

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ НАКАЧКИ НА ПРОЦЕССЫ МИГРАЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Л.Г. Суслина, А.Г. Арешкин, В.Г. Мелехин, Д.Л. Федоров

Обнаружено смещение максимума люминесценции локализованных экситонов с интенсивностью накачки в спектре твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}S$, которое интерпретируется как спектроскопическое проявление миграции электронных возбуждений.

В твердых растворах полупроводников (ТРП) A_2B_6 флуктуации концентраций приводят к образованию набора потенциальных ям, способных локализовать экситоны. Неоднородный контур локализованных экситонных состояний (ЛЭС) проявляется в спектре в виде дополнительного длинноволнового уширения экситонной линии поглощения. Коротковолновая часть этой линии уширена однородно из-за нарушения закона сохранения импульса для делокализованных экситонных состояний¹⁻⁵.

В спектре излучения ЛЭС проявляются в виде отдельной линии люминесценции (I_L). Линия I_L в спектре кристаллов $Zn_xCd_{1-x}S^4$ с $0 < x < 0,15$ расположена между резонансной частотой $n = 1A$ экситона и линией люминесценции экситонного комплекса I_2 (экситон, связанный на нейтральном доноре) – рис.1. Основные особенности линии I_L : 1) стоков сдвиг относительно максимума поглощения $n = 1A$ и его зависимость от концентрации x ; 2) плавное коротковолновое смещение при повышении температуры – являются спектроскопическим проявлением процессов передачи возбуждений ЛЭС⁴.

В этой работе представлены результаты исследования нового нелинейного явления в оптике ТРП, обусловленного процессами диффузии возбуждений ЛЭС – зависимости спектра люминесценции ЛЭС от уровня возбуждения J_B . Обнаруженное смещение максимума I_L с J_B связывается с дисперсией излучательных времен жизни⁶ и плотности состояний^{2,5} для неоднородного контура излучения ЛЭС при учете миграции возбуждений.

Спектры люминесценции кристаллов $Zn_xCd_{1-x}S$ с концентрациями $0 < x < 0,15$ при $T = 2$ К возбуждались с помощью He – Cd ($\lambda_{\text{возб.}} = 441,6$ нм) лазера с максимальной мощностью 10 мВт при фокусировке пучка лазера в пятно диаметром 0,1 – 0,15 мм. Максимальная мощность накачки (поток фотонов на площадь поверхности $1 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$) составляла $f = 3 \cdot 10^{20}$ фотонов $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Изменение интенсивности возбуждающего света обеспечивалось применением калиброванных нейтральных фильтров.

Было обнаружено, что интенсивность возбуждающего света J_B оказывает существенное влияние на спектр люминесценции кристаллов $Zn_xCd_{1-x}S$ ¹). Повышение J_B приводит к: 1) сдвигу линии I_L в коротковолновую сторону спектра к линии экситонного резонанса $n = 1A$ (рис.2) и 2) перераспределению интенсивности излучения между двумя линиями I_2 и I_L : если при малых J_B в спектре преобладает линия I_L (что позволяет анализировать ее контур и полуширину), то при больших J_B интенсивность люминесценции изменяется в пользу I_2 (рис.1), что свидетельствует о разной зависимости интенсивности линий I_2 и I_L от J_B . Как показывают исследования, зависимость интегральной интенсивности I_2 от J_B является линейной (или слабо сверхлинейной). Интенсивность же линии I_L зависит от J_B всегда слабее, чем I_2 ; она близка к сублинейной. Оба экспериментальных факта (1 и 2) являются спектроскопическим проявлением переноса энергии ЛЭС в ТРП.

Обнаруженный сдвиг линии излучения I_L с интенсивностью накачки следует рассматривать как нелинейный процесс, который может проявляться при достаточно высокой интенс-

1) В этих опытах можно было не учитывать изменения температуры образца, поскольку линии I_2 при вариации J_B не испытывала смещения.

ности накачки, когда общее число состояний N , между которыми осуществляется миграция, не сильно отличается от числа состояний n , возбуждаемых светом. Учет нелинейности (т.е. членов, пропорциональных параметру накачки $\lambda = n/N$) существенен при рассмотрении систем с неоднородным уширением ²⁾ при больших интенсивностях накачки, а также при низкой температуре в случае быстрой миграции ⁹⁾.

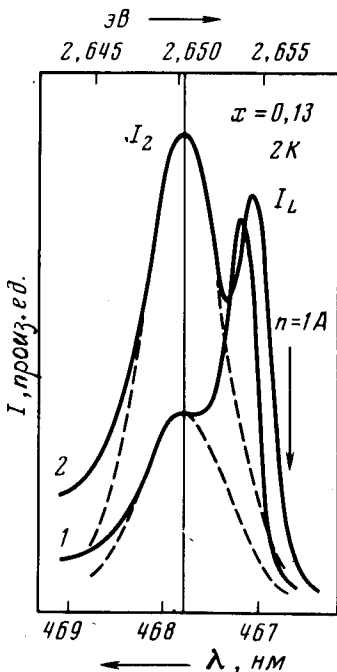


Рис. 1. Спектры люминесценции кристаллов $Zn_{0,13}Cd_{0,87}S$ ($T = 2K$), полученные при разной интенсивности возбуждающего света J_B . J_B для спектра 2 на 2,6 порядка выше, чем для спектра 1. Разделение контуров I_L и I_2 проводилось с учетом того, что I_2 имеет симметричный гауссовый контур (пунктир)

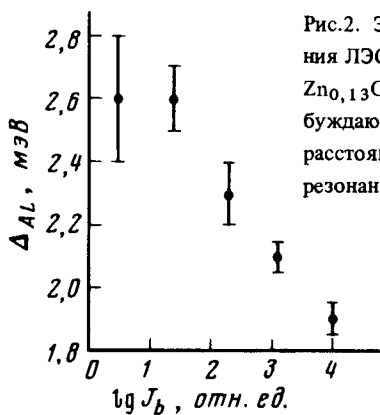


Рис. 2. Зависимость сдвига линии излучения ЛЭС I_L в спектре кристаллов $Zn_{0,13}Cd_{0,87}S$ от интенсивности возбуждающего света J_B , $T = 2K$. ΔAL — расстояние (в мэВ) от экситонного резонанса $n = 1 A$

Как показывают оценки, экспериментальная ситуация для возбуждения ЛЭС при больших J_B в системе ТРП $Zn_xCd_{1-x}S$ близко соответствует нелинейному режиму, когда число N возможных ЛЭС, определяемое их плотностью состояний, становится сравнимым с числом n создаваемых лазерной накачкой экситонных возбуждений. Хвост плотности ЛЭС определяется как ⁵⁾

$$\rho(\epsilon) = 0,1(M/\hbar^2)^{3/2} \frac{|\epsilon|^{3/2}}{E_0} \exp \{ -(|\epsilon|/E_0)^{1/2} \}, \quad (1)$$

где $M = m_e + m_h$ — трансляционная масса экситона, а E_0 — характерная энергия ³⁾, описывающая спад функции $\rho(\epsilon)$ в ТРП в области отрицательных энергий ϵ . Полагая, что $M = 1,3 m_0$ для ТРП с $x = 0,13$, можно оценить $\rho(\epsilon)$ (число состояний, приходящихся на единичный интервал энергии 1 мэВ в единице объема) в области неоднородного контура ЛЭС ^{4, 5)} при $|\epsilon| = 3$ мэВ:

$$\rho(\epsilon) \approx 10^{17} \text{ мэВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (2)$$

²⁾ Изучение миграции возбуждений ионов редкоземельных элементов в стеклах показало ^{7, 8)}, что параметр λ составляет 10^{-6} , т.е. в этом случае справедливо линейное приближение, и спектр излучения не испытывает сдвига с J_B .

³⁾ Величина E_0 получена из измерений спектров экситонного отражения ³⁾. При этом $\Delta = 14 E_0$, где Δ — полуширина линии поглощения.

Число N возможных ЛЭС в интервале энергий $\Delta \epsilon = 2 \text{ мэВ}$, соответствующих неоднородному контуру I_L ⁴⁾

$$N = \int_{\epsilon}^{\epsilon + \Delta \epsilon} \rho(\epsilon) d\epsilon; \quad N \cong 2 \cdot 10^{17} \text{ состояний см}^{-3}. \quad (3)$$

Оценим теперь концентрацию экситонов, создаваемых при лазерном возбуждении при максимальном значении $f = 3 \cdot 10^{20}$ фотонов $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, используя соотношение

$$n = f \alpha \tau, \quad (4)$$

где τ — время жизни экситона, α — коэффициент поглощения на длине волны возбуждающего света. Полагая, что $\tau \cong 10^{-9} \text{ с}$, $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$, получаем $n = 3 \cdot 10^{16}$ частиц см^{-3} . Сравнивая N и n можно видеть, что они отличаются при максимальном J_B не более, чем на порядок (т.е. параметр $\lambda = 10^{-1}$). Это обстоятельство позволяет найти объяснение сдвигу максимума I_L с интенсивностью возбуждения как процесс заполнения хвоста плотности ЛЭС по мере увеличения J_B . Нелинейный режим возбуждения связан с ограничением миграции при больших J_B , поскольку процесс передачи возбуждения (туннелирование) из одной потенциальной ямы в другую становится затрудненным из-за присутствия большого количества заполненных ям. Данные рис.2 показывают, что в области малых J_B смещения линии I_L с J_B не происходит, что свидетельствует о переходе к линейному режиму возбуждения (как показывают оценки, в этом случае $\lambda \leq 10^{-4}$). При линейном режиме возбуждения число вакантных ям велико, миграция ЛЭС осуществляется беспрепятственно и сдвиг линии I_L (Δ_{AL}) становится максимальным (рис.2).

При рассмотрении перераспределения интенсивности в спектре излучения ТРП при изменении J_B следует учитывать разную природу линий излучения I_2 и I_L ⁴. Вследствие дисперсии излучательных времен жизни ЛЭС ⁶ по неоднородному контуру при сдвиге I_L с J_B происходит изменение интегрального квантового выхода люминесценции I_L , что сказывается на характере зависимости интенсивности I_L от J_B . Теоретический анализ величины сдвига линии I_L (и ее интенсивности) от J_B потребует оценки параметров и кинетики миграции возбуждений ЛЭС в ТРП.

Результаты этих исследований свидетельствуют о принципиальных возможностях ТРП как систем с неоднородным уширением спектра, в которых можно создавать число возбуждений, сравнимое с числом ям, способных локализовать экситоны. Интенсивность накачки позволяет провести селекцию отдельных ЛЭС по спектру при изменении уровня возбуждения и, таким образом, служит одним из методов исследования процессов передачи электронной энергии в ТРП.

Авторы приносят благодарность А.Л.Эфросу, Э.И.Рашба, А.К.Пржевускому за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Алферов Ж.И., Портной Е.Л., Рогачев А.А. ФТП, 1968, 2, 1194.
2. Барановский С.Д., Эфрос А.Л. ФТП, 1978, 12, 2233.
3. Суслина Л.Г., Плюхин А.Г., Федоров Д.Л., Арешкин А.Г. ФТП, 1978, 12, 2238.
4. Арешкин А.Г., Суслина Л.Г., Федоров Д.Л. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 427; Суслина Л.Г., Федоров Д.Л., Арешкин А.Г., Мелехин В.Г. ФТТ, 1983, 25, 3215.
5. Аблязов Н.Н., Райх М.Э., Эфрос А.Л. ФТТ, 1983, 25, 353.

⁴⁾ Эта оценка N , вообще говоря, носит приближенный характер, поскольку зависимость (1) справедлива при $|\epsilon| \gg E_0$.

6. Рашба Э.И. ФТП, 1974, 1241.

7. Грубин А.А., Пржевуский А.К., Трифонов Е.Д., Трошин А.С. ФТТ, 1976, 18, 734.

8. Аванесов А.Г., Басиев Т.Т., Воронько Ю.К., Денкер Б.Н., Максимова Г.В., Мызина В.А., Осико В.В., Федоров В.С. ЖЭТФ, 1983, 84, 1028.

9. Овсянкин В.В., Федоров А.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 199.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

21 ноября 1983 г.
