

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ ВТОРОГО ТИПА

*А.Н.Баранов, А.А.Гусейнов, А.А.Рогачев, А.Н.Титков,  
В.Н.Чебан, Ю.П.Яковлев*

Обнаружена локализация фотоэлектронов в двумерной потенциальной яме на гетерогранице второго типа в системе  $p\text{-GaInAsSb} - p\text{-GaSb}$ . Показано, что энергия локализации электронов в яме определяется уровнем легирования узкозонного слоя и увеличивается при его снижении. Заселенность ямы немонотонно зависит от температуры, проходя через максимум в области 20 – 50 К. Обнаружено сильное влияние на заселенность ям внешнего магнитного поля параллельного гетерогранице.

В полупроводниковых структурах на гетерогранице второго типа разрывы зон проводимости и валентной имеют одинаковый знак. Это приводит к необычной ситуации, когда по разные стороны от гетерограницы возникают самосогласованные потенциальные ямы, локализирующие носители разного знака, т.е. гетерограница разделяет электроны и дырки. Энергетическая схема такой гетерограницы на примере изотипного  $p - p$ -гетероперехода приведена на рис. 1. Глубина возникающих ям определяется величинами разрывов энергетических зон (в данном случае валентной зоны) и может во много раз превосходить  $kT$ . В структурах с достаточно резкой гетерограницей такие ямы должны являться эффективными каналами сбора и рекомбинации неравновесных носителей.

В настоящей статье сообщается о первом наблюдении локализации и рекомбинации электронов в двумерной потенциальной яме на гетерогранице второго типа на примере структуры  $p\text{-Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As}_{0,18}\text{Sb}_{0,82} - p\text{-GaSb}$ . Структуры приготавливались методом жидкофазной эпитаксии слоев  $p\text{-GaInAsSb}$ , различно легированных акцепторной примесью германия, на нелегированной подложке  $p\text{-GaSb}$  (111)В. Концентрация собственных акцепторов в  $p\text{-GaSb}$  составляла  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а уровень легирования слоя  $\text{GaInAsSb}$  менялся в пределах  $p = 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Возбуждение структур осуществлялось со стороны слоя  $\text{GaInAsSb}$ , имевшего толщину 1,5 мкм, линией He – Ne-лазера с энергией кванта 0,815 эВ.

На рис. 2а и б приведены спектры люминесценции структур с разными уровнями легирования слоя  $\text{GaInAsSb}$ . При выбранных уровнях легирования состояния мелкого акцептора германия являются вырожденными и сливаются с валентной зоной. Поэтому в спектрах следовало ожидать присутствия только одной полосы, отвечающей межзонным переходам в узкозонном слое  $\text{GaInAsSb}$ . На самом деле, наряду с межзонной полосой А в спектре обнаруживается еще одна полоса, смещенная в сторону меньших энергий. При увеличении плотности возбуждения смещение новой полосы относительно полосы А уменьшается. Отмеченные обстоятельства позволяют связать происхождение новой полосы с локализацией фотоэлектронов в потенциальной яме на гетерогранице. Возникающий в этом случае двумерный характер электронных состояний был непосредственно подтвержден в экспериментах во внешнем магнитном поле. Оказалось, что смещение максимума новой полосы в поле существенно зависит от ориентации поля относительно гетерограницы (см. рис. 3). При перпендикулярной ориентации максимум полосы смещается в сторону больших энергий линейно с полем, а при параллельной заметного смещения не наблюдается. В то же время максимум полосы А испытывает одинаковый и больший сдвиг при обеих ориентациях поля.

Дополнительным свидетельством локализации электронов в яме на гетерогранице явился обнаруженный эффект подавления новой полосы магнитным полем параллельным гетерогранице (см. рис. 2а и б). Исчезновение новой полосы сопровождается соответствующим разгоранием объемной полосы А. Наблюдаемый эффект мы объясняем замедлением в магнитном поле диффузии электронов к гетерогранице, что уменьшает заселенность приграничной ямы

и соответственно увеличивает концентрацию электронов в объеме слоя GaInAsSb. Важность диффузионного притока электронов для увеличения заселенности ямы непосредственно проявилась в температурной зависимости интенсивности новой полосы. Увеличение температуры от 2 К до 20 – 50 К приводило к разгоранию новой полосы в несколько раз, тогда как интенсивность полосы *A* снижалась. Разгорание новой полосы естественно объяснить ростом с температурой подвижности и, соответственно, длины диффузии электронов. При больших температурах начинала падать интенсивность и новой полосы.

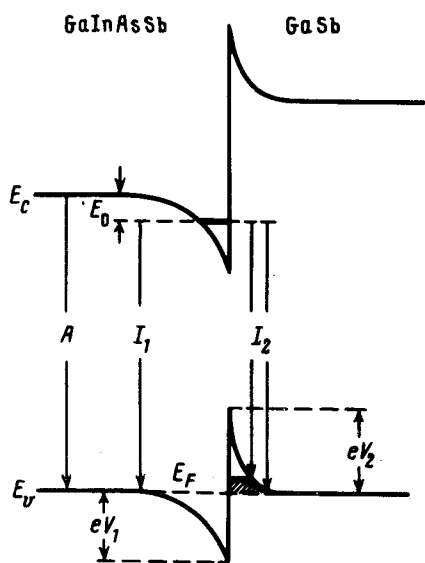


Рис. 1. Схема энергетических зон и рекомбинационных переходов на гетерогранице второго типа изотипной *p-p*-гетероструктуры

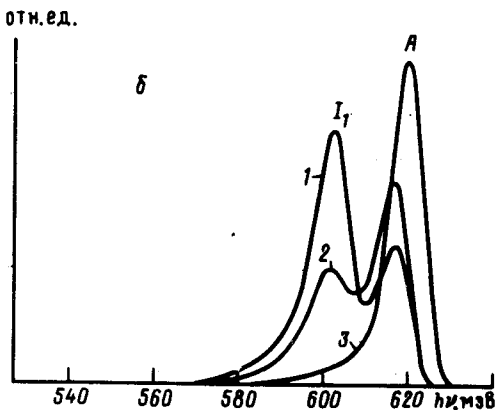
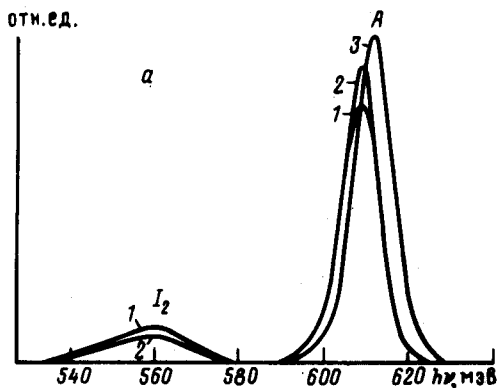


Рис. 2

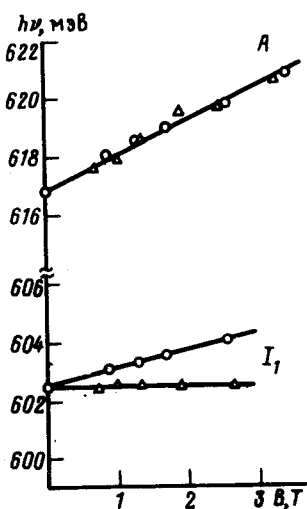


Рис. 3

Рис. 2. Спектры люминесценции при 4,2 К структур  $p\text{-Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As}_{0,18}\text{Sb}_{0,82}$  –  $p\text{-GaSb}$  с уровнями легирования слоя GaInAsSb  $p = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (а) и  $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (б): 1 – в отсутствии магнитного поля, 2 –  $B = 0,3 \text{ Т}$ , 3 –  $B = 3 \text{ Т}$ . Плотность возбуждения  $10 \text{ мВт/см}^2$

Рис. 3. Смещение в магнитном поле полос люминесценции в спектре на рис. 2 б:  $\circ$  – поле перпендикулярно гетерогранице,  $\Delta$  – поле параллельно гетерогранице

Мы провели оценку энергии локализации электронов в приграничной потенциальной яме. На границе исследовавшейся изотопной  $p$  -  $p$ -структуры образуется двойной заряженный слой, состоящий из квазидвумерного слоя дырок со стороны GaSb и области объемного заряда акцепторов в слое GaInAsSb. Из условия постоянства уровня Ферми, считая, что расстояние от уровня Ферми до края валентной зоны много меньше разрыва валентной зоны  $\Delta$  (согласно <sup>1</sup> принималось, что  $\Delta = 0,15$  эВ), имеем

$$eV_1 + eV_2 = \Delta,$$

$$eV_2 = 2,36 \left( \frac{\hbar^2}{2m_h} \right)^{1/3} \left( \frac{4\pi e^2}{\epsilon_1} \sqrt{\frac{\epsilon_1 V_1}{2\pi e}} p \right)^{2/3}. \quad (1)$$

Здесь  $eV_2$  — часть поверхностного изгиба зон, находящаяся в GaSb, вычисленная вариационным методом в приближении Хартри <sup>2</sup>,  $eV_1$  — часть поверхностного изгиба зон, относящаяся к области объемного заряда в слое GaInAsSb. Решая уравнения (1) при подстановке необходимых параметров согласно <sup>3</sup>, мы находили величину  $eV_1$ , которая является глубиной потенциальной ямы электронов в слое GaInAsSb. Положение квантового уровня для электронов в яме  $E_0$  находилось путем численного решения уравнения Шредингера. Таким образом определялось энергетическое смещение новой полосы по отношению к межзонным переходам в объеме слоя GaInAsSb. В частности, при  $p = 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и  $8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> были получены оценки  $E_0$  равные 50 и 10 мэВ, соответственно, что находится в близком согласии с экспериментально наблюдаемыми смещениями на рис. 2а и б. Проведенный расчет приводит к важному качественному выводу об уширении и углублении потенциальной ямы для электронов при снижении уровня легирования узкозонного слоя и, соответственно, о более сильной локализации электронов в яме.

Электроны, локализованные на гетерогранице второго типа имеют возможность рекомбинировать с дырками по обе стороны от нее (см. рис. 1). Рекомбинация с дырками в объеме узкозонного слоя (переходы  $I_1$ ) более вероятна при высоких уровнях легирования слоя, так как при этом, во-первых, возрастает количество дырок и, во-вторых, уменьшается глубина электронного уровня в яме и, соответственно, волновая функция электронов проникает дальше в глубь слоя. Снижение уровня легирования должно приводить к преобладанию рекомбинации электронов с дырками, локализованными в самосогласованной яме по другую сторону от гетерограницы (переходы  $I_2$ ). Нам представляется, что спектры на рис. 2а и б относятся к этим двум разным случаям. На рис. 2б новая полоса и полка А имеют одинаковые полуширину и форму, что должно быть характерно для переходов  $I_1$ . На рис. 2а новая полоса вдвое шире полосы А, что может быть связано с более широким энергетическим распределением локализованных дырок, проявляющимся в случае переходов  $I_2$ .

#### Литература

1. Nakao M., Yashida S. Sol. St. Comm., 1984, 49, 663.
2. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем, М.: Мир, 1985.
3. Landolt-Börnstein Tables, 7a. Ed. by O.Madelung, M.Schilz and H.Weiss, Berlin, 1982.