнаружен заметный синий сдвиг линии в ИК и видимом спектральных диапазонах (около 1 и 2 мэВ соответственно) с увеличением плотности возбуждения при сохранении линейной зависимости интенсивности люминесценции от накачки. Аналогичное поведение было обнаружено и в спектрах недеформированного образца. Такие особенности люминесценции биэкситонов могут объясняться как латеральной неоднородностью КЯ, так и взаимодействием биэкситонов друг с другом. Переход же Мотта должен проявляться в сублинейном виде зависимости интенсивности от накачки.

Ввиду изменения формы линии излучения структуры, в дальнейшем учитывалась интегральная интенсивность линии излучения биэкситона. На рис. 4b представлена зависимость $\beta^*(\varepsilon) = \beta(\varepsilon)/\beta(\varepsilon = 0)$ от величины оптического возбуждения. При температуре 2 К величина β^* составила 3.3–3.9, что на 40–65 % выше как теоретических (7/3), так и экспериментальных значений при $T = 5$ К. Для получения усиления 2Eg-люминесценции $\beta^* = 3.4$ (штрих-пунктир на рис. 4b) надо положить энергию связи $E^B_{xy} = E^B_{xx} + 0.1$ мэВ. Отметим, что этот эффект не должен наблюдаться в ЭДП и ЭДЖ и может рассматриваться как дополнительное подтверждение биэкситонной природы излучения КЯ.

Альтернативная интерпретация. Результаты нашего эксперимента неплохо согласуются с теоретическими представлениями, однако, известное из литературы экспериментальное значение Δ_{xy} в Si составляет -0.15 мэВ [15]. Это означает, что при $\varepsilon = 0$ основное состояние является “светлым”, а $\beta^*(2\,\text{К})$ должно быть меньше 2.3, и описанному ранее эффекту нужно найти другое объяснение.

Как отмечалось ранее, при отсутствии беспорядка интенсивность 2Eg-люминесценции пропорциональна числу биэкситонов с квазиимпульсами k близким к 0. Одним из механизмов увеличения доли таких состояний является отклонение функции распределения частиц от функции Больцмана. Заметное увеличение доли основного состояния в двумерном газе бозонов следует ожидать при его плотностях, близких к

$$N_0 = \frac{g_{\text{B}i} m^* k_{\text{B}} T}{2\pi\hbar^2} = 3.4 \cdot 10^{11}\ \text{см}^{-2}. \qquad (3)$$

Значение N_0 получено для однородной системы при температуре $T = 2$ К, эффективной массе примерно $m^* = 1.3 m_0$ и степени вырождения $g_{\text{B}i} = 6$, т.е. при низкой температуре и высокой плотности возбуждения в деформированной структуре возможно появление признаков вынужденного заселения основного состояния биэкситонов. В рамках этой интерпретации неясно, как объяснять отсутствие выраженной монотонной зависимости от накачки (см. рис. 4b).

Роль неоднородностей структуры. Случайное замещение атомов кремния атомами германия в слое квантовой ямы приводит к появлению короткодействующего потенциала, который размывает электронные состояния в пространстве квазиимпульсов и может приводить к локализации экситонов (биэкситонов). Тем не менее, возникающая неопределенность квазиимпульса, как правило, много меньше $2\pi/a$, где a – постоянная решетки [12]. Поэтому рассмотренное выше для модельной системы деление состояний на "светлые" и "темные" применительно к 2Eg-излучению сохраняется в реальных структурах при учете рассеяния и локализации биэкситонов. В то же время, для реальных структур возможно существенное размытие электронных состояний в области малых волновых векторов, которое снимает запрет на излучательную 2Eg-рекомбинацию биэкситонов с кинетической энергией заметно отличной от нуля. Это означает, что соотношение интенсивностей ИК- и 2Eg-люминесценции биэкситонов может рассматриваться лишь как качественная (не количественная) характеристика степени вырождения биэкситонного газа. Также следует отметить тот факт, что вырожденный газ биэкситонов может существовать только при доминирующей роли крупномасштабных флуктуаций потенциала, в пределах которых биэкситоны можно рассматривать как газ свободных частиц.

Также флуктуации потенциала и эффекты локализации могут, теоретически, приводить к снятию вырождения биэкситонных состояний, сформированных ортогональными долинами, без приложения внешней деформации. Для отдельных Si/SiGe/Si гетероструктур низкого качества наблюдается коэффициент усиления 2Eg-люминесценции заметно меньший 7/3 даже при деформации $5 \cdot 10^{-4}$ и температуре 5 К. Это можно интерпретировать как признаки снятия долинного вырождения слоя SiGe, за счет неоднородного распределения германия и/или неоднородных деформационных полей [12]. Для всех сравнительно качественных квантовых ям коэффициент усиления 2Eg-люминесценции составлял 7/3 в пределах погрешности несколько процентов. Изменение коэффициента усиления 2Eg-люминесценции с деформацией представляет отдельный интерес для характеризации структурного качества SiGe-структур оптическими методами.

Заключение. В данной работе изучено влияние анизотропной деформации на спектры ИК- и 2Eg-люминесценции квантовых ям SiGe/Si. Для этого к тонким образцам контролируемым образом прикладывалась деформация изгиба в различных кристаллографических направлениях. Было обнаружено, что изгиб в направлении [100] приводит к увеличению сигнала 2Eg-люминесценции КЯ в 2.3 раза при температуре 5 К. Было показано, что этот эффект связан со снятием долинного вырождения зоны проводимости и увеличением доли "светлых" в 2Eg-спектре биэкситонов. Увеличение интенсивности видимой люминесценции образца при деформации возросло до 3.3–3.9 при температуре 2 К, что может указывать как на вынужденное заселение основного состояния биэкситонов, так и на расщепление "светлый" – "темный" биэкситон с величиной ~ 0.1 мэВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант # 14-22-00273, разделы 1–3), РФФИ (грант # 15-02-08540, разделы 4–5) и гранта Президента РФ (# МК-2332.2017.2, разделы 6–7).

1. S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonic, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grützmacher, Nature Photonics **9**, 88 (2015).
2. G. Lin, X. Yi, C. Li, N. Chen, L. Zhang, S. Chen, W. Huang, J. Wang, X. Xiong, and J. Sun, Appl. Phys. Lett. **109**, 141104 (2016).
3. T. Steiner, L. Lenchyshyn, M. Thewalt, J.-P. Noël, N. Rowell, and D. Houghton, Solid State Commun. **89**, 429 (1994).
4. V. S. Bagaev, V. V. Zaitsev, V. S. Krivobok, D. N. Lobanov, S. N. Nikolaev, A. V. Novikov, and E. E. Onishchenko, JETP **107**, 846 (2008).
5. В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Е. Е. Онищенко, М. Л. Скориков, Письма в ЖЭТФ **94**, 63 (2011).
6. 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**(5), 1045 (2013).
7. S. N. Nikolaev, V. S. Krivobok, V. S. Bagaev, E. E. Onishchenko, A. V. Novikov, and M. V. Shaleev, JETP Lett. **104**, 163 (2016).
8. 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**(6), 1198 (2015).
9. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, М. (1972).

10. M. M. Rieger and P. Vogl, Phys. Rev. B **48**, 14276 (1993).
11. L. Yang, J. R. Watling, R. C. W. Wilkins, M. Borici, J. R. Barker, A. Asenov, and S. Roy, Semiconductor Science and Technology **19**, 1174 (2004).
12. Дополнительные материалы статьи.
13. M. Taniguchi and S. J. Narita, J. Phys. Society of Jpn. **43**, 1262 (1977).
14. H. Katow, J. Usukura, R. Akashi, K. Varga, and S. Tsuneyuki, Phys. Rev. B **95**, 125205 (2017).
15. В. Д. Кулаковский, В. Г. Лысенко, В. Б. Тимофеев, УФН **147**, 3 (1985).