

УДК 621.315.592

## ВЛИЯНИЕ ТУННЕЛИРОВАНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В АСИММЕТРИЧНЫХ СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

А. В. Квит, А. Л. Карузский, В. Н. Мурзин, А. В. Пересторонин

*Методами низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) исследованы процессы релаксации и перераспределения неравновесных носителей заряда в асимметричных квантово-размерных структурах. Обнаружен эффект "узкого горла" и ступенчатые особенности в спектрах возбуждения ФЛ, обусловленные взаимодействием электронных состояний и интерференцией волновых функций в квантовых ямах и барьерах.*

Исследование полупроводниковых структур, состоящих из асимметричных квантовых ям, представляет большой интерес в связи с возможностью управления их оптическими и электрооптическими свойствами путем перераспределения волновых функций с помощью внешних воздействий [1]. Эта задача не является простой из-за интерференции волновых функций, приводящей к изменению энергетического спектра и сложному характеру распределения волновых функций как в самих квантовых ямах, так и в области барьеров [2].

В данной работе методами низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) исследовались процессы релаксации и перераспределения неравновесных носителей заряда в асимметричных структурах с квантовыми ямами, выращенных на основе  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  ( $x = 0,3$ ) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолированных подложках  $GaAs$  [3]. Исследованы структуры со слабой электронной связью, имеющие квантовые ямы шириной 70, 80, 95 Å, разделенные широкими барьерами (200 Å), и структуры с сильной электронной связью с квантовыми ямами шириной 65, 70, 80 Å, разделенными барьерами шириной соответственно 20 и 30 Å. Структуры

отделялись от защитного верхнего слоя ( $i^+$ -GaAs, 100 Å) и от подложки граничными барьерами 200 Å ( $i$ -Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As,  $x = 0,25$ ). Изучались спектры ФЛ, спектры возбуждения ФЛ, кинетика ФЛ и зависимости интенсивности линий ФЛ от уровня возбуждения при температурах 4,2 и 77 К. Измерения спектров ФЛ проводились на автоматизированной установке с использованием спектрометра ДФС-24, фотоэлектронного умножителя с фотокатодом S1, работающего в режиме счета фотонов, при оптическом возбуждении излучением He-Ne лазера (632,8 нм, мощность 5 мВт, диаметр пятна 2 мм) и импульсного Cu<sup>+</sup> лазера (551 нм, средняя мощность 0,4 Вт, длительность импульса 10 нс,  $f = 10$  кГц). Перестраиваемое оптическое возбуждение при исследовании спектров возбуждения ФЛ обеспечивалось монохроматором МДР-3.

В обоих типах структур зарегистрированы спектрально разрешенные линии ФЛ, отвечающие отдельным квантовым ямам (рис. 1). Спектр структур с сильным взаимодействием, как видно из рисунка 1, кривые а и б, представлен интенсивной линией ФЛ, соответствующей рекомбинации электронов и дырок с нижнего уровня размерного квантования в наиболее широкой из квантовых ям. При температуре 4,2 К (рис. 1б) энергия этой полосы излучения равняется 1,561 эВ, а при температуре 77 К (рис. 1а) – 1,558 эВ. При температуре 77 К, кроме того, проявляются переходы с нижнего уровня размерного квантования в других квантовых ямах (1,57 и 1,58 эВ). В случае структур с "изолированными" квантовыми ямами хорошо видны линии ФЛ, соответствующие всем трем квантовым ямам, как при 77 К (1,549, 1,559 и 1,568 эВ – рис. 1в), так и при 4,2 К (1,556, 1,567 и 1,575 эВ – кривая г). Небольшой сдвиг линий ФЛ при 4,2 К в сторону меньших энергий (примерно на 5 – 7 мэВ) по сравнению с теоретическими оценками энергии уровня размерного квантования свидетельствует о том, что рекомбинация в этом случае идет через экситонные состояния [4].

Особенностью зарегистрированных спектров ФЛ является то, что вопреки ожиданиям, линия ФЛ (1,549 эВ, 77 К), отвечающая переходам в наиболее широкой квантовой яме в слабо связанной структуре, оказывается наименее интенсивной (рис. 1 и 2). Эта особенность, проявляющаяся при температуре 77 К, находит отражение и в зависимостях ФЛ от уровня возбуждения (рис. 3). Из рисунка видно, что в отличие от других линий, интенсивность которых возрастает с накачкой примерно пропорционально мощности накачки ( $\log I = \gamma \log G$ , где  $\gamma \simeq 1$ ), интенсивность линии ФЛ, отвечающей наиболее широкой яме, изменяется гораздо быстрее, почти квадратично, вплоть до некоторого значения  $G$ , начиная с которого все зависимости сближаются. Обнаруженный эффект наблюдается только при достаточно высокой температуре (77 К). При 4,2 К

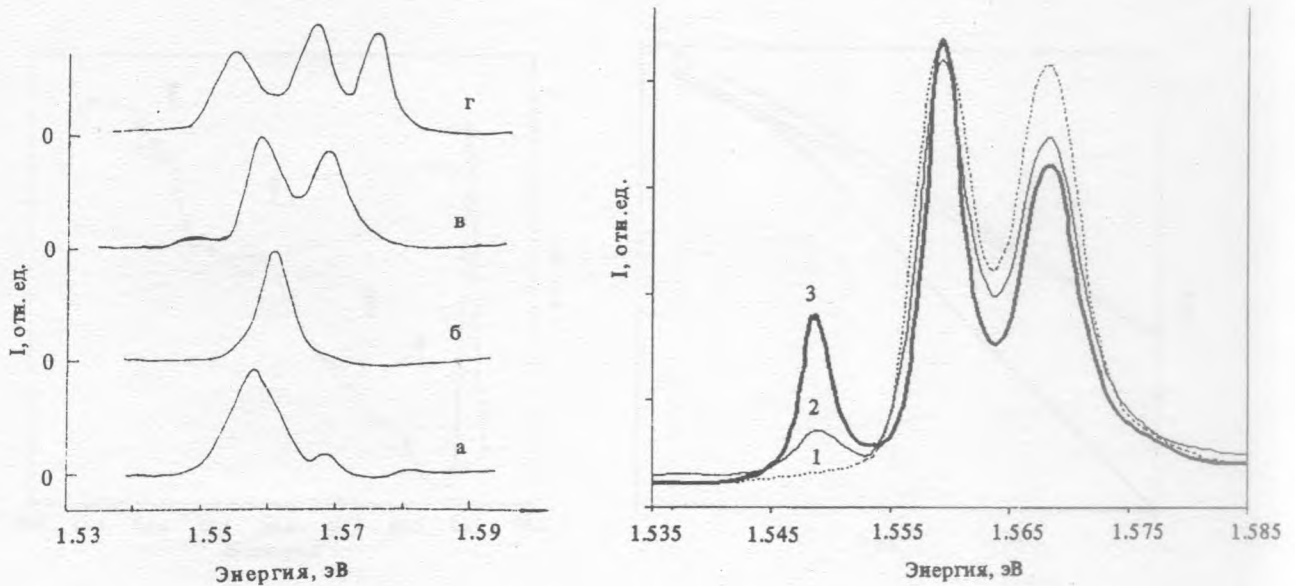


Рис. 1. Спектры ФЛ в асимметричных квантово-размерных структурах с сильной связью (а и б) и слабой связью (в и г), измеренные при 4,2 К (б и г) и при 77 К (а и в). Кривые смещены по оси ординат, деления соответствуют нулевой интенсивности.

Рис. 2. Спектры ФЛ в структуре со слабой связью, измеренные при различных уровнях оптического возбуждения при 77 К: 0,01 Вт/см<sup>2</sup> (1), 0,1 Вт/см<sup>2</sup> (2) и 1 Вт/см<sup>2</sup> (3).

зависимости  $\log I(G)$  для всех квантовых ям в невзаимодействующей структуре имеют примерно одинаковый вид и так же, как в случае взаимодействующей структуры, подчиняются обычному закону  $\log I \simeq \log G$ .

В спектрах возбуждения ФЛ, как видно из рис. 4, помимо обычно наблюдаемого резкого порога при  $\simeq 1,9$  эВ, что соответствует ширине запрещенной зоны материала барьера  $\epsilon_g(\text{AlGaAs}) = 1,9$  эВ [5], обнаружена структура в виде ряда ступенек при 1,70, 1,74, 1,81 эВ, которая не связана с переходами между нижними основными уровнями в квантовых ямах. Эта структура наблюдается особенно отчетливо в случае образцов с сильным взаимодействием электронных состояний в соседних квантовых ямах.

Обнаруженные особенности в спектрах возбуждения ФЛ и зависимостях интенсивности ФЛ от уровня возбуждения могут быть объяснены, исходя из энергетического строения и характера распределения плотности волновых функций электронов в асимметричных квантово-размерных структурах. Зарегистрированное отклонение зависимостей  $\log I(G)$  от линейной для некоторых из квантовых ям в слабовзаимодействующей



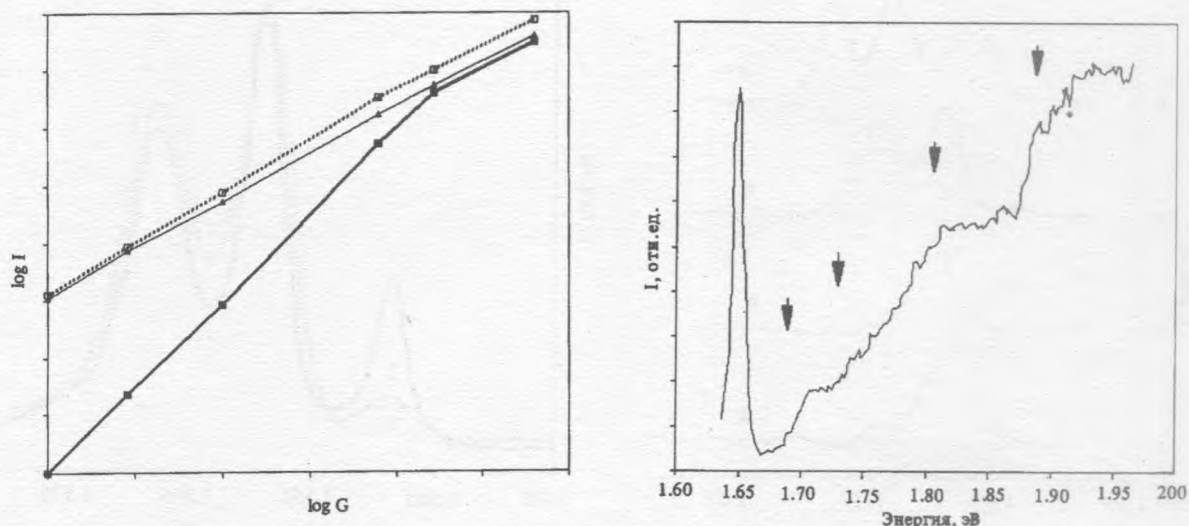


Рис. 3. Зависимости интенсивности линий ФЛ от интенсивности возбуждения для квантовых ям различной ширины, измеренные в структуре со слабой связью при 77 К. ■ — 95 Å, ■ — 80 Å, Δ — 70 Å.

Рис. 4. Спектры возбуждения ФЛ в структуре с сильной электронной связью, измеренные при 77 К. Стрелками обозначены особенности в спектре (см. текст).

ших структурах, очевидно, не связано с наличием какого-либо сорта ловушек. Трудно его объяснить и особенностями процессов туннелирования в системе, так как прозрачность барьеров в этих образцах (200 Å) слишком мала ( время туннелирования больше времени рекомбинации) [6, 7].

Поскольку генерация неравновесных носителей заряда в структурах происходит преимущественно в области барьеров, более естественно предположить, что времена захвата носителей в квантовые ямы оказываются различными для разных квантовых ям. Существенная роль в этом отношении может принадлежать высшим возбужденным состояниям размерного квантования [8, 9]. В этом случае, когда верхний из уровней приближается к дну зоны проводимости в барьере, электрон, попадающий на такой уровень, не обязательно сваливается на дно ямы, но может за счет теплового возбуждения вернуться обратно в область барьера. Это означает, что "горло" такой ямы оказывается несколько уже для неравновесных электронов, чем в случае других квантовых ям. Нетрудно показать, что именно такая ситуация, как следует из простейшего

теоретического анализа, соответствует квантовой яме шириной 90 – 100 Å [8]. В сильно связанных структурах такого рода эффекты не могут играть существенной роли, так как характерные времена туннелирования значительно меньше времени жизни неравновесных носителей [4, 6, 7, 10 – 13].

Наличие возбужденных состояний размерного квантования в ямах, видимо, является причиной и обнаруженной структуры спектров возбуждения ФЛ. Как показывают теоретические оценки, выполненные с учетом интерференции волновых функций, особенности при 1,70 и 1,74 эВ в спектрах возбуждения ФЛ, в принципе, могут быть отнесены за счет межзонных переходов электронов с дырочных уровней на возбужденные электронные уровни в квантовых ямах (два верхних возбужденных уровня системы). Однако в большей мере ответственными за эти особенности, видимо, являются межзонные переходы в области барьеров, отвечающие возбуждению электронов из валентной зоны  $AlGaAs$  в хвосты плотности состояний, соответствующих уровням размерного квантования в квантовых ямах (в данном случае, обобщенной системе уровней квантовых ям). В структурах с барьерами в 20 – 30 Å делокализация электронных волновых функций на уровнях размерного квантования оказывается значительной. Вероятность нахождения электрона  $|\psi|^2$  в барьере достигает десятков процентов от вероятности нахождения электрона в самих квантовых ямах. В рамках этих предположений удастся удовлетворительно объяснить все наблюдаемые особенности спектров ФЛ возбуждения в исследованных структурах.

В заключение следует отметить еще один результат, относящийся к кинетике ФЛ в асимметричных структурах с взаимодействующими квантовыми ямами. Зарегистрированные времена быстрого спада интенсивности линий ФЛ оказались обычными: при 77 К в структурах со слабым взаимодействием 6 – 7 нс, в структурах с сильным взаимодействием 1 – 2 нс (при 4,2 К значительно меньше). Однако в измерениях, выполненных при 77 К, была обнаружена дополнительная долгоживущая компонента с длительностью 200 нс. Она не наблюдается в структурах с изолированными квантовыми ямами и напрямую не связана с примесями, ловушками или особенностями туннелирования неравновесных носителей, которое характеризуется в таких структурах гораздо меньшими временами [4 – 13]. Природа этой компоненты пока не ясна. Не исключено однако, что ее появление непосредственно связано с асимметрией структур, которая в принципе может приводить к пространственному разделению электронов и положительно заряженных ионизированных донорных примесей в крайних квантовых ямах на последней стадии рекомбинации. Установление электронейтральности в структуре, например, за

счет термоионизации более глубокой акцепторной примеси и перераспределения дырок с последующей рекомбинацией в области преобладания электронов, как показывают оценки, может характеризоваться весьма значительными временами.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (тема 93-02-17261) и Международного научного фонда (грант N МН 3000). Авторы благодарны В. И. Кадушкину, Ю. А. Ефимову, Ю. А. Алещенко, Н. Н. Мельнику за изготовление структур и помощь при изучении их свойств.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Leo K., Shah J., Gobel E. O., Gordon J. P., Schmitt-Rink S., *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, B394 (1992).
- [2] Smith D. L., Mailhiot C., *Rev. Modern Phys.*, **62**, 173 (1990).
- [3] Кадушкин В. И., Шангина Е. Л. и др., *ФТП*, **27**(8), 1311 (1993), *ФТТ*, **35**(7), 1755 (1993).
- [4] Herberle A. P., Ruhle W. W., Alexander M. G. W., Kohler K., *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, B421 (1992).
- [5] Colocci M., Martinez-Pastor J., Gurioli M., *Phys. Rev.*, **B**, **48**(11), 8089 (1993).
- [6] Alexander M., Nido M., Ruhle W. W., Sauer R., Ploog K., Kohler K., Tsang W. T., *Solid State Electronics*, **32**(12), 1621 (1989).
- [7] Clerot F., Deveaud B., Chomette A., Regreny A., Sermage B., *Solid State Electronics*, **32**(12), 1201 (1989).
- [8] Mishima T., Kasai J., Morioka M., Sawada Y., Murayama Y., Katayama Y., Shiraki Y., *Proc. 2nd Int. Conf. on Modulated Semicond. Structures, Kyoto, 1985*, p. 181.
- [9] Educato J. L., Bailey D. W., Sudy A., Hess K., Leburton J. P., *Solid State Electronics*, **32**(12), 1615 (1989).
- [10] Kuhl J., Strobel R., Eccleston R., Kohler K., *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, B418 (1992).
- [11] Kuroyanagi K., Sawaki N., Takatsuka T., Akasaki I., Kowakami T., Goto H., *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, B424 (1992).
- [12] Ishida A., Okuno E., Goto H., Akasaki I., Suzuki T., Itoh H., Nara K., *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, B427 (1992).

- [13] Leo K., Shah J., Gobel't E., Gordon J. P., Schmitt-Rink S.,  
Semicond. Sci. Technol., 7, B394 (1992).

Поступила в редакцию 7 июня 1994 г.