

## ИЗЛУЧЕНИЕ ЭКСИТОНОВ И ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОЙ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ СВЯЗИ С ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНАМИ

С. Н. Николаев, М. О. Никитин, Е. Е. Онищенко, К. А. Савин

*Исследовано влияние золотых наночастиц на излучение многочастичных состояний в квантовых ямах SiGe/Si с тонкими покровными слоями. Установлено, что коэффициент усиления люминесценции многочастичных состояний квантовых ям SiGe/Si в видимой области спектра вблизи плазмонного резонанса наночастиц зависит от толщины покровного слоя Si и типа многочастичного состояния.*

**Ключевые слова:** Si, Ge, квантовые ямы,  $2E_g$ -люминесценция, металлические наночастицы.

К настоящему моменту для целого ряда систем уверенно продемонстрирована возможность управления вероятностью спонтанного излучения за счет взаимодействия излучателя с плазменными колебаниями металлических наночастиц (НЧ), см., напр., [1–3]. В частности, недавно сообщалось об экспериментальном наблюдении эффектов плазмонного усиления для коллективных процессов рекомбинации ( $2E_g$ -люминесценция), при которых испущенному кванту передается энергия, высвободившаяся после аннигиляции нескольких электронно-дырочных пар [4, 5]. В работе [4] в качестве электронных состояний, допускающих четырехчастичную излучательную рекомбинацию, рассматривались биэкситоны и электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ). В то же время, ЭДЖ и биэкситоны имеют принципиально разную природу: ЭДЖ представляет собой плотную электронно-дырочную плазму, сосуществующую с экситонными состояниями, и, соответственно, является существенно нелокальным и коллективным состоянием [6, 7]. Биэкситон, напротив, является экситонной молекулой и для процессов  $2E_g$ -люминесценции является элементарным состоянием, которое полностью аннигилирует, испустив  $2E_g$  квант [8]. В данной работе исследовано влияние типа многочастичного состояния на

возможность и величину плазмонного усиления люминесценции SiGe/Si квантовых ям (КЯ) в видимом диапазоне спектра.

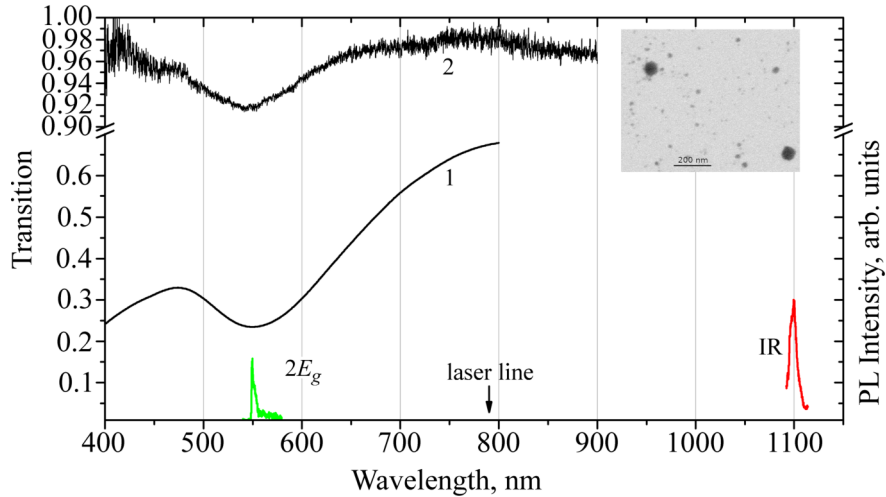


Рис. 1: Спектры пропускания золотых наночастиц в исходном растворе (кривая 1) и после нанесения на кварцевую подложку (кривая 2), а также спектры люминесценции КЯ в видимом ( $2E_g$ ) и ИК (IR) диапазонах. Спектральное положение возбуждающей лазерной линии помечено стрелкой. На вставке приведено изображение поверхности образца с наночастицами, полученное с помощью электронной микроскопии.

Схема эксперимента полностью аналогична описанной в работах [4, 5]. Для регистрации спектров пропускания НЧ и низкотемпературной (5 К) люминесценции SiGe/Si гетероструктур использовалась схема на основе решеточного спектрометра Princeton Instruments Acton 2500SP, оснащенного охлаждаемой ПЗС-матрицей PyLoN 100F. Для фотовозбуждения структур использовалось излучение непрерывного перестраиваемого лазера Toptica (765–805 нм), работающего на длине волны 790 нм. Длина волны возбуждения была выбрана так, чтобы лежать по возможности дальше от плазменного резонанса металлических НЧ и диапазона наблюдения  $2E_g$ -люминесценции (около 550–560 нм) [4] (рис. 1). Основное отличие результатов, представленных в данной работе от результатов [4], состоит в том, что (1) использовались золотые НЧ большего размера с большей глубиной проникновения локальных полей, (2) чтобы избежать сложной структуры ближнего поля использовались сравнительно малые концентрации НЧ, исключющие их взаимное влияние друг на друга, и (3) после нанесения НЧ с помощью отжига удалялись поверхностно-активные вещества. Удаление поверхностно-активных веществ позволило точно контролировать расстояние от НЧ до КЯ, определить реальную плот-

ность НЧ, а также их дисперсию по размерам. Исследуемые SiGe/Si гетероструктуры содержали одиночные КЯ SiGe/Si шириной 5 нм (доля Ge 4.5–5%), покрытые защитным слоем Si толщиной 14–40 нм. Так как поля локализованных плазмон-поляритонов сосредоточены вблизи границы металл–диэлектрик и затухают на расстояниях порядка размера НЧ, то следовало ожидать наибольшего взаимодействия плазменных колебаний с состояниями в КЯ при расстояниях между ними  $< 50$  нм [9], что определяет малую толщину покровного слоя. Плотность НЧ на поверхности структур составляла  $\sim 10^{10}$  см $^{-2}$ . Измерение спектров фотолюминесценции проводилось последовательно как в областях, покрытых НЧ, так и не подвергшихся обработке. Это позволило проследить влияние НЧ на интенсивность различных линий люминесценции при одинаковой температуре и плотности мощности возбуждения.

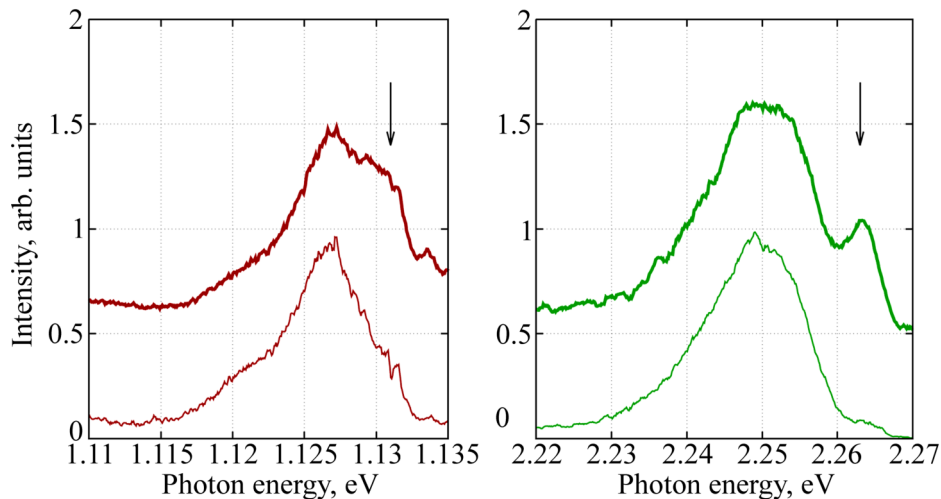


Рис. 2: Спектры излучения КЯ при температуре 5 К (тонкая кривая) и 10 К (жирная кривая) в ИК (слева) и видимом (справа) спектральных диапазонах. Стрелкой показано положение биэкситонной линии.

Анализ спектров фотолюминесценции описанных выше образцов показал, что при толщине покровного слоя 18–40 нм уверенно регистрируется излучение КЯ как в ИК, так и в видимой области спектра, излучение КЯ для образца с толщиной покровного слоя 14 нм не регистрировалось вовсе. Для анализа фазового состава электронной подсистемы КЯ SiGe/Si проводилось сопоставление спектров ИК и видимой люминесценции образцов. Излучение конденсированной фазы с характерным длинноволновым плечом [7] доминирует в спектрах неглубоких КЯ SiGe/Si при низкой температуре (5 К) и большой плотности возбуждения (160 мВт/см $^2$ ) (тонкие кривые на рис. 2).

Значительно увеличить долю биэкситонов позволяет повышение температуры образца до 10 К (жирные линии на рис. 2). Для дальнейших исследований была выбрана именно эта температура, так как она позволяла наблюдать взаимодействие локализованных плазмон-поляритонов с двумя типами многочастичных состояний, а также следить за изменениями фазового состава электронной подсистемы в КЯ при нанесении НЧ на поверхность образцов.

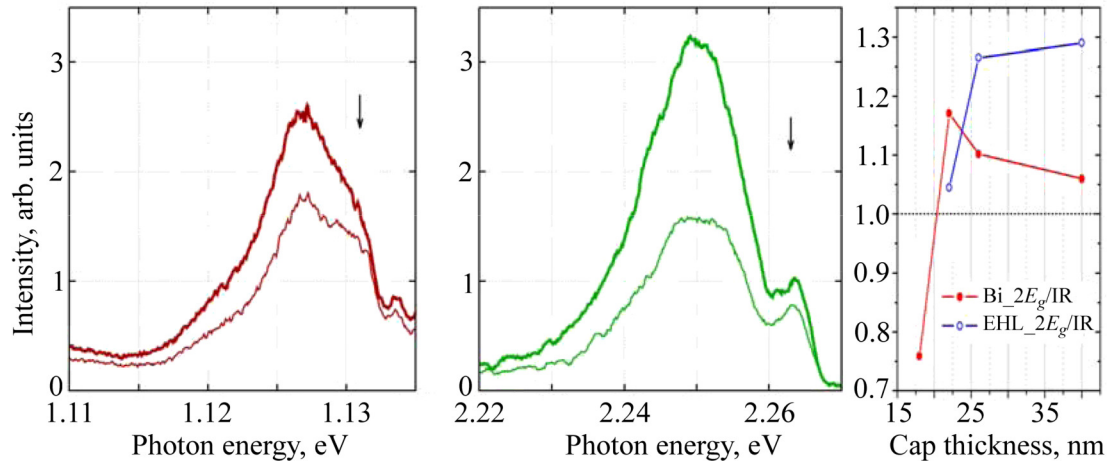


Рис. 3: Спектры излучения КЯ с толщиной покровного слоя 26 нм при температуре 10 К до нанесения НЧ (тонкая кривая) и после (жирная кривая) в ИК (слева) и видимом (посередине) спектральных диапазонах. Стрелкой показано положение биэкситонной линии. Справа приведено отношение коэффициентов усиления видимой и ИК-люминесценции биэкситонов ( $Bi\_2E_g/IR$ ) и ЭДЖ ( $EHL\_2E_g/IR$ ) при различной толщине покровного слоя  $Si$ .

Как видно из рис. 3, после нанесения НЧ на поверхность образца изменялась интенсивность излучения КЯ как в ИК, так и в видимой области спектра. Изменения в ИК-спектре аналогичны влиянию плотности мощности возбуждения, и, по всей видимости, связаны с изменением поверхностных электромагнитных полей при нанесении НЧ и повышением эффективности сбора носителей заряда в КЯ. Излучение образца с толщиной покровного слоя 18 нм, в отличие от остальных, снижается более чем в 2 раза. Столь резкие изменения в характере взаимодействия многочастичных состояний в КЯ с НЧ указывают на заметную диссипацию энергии в системе вследствие ферстеровского переноса энергии НЧ.

На рис. 3 справа приведено отношение коэффициентов усиления видимой и ИК люминесценции биэкситонов и ЭДЖ в зависимости от толщины защитного слоя. Для

биэкситонов наблюдается выраженный максимум усиления при малой толщине покровного слоя. Дальнейшее уменьшение его толщины, вероятно, увеличивает роль ферстеровского переноса энергии, а увеличение – снижает эффективность взаимодействия с локализованными плазмон-поляритонами НЧ. Видимая люминесценция ЭДЖ, напротив, наиболее эффективно усиливается при больших толщинах покровного слоя.

Таким образом, исследовано влияние золотых НЧ на излучение многочастичных состояний в SiGe/Si КЯ. Показано, что коэффициент усиления видимой люминесценции SiGe/Si КЯ, лежащей вблизи плазмонного резонанса НЧ, зависит от толщины покровного слоя Si и типа многочастичного состояния. Для биэкситонов наибольшее усиление достигается при расстоянии НЧ от КЯ около 22 нм, в то время как для ЭДЖ можно говорить о стабилизации коэффициента усиления вблизи значения 1.3 для толщин покровного слоя 26–40 нм.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ МК-2332.2017.2.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] G. Vampa, B. G. Ghamsari, S. Siadat Mousavi, et al., *Nature Physics* **13**, 659 (2017).
- [2] B. Lee, J. Park, G. H. Han, et al., *Nano Letters* **15**(5), 3646 (2015).
- [3] Z. Wang, Z. Dong, Y. Gu, et al., *Nature Communications* **7**, 11283 (2016).
- [4] В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, А. В. Новиков и др., *Письма в ЖЭТФ* **104**(4), 229 (2016).
- [5] С. Н. Николаев, В. С. Кривобок, В. С. Багаев, Е. Е. Онищенко, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **44**(12), 41 (2017).
- [6] Н. Н. Сибельдин, *УФН* **187**(11), 1236 (2017).
- [7] С. Н. Николаев, В. С. Кривобок, В. С. Багаев и др., *Письма в ЖЭТФ* **104**(3), 161 (2016).
- [8] В. С. Багаев, Э. Т. Давлетов, В. С. Кривобок и др., *Журнал экспериментальной и теоретической физики* **148**(6 (12)), 1198 (2015).
- [9] G. Mie, Leipzig, *Ann. der Phys.* **330**, 377 (1908).

Поступила в редакцию 7 декабря 2018 г.

После доработки 7 декабря 2018 г.

Принята к публикации 22 января 2019 г.