

КВАЗИДВУМЕРНЫЕ И ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭКСИТОНЫ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*А.М.Васильев, Н.Н.Леденцов, П.С.Копьев, Б.Я.Мельцер,
И.Н.Уральцев, Д.Р.Яковлев*

Обнаружено, что фотовозбужденные внутри квантовых ям электроны и дырки релаксируют раздельно, и образование квазидвумерных экситонов происходит из термализованных носителей. При надбарьерном возбуждении образуются делокализованные экситоны, которые эффективно собираются в квантовые ямы и обусловливают интенсивное излучение квазидвумерных экситонов.

Исследовалась при $T = 1,6$ К люминесценция периодических полупроводниковых структур $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Структуры состояли из 100 слоев GaAs, заключенных между слоями $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ толщиной 8 нм. Набор исследованных ширин квантовых ям составлял 7,5 – 12 нм. Специального легирования структур не проводилось, GaAs и AlGaAs имели проводимость *p*-типа.

Спектр электронных состояний в квантовых ямах полностью определяется эффектами размерного квантования, т. е. уровни энергии носителей зависят от их масс m^* , ширины L_z и глубины квантовой ямы. Характерный для структур с квантовыми ямами (СКЯ) ступенчатый ход плотности состояний, который впервые был обнаружен в спектре поглощения¹, отчетливо проявляется в спектре возбуждения люминесценции исследованных структур (см. рис. 1, *a*). Наблюдаются три ступеньки плотности состояний, соответствующие переходам между подзонами размерного квантования электронов и дырок с $n = 1, 2, 3$, и начинающиеся с экситонных пиков. В начале первой ступеньки отчетливо проявляются линии экситонов с участием тяжелой и легкой дырок, стрелкой показана ширина запрещенной зоны твердого раствора, т. е. граница дискретного спектра квантовых ям.

Спектр люминесценции СКЯ зависит от интенсивности возбуждающего света (см. рис. 2). При минимальных уровнях возбуждения наряду с линией экситона с участием тяжелой дырки наблюдаются длинноволновые линии, связанные с переходом электрона из первой подзоны на акцептор, расположенный в центре квантовой ямы (рис. 2, кривая 3) или в интерфейсе (рис. 2, кривая 2)². При увеличении уровня возбуждения примесная люминесценция насыщается, и в спектре доминирует линия излучения экситона с участием тяжелой дырки. На ее коротковолновом крыле проявляется рекомбинация экситона с участием легкой дырки (рис. 2, кривая 1). Положение этих линий излучения зависит от ширины квантовых ям, при их сужении от 12 до 7,5 нм происходит смещение наблюдаемого спектра на 30 мэВ в сторону высоких энергий, что отражает поведение состояний размерного квантования носителей.

Мы обнаружили, что происходит перераспределение относительных интенсивностей линий примесной и собственной рекомбинации в СКЯ при изменении частоты возбуждающего света, а именно, при переходе от внутридвумерного к надбарьерному возбуждению. Так, при минимальных плотностях возбуждения с $\hbar\omega_{\text{возб}} = 1,92$ эВ линия экситонной люминесценции едва различима на фоне примесной полосы, а при $\hbar\omega_{\text{возб}} = 2,41$ эВ экситонное излучение превосходит примесное по пикивой интенсивности при любых уровнях возбуждения (см. рис. 2). Поскольку интегральная интенсивность излучения при данном уровне возбуждения практически не зависит от энергии возбуждающего кванта, и изменение относительных интенсивностей наблюдается в широком интервале плотностей возбуждения $10^{-4} - 1 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ — этот эффект нельзя связать ни с уходом носителей, ни с их перераспределением между квантовыми ямами. Эффект обнаружен как при возбуждении и наблюдении люминесценции в направлении, перпендикулярном к плоскости слоев, так и в обеих девяностоградусных ге-

ометриях, т. е. при возбуждении вдоль слоев и наблюдении перпендикулярно к ним и наоборот. Следовательно, он не зависит от геометрии возбуждения и наблюдения люминесценции. Объяснение эффекта следует искать в кинетике экситонов и носителей в СКЯ.

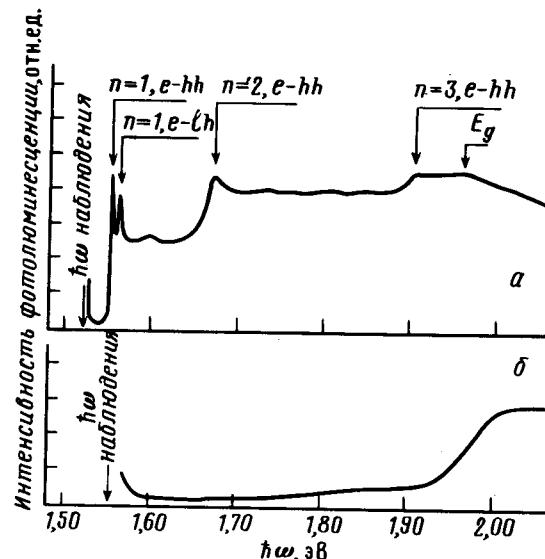


Рис. 1

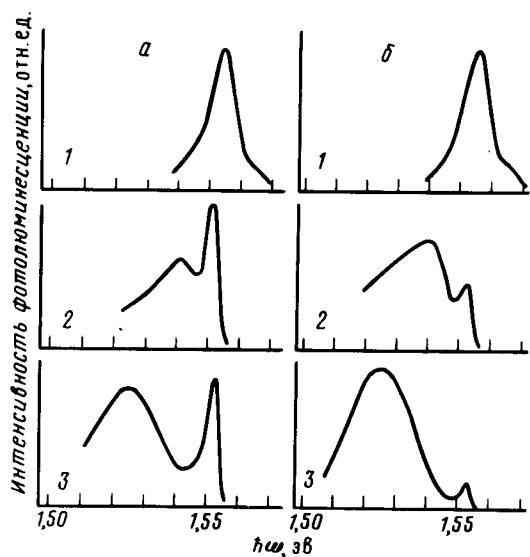


Рис. 2

Рис. 1. Спектры возбуждения люминесценции СКЯ с $L_z = 10,5$ нм при плотности возбуждения 10^{-4} Вт·см⁻² и $T = 1,6$ К и $\hbar\omega_{набл} = 1,524$ эВ - а, б - $1,552$ эВ

Рис. 2. Спектры люминесценции СКЯ с $L_z = 10,5$ нм при плотностях возбуждения: 1 - $5 \cdot 10^2$, 2 - $5 \cdot 10^{-2}$, 3 - 10^{-4} Вт·см⁻²; при $\hbar\omega_{возб}$ а - 1,92, б - 2,41 эВ

На рис. 1, б представлен спектр возбуждения линии излучения экситона с участием тяжелой дырки. Этот спектр кардинально отличается от спектра возбуждения люминесценции, обусловленной рекомбинацией электронов на акцепторе в квантовой яме (рис. 1, а). При внутридягманом возбуждении, $\hbar\omega_{возб} < E_g$, образования квазидвумерного экситона не происходит. Созданные светом носители термализуются отдельно, давая вклад в излучение примесной линии. Линии квазидвумерного экситона начинают наблюдаваться при небольших интенсивностях возбуждающего света, когда происходит насыщение примесного перехода (рис. 2, кривая 1). Этот факт свидетельствует о том, что при внутридягманом возбуждении квазидвумерный экситон образуется только из термализованных носителей. При подходе частоты возбуждающего света к верхней границе квантовой ямы интенсивность экситонной люминесценции начинает возрастать, достигая наибольших значений при переходе в сплошной спектр СКЯ.

Приведенные экспериментальные данные показывают, что при надбарьерном возбуждении образуются делокализованные экситоны, которые наряду со свободными носителями эффективно собираются в квантовые ямы. Под делокализованными экситонами мы будем понимать экситоны, у которых по крайней мере один из носителей не захвачен потенциалом ямы. Энергия связи таких экситонов определяется, главным образом, кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой, в отличие от квазидвумерных экситонов, чья энергия связи зависит прежде всего от степени локализации носителей в квантовой яме. В случае сильного квантования, когда движение электрона становится двумерным, она равна $4R_0$, где R_0 - энергия связи трехмерного экситона. В нашем случае энергия связи квазидвумерного экситона составляет $2,3 R_0$.

Образование делокализованных экситонов можно предположить, если принять во внимание квантовые эффекты в сплошном спектре СКЯ. Методом псевдопотенциала ³, а также в

расчете коэффициента пропускания для частиц, движущихся перпендикулярно к плоскости слоев ⁴, показано, что в сплошном спектре СКЯ существуют электронные состояния с преимущественной локализацией в области барьера. Экситон, образованный с участием такого электронного состояния, описывается делокализованной по отношению к яме волновой функцией, сильно проникающей в область барьера. Свидетельство существования именно таких экситонных состояний, как мы полагаем, получено в спектрах резонансного комбинационного рассеяния, где наблюдались оба типа оптических фононов, принадлежащих GaAs и AlGaAs ⁵.

Эффект, обнаруженный нами, является доказательством существования двух типов экситонов в СКЯ — один из которых связывается потенциалом квантовой ямы и короткодействующей частью кулоновского взаимодействия (квазидвумерный), другой определяется, главным образом, кулоновским взаимодействием (делокализованный экситон).

В заключение, авторы выражают признательность за постоянный интерес к работе Ж.И.Алферову, А.А.Кашлянскому, В.И.Сафарову, а также В.А.Киселеву, С.А.Пермогорову и Ал.Л.Эфросу за полезные обсуждения.

Литература

1. Dingle R. Festkörperprobleme XV, 1975, Ed. by Queisser, Stuttgart, p. 21.
2. Masselink W.T., Chang Y.-C., Morkoc H. J. Vac. Sci. Technol. B, 1984, 2, 376.
3. Jaros M., Wong K.B. J. Phys. C: Solid State Phys., 1984, 17, L765.
4. Bastard G. Phys. Rev. B., 1984, 30, 3547.
5. Zucker J.E., Pinczuk A., Chemla D.S., et al. Phys. Rev. B, 1984, 29, 7065.