

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ПЕРЕХОД МОТТА В ПРЯМОЗОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

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

Зарегистрировано изменение запаздывания импульса стимулированного излучения в CdSe (80 К) от 30 – 40 пс при высоких до 0,6 – 1 нс при низких уровнях возбуждения ультракороткими импульсами света, которое объяснено изменением механизма рекомбинации – переходом от электронно-дырочной плазмы к экситонам высокой плотности.

В сильно возбужденных полупроводниках вследствие экранирования кулоновского взаимодействия происходит переход Мотта от слабо ионизованного экситонного газа к сильноионизованной электронно-дырочной плазме. (ЭДП). При уменьшении концентрации ЭДП, происходящей в результате рекомбинации и диффузии, наблюдается обратный переход от ЭДП к экситонам. Многочисленные попытки обнаружить переход Мотта по изменению спектров люминесценции прямозонных полупроводников A_2B_6 не удалось из-за того, что спектры излучения плотного экситонного газа и ЭДП практически совпадают и сильно искажены усилением. Появление в спектрах отражения особенностей, характерных для экситонов¹ (проведены одновременные измерения кинетики спектров люминесценции и отражения), может быть и не связано с переходом Мотта, т. к. похожая структура спектра отражения может возникать при распаде ЭДП². Не удалось наблюдать и скачок фототока, определяемый переходом Мотта от экситонов к ЭДП³.

В настоящей работе исследована люминесценция пластинчатых моно кристаллов CdSe (80 К) толщиной 40 – 50 мкм при межзонном возбуждении ультракороткими импульсами (УКИ) излучения второй гармоники неодимового лазера с длительностью, не превышающей 10 пс, и максимальной энергией $W = 2,5$ мкДж. Луч лазера направлялся под углом 45° к поверхности образцов и фокусировался в пятно диаметром $\theta, 1$ мм. Кинетические измерения проводились с помощью скоростного фотозлектронного регистратора (СФР) АГАТ-СФ (разрешение до 5 пс). На щель спектрографа и СФР одновременно с изображением возбуждаемой области проецировалось изображение торца кристалла, рассеивающего излучение усиленной люминесценции. Для определения времени разгорания люминесценции и запаздывания импульсов стимулированного излучения на вход СФР одновременно направлялись опорные импульсы отраженного от кристалла излучения накачки.

При $W = 0,04 - 0,8$ мкДж в излучении из возбуждаемой области доминировала (рис. 1) широкая Q -полоса (690 нм). Трек усиленной люминесценции появлялся при $W > 0,2$ мкДж. Полоса индуцированной люминесценции R' (702 нм) разгоралась на длинноволновом крыле Q -полосы. В случае максимальных накачек вклад стимулированной люминесценции (R -полоса) становился заметен и в излучении из возбуждаемой области.

В случае, когда накачка была ниже порога развития стимулированных процессов, максимум импульса люминесценции из возбуждаемого объема (рис. 2б) был задержан на 0,6 нс относительно УКИ. С увеличением W до 0,2 мкДж зарегистрирован импульс стимулированного излучения, время запаздывания которого $\Delta t = 0,9$ нс (рис. 2в). На вершине импульса излучения из возбуждаемого объема при этом появлялся короткий всплеск связанный, по-видимому, с индуцированной люминесценцией (всплеск возникал одновременно с коротким импульсом усиленного излучения). При $W > 0,4$ мкДж задержка импульсов излучения как из области возбуждения, так и с торца образца резко сокращалась (рис. 2г), при максимальных накачках $\Delta t \approx 30 - 40$ пс (вставка на рис. 2). Несущественные изменения спектров люминесценции при изменении уровня возбуждения на первый взгляд позволяют предположить,

что во всем диапазоне мощностей накачки, использованных в работе, развивается лишь один механизм рекомбинации, связанный с распадом ЭДП. Такому выводу противоречат результаты измерений задержек импульса стимулированного излучения относительно УКИ накачки, которые сильно различались при высоких ($\Delta t_1 = 30 - 40$ пс) и низких ($\Delta t_2 = 0,6 - 0,9$ нс) уровнях возбуждения, что указывало на развитие по крайней мере двух механизмов рекомбинации: рекомбинации ЭДП и плотного экситонного газа. Задержка в $30 - 40$ пс, по-видимому, связана со временем остывания ЭДП от исходной температуры, определяемой избыточной энергией носителей в $0,53$ эВ, до температуры, при которой усиление в ЭДП преобладает над потерями. Сравнительно медленное для полярных полупроводников остывание ЭДП может быть связано с неравновесным заполнением LO -фононных мод и экранированием электрон-фононного взаимодействия^{4, 5}. Процессы быстрого диффузионного расширения⁶

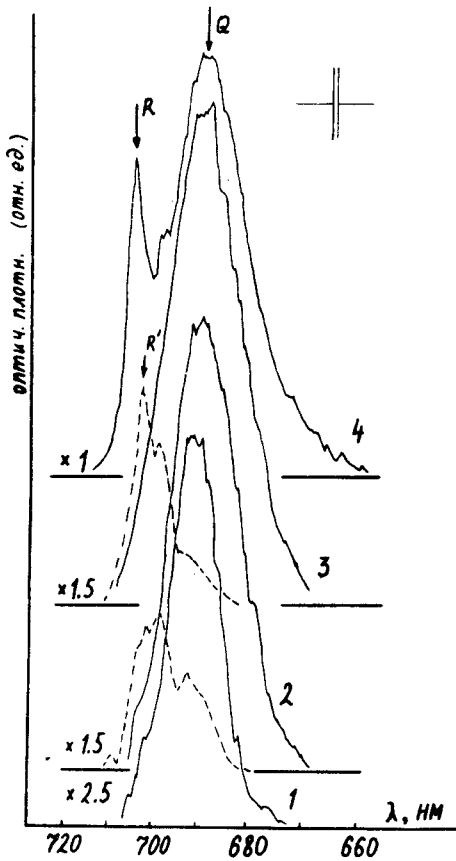


Рис. 1

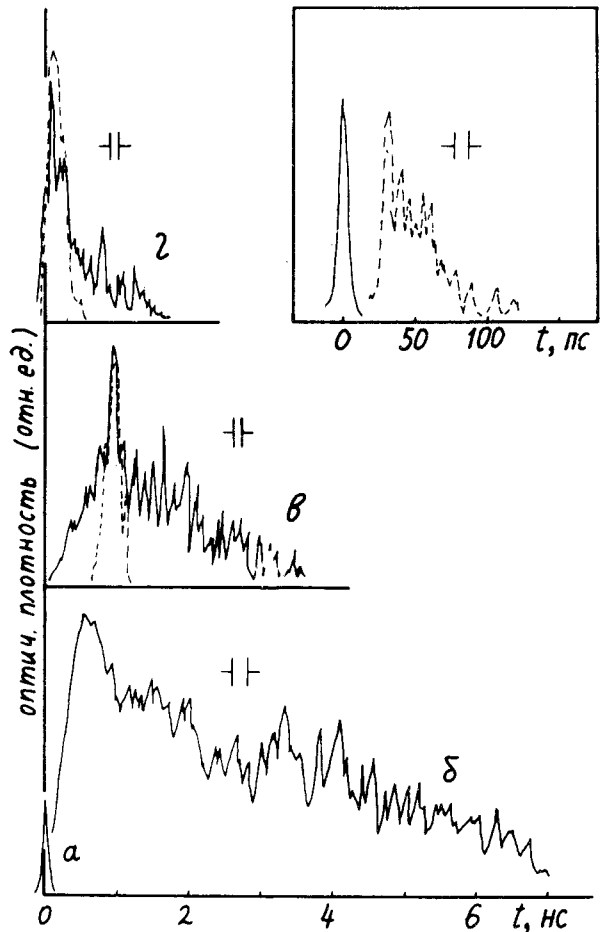


Рис. 2

Рис. 1. Денситограммы спектров излучения CdSe (80 К) из возбуждаемого объема (сплошная линия) и излучения усиленной люминесценции, рассеиваемого на торце кристалла (штрих) при различной энергии УКИ накачки (W): 1 - $0,05 W_0$; 2 - $0,3 W_0$; 3 - $0,42 W_0$; 4 - W_0 ; $W_0 = 0,8$ мкДж

Рис. 2. Денситограммы импульса возбуждения (a), импульсов излучения CdSe (80 К) из возбуждаемого объема (сплошная линия) и излучения усиленной люминесценции, рассеиваемого на торце кристалла (штрих) при различной энергии УКИ возбуждения (W): б - $0,08$ мкДж, в - $0,28$ мкДж; г - $0,44$ мкДж; вставка - $0,8$ мкДж

и рекомбинации приводят к понижению концентрации n_e ЭДП. При $n_e < n_M$ (n_M — концентрация моттовского перехода ЭДП — газ экситонов) становится возможным образование экситонов. Задержка Δt_2 при этом определяется временем, необходимым для накопления такого количества экситонов, которое достаточно для развития стимулированных процессов в экситонной системе. Замедление связывания в экситоны можно объяснить экранирующим влиянием ЭДП. На это указывает сокращение времени нарастания интенсивности люминесценции с уменьшением уровня возбуждения (рис. 3). В отсутствие экранирования сечение связывания носителей в экситоны σ_0 не зависит от n_e , и характерное время связывания $\tau = (\sigma_0 v_T n_e)^{-1}$ (v_T — тепловая скорость носителей) увеличивается с падением концентрации. Влияние экранирования на эффективность электрон-дырочного взаимодействия учитывалось введением зависящей от n_e диэлектрической проницаемости: $\epsilon \sim [1 - n_e/n_M]^{-1}$.

При этом $\sigma = \sigma_0 [1 - n_e/n_M]^3$ ($\sigma \sim 1/\epsilon^3$). Проведено численное интегрирование двух связанных кинетических уравнений для концентраций носителей и экситонов. Экспериментальные результаты по измерению времени нарастания интенсивности люминесценции совпадают с рассчитанными значениями при $\sigma_0 = 0,6 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ (рис. 3).

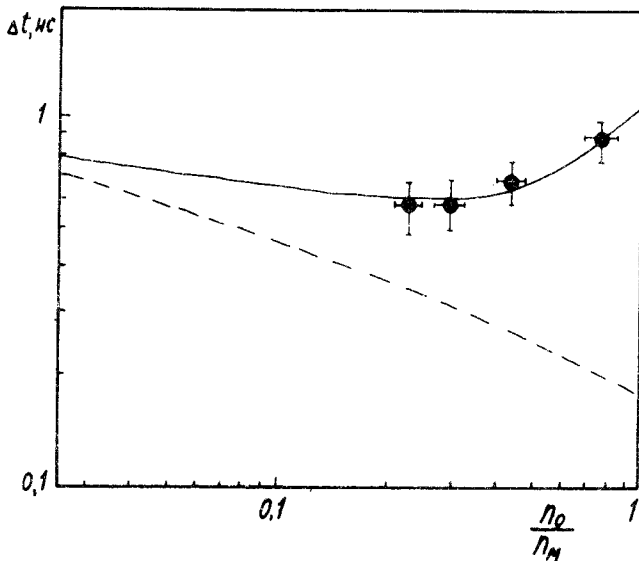


Рис. 3. Зависимость времени запаздывания Δt максимума интенсивности экситонной люминесценции от начальной концентрации фотовозбужденных носителей n_0 ($n_0 \sim W$) без учета (штрих), с учетом экранирования (сплошная линия) и экспериментальные результаты

Переходу ЭДП — газ экситонов соответствует такая концентрация носителей при которой перенормированный край зоны проводимости совпадает с экситонным уровнем⁸. В случае прямой рекомбинации линии спонтанного и стимулированного излучения ЭДП должны располагаться по энергии вблизи экситонного перехода, что противоречит результатам эксперимента (Q, R, R' — полосы люминесценции были значительно более длинноволновыми). Можно предположить, что при рекомбинации ЭДП доминируют не прямые переходы, а переходы с испусканием LO -фононов (плазмон-фононным смешиванием при $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ можно пренебречь). Отношение вероятностей не прямой (W^i) и прямой (W^d) рекомбинации электрона в вырожденной ЭДП:

$$\frac{W^i}{W^d} = \frac{2}{\pi} \frac{e^2}{\hbar \omega_{LO}} \left[\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right] (k + k_F) \geq \frac{2}{\pi} \frac{e^2}{\hbar \omega_{LO}} \left[\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right] k_F \geq 0,3,$$

при $n_e \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (k – волновой вектор электрона, k_F – фермиевский волновой вектор, ϵ_0 и ϵ_∞ – статическая и высокочастотная диэлектрическая проницаемость). Роль переходов с участием LO -фононов возрастает в случае невырожденной ЭДП, когда излучение, соответствующее прямым переходам, ослабляется за счет перепоглощения в возбуждаемом объеме.

В заключение отметим, что аналогичные результаты по изменению запаздывания стимулированного излучения получены в CdS (80 К) при возбуждении УКИ излучения третьей гармоники неодимового лазера.

Литература

1. *Unuma Y. et al.* Phys. St. Sol. (b), 1984, **125**, 735.
2. *Schwizer H. et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 698.
3. *Egorov V.D. et al.* Sol. St. Comm., 1981, **38**, 271.
4. *Балтрамеюнас Р. и др.* ЖЭТФ, 1986, **91**, 1909.
5. *Junnarkar M.R., Alfano R.R.* Phys. Rev. B, 1986, **34**, 7045.
6. *Majumder F.A. et al.* Phys. Rev. B, 1985, **32**, 2407.
7. *Абакумов В.Н. и др.* ЖЭТФ, 1980, **78**, 1240.
8. *Zimmerman R.* Phys. St. Sol. (b), 1988, **146**, 371.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
29 января 1990 г.