

## ПЕРЕСТРОЙКА СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ $CdSe$ ПРИ СИЛЬНОМ ЗАМЕДЛЕНИИ ВНУТРИЗОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ

*В.С.Днепровский, В.И.Климов, М.Г.Новиков*

Зарегистрировано гигантское коротковолновое уширение спектра люминесценции электронно-дырочной плазмы (ЭДП) от 690 нм вплоть до лазерной линии накачки (530 нм) при возбуждении  $CdSe$  (80 К) мощными ультракороткими импульсами света. В уширенном спектре проявилась  $B$ -полоса люминесценции, связанная с соответствующей валентной  $B$ -подзоной. Обнаруженное уширение объяснено замедлением внутризонной энергетической релаксации ЭДП до времен, сравнимых с временами рекомбинации.

Основным механизмом внутризонной энергетической релаксации носителей в прямозонных полупроводниках таких, как  $CdS$  и  $CdSe$ , является полярное рассеяние на  $LO$ -фононах. Характерные времена этого процесса менее 0,1 пс, поэтому даже при глубоком межзонном возбуждении, когда избыточная энергия носителей близка к 1эВ, время полной энергетической релаксации казалось бы не должно превышать единиц пикосекунд. Однако, как отмечено в ряде работ <sup>1-5</sup>,

эти времена могут быть значительно большими. В настоящей работе показано, что времена внутризонной энергетической релаксации при высокой концентрации носителей становятся сравнимыми с характерными временами рекомбинации.

Были исследованы пластинчатые кристаллы CdSe (80K) толщиной 40-100 мкм при межзонном возбуждении ультракороткими импульсами (УКИ) излучения второй гармоники неодимового лазера (энергия фотона 2,339 эВ) с длительностью не превышающей 10 пс и энергией  $W = 5 - 30$  мкДж (соответствующие концентрации возбужденных носителей  $n_e > 10^{18} \text{см}^{-3}$ ). При регистрации спектров излучения на щель спектрографа одновременно с изображением возбуждаемой области проецировалось изображение грани кристалла, рассеивающей излучение усиленной люминесценции.

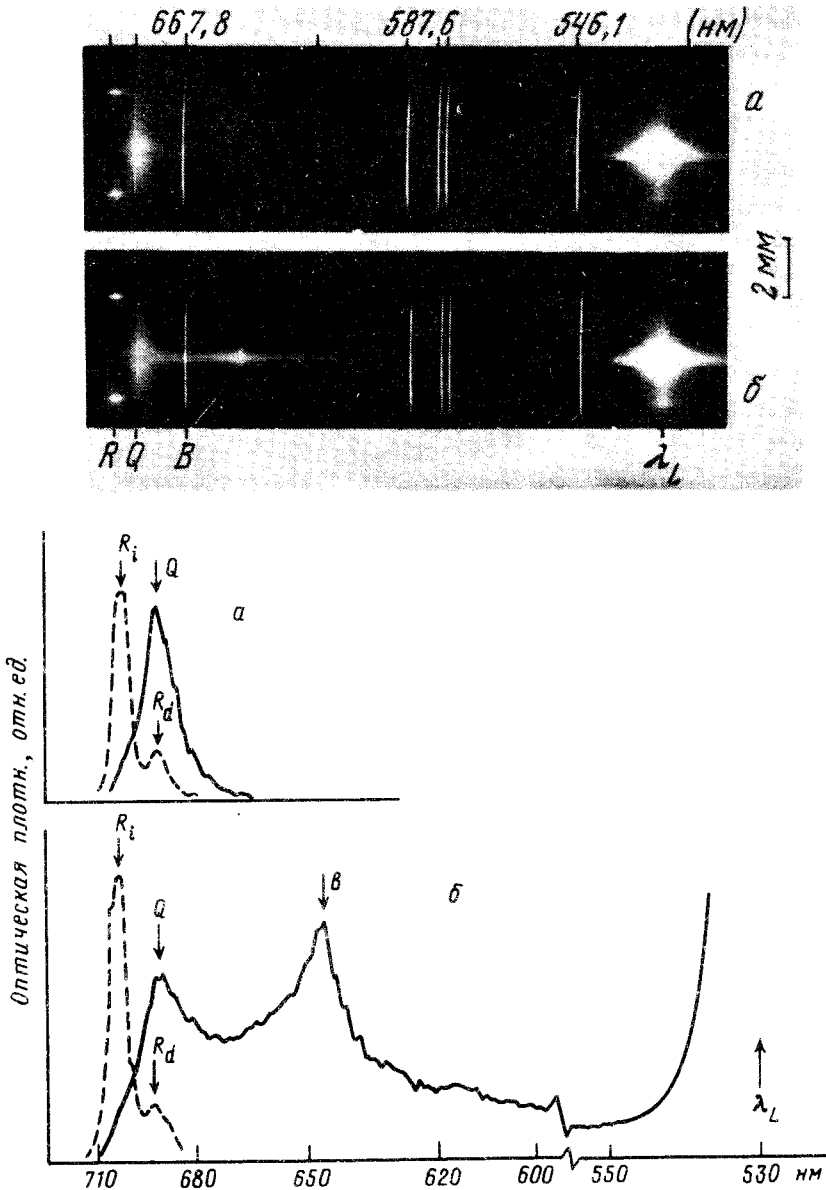


Рис. 1. Спектры люминесценции CdSe (80 K) и их денситограммы при  $W = 13$  мкДж (a) и 30 мкДж (б) (сплошная линия - излучение из области возбуждения, штриховая - излучение усиленной люминесценции, рассеянной на грани кристалла).

При  $W = 13$  мкДж (рис.1 а) наблюдались  $Q$ -полоса (690 нм) спонтанной ( $\lambda = 690$  нм) и  $R$ -полоса стимулированной люминесценции, положение и форма которых хорошо описывались спектрами излучения ЭДП (температура  $T_e = 150$  К,  $n_e = 1,2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>), рассчитанными при учете процессов как прямой, так и не прямой (сопровождающейся испусканием  $LO$ -фонона) рекомбинации носителей<sup>5</sup>. В спектре стимулированной люминесценции отчетливо проявлялись два пика усиления:  $R_i$  (700 нм), связанный с непрямыми переходами, и  $R_d$  (690 нм) - с прямыми (спектральное расстояние между ними ( $25 \pm 3$  мэВ) близко к энергии  $LO$ -фонона в CdSe  $\hbar\omega_{LO} = 26$  мэВ<sup>6</sup>). При увеличении энергии УКИ накачки до 30 мкДж (рис.1 б) в спектре люминесценции происходили сильные изменения, состоящие в появлении "хвоста" излучения, простирающегося практически до линии лазерной накачки и новой  $B$ -полосы люминесценции (644,6 нм), связанной, по-видимому, с рекомбинацией дырок из  $B$ -подзоны валентной зоны, населенность которой становится сравнимой с населенностью  $A$ -подзоны. Этот спектр не может быть описан в предположении существования ЭДП с какой-либо установившейся электронной температурой, а связан, по-видимому, с излучением плазмы, температура которой в ходе рекомбинации меняется от тысяч до сотен кельвинов (в силу большого превышения энергии кванта возбуждения над шириной запрещенной зоны начальная температура ЭДП  $T_e > 10^3$  К). Именно высокой температурой рекомбинирующей ЭДП объясняется длинный коротковолновый "хвост" излучения и эффективное заполнение валентной  $B$ -подзоны.

Таким образом, при  $W = 13$  мкДж (рис.1 а) фотовозбужденные носители теряют практически всю избыточную энергию за времена значительно короче характерных времен рекомбинации плазмы (0,3 - 0,8 нс в CdSe<sup>5</sup>), и в спектрах зарегистрировано лишь излучение сравнительно холодной ЭДП с температурой около 150 К. При  $W = 30$  мкДж (рис.1б) скорость энергетической релаксации замедляется настолько, что существенный вклад в излучение дает сильно перегретая плазма на начальном этапе своего остывания. Заметим, что эффект замедления наблюдается лишь в области максимальных концентраций носителей, что особенно отчетливо проявлялось в пространственном распределении интенсивности излучения:  $B$ -полоса и коротковолновый "хвост" люминесценции присутствовали лишь в излучении из участка области возбуждения с наибольшей плотностью носителей (центральная часть).

Мощность энергетических потерь в невырожденной ЭДП  $W(\vec{q})$  при взаимодействии с  $LO$ -фононной модой, соответствующей волновому вектору  $\vec{q}$ , определяется выражением:

$$W(\vec{q}) = \hbar\omega_{LO} R(\vec{q}) \frac{\epsilon_\infty^2}{|\epsilon|^2} \left[ N_{LO}(\vec{q}) + 1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT_e}\right) N_{LO}(\vec{q}) \right] \quad (1)$$

где  $N_{LO}(\vec{q})$  - число фононов в состоянии с волновым вектором  $\vec{q}$ ,  $\epsilon$  - продольная диэлектрическая проницаемость ЭДП ( $|\epsilon|^2 = \epsilon_1^2 + \epsilon_2^2$ ;  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  - действительная и мнимая части  $\epsilon$ , соответственно),  $\epsilon_\infty$  - высокочастотная диэлектрическая проницаемость,

$$R(\vec{q}) = \frac{\Omega q^2}{2\hbar\epsilon^2} |V_q|^2 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_\infty^2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT_e}\right) -$$

скорость испускания  $LO$ -фононов (без учета эффектов экранирования),  $V_q$  - матричный элемент полярного электрон(дырочно)-фононного взаимодействия<sup>7</sup>,  $\Omega$  - объем. Главную роль в остывании ЭДП играют фононы, волновые вектора которых  $q_0^c$  и  $q_0^h$  соответствуют максимуму скорости испускания фононов электронами и дырками, соответственно. В рамках приближения случайных фаз  $q_0^{c,h} = \omega_{LO}(m_{e,h}/3kT)^{1/2}$ <sup>8</sup> ( $m_e$  и  $m_h$  - эффективные массы носителей). Замедление остывания ЭДП может быть вызвано двумя основными причинами: 1 -

заполнением фононных мод с волновыми векторами близкими к  $q_0^{e,h}$ , приводящее к уменьшению выражения в квадратных скобках в (1), 2 - экранированием электрон(дырочно)-фононного взаимодействия, приводящим к росту  $|\epsilon|$ .

Заполнение фононных мод существенно влияет на скорость энергетических потерь ЭДП при температуре фононов в состояниях с волновыми векторами  $q_0^e$  и  $q_0^h$  близкой к температуре ЭДП  $T_e$ . При этом отток энергии от ЭДП происходит с временами  $\tau_a$ , характерными для процесса распада LO-фононов на акустические фононы. В случае CdSe при температуре решетки 80K  $\tau_a$  около 4пс<sup>9</sup>, а время релаксации всей избыточной энергии ЭД пары близко к 100пс, что сравнимо с характерными временами рекомбинации ЭДП. Критические концентрации  $N_f^{e,h}$  для эффекта заполнения могут быть получены из условия  $R(q_0^{e,h})\tau_a = \exp(-\hbar\omega_{LO}/kT_e)$  :

$$N_f^{e,h} = 0,055\hbar\omega_{LO}^2\epsilon_\infty^2 m_{e,h}/(\pi e^2 \epsilon_p \tau_a k T_e), \quad (2)$$

где  $\epsilon_p = \epsilon_0\epsilon_\infty/(\epsilon_\infty - \epsilon_0)$ ,  $\epsilon_0$  - статическая диэлектрическая проницаемость. Соотношение (2) показывает, что  $N_f^{e,h} \propto m_{e,h}$ , поэтому  $N_f^e < N_f^h$ . Таким образом по мере увеличения концентрации носителей сначала "выключается" электронный канал энергетической релаксации, а лишь затем - дырочный. Эффективное замедление остывания ЭДП из-за заполнения фононных состояний происходит при условии  $n_e > N_f^h$ , которое было выполнено для достигнутых в эксперименте концентраций (при  $T_e \geq 80K$   $N_f^h < 10^{18}$  см<sup>-3</sup>; рис.2). Заметим, что повышение температуры ЭДП приводит к понижению критического значения  $N_f^h$ , поэтому влияние заполнения сильнее сказывается на начальных этапах остывания ЭДП.

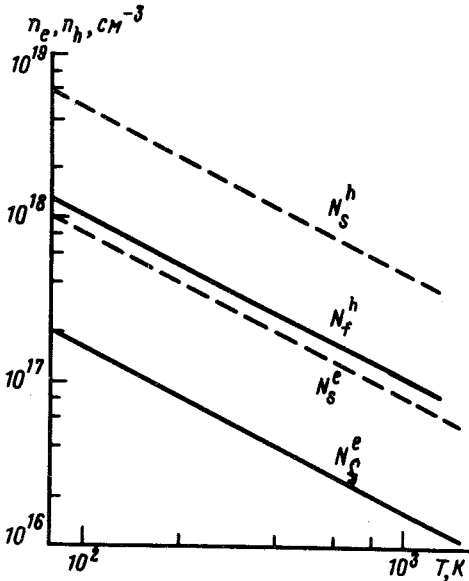


Рис. 2. Температурные зависимости критических концентраций для эффектов заполнения фононных мод  $N_f^{e,h}$  (сплошная линия) и экранирования электрон(дырочно)-фононного взаимодействия  $N_s^{e,h}$  (штриховая линия); индексы "e" и "h" соответствуют процессам электрон-фононного и дырочно-фононного взаимодействия, соответственно

Квадрат модуля диэлектрической проницаемости вблизи резонанса для  $\epsilon_2(\omega = \omega_{LO}, q = q_0^{e,h})$  может быть представлен в виде  $|\epsilon|^2 = \epsilon_\infty^2 (1 + \epsilon_2^2/\epsilon_\infty^2)$ , при этом критические значения концентраций  $N_s^{e,h}$  для эффекта экранирования определяются

из условия  $\epsilon_2(\omega_{LO}, q_0^{e,h})/\epsilon_\infty = 1$ , из которого следует:

$$N_s^{e,h} = 0,055\hbar\omega_{LO}^3\epsilon_\infty m_{e,h}/(e^2kT_e). \quad (3)$$

Для CdSe ( $\epsilon_0 = 9,4; \epsilon_\infty = 6,2$  <sup>6</sup>) отношение  $N_s^{e,h}/N_f^{e,h} = 4,7$  (оно не зависит от температуры  $T_e$  и эффективной массы носителей), поэтому "включение" эффекта экранирования происходит при более высоких концентрациях носителей, чем эффекта заполнения (рис.2). Заметим однако, что в области концентраций  $n_e > N_s^{e,h}$  влияние экранирования приводит к подавлению эффекта заполнения фоновых мод, т.к. при этом  $|\epsilon(\omega_{LO}, q_0^{e,h})|^2 \propto n_e^{-2}$  и  $W(q_0^{e,h}) \propto 1/n_e$ , поэтому скорость заполнения фоновых состояний в области высоких концентраций носителей не растет с ростом  $n_e$ , а убывает.

Таким образом, в области концентраций носителей  $n_e \geq 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, соответствующих используемым в работе уровням возбуждения, высокую эффективность имеют процессы заполнения фоновых мод и экранирование электрон-фононного взаимодействия, действие которых, по-видимому, приводят к значительному замедлению энергетической релаксации носителей и наблюдаемому на опыте сильному коротковолновому уширению полосы излучения ЭДП.

### Литература

1. *Saito H., Gobel E.O.* Phys.Rev.B, 1985,31, 2360.
2. *Junmarkar M.R., Alfano R.R.* Phys.Rev.B, 1986, 34, 7045.
3. *Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Латис В., Юршенас С.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 67.
4. *Днепроvский В.С., Климов В.И., Новиков М.Г.* ДАН, физика, 1987, 296, 850.
5. *Днепроvский В., Климов В., Новиков М.* Solid stat. comm., 1990,73, 669.
6. *Veni G., Rice T.M.* Phys.Rev.B, 1978, 18, 768.
7. *Гантмахер В.Ф., Левинсон Н.Б.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984, 352 с.
8. *Yoffe E.J.* Phys.Rev.B, 1981, 23, 1909.
9. *Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Тамулайтис Г.* ЖЭТФ, 1986,91, 1909.

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
5 октября 1990 г.