

УДК 535.37

ДИНАМИКА РЕКОМБИНАЦИИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В CdS

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

Исследованы спектрально-кинетические характеристики (временное разрешение до 5 пс) излучения кристаллов CdS (температура образцов $T_L=80, 300$ К) при интенсивном межзонном возбуждении (до 1.5 ГВт/см²) пикосекундными импульсами света. При мощности накачки $S > 10 \div 20$ МВт/см² ($T_L=80$ К) зарегистрировано образование в полупроводнике электронно-дырочной плазмы (ЭДП). Измерено характерное время релаксации излучения ЭДП при спонтанном (2 нс, $T_L=80$ К; 4 нс, $T_L=300$ К) и стимулированном (80 пс—1 нс, $T_L=80$ К; 0.4—1 нс, $T_L=300$ К) распадах. Зарегистрированы импульсы люминесценции с особой формой спадов — переходом от медленного уменьшения интенсивности излучения к быстрому, что объяснено конкуренцией двух процессов: остыванием ЭДП и ее рекомбинацией. Оценена константа квадратичного распада невырожденной ЭДП: $C \sim 4 \cdot 10^{-10}$ см³·с⁻¹, $T_L=80$ К; $C \sim 4 \cdot 10^{-11}$ см³·с⁻¹, $T_L=300$ К.

При высокой интенсивности оптического возбуждения в полупроводниковых кристаллах происходит образование электронно-дырочной плазмы (ЭДП). В непрямозонных полупроводниках (например, в Ge и Si) при температуре образцов ниже критической ЭДП связывается в капли электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) с некоторой равновесной плотностью носителей (см. монографию [1] и ссылки в ней). Расчеты, проведенные для сульфида кадмия [2, 3], также указывали на возможность образования в нем стабильной ЭДЖ с энергией связи 13—14 эВ и критической температурой 64 К. Однако, как показали дальнейшие исследования [4–7], образования ЭДЖ в прямозонных полупроводниках из-за короткого времени жизни носителей ($\sim 10^{-9} \div 10^{-11}$ с) не происходит. Параметры ЭДП в CdS при квазистационарном возбуждении наносекундными импульсами света подробно исследованы методами спектроскопии люминесценции, усиления, пропускания и отражения [5, 6, 8–10]. Однако динамика процессов рекомбинации и термализации в условиях нестационарного возбуждения интенсивными пикосекундными или субпикосекундными импульсами света до сих пор изучена в недостаточной степени [7, 11–13].

Настоящая работа посвящена исследованию кинетики процессов рекомбинации ЭДП в CdS при температуре образцов $T_L=80$ и 300 К. Изучено влияние усиления и «медленной» релаксации энергии фотовозбужденных носителей на спектрально-кинетические характеристики рекомбинационного излучения ЭДП.

1. Экспериментальные результаты

В экспериментах использовались пластинчатые монокристаллы CdS толщиной 10—20 мкм. Образцы возбуждались ультракороткими импульсами (УКИ) третьей гармоники неодимового лазера ($\hbar\omega_s=3.51$ эВ) с длительностью $\tau_s=5 \div 7$ пс. Излучение накачки направлялось под углом 45° к плоскости (110) кристаллов. Диаметр области возбуждения 50—100 мкм. Интенсивность возбуждения достигала 1—1.5 ГВт/см². Кинетические

измерения проводились с помощью скоростного фотоэлектронного регистратора (СФР) Агат-СФ (временное разрешение до 5 пс).

Спектрально-кинетические характеристики рекомбинационного излучения CdS при температуре образцов 80 К. Получены спектры излучения образцов CdS ($T_L=80$ К) при интенсивности УКИ возбуждения $S=0.002 \div 1.5$ ГВт/см².

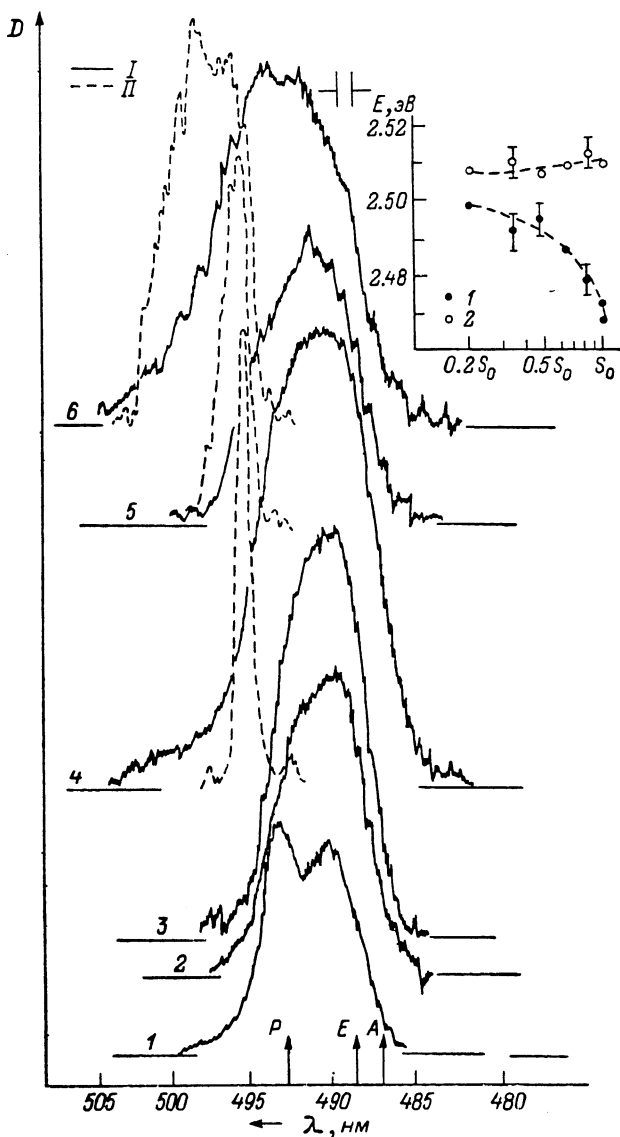


Рис. 1. Денситограммы спектров излучения CdS ($T_L=80$ К) из возбужденного объема (I) и края образца (II) при различной интенсивности УКИ возбуждения.

1 — $S=0.005S_0$, 2 — $0.03S_0$, 3 — $0.07S_0$, 4 — $0.2S_0$, 5 — $0.64S_0$, 6 — S_0 ($S_0=0.8$ ГВт/см²). На вставке: 1 — положение длинноволновой, 2 — коротковолновой границ R-полосы стимулированного излучения при различной интенсивности накачки.

При $S < 10$ МВт/см² в спектрах люминесценции зарегистрированы две частично перекрывающиеся полосы (рис. 1) с максимумами вблизи 492.7 нм (P) и 490 нм (E). В области интенсивностей накачки $S > 15$ МВт/см² доминировала одна широкая полоса Q, положение которой (490 нм) и ширина¹ (30 мэВ) слабо менялись с ростом интенсивности возбуждения

¹ Ширина всех линий, если это специально не оговорено, определялась по высоте.

от $0.02S_0$ до $0.1S_0$ ($S_0=0.8$ ГВт/см²). В диапазоне $S > 0.1S_0$ Q -полоса уширялась, причем ее коротковолновый край практически не менял своего положения, а длинноволновый смещался в сторону меньших энергий. При $S > 0.2S_0$ появлялось интенсивное свечение в направлении торцов кристалла, связанное с действием стимулированных переходов. Спектр этого излучения регистрировался одновременно со спектрами излучения люминесценции из возбужденного объема кристалла и представлен на рис. 1 штриховой линией. В момент появления стимулированного свечения ($S \approx 0.2S_0$) его спектр (R -полоса) представлял собой узкую линию ($\lambda=495.1$ нм), расположенную на длинноволновом крыле полосы излуче-

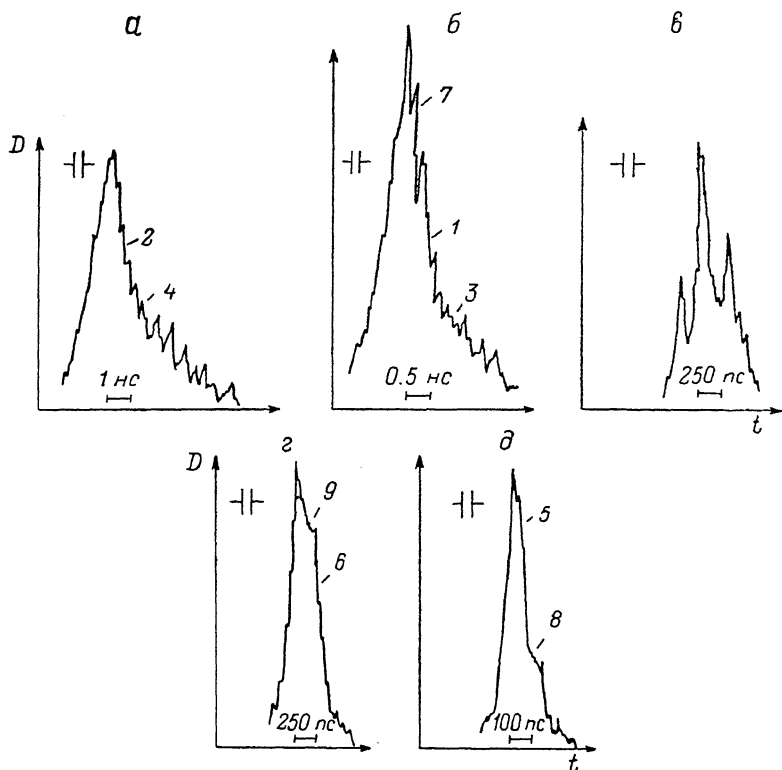


Рис. 2. Денситограммы импульсов люминесценции CdS ($T_L=80$ К) при различной интенсивности возбуждения.

$a - 40$ МВт/см², $б - 0.65$ ГВт/см², $в - 0.8$, $г - 0.11$, $д - 0.57$. Времена τ_I и соответствующие им интенсивности люминесценции I для различных участков спада импульсов рекомбинационного излучения: 1 — $\tau_I=1.81$ нс (18), 2 — 1.82 (5.8), 3 — 1.96 (9.8), 4 — 4.4 (3.9); 5 — $\tau_I=80$ пс (82), 6 — < 100 (25), 7 — < 200 (45), 8 — 400 (36), 9 — 750 (32).

ния из возбужденной части кристалла. С увеличением интенсивности накачки от $0.2S_0$ до S_0 R -полоса уширялась от 9 до 43 мэВ по основанию. Положение ее коротковолнового края при этом почти не менялось, $\lambda=494$ нм, а длинноволновый край смещался до 30 мэВ в сторону меньших энергий (вставка на рис. 1).

Кинетические измерения проводились в тех же экспериментальных условиях, что и спектральные. С помощью СФР регистрировались импульсы рекомбинационного излучения (рис. 2), для различных участков спада которых измерялось характерное время затухания люминесценции τ_I . Величина τ_I определялась по формуле

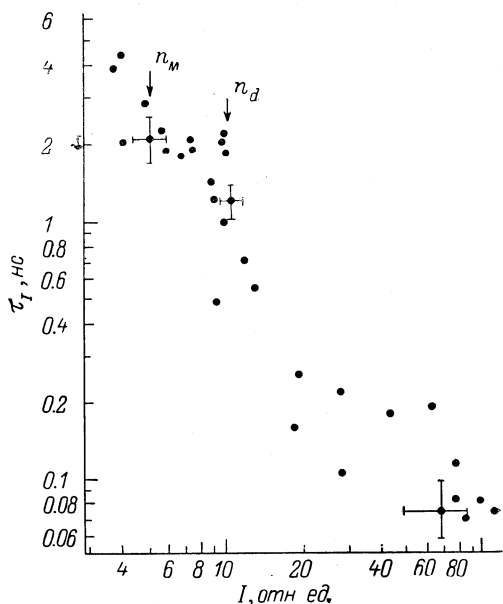
$$\tau_I = -I (dI/dt)^{-1}, \quad (1)$$

где I — интенсивность люминесценции. При интенсивности возбуждения до 0.1 ГВт/см² спад импульсов люминесценции аппроксимировался двумя экспоненциальными участками (рис. 2, a) с характерными временами около

2 нс (начало спада) и 4.5 нс (конец спада). В области уровней накачки $S > 0.6$ ГВт/см² время релаксации в начале спада сокращалось до величины $\sim 100 \div 200$ пс (рис. 2, б), а затем по мере убывания интенсивности излучения к концу импульса увеличивалось до значений около 2 нс. Результаты кинетических измерений, полученные для большого числа импульсов рекомбинационного излучения, приведены на рис. 3 в виде зависимости τ_I от I (величина I на нем указана в относительных единицах). При максимальной интенсивности возбуждения ($S \sim 1$ ГВт/см²) импульсы лю-

Рис. 3. Зависимость характерного времени затухания люминесценции τ_I от ее интенсивности I при $T_L = 80$ К.

Стрелками отмечены интенсивности излучения, соответствующие концентрации возбуждения n_d и концентрации перехода Мотта (n_M).



минесценции становились сильно изрезанными, что характерно для многомодового режима стимулированного излучения. В области промежуточных интенсивностей возбуждения ($S \sim 0.1 \div 0.5$ ГВт/см²)

были зарегистрированы импульсы люминесценции со спадами особой формы (рис. 2, г, д). В случае импульса на рис. 2, г наблюдался переход от «медленной» релаксации интенсивности излучения с $\tau_I \sim 400 \div 700$ пс к «быстрой» ($\tau_I \leq 100$ пс), а затем вновь к медленной. Спад импульса на рис. 2, д сразу начинался быстрым убыванием интенсивности люминесценции с $\tau_I = 80$ пс, затем скорость релаксации уменьшалась ($\tau_I = 400$ пс), а к концу импульса вновь увеличивалась.

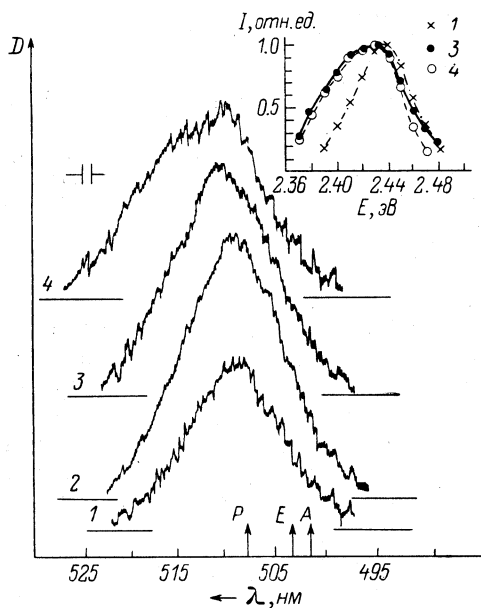


Рис. 4. Денситограммы спектров излучения CdS ($T_L = 300$ К) из возбужденного объема при различной интенсивности УКИ возбуждения.

1 — $S = 0.07S'_0$, 2 — $0.12S'_0$, 3 — $0.34S'_0$, 4 — S'_0 ($S'_0 = 1.3$ ГВт/см²). На вставке приведены спектры 1, 3, 4, отнормированные по интенсивности.

Спектрально-кинетические характеристики рекомбинационного излучения CdS при температуре образцов 300 К. При комнатной температуре образцов в спектрах люминесценции при $S = (0.07 \div 0.12)S'_0$ ($S'_0 = 1.3$ ГВт/см²) зарегистрирована широкая полоса со спектральным положением 508 нм и с шириной около 55 мэВ (рис. 4). При $S > 0.2 S'_0$ максимум излучения смещался до 10 мэВ в длинноволновую сторону, а ширина линии возрастала до 76 мэВ, что можно связать с появлением новой полосы 510 нм, форма

которой практически не зависела от уровня возбуждения (см. вставку на рис. 4, где приведены отнормированные по интенсивности спектры для трех различных уровней возбуждения).

Результаты кинетических измерений при $T_L=300$ К приведены на рис. 5. Форма спадов интенсивности импульсов люминесценции существенно зависела от пикового значения I_m . При $I_m > 20$ наблюдалось монотонное возрастание τ_L вдоль спада от 0.45—0.6 до 3.8—4.3 нс (штриховая линия на рис. 5, импульс а). В области $I_m < 20$ время релаксации сначала уменьшалось от 4—5 нс при $I \sim 16$ до 2.5—3 нс при $I \sim 7$, а затем увеличивалось до 3.8—4.3 нс при $I \sim 3$ (сплошная линия на рис. 5, импульс б).

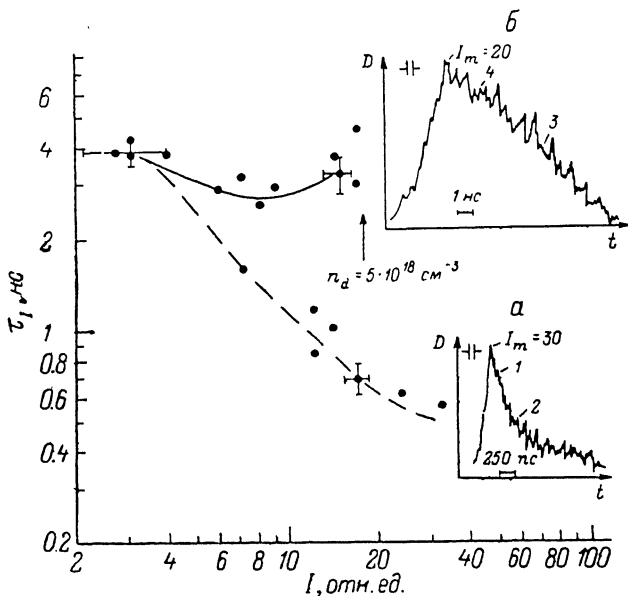


Рис. 5. Зависимость характерного времени затухания люминесценции τ_L от ее интенсивности I при $T_L=300$ К,

Приведены денситограммы импульсов люминесценции при двух различных интенсивностях УКИ возбуждения (сплошная линия — изменение τ_L вдоль спада импульса б, штриховая — а). Стрелкой отмечена концентрация вырождения n_d . 1 — $\tau_L=0.42$ нс ($I=23$), 2 — 1.2 (12.4), 3 — 2.96 (8.6), 4 — 4.76 (16).

2. Обсуждение результатов

Механизмы излучательной рекомбинации в сильно возбужденных кристаллах CdS. P- и E-полосы люминесценции доминировали при концентрации частиц $n \sim 10^{16} \div 10^{17}$ см $^{-3}$, когда существенную роль в рекомбинации играют процессы коллективного взаимодействия. Подробный анализ положения, формы и кинетических свойств этих полос излучения, проведенный ранее [14, 15], позволил связать их с процессами неупругого экситон-экситонного (492.7 нм) и экситон-электронного (490 нм) рассеяния [8].

Q- и R-полосам излучения соответствовали концентрации $n \sim 10^{17} \div 10^{18}$ см $^{-3}$, при которых в полупроводнике возможно образование ЭДП. Плазменный механизм возникновения этих полос подтверждается их спектральными свойствами. Усиление при возбуждении ЭДП возможно только после достижения концентрации носителей, превышающей концентрацию вырождения n_d , и наблюдается в диапазоне энергий от E_g (перенормированная ширина запрещенной зоны) до μ_p (химпотенциал плазмы) [16]. Эти границы определяют и спектральное положение полосы стимулированного излучения ЭДП, которая в момент своего появления

² Оценка для n проводилась из соотношения $n = S\tau_g / (\hbar\omega_g l_d)$, где l_d — диффузионная длина (в расчетах полагалось $l_d \sim 1$ мкм [6, 7]).

должна располагаться вблизи \tilde{E}_g , т. е. на длинноволновом крыле линии спонтанного излучения плазмы. Именно таким и было положение стимулированной R -полосы относительно Q -полосы излучения из возбужденного объема образца (рис. 1). С увеличением концентрации частиц длинноволновая граница стимулированного излучения ЭДП должна сдвигаться в сторону меньших энергий, что вызвано перенормировкой ширины запрещенной зоны [3]. Коротковолновая граница при этом смещается незначительно, что объясняется слабой зависимостью хипотенциала от плотности ЭДП [3]. Именно таким и было поведение R -полосы (вставка на рис. 1), что позволило связать ее со стимулированным излучением плазмы. При температуре образцов $T_L=300$ К к излучению плазмы следует, по-видимому, отнести полосу 510 нм, которая доминировала в спектрах люминесценции вплоть до самых высоких уровней возбуждения ($S \sim 1.3$ ГВт/см²), когда существование каких-либо связанных состояний представляется маловероятным. Стабильность ее формы и положения можно объяснить сильной нелинейной зависимостью скорости диффузии (дрейфа) плазмы от ее концентрации, а именно существованием такого граничного значения n_b , выше которого скорость диффузии (дрейфа) начинает резко увеличиваться (см., например, [17]), что может приводить к стабилизации плотности ЭД пар на уровне, близком к n_b . Этот механизм стабилизации действует, по-видимому, и при азотной температуре образцов в области интенсивностей возбуждения $S \sim 15 \div 80$ МВт/см², когда форма и положение Q -полосы излучения практически не зависели от мощности накачки. Уширение и длинноволновый сдвиг Q -полосы при $S > 80$ МВт/см² свидетельствуют о росте концентрации n_e , который мог быть вызван увеличением диффузионной длины до значения, равного толщине кристалла (15 мкм в случае рис. 1).

Влияние усиления и «медленной» релаксации энергии носителей на динамику рекомбинации ЭДП.³ Наиболее эффективный механизм релаксации энергии в CdS, как полярном полупроводнике, — взаимодействие с LO фононами, происходящее с характерными временами $\tau_{LO} < 0.1$ пс [11–13]. За счет испускания каскада LO фононов энергия горячих электронов за время $\tau_{LO}^* \sim 1$ пс уменьшается до значений, меньших $\hbar\omega_{LO}$. Дальнейшее остывание ЭДП происходит при взаимодействии с акустическими фононами. Характерное время релаксации энергии в этом случае значительно больше — до единиц наносекунд [13]. Остывание ЭДП, вызванное испусканием фононов, сопровождается перераспределением энергии внутри системы неравновесных носителей при их взаимодействии между собой. Для концентраций $n_e \sim 10^{17} \div 10^{18}$ см⁻³ время электрон-электронного рассеяния $\tau_{ee} \sim 10 \div 1$ пс [13], что превышает характерные времена рассеяния на LO фононах, однако значительно короче времен взаимодействия с акустическими фононами. Таким образом, при «быстром» остывании ЭДП за счет взаимодействия с LO фононами в ней не успевает установиться квазиравновесное распределение носителей по энергии, тогда как на участке «медленной» релаксации энергии распределение носителей является квазиравновесным с некоторой электронной температурой $T_e \ll T_{e,0}$. Граничная температура $T_{e,0}$ может быть найдена из условия $\frac{3}{2} kT_{e,0} = \hbar\omega_{LO}$ [6], откуда $T_{e,0} = 285$ К. Заметим, что участок «быстрой» релаксации слабо проявляется в люминесценции, поскольку характерные времена излучательной рекомбинации плазмы значительно превышают τ_{LO}^* . В то же время «медленное» остывание ЭДП на втором этапе должно оказывать существенное влияние на динамику рекомбинации ЭД системы. Образованию ЭДП в прямозонных полупроводниках соответствуют гигантские коэффициенты усиления $\sim 10^3 \div 10^4$ см⁻¹ [7, 8]. В этих условиях даже при малом возбужденном объеме в системе преобладают не спонтанные, а стимулированные процессы, приводящие к резкому сокращению характерных времен релак-

³ Результаты этого раздела частично опубликованы в работе [18].

сацией. Условие преобладания стимулированного излучения над поглощенным для ЭДП имеет вид [16]

$$\mu_e + \mu_h \geq 0, \quad (2)$$

где μ_e, μ_h — химические потенциалы электронов и дырок, связанные с химпотенциалом ЭДП соотношением $\mu_p = \bar{E}_g + \mu_e + \mu_h$. Это же условие можно считать критерием перехода ЭДП из невырожденного состояния в вырожденное.

Как уже отмечалось, остывание ЭДП влияет на характер люминесценции только на участке ее «медленной» термализации. При этом температура плазмы $T_e \leq T_{e,0}$. Концентрация вырождения $n_{i,0}$, соответствующая температуре $T_{e,0}$, может быть найдена из условия (2): $n_{d,0} = 4.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, даже относительно плотная плазма с концентрацией $n_e \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ на начальном этапе «медленного» остывания оказывает

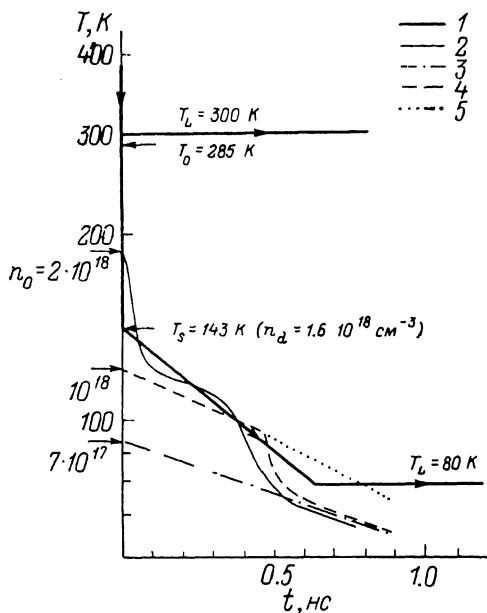


Рис. 6. Схема процессов термализации и рекомбинации ЭДП в CdS при $T_L = 80$ и 300 К.

1 — изменение электронной температуры; 2 — изменение температуры вырождения T_d ЭДП, вызванное рекомбинацией носителей (при убывании n_e температура убывает согласно закону $T_d \propto n_e^{1/3}$). Рассмотрены три различные начальные концентрации плазмы: 3 — отсутствие вырождения в течение всего процесса распада ЭДП, 4 — вырождение в случае $T_L = 80$ К наступает через некоторое время после начала распада, 5 — $T_L = 300$ К (при этом вырождение наступит не может), тонкая сплошная линия — начальное состояние ЭДП является вырожденным.

ся невырожденной и распадается поэтому за счет «медленных» спонтанных процессов. В дальнейшем поведение ЭД системы определяется соотношением характерных времен остывания и рекомбинации. Если времена релаксации энергии короче характерных времен рекомбинации, то по мере остывания температура ЭД системы может снизиться настолько, что в плазме наступит вырождение и медленный спонтанный распад сменится быстрым стимулированным. Быстрое индуцированное уменьшение концентрации ЭД пар ниже концентрации вырождения вновь приводит к смене стимулированных процессов «медленными» спонтанными. Рассмотренный случай, по-видимому, соответствует импульсу ε на рис. 2 (штриховая линия на схеме процессов рекомбинации; рис. 6). Импульсы δ (рис. 2) возникают в том случае, если начальная концентрация ЭДП превосходит n_i . При попадании на участок «медленной» релаксации ЭДП сразу становится вырожденной, а процесс рекомбинации стимулированным. Концентрация носителей при этом быстро уменьшается до значений ниже концентрации вырождения (рис. 6; тонкая сплошная линия). Дальнейшее затухание люминесценции повторяет форму спада импульса ε (рис. 2). Импульсы a реализуются при таких начальных концентрациях ЭДП, когда система достигает температуры решетки раньше, чем в ней наступает вырождение (рис. 6, штрихпунктирная линия); распад ЭДП определяется при этом спонтанными процессами. При максимальной мощности возбуждения (импульсы b, ε на рис. 2) особенности распада, связанные с переходом ЭДП из невырожденного состояния в вырожденное и наоборот, не проявляются в люминесценции, так как даже в излучении из возбужденного объема преобладает вклад не от спонтанных, а от стимулированных процессов.

На спадах импульсов люминесценции, полученных при $T_L=300$ К, отсутствовали колебания τ_I , связанные с переходом от спонтанного распада к стимулированному, что согласуется со схемой на рис. 6. При комнатной температуре образцов $T_L > T_{c,0}$, поэтому участок медленной термализации в этом случае должен отсутствовать.

Динамика рекомбинации ЭД системы высокой плотности. Исследованному в ходе кинетических измерений диапазону интенсивностей возбуждения ($S > 30$ МВт/см²) в спектрах люминесценции соответствовали Q - и R -полосы, имеющие плазменную природу; поэтому релаксация излучения на начальном этапе распада ЭД системы определяется рекомбинацией ЭДП, и лишь в конце распада (на «хвостах» импульсов люминесценции) возможно проявление процессов перехода от ЭДП к экситонным состояниям. Таким образом, сокращение времени τ_I в начале спада импульсов люминесценции при их пиковой интенсивности $I_m > 10$ (рис. 3) не может быть связано с изменением состояния ЭД системы (например, с переходом Мотта), а должно объясняться процессами, происходящими в ЭДП. Наиболее вероятный механизм сокращения времени релаксации при этом — развитие процессов стимулированного излучения, которые начинают проявляться при вырождении ЭДП. В рамках такого объяснения граничной интенсивности $I \sim 10$ можно сопоставить концентрацию вырождения $n_i = 6.6 \cdot 10^{17}$ см⁻³ ($T_c = 80$ К) и, таким образом, осуществить привязку шкалы относительных интенсивностей I к шкале концентраций n_e хотя бы в одной точке.

Увеличение времени релаксации на «хвостах» импульсов люминесценции до значений $\tau_I \sim 4$ нс (рис. 2, а) может быть объяснено изменением механизма рекомбинации ЭД системы при переходе от ЭДП к экситонам. Соответствующая концентрация n_H определяется классическим критерием Мотта⁴ [19]

$$r_D = 0.84 a_{ex}, \quad (3)$$

где a_{ex} — экситонный радиус, r_D — дебаевский радиус экранирования. Для CdS ($a_{ex} = 2.9$ нм) выражение (3) дает $n \sim 8 \cdot 10^{-16}$ см⁻³ ($T_c = 80$ К), что почти на порядок ниже значения n_i и, таким образом, согласуется с предположением о том, что по мере рекомбинации носителей ЭДП сначала переходит из вырожденного состояния в невырожденное, а лишь затем в ней происходит переход Мотта.

Проанализируем возможный вклад излучательных и безызлучательных процессов в рекомбинацию ЭДП. Наиболее важную роль в безызлучательной рекомбинации играют захват на дефекты кристаллической решетки и Оже-рекомбинация. Безызлучательная рекомбинация через состояния дефектов даже в чистых полупроводниках имеет высокую вероятность (соответствующие характерные времена $\sim 10^{-9}$ с) и играет главную роль в распаде экситонной системы при низких уровнях возбуждения (см., например, [22]). Вероятность Оже-процессов пропорциональна n_e^3 [23], а соответствующее время релаксации $\tau_a = (\beta n_e^2)^{-1}$ (β — константа Оже-рекомбинации). Требования законов сохранения энергии и квазиимпульса приводят к тому, что даже в прямозонных полупроводниках наиболее эффективен процесс Оже-распада, сопровождающийся взаимодействием с фононами [23]. Используя для оценок значение $\beta \sim 10^{-29}$ см⁶·с⁻¹ [24], легко видеть, что время $\tau_a \leq 10^{-9}$ с только при $n_e \geq 10^{19}$ см⁻³. Таким образом, в случае невырожденной ЭДП, когда $n_e < n_d \sim 10^{18}$ см⁻³, процессами Оже-рекомбинации можно пренебречь.

Рассмотрим более подробно излучательную рекомбинацию ЭДП. Динамика распада ЭДП, вызванного ее спонтанной рекомбинацией при прямых межзонных переходах, определяется следующим кинетическим уравнением [16, 25]:

⁴ Заметим, что концентрация обратного перехода экситонный газ—ЭДП вследствие диэлектрического характера экранирования значительно выше значения n_H и может быть определена из соотношения (3) [20, 21].

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{4\pi N^2}{h^3 c^2} \int_0^{\infty} B(E) E^2 f_e(\epsilon_e) \cdot f_h(\epsilon_h) g(\epsilon_e) d\epsilon_e, \quad (4)$$

где n_e — концентрация электронов; $g(\epsilon_e)$ — плотность состояний в зоне проводимости; $f_e(\epsilon_e)$, $f_h(\epsilon_h)$ — функции распределения по энергии электронов и дырок; ϵ_e , ϵ_h — энергии электронов и дырок, отсчитанные от дна соответствующих зон; $E = E_g + \epsilon_e + \epsilon_h$ — энергия испущенного фотона; N — показатель преломления полупроводника; $B(E)$ — коэффициент, определяемый по формуле $B(E) = 2\pi e^2 |p|^2 \hbar / m_0^3 N c E$ (p — матричный элемент импульса для переходов между валентной зоной и зоной проводимости, m_0 — масса свободного электрона). Правая часть выражения (4) легко интегрируется в двух предельных случаях: вырожденной и невырожденной ЭДП. В первом случае распад ЭДП является линейным процессом (характерное время рекомбинации при этом $\tau = 2\pi^2 \hbar^3 c^2 / B(E_g) N^2 E_g^2$), а во втором квадратичным, кинетическое уравнение для которого имеет вид

$$dn_e/dt = -C n_e^2, \quad (5)$$

где C — константа бимолекулярной рекомбинации, определяемая соотношением

$$C = \frac{B(E_g) E_g^2 N^2}{\sqrt{2\pi} c^2 [kT_e (m_e + m_h)]^{3/2}}. \quad (6)$$

Подставляя в (6) численные значения параметров CdS ($m_e = 0.185 m_0$, $m_h = 1.05 m_0$, $N = 2.3$ [26], $|p|^2 = 10^{-38} \text{ г}^2 \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ при силе осциллятора А-экситона $f = 3.22 \cdot 10^{-3}$ [27]), можно получить $C = 3.6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ($T_e = 80 \text{ К}$). Для сравнения с экспериментом наибольший интерес представляет расчет времени релаксации τ_I в предположении чисто излучательного распада ЭДП. Эта величина определяется соотношением (1) и в случае квадратичного закона рекомбинации (интенсивность излучения при этом $I \propto n_e^2$) может быть записана в виде: $\tau_I = -\frac{n_e}{2} \left(\frac{dn_e}{dt} \right)^{-1} = \frac{\tau}{2}$, где τ — время релаксации концентрации ЭДП ($\tau = -n_e (dn_e/dt)^{-1}$). Из кинетического уравнения (5) следует, что $\tau = (C n_e)^{-1}$, откуда $\tau_I = (2C n_e)^{-1}$. Таким образом, время τ_I зависит от концентрации носителей и в случае ЭДП, близкой к вырождению ($n \sim n_d$), может быть оценено из соотношения $\tau_I = (2C n_d)^{-1}$, которое после численных расчетов дает $\tau_I \sim 2 \text{ нс}$. На экспериментально измеренной зависимости τ_I от I (рис. 3) концентрации $n = n_d$ соответствуют значение интенсивности $I \sim 10$ и время релаксации $\tau_I \sim 2 \text{ нс}$, что совпадает с оценкой, полученной в рамках предположения об излучательном распаде ЭДП. Заметим, однако, что вывод о чисто излучательном распаде плазмы вряд ли справедлив, поскольку проведенные расчеты носят оценочный характер. Более правомочным является заключение о том, что при распаде ЭДП наряду с безизлучательной рекомбинацией необходимо учитывать сильное влияние излучательных процессов, роль которых особенно велика при переходе к стимулированному излучению.

Аналогичные оценки можно сделать и для случая комнатной температуры образцов. Расчеты по формуле (6) дают значение $C = 0.44 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, при этом время излучательного распада ЭДП, близкой к вырождению ($n \sim n_d = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $T_e = 300 \text{ К}$), $\tau_I \sim 2 \text{ нс}$. На зависимости τ_I от I (рис. 5) концентрации вырождения n_d можно сопоставить интенсивность $I \sim 16$, выше которой величина τ_I резко уменьшалась. Соответствующее время релаксации 4 нс по порядку величины согласуется с результатом оценок для излучательного распада, что позволяет сделать вывод о сильном влиянии излучательных процессов и при $T_e = 300 \text{ К}$. Заметим, что два типа кинетических зависимостей на рис. 5 (сплошная и штриховая линии) соответствуют, по-видимому, двум различным начальным состояниям ЭДП: невырожденному и вырожденному. В первом случае плазма распадается за счет «медленных» спонтанных процессов (сплошная линия

на рис. 5), во втором — за счет «быстрых» стимулированных (штриховая линия на рис. 5).

Авторы благодарны Л. В. Келдышу и А. Л. Иванову за полезные замечания при обсуждении результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Paic T., Хенсел Дж., Филлипс Т., Томас Г.* Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М.: Мир, 1980. 349 с.
- [2] *Beni G., Rice T. M.* Phys. Rev. Lett., 1976, vol. 37, N 13, p. 874—877.
- [3] *Rözler M., Zimmermann R.* Phys. St. Sol. (b), 1977, vol. 83, N 1, p. 85—91.
- [4] *Koch S. W.* Sol. St. Commun., 1980, vol. 35, N 5, p. 419—421.
- [5] *Bohnert K., Arselment M., Kobbe G. et al.* Z. Phys. B, 1981, vol. 42, N 1, p. 1—11.
- [6] *Majumder F. A., Swoboda H. E., Kempf K., Klingshirn C.* Phys. Rev. B, 1985, vol. 32, N 4, p. 2407—2418.
- [7] *Saito H., Göbel E. O.* Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 4, p. 2360—2369.
- [8] *Klingshirn C., Haug H.* Physics Reports, 1981, vol. 70, N 5, p. 315—398.
- [9] *Bohnert K., Schmieder G., Klingshirn C.* Phys. St. Sol. (b), 1980, vol. 98, N 1, p. 175—188.
- [10] *Klingshirn C., Bohnert K., Kalt H. et al.* J. of Lum., 1985, vol. 30, N 1—4, p. 188—203.
- [11] *Von der Linde D., Lambrich R.* Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 42, N 16, p. 1090—1093.
- [12] *Shan J.* Sol. St. El., 1978, vol. 21, N 1, p. 43—50.
- [13] *Гантмахер В. Ф., Левинсон Н. Б.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 352 с.
- [14] *Днепроvский В. С., Климов В. И., Мартыненко Е. Д.* ФТТ, 1981, т. 23, № 3, с. 819—826.
- [15] *Днепроvский В. С., Климов В. И., Мартыненко Е. Д., Стадник В. А.* ФТТ, 1983, т. 25, № 11, с. 3243—3249.
- [16] *Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б.* Полупроводниковая оптоэлектроника. М.: Мир, 1976. 432 с.
- [17] *Mahler G., Fourikis A.* J. of Lum., 1985, vol. 30, N 1—4, p. 18—36.
- [18] *Днепроvский В. С., Климов В. И., Новиков М. Г.* ДАН СССР, 1987, т. 296, № 4, с. 850—855.
- [19] *Мотт Н. Ф.* Переходы металл—изолятор. М.: Наука, 1979. 342 с.
- [20] *Fehrembach G. W., Schäfer W., Treusch J., Ulbrich R. G.* Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 49, N 17, p. 1281—1284.
- [21] *Collet J. J.* Phys. and Chem. Sol., 1985, vol. 46, N 4, p. 417—422.
- [22] *Нолле Э. Л.* ФТТ, 1967, т. 9, № 1, с. 122—128.
- [23] *Науц А. J.* of lum., 1979, vol. 20, N 2, p. 173—177.
- [24] *Junnarkar M. R., Alfano R. R.* Phys. Rev. B, 1986, vol. 34, N 10, p. 7045—7062.
- [25] *Аут И., Генцов Д., Герман К.* Фотоэлектрические явления. М.: Мир, 1980. 208 с.
- [26] *Kosevar P.* Physica, 1985, vol. 134 B, N 1—3, p. 155—163.
- [27] *Dagenais M., Sharfin W. F.* J. Opt. Soc. Am. B, 1985, vol. 2, N 7, p. 1179—1187.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
3 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
18 апреля 1988 г.