

УДК 535.343.2

© 1991

ГАШЕНИЕ ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В GaAs

Я. Ю. Аавиксоо, И. Я. Рейманд, В. В. Россин, В. В. Травников

При исследовании кинетики поляритонной фотолюминесценции в сверхчистых эпитаксиальных слоях GaAs обнаружен эффект гашения люминесценции следующим импульсом фотовозбуждения. Зависимости эффекта от энергии люминесценции, энергии и интенсивности возбуждения указывают на то, что эффект связан с разогревом поляритонов за счет их взаимодействия с горячими электронами, возникающими при фотовозбуждении.

В кристаллах GaAs при фотовозбуждении светом с энергией больше ширины запрещенной зоны рождаются неравновесные носители заряда, которые после энергетической релаксации связываются в экситоны. Этот канал образования экситонов в GaAs является преобладающим [1]. Таким образом, при фотовозбуждении могут одновременно существовать неравновесные носители заряда и экситоны и взаимодействовать между собой. В [2, 3] отмечалось, что экситон-электронное взаимодействие может оказывать влияние на форму спектра поляритонной люминесценции GaAs. В [4] удалось описать форму спектра поляритонной люминесценции при малых интенсивностях возбуждения $I_{\text{возб}}$ сверхчистых эпитаксиальных слоев GaAs, учитывая взаимодействие поляритонов с фононами и примесями. В то же время наблюдаемый с увеличением $I_{\text{возб}}$ длинноволновый сдвиг максимума излучения из состояний нижней поляритонной ветви в рамках почти упругого рассеяния поляритонов на акустических фононах объяснить невозможно. Предполагалось, что он связан с существенно неупругим экситон-электронным рассеянием. В [5] сообщалось о влиянии магнитного поля на энергетическую функцию распределения поляритонов в GaAs. При этом для объяснения эффекта существенная роль также отводилась экситон-электронному рассеянию. Целью настоящей работы являлось выяснение роли процессов экситон-электронного рассеяния в кинетике нестационарной поляритонной фотолюминесценции GaAs.

Люминесценция возбуждалась перестраиваемым лазером на красителе стирил-9 с накачкой криптоновым лазером с синхронизацией мод. Длительность импульса фотовозбуждения 5 пс, период следования 12.2 нс, полуширина аппаратной функции системы регистрации 300 пс. Спектральная ширина линии возбуждения (~ 0.7 мэВ) и спектральное разрешение (~ 0.1 мэВ) позволяли четко фиксировать как энергию возбуждения, так и энергию люминесценции. Образцы представляли собой сверхчистые слои GaAs, изготовленные методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе. По оценкам, концентрация мелких примесей в них составляла величину $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$ [6]. Стационарный спектр фотолюминесценции этих образцов отличается интенсивной линией поляритонной люминесценции, сравнимой по интенсивности с линиями излучения связанных экситонов [4].

На рис. 1 представлен квазистационарный спектр фотолюминесценции образца GaAs при температуре 1.7 К и интенсивности возбуждения $I_{\text{возб}} = 2.4$ Вт/см 2 (квазистационарный спектр отличается от обычного ста-

ционарного тем, что представляет собой временной интеграл люминесценции при указанном выше импульсном возбуждении). На рис. 2 показаны импульсы поляритонной люминесценции, зарегистрированные в трех характерных точках спектра: энергии максимума поляритонной люминесценции, соответствующей излучению нижней поляритонной ветви (1); энергии коротковолнового плеча, соответствующей энергии продольного экситона E_L (2); энергии из области излучения верхней поляритонной ветви (3). Обращают на себя внимание две характерные особенности импульсов люминесценции: задержка максимума импульса поляритонной люминесценции относительно импульса возбуждения, связанная с энергетической релаксацией носителей заряда [7] и поляритонов [8, 9], и гашение поляритонной люминесценции следующим импульсом возбуждения. Эффект гашения исчезает при приближении энергии возбуждения к краю запрещенной зоны (рис. 2, б). Эффект гашения наблюдается также и в кинетике люминесценции связанных экситонов. При этом наиболее ярко он проявляется в кинетике линии (D^0, x) -экситона, связанного на нейтральном доноре.

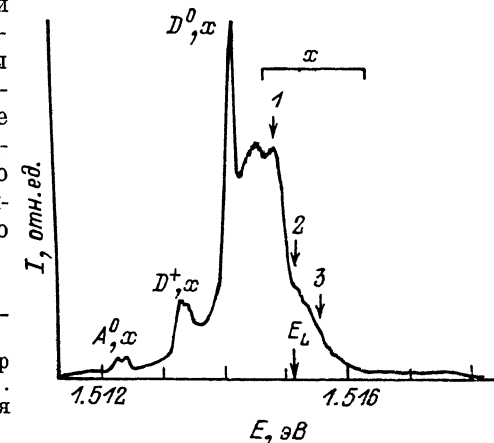


Рис. 1. Квасистационарный спектр фотолуминесценции образца Г13.1. $I_{\text{возб}} = 2.4 \text{ Вт/см}^2$, энергия возбуждения 1.554 эВ .

Как видно из рис. 2, а, эффект гашения тем больше, чем меньше энергия люминесценции. Для количественной оценки эффекта гашения можно ввести величину R_d , характеризующую глубину провала импульса люминесценции и равную отношению интенсивности люминесценции в начале импульса возбуждения в момент t_1 , когда наблюдается резкое изменение временной производной, и в максимуме импульса возбуждения в момент t_2 : $R_d = I(t_1)/I(t_2)$ (на рис. 2, а значения t_1 и t_2 отмечены стрелками). Значение $R_d < 1$ соответствует возрастанию люминесценции при приходе очередного импульса возбуждения.

На рис. 3 представлена зависимость величины R_d от энергии люминесценции. Видно, что глубина провала максимальна в области экситонного резонанса. Эффект гашения поляритонной люминесценции сильно зависит от интенсивности фотовозбуждения (рис. 4). Максимальное гашение достигается при средних $I_{\text{возб}} \sim 2.4 \text{ Вт/см}^2$.

Тот факт, что при малых энергиях люминесценции при приходе очередного импульса возбуждения наблюдается уменьшение интенсивности люминесценции, а при больших энергиях, наоборот, возрастание, позволяет сделать вывод, что происходит разогрев поляритонов. Мы предлагаем следующее возможное объяснение наблюдаемого эффекта. При возбуждении существенно выше края запрещенной зоны рождаются горячие электроны. Экситон-электронное взаимодействие приводит к разогреву поляритонов, т. е. к рассеянию поляритонов, накопившихся в состояниях с малой энергией, в состояния с большой энергией. В результате и наблюдается гашение люминесценции поляритонов с малой энергией, оставшихся от предыдущего импульса возбуждения. При этом максимального эффекта следует ожидать в области максимума энергетической функции распределения поляритонов в районе экситонного резонанса. Разогрев поляритонов приводит и к уменьшению концентрации связанных экситонов из-за того, что вероятность связывания уменьшается с увеличением энергии поляритонов [10]. При возбуждении в край зоны рождаются холодные электроны и разогрева поляритонов не происходит.

Зависимость эффекта гашения поляритонной люминесценции от интенсивности возбуждения также имеет разумное объяснение. Вероятность экситон-электронного рассеяния пропорциональна концентрации электронов n_e . Поэтому при малых интенсивностях возбуждения процессы экситон-электронного рассеяния незначительны и эффект отсутствует. При больших интенсивностях возбуждения эффект не заметен на фоне возрастания интенсивности поляритонной люминесценции за счет образования новых экситонов. Действительно, рассмотрим, чем определяется вре-

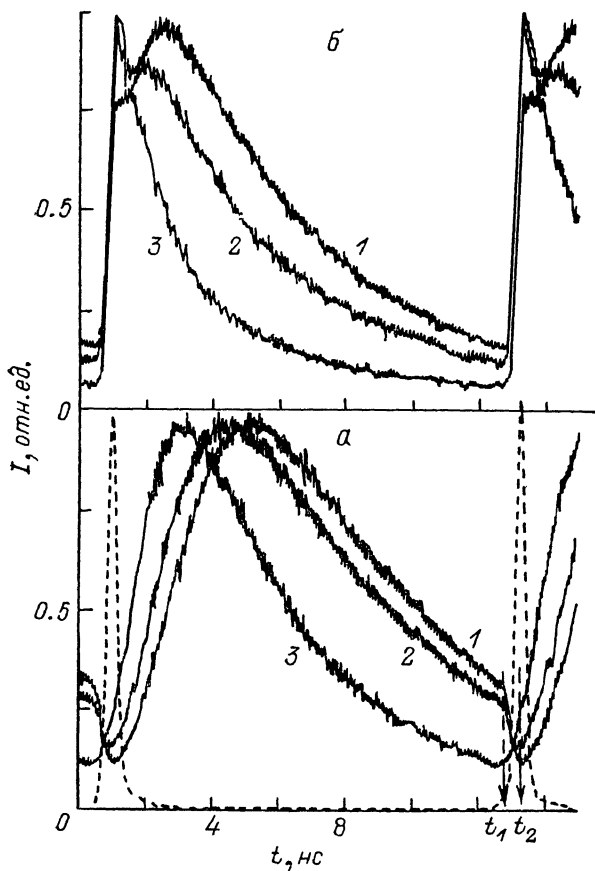


Рис. 2. Кинетика поляритонной люминесценции GaAs.

Энергия возбуждения (эВ): а — 1.554, б — 1.520, $I_{\text{возб}} = 2.4$ Вт/см². Пунктир — импульс лазера; цифры у кривых соответствуют точкам спектра рис. 1. Стрелками указаны точки, отношение интенсивностей в которых определяет величину R_d .

менная зависимость интенсивности поляритонной люминесценции при приходе очередного импульса возбуждения. Для простоты не будем учитывать экситон-фотонное взаимодействие, которое для качественного рассмотрения незначительно. Предположив максвелловское распределение экситонов по энергии с эффективной температурой T^* , для интенсивности люминесценции на энергии E получим

$$I_E(t) \sim n_x(t) \exp(-E/k_B T^*(t)) / T^*(t)^{3/2}, \quad (1)$$

где n_x — полная концентрация экситонов. Тогда производная по времени интенсивности экситонной люминесценции определяется выражением

$$\frac{dI}{dt} \sim \left(\frac{1}{n_x} \frac{dn_x}{dt} - \frac{3/2 \cdot k_B T^* - E}{k_B T^*} \frac{1}{T^*} \frac{dT^*}{dt} \right) I_E. \quad (2)$$

Нарастание полной концентрации экситонов во время импульса возбуждения пропорционально квадрату концентрации электронов n_e , а ско-

рость увеличения эффективной температуры экситонов за счет экситон-электронного рассеяния линейно зависит от n_e .

$$dn_x/dt \sim n_e^2, \quad dT^*/dt \sim n_e. \quad (3)$$

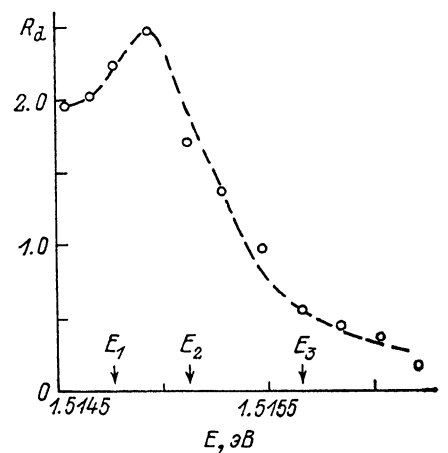


Рис. 3. Зависимость величины R_d от энергии люминесценции.

Энергия возбуждения 1.554 эВ, $I_{\text{возб}} = 2.4$ Вт/см². Стрелками отмечены энергии, указанные на спектре рис. 1.

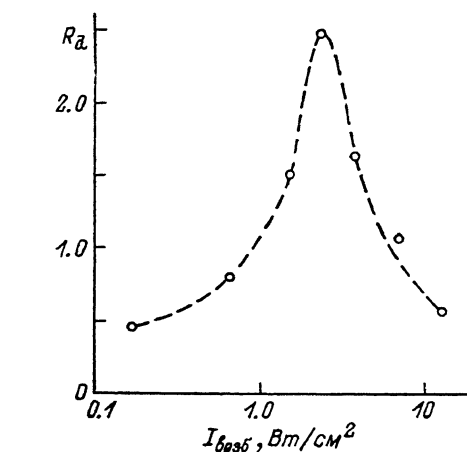


Рис. 4. Зависимость величины R_d от интенсивности возбуждения

Энергия возбуждения 1.554 эВ, энергия люминесценции 1.5149 эВ.

Из выражений (2), (3) видно, что при малых E и не слишком больших интенсивностях возбуждения возможны отрицательные значения временной производной интенсивности люминесценции, что соответствует гашению люминесценции импульсом возбуждения. При больших $I_{\text{возб}}$ скорость рождения экситонов начинает превышать их скорость разогрева.

Следует отметить, что для возможности наблюдения эффекта существуют два обстоятельства. Во-первых, время затухания поляритонной люминесценции должно быть достаточно большим по сравнению с периодом следования импульсов, чтобы к приходу очередного импульса возбуждения был заметный сигнал люминесценции. Во-вторых, необходима

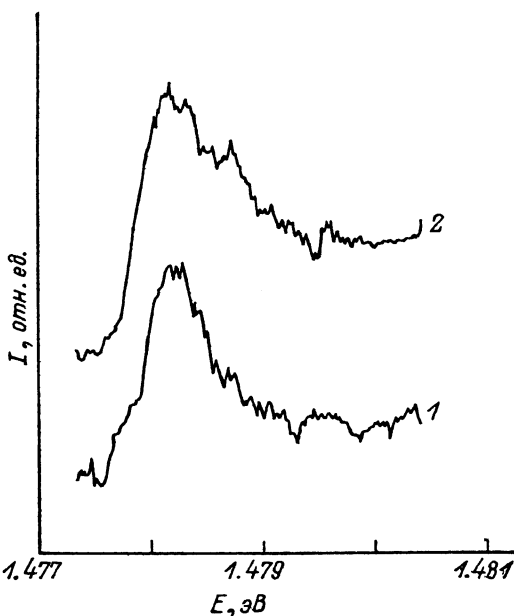


Рис. 5. Спектры излучения экситонов с испусканием LO фона.

Энергия возбуждения (эВ): 1 — 1.520, 2 — 1.554.

значительная задержка между рождением горячих электронов и образованием новых экситонов. Эти два условия удается выполнить в наших сверхчистых слоях GaAs, в которых время затухания поляритонной люминесценции достигает значений $\tau_d \sim 4 \div 5$ нс, а задержка максимума поляритонной люминесценции относительно импульса лазера составляет величину $\Delta t_{\text{max}} \sim 4$ нс.

Экситон-электронное взаимодействие проявляется и в эксперименте по исследованию формы линии фононного повторения квазистационарной поляритонной люминесценции в зависимости от энергии возбуждения. Как видно из рис. 5, с увеличением энергии возбуждения возрастает эффективная температура поляритонов, которая определяет коротковолновый спад фононного повторения. Это прямо указывает на непосредственную связь эффективных температур поляритонов и электронов.

Обращает на себя внимание также, что форма спектра квазистационарной поляритонной люминесценции отличается от стационарной при соответствующей интенсивности возбуждения. В последнем случае в районе энергии продольного экситона наблюдается ярко выраженный провал в спектре, отсутствующий на рис. 1. Дело в том, что в случае импульсного возбуждения временные максимумы концентраций горячих электронов и поляритонов оказываются разнесенными, что обуславливает не слишком сильный разогрев поляритонов за счет взаимодействия с горячими электронами и отражается в отсутствии провала в спектре.

Для эффективного экситон-электронного взаимодействия существенно также совпадение пространственных распределений горячих электронов и поляритонов, дающих вклад в излучение. Из-за невыполнения этого условия при исследовании кинетики люминесценции поляритонов с испусканием LO фонона не наблюдается гашения люминесценции при приходе импульса фотовозбуждения. В отличие от резонансной поляритонной люминесценции фононное повторение связано с излучением из всего объема. К моменту прихода очередного импульса фотовозбуждения поляритоны диффундируют в глубь кристалла, где они не могут взаимодействовать с горячими электронами.

Таким образом, показано, что при приходе импульса фотовозбуждения происходит разогрев поляритонов горячими электронами, что проявляется в наблюдаемом эффекте гашения люминесценции в районе экситонного резонанса.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Weisbuch C. // *Solid St. Electr.* 1978. V. 21. N 1. P. 179—183.
- [2] Aoki K., Kinugasa T., Yamamoto K. // *Phys. Letters.* 1979. V. 72A. N 1. P. 63—66.
- [3] Aoki K., Okuyama Y., Kobayvshi T., Yamamoto K. // *J. of Phys. C.* 1979. V. 12. N 4. P. 647—654.
- [4] Жилиев Ю. В., Маркарян Г. Р., Россиян В. В., Россиян Т. В., Травников В. В. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. № 9. С. 2688—2695.
- [5] Жилиев Ю. В., Россиян В. В., Россиян Т. В., Травников В. В. // *ЖЭТФ.* 1991. Т. 99. № 4.
- [6] Голубев В. Г., Жилиев Ю. В., Иванов-Омский В. И., Маркарян Г. Р., Осутин А. В., Челноков В. Е. // *ФТТ.* 1987. Т. 21. № 10. С. 1771—1776.
- [7] Höger R., Göbel E. O., Kuhl J., Ploog K., Queisser H. J. // *J. Phys. C.* 1984. V. 17. P. L905—L910.
- [8] Toyozawa J. // *Suppl. Progr. Theor. Phys.* 1959. V. 12. P. 111—140.
- [9] Wiersner P., Heim U. // *Phys. Rev. B.* 1975. V. 11. № 8. P. 3071—3077.
- [10] Гросс Е. Ф., Пермогоров С. А., Травников В. В., Селькин А. В. // *ФТТ.* 1972. Т. 14. № 5. С. 1547—1548.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
18 марта 1991 г.