

КИНЕТИКА ВОЗГОРАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОСТЫВАЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В КРИСТАЛЛЕ CdSe

Балтрамеюнас Р., Юршенас С., Жукаускас А.,
Куокишис Э., Латинис В.

Релаксация концентрации и энергии неравновесных носителей заряда (ННЗ) в сильно возбужденных полупроводниках — объект многочисленных исследований последних лет. В недавних работах [1-3] было показано, что остывание плотной электронно-дырочной плазмы (ЭДП), возбуждаемой мощными пикосекундными импульсами света, протекает значительно медленнее (за времена порядка 100 пс), чем можно было ожидать, исходя из элементарной модели электрон-фононного взаимодействия. В прямозонных полупроводниках, таким образом, осуществляется ситуация, когда неравновесная концентрация плазмы излучательно рекомбинирует, не достигнув термодинамического равновесия с решеткой. Целью настоящей работы было исследование (на примере кристаллов CdSe) влияния замедленного остывания ННЗ на кинетику люминесценции плазмы. Особое внимание обращено на начальный этап высветивания полосы люминесценции сильно фотовозбужденной ЭДП, что позволило сделать выводы о взаимосвязи механизмов релаксации систем неравновесных квазичастиц (электронов и фононов).

Эксперимент проводился на установке, состоящей из лазера на основе АИГ: Nd^{3+} с пассивной синхронизацией мод (длительность импульса 30 пс), люминесцентного спектрометра, автоматизированного на базе стандарта КАМАК, и микро-ЭВМ [4]. Временное разрешение установки обеспечивалось оптическим затвором Керра на CS_2 . Спектры люминесценции регистрировались фотоэлектрически, путем накопления сигнала в отдельных точках с дискриминацией возбуждающих импульсов по амплитуде. Применялась геометрия «назад», диаметр возбуждаемого пятна 1 мм.

На рис. 1 представлена серия спектров люминесценции монокристаллов CdSe, возбуждаемых второй гармоникой излучения лазера ($h\nu_0 = 2.33$ эВ, плотность мощности 600 МВт/см^2) при гелиевой температуре, снятых при различных задержках относительно импульса накачки. В излучении доминирует одна полоса полушириной от 15 до 7.5 мэВ, максимум которой в начальный момент находится около 1.797 эВ, со временем сдвигается в коротковолновую область до 1.804 эВ при $\Delta t = 520$ пс.

Наблюдаемую полосу люминесценции следует отнести к рекомбинационному излучению ЭДП [5, 6]. В этот же энергетический интервал 1.801 эВ попадает и излучение экситона с эмиссией одного продольно оптического фонона $A-LO$. Однако такому объяснению противоречит сильный сдвиг наблюдаемой полосы в коротковолновую область со временем. Нужно также отметить, что кристалл возбуждался достаточно мощными лазерными импульсами, когда создаваемая концентрация ННЗ превышала мотовскую для CdSe ($n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [7]). Искажения длинноволнового края полосы люминесценции типичны для проявления стимулированных переходов в плазме [8].

Наиболее существенная особенность люминесценции ЭДП заключается в нарастании ее интенсивности в течение первых 140 пс после возбуждения. Это показано на рис. 2, точки на котором отвечают интегральной по спектру интенсивности люминесценции ЭДП для разных моментов времени. Как видно, от $\Delta t = 40$ до $\Delta t = 140$ пс интенсивность излучения увеличивается в 200 раз, а далее гаснет с постоянной времени $\tau = 80$ пс.

Данная особенность излучательной рекомбинации находит объяснение в рамках модели остывающей локализованной ЭДП большой плотности. Положим, что задержка возгорания обусловлена конкуренцией влияния механизмов диссипации энергии и релаксации концентрации ННЗ на излучательные способности плазмы в условиях преобладания стимулированных переходов. С этой

целью проведем расчет кинетики интегральной по спектру интенсивности излучения ЭДП, пренебрегая временным изменением пространственного профиля. Для заданных значений температуры $T_c(t)$ и концентрации $n(t)$ ННЗ интегральную интенсивность в определенный момент времени можно выразить как

$$\bar{I}(t) = \int_0^{\infty} I_{\text{сп}}(h\nu, t) (\exp [g(h\nu, t)d] - 1) g(h\nu, t) dh\nu, \quad (1)$$

где d — толщина возбуждаемого слоя, а спонтанная эмиссия $I_{\text{сп}}(h\nu, t)$ и коэффициент усиления $g(h\nu, t)$ для прямого перехода в случае параболических зон имеют вид

$$I_{\text{сп}}(h\nu, t) = C [h\nu - \tilde{E}_g(t)]^{1/2} f_e(t) f_h(t), \quad (2)$$

$$g(h\nu, t) = A [h\nu - \tilde{E}_g(t)]^{1/2} [f_e(t) + f_h(t) - 1], \quad (3)$$

здесь A и C — величины, пропорциональные квадрату матричного элемента оптического перехода, считаются постоянными в спектральной области исследования;

$\tilde{E}_g(t)$ — ренормализованная ширина запрещенной зоны [ее зависимость от времени не влияет на величину $\bar{I}(t)$]; $f_{e(h)}(t)$ — функция Ферми:

$$f_{e(h)}(t) = f \left\{ \frac{\mu m_{e(h)}^{-1} [h\nu - \tilde{E}_g(t)] - E_F^{e(h)}(t)}{kT_c(t)} \right\}, \quad (4)$$

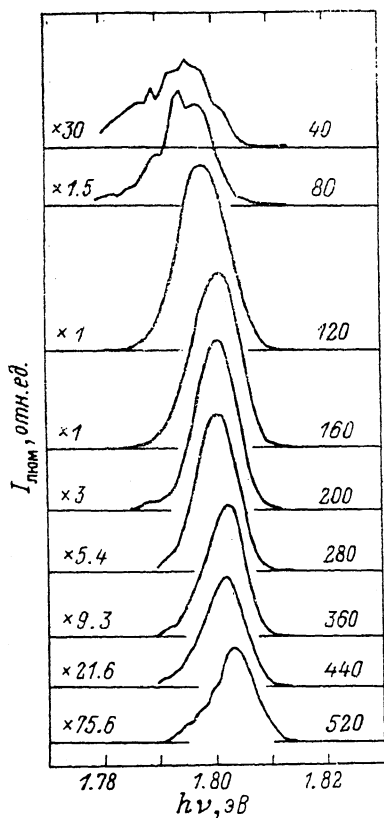


Рис. 1. Развернутые во времени спектры люминесценции монокристалла CdSe при гелиевой температуре для плотности мощности возбуждения 600 МВт/см².

Цифрами обозначены: слева — множители чувствительности, справа — время задержки (в пс) относительно момента возбуждения.

где $E_F^{e(h)}(t)$ — уровни Ферми для электронов (дырок), $m_{e(h)}$ — эффективные массы, $\mu = [m_e^{-1} + m_h^{-1}]^{-1}$, $f(x) = [\exp(x) + 1]^{-1}$.

Для определения функции T_c воспользуемся тем, что в условиях большой скорости генерации ННЗ, забрасываемых высоко в зону, температура ЭДП отслеживает релаксацию неравновесной заселенности фононов нескольких поколений [3]. Во время действия импульса накачки в кристалле образуются горячие электроны и дырки, которые теряют свою избыточную энергию, испуская

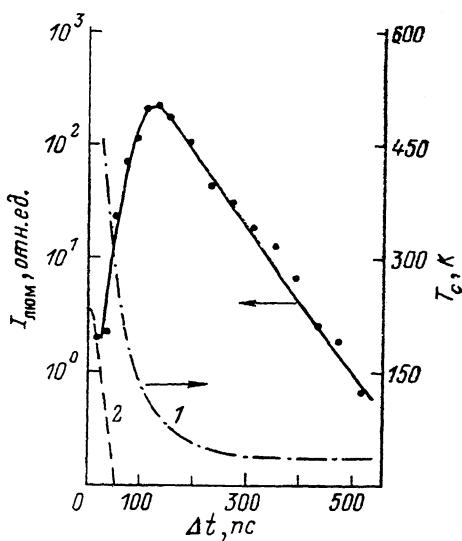


Рис. 2. Кинетика интегральной по спектру интенсивности излучения.

Точки — эксперимент, сплошная линия — теория. 1 — кинетика эффективной температуры ННЗ, рассчитанная по формуле (5); 2 — задний фронт импульса накачки в логарифмической шкале.

фононы. При этом отклоняются от равновесия наиболее сильно связанные с носителями моды LO -колебаний в длинноволновой области Бриллюэна, так что вероятность испускания LO -фонона плазмой сравнивается с вероятностью его поглощения. По окончании импульса возбуждения спад температуры ЭДП отслеживает релаксацию неравновесной заселенности таких фононов. Процесс депопуляции происходит за счет ангармонического распада с постоянной времени τ_1 (для $CdSe$ экстраполяция результатов [9] для низких температур дает значение $\tau_1 = 4.5$ пс). Быстрое накопление продуктов такого распада приводит к образованию неравновесной заселенности долгоживущих фононов второго поколения. На данном этапе остывания ($t \geq 40$ пс) временной ход температуры ЭДП можно характеризовать величиной τ_2 — временем релаксации неравновесной заселенности коротковолновых фононов с энергией, равной половине энергии LO -фонона. Используя бозевскую связь между температурой и средним числом заполнения фононов, имеем

$$T_c(t) = \Theta/2 \ln \{ [(N_0 - N_L) \exp(-t/\tau_2) + N_L]^{-1} + 1 \}, \quad (5)$$

где Θ — температура Дебая, N_0 ($\Theta/2kT_0$) и N_L ($\Theta/2kT_L$) — функции распределения Бозе для начальной температуры ННЗ $T_0 = T_c$ (40 пс) и температуры решетки T_L соответственно. Учет разогрева решетки и дальнейших медленных ($\tau > 1$ нс) стадий релаксации энергии проводится путем принятия не зависящего от времени параметра T_L , отличного от температуры бани.

Рекомбинация неравновесной концентрации ЭДП принималась бимолекулярной; с учетом увеличения коэффициента бимолекулярной рекомбинации из-за стимулированных переходов [10] $dn/dt = \gamma_{ст}(t) n^2$, где $\gamma_{ст}(t) = \gamma \times \exp[\bar{g}(t) d]$, а $\bar{g}(t)$ — усредненная по спектру величина коэффициента усиления, рассчитанного по (3).

На рис. 2 сплошной линией показана рассчитанная согласно формулам (1)–(5) теоретическая зависимость интегральной по спектру интенсивности излучения ЭДП для следующих подгоночных параметров: n (40 пс) = $2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ — начальной концентрации ННЗ; $\gamma = 3.2 \cdot 10^{-9}$ см 3 /с, $T_0 = 450$ К, $T_L = 30$ К и $\tau_2 = 42$ пс. Быстрая релаксация температуры ННЗ приводит к вырождению ЭДП и росту интенсивности люминесценции из-за включения стимулированных процессов в излучении. По мере остывания ЭДП скорость изменения эффективной температуры T_c падает (рис. 2). При этом термический механизм приращенной квазиуровня Ферми в электронной и дырочной подсистемах замедляется и оказывается не способным компенсировать обеднение инверсной заселенности, возникающее за счет процессов спонтанной и стимулированной рекомбинации. Экспериментально это проявляется в снижении интенсивности люминесценции.

Таким образом, показано, что задержка возгорания полосы люминесценции ЭДП в сильно фотовозбужденном полупроводнике обусловлена конкуренцией вкладов медленной релаксации температуры ННЗ и спада неравновесной концентрации в условиях преобладания стимулированных переходов. Кроме того, игнорирование замедленного охлаждения плазмы дает заниженное значение коэффициента бимолекулярной рекомбинации, определяемого по временному спаду интегральной интенсивности люминесценции. Последнее особенно важно для низкотемпературных измерений, когда отклонение системы фононов от равновесия наиболее существенно.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lobentzner H., Pollard H.-J., Rühle W. W., Stolz W., Ploog K. // Phys. Rev. 1987. V. 36. N 2. P. 1136–1139.
- [2] Amand T., Collet J. // J. Phys. Chem. Sol. 1985. V. 46. N 9. P. 1053–1059.
- [3] Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Латинис В., Юршенас С. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 2. С. 67–69.
- [4] Латинис В., Степанкявичюс В., Юршенас С. // Лит. физ. сб. 1988. Т. 28. № 1. С. 94–95.
- [5] Yoshida H., Saito H., Shionoya S. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 104. N 1. P. 331–340.
- [6] Collet J., Pugnet M., Cornet A., Brousseau M., Razbirin B. S., Mikhailov G. V. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 103. N 1. P. 367–379.

- [7] Вловик Н. В., Страпникова М. И. // ФТТ. 1978. Т. 20. В. 1. С. 171—176.
 [8] Лысенко В. Г., Ревенко В. И., Тратас Т. Г., Тимофеев В. Б. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. В. 1. С. 335—345.
 [9] Geick R., Perry C. H., Mitra S. S. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 2. P. 1994—1997.
 [10] Egorov V. D. // Phys. St. Sol. (b). 1980. V. 102. N 1. P. 317—321.

Вильнюсский государственный университет им. В. Капсукаса

Получено 22.07.1988
 Принято к печати 27.10.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

ЛИНЕЙНАЯ ПО ТОКУ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ КВАЗИЧАСТИЦ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЯХ

Гредескул Т. С.

В данной работе рассматриваются распределения электронной и фононной температур, а также вид вольтамперной характеристики в полупроводниковой пластине длиной $2a$ ($-a \leq x \leq a$) в линейном по току приближении. Размеры образца вдоль осей Y, Z неограничены, а теплообмен с окружающей средой осуществляется только через стенки $x = \pm a$. В образце вдоль оси X протекает электрический ток, определяемый выражением

$$\mathbf{J} = \sigma (E - \alpha_e \nabla_x T_e), \quad (1)$$

где σ — электропроводность, E — электрическое поле, T_e — температура электронов, α_e — коэффициент дифференциальной электронной термоэдс. Температуру электронов T_e (и влияющую на нее температуру фононов T_p) легко найти, решая уравнения баланса энергии для электронов и фононов, отвечающие вышеописанной ситуации [1],

$$\begin{aligned} x_e t_e'' &= P (t_e - t_p), \\ -x_p t_p'' &= P (t_e - t_p) \end{aligned} \quad (2)$$

с граничными условиями [2]

$$\begin{aligned} \Pi - x_e t_e' |_{\pm a} &= \pm \eta_e t_e |_{\pm a}, \\ -x_p t_p' |_{\pm a} &= \pm \eta_p t_p |_{\pm a}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $t_{e,p} = J^{-1} (T_{e,p} - T_0)$, T_0 — температура окружающего образец термостата, P — параметр, характеризующий электрон-фононное энергетическое взаимодействие, $\Pi = \alpha_e T_0 - \lambda$, λ — поверхностный коэффициент Пельтье, $x_{e,p}$ — электронная и фононная объемные теплопроводности, $\eta_{e,p}$ — скорости поверхностной релаксации энергии электронов и фононов.

Решение такой системы имеет вид

$$t_{e,p} = \frac{\Pi}{\eta_e} \frac{\beta (kL_p + \text{th } ak) X + \gamma_{e,p} (a + L_p) \frac{\text{sh } kx}{\text{ch } ka}}{(1 + \beta) a \text{th } ak + (\beta L_e + L_p) \text{th } ak + ak (L_e + \beta L_p) + (1 + \beta) kL_e L_p}, \quad (4)$$

где $L_{e,p} = x_{e,p} / \eta_{e,p}$, $\beta = x_e / x_p$, $\gamma_e = 1$, $\gamma_p = -\beta$, $k^2 = k_e^2 + k_p^2$, $k_{e,p}^2 = P / x_{e,p}$. Поскольку в невырожденном полупроводнике длины $k_{e,p}^{-1}$ удовлетворяют усиленному неравенству $k_p^{-1} \gg k_e^{-1}$, эквивалентному $x_p \gg x_e$ (обычно $x_e / x_p \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ [3]), можно считать, что $k^{-1} \approx k_e^{-1}$.

Как видно из выражения (4), электронная и фононная температуры состоят из двух слагаемых — линейного и отличного от нуля в погранслое толщиной k_e^{-1} слагаемого $\sim \text{sh } kx$. Таким образом, в объеме массивного образца ($ak \gg 1$, $k |a - x| \gg 1$) температуры $t_{e,p}$ совпадают и определяются линейными слагаемыми.