

# Динамика излучения GaAs микрорезонатора с встроенными квантовыми ямами при высоких плотностях нерезонансного возбуждения

В. В. Белых<sup>1)</sup>, М. Х. Нгуен, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, В. А. Цветков, А. В. Шарков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 мая 2009 г.

В микрорезонаторе на основе GaAs с встроенными квантовыми ямами изучена временная динамика процесса излучения при высоких уровнях нерезонансного возбуждения пикосекундными лазерными импульсами. При уровнях накачки, превышающих порог лазерной генерации, измерены кинетические зависимости интенсивности, спектрального положения и ширины линии излучения. Установлено, что после импульса возбуждения линия излучения сдвигается в сторону больших энергий в течение некоторого времени, сравнимого с временем достижения максимума интенсивности излучения, а затем движется в обратную сторону к ее положению при низкой поляритонной плотности. Ширина линии излучения максимальна непосредственно после импульса возбуждения и достигает минимума, когда интенсивность стимулированного излучения достигает максимальной величины. Показано, что в начальные моменты времени после импульса возбуждения система находится в режиме слабой экситон-фотонной связи и переходит с течением времени в режим сильной связи.

PACS: 71.36.+c, 78.47.+p, 78.45.+h

В результате сильного экситон-фотонного взаимодействия в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) с встроенными квантовыми ямами возникают смешанные экситон-фотонные состояния, называемые поляритонами [1]. Взаимодействие приводит к расталкиванию экситонной и фотонной дисперсионных ветвей, и в результате образуются две ветви, называемые нижней и верхней поляритонными ветвями. Поляритоны являются бозонами и вблизи дна нижней поляритонной ветви (НПВ) имеют чрезвычайно малую эффективную массу (и, соответственно, плотность состояний). Поэтому бозе-конденсация поляритонов может происходить при достаточно высоких температурах и малых плотностях поляритонного газа [2]. Возможность наблюдения бозе-конденсации поляритонов, а также других интересных эффектов в этой системе (например, стимулированного параметрического поляритон-поляритонного рассеяния [3]) привлекает повышенное внимание к изучению МР поляритонов (см. книгу [4] и ссылки там).

Однако даже при более низких, чем требуется для бозе-конденсации, поляритонных плотностях система вследствие межчастичных взаимодействий может перейти в так называемый режим слабой связи, в котором поляритонные состояния размыты [5]. При дальнейшем увеличении плотности (накачки) возни-

кает лазерная генерация на частоте фотонной моды как в обычном вертикальном лазере (VCSEL).

Переход от режима сильной связи (когда применимо описание системы с помощью поляритонов) к режиму слабой связи и возникновение лазерной генерации при увеличении мощности возбуждения исследовались при стационарном [5] и импульсном [6] возбуждении. В то же время временная динамика этого перехода сколько-нибудь подробно не изучена. Между тем кинетические измерения при высоких уровнях накачки дают возможность непосредственно проследить процесс перехода от режима слабой к режиму сильной связи.

В настоящей работе исследована динамика интенсивности, спектрального положения и ширины линии излучения МР структуры на основе GaAs с встроенными квантовыми ямами при нерезонансном возбуждении пикосекундными лазерными импульсами. Измерения выполнены при мощностях возбуждения, достаточных для достижения лазерной генерации, и различных расстройках между фотонной и экситонной модами. Установлено, что непосредственно после импульса возбуждения система находится в режиме слабой связи. При этом высокочастотный сдвиг линии излучения, величину которого часто считают характеристикой режима экситон-фотонной связи, может быть незначительным или вообще отсутствовать. Затем в течение нескольких десятков пикосекунд в МР развивается лазерная генера-

<sup>1)</sup>e-mail: bilykh@sci.lebedev.ru

ция, после прекращения которой (ее продолжительность  $\sim 100$  пс) система переходит в режим сильной связи.

Исследуемый образец представлял собой  $\frac{3}{2}\lambda$  микрорезонатор с брэгговскими зеркалами из чередующихся слоев AlAs и  $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$ , в GaAs полость которого встроены шесть туннельно-изолированных  $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}$  квантовых ям – по три в каждой из пучностей электрического поля в МР. Полость МР имела форму клина, что позволяло при заданной энергии экситонной моды изменять энергию фотонной моды смещением возбуждающего лазерного пятна на поверхности образца. Расщепление Раби для данного образца составляет 6 мэВ. Образец был помещен в гелиевый оптический криостат с температурным контролем. Все эксперименты проводились при температуре образца 10 К.

Возбуждение образца производилось Ti-сапфировым лазером, генерировавшим периодическую последовательность импульсов длительностью 2.5 пс с частотой повторения 76 МГц. Энергия квантов лазерного излучения составляла 1.595 эВ (длина волны 777.6 нм), то есть она была больше ширины запрещенной зоны GaAs (1.519 эВ), определяющей высоту энергетических барьеров квантовых ям. Возбуждающее излучение падало на структуру под углом  $60^\circ$  к нормали к плоскости зеркал МР и фокусировалось на образце в пятно диаметром 40 мкм. Люминесценция образца регистрировалась в направлении нормали к плоскости зеркал МР с угловой апертурой, не превышавшей  $2^\circ$ .

Кинетика люминесценции образца после импульса возбуждения измерялась методом параметрического сложения частот люминесценции и лазерного излучения (опорный импульс) в нелинейном кристалле (метод up-conversion); излучение на суммарной частоте в моменты времени, определяемые задержкой между опорным и возбуждающим импульсами, анализировалось двойным спектрометром и регистрировалось ФЭУ в режиме счета фотонов. Временное разрешение установки составляло 2.5 пс, спектральное – 2.0 мэВ.

Расстройка между фотонной и экситонной модами определялась из интегрированных по времени спектров люминесценции, измеренных при низкой плотности возбуждения с помощью дифракционного спектрометра с ПЗС камерой, охлаждаемой жидким азотом. Более подробно методика экспериментов и анализ разрешенных по времени спектров люминесценции МР описаны в работе [7], где приведены более полные экспериментальные данные наших исследований.

Перейдем к изложению экспериментальных результатов. Речь будет идти о свойствах и поведении линии излучения МР, отвечающей дну НПВ. На зависимости интегральной по времени интенсивности этой линии излучения от плотности средней мощности возбуждения (вставка на рис. 1а) можно выделить

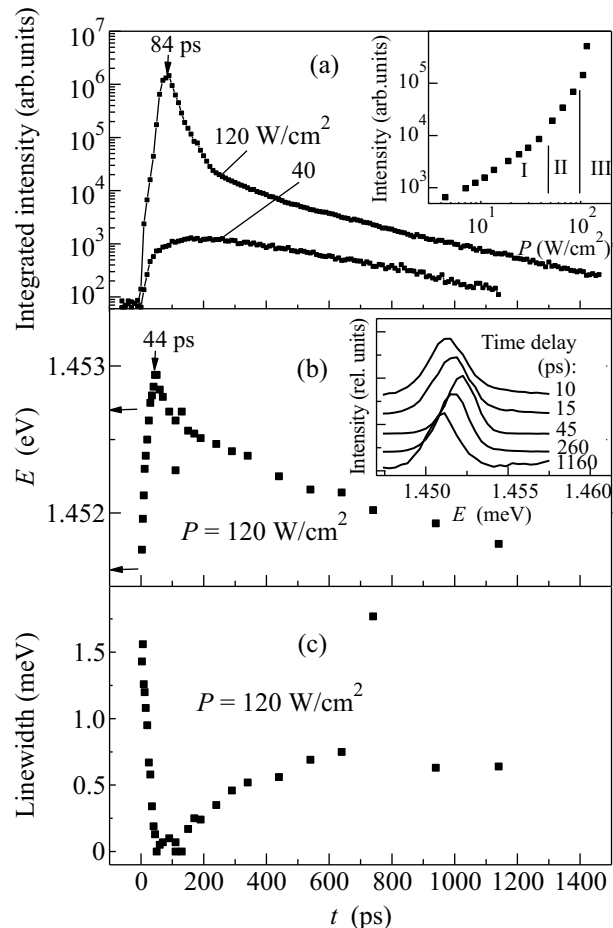


Рис. 1. (а) Кинетики интенсивности линии излучения МР при плотностях возбуждения ниже ( $40 \text{ Вт/см}^2$ ) и выше ( $120 \text{ Вт/см}^2$ ) пороговой. На вставке – зависимость интегральной по времени интенсивности излучения от плотности возбуждения. (б) Кинетика энергетического положения максимума линии излучения при плотности возбуждения  $120 \text{ Вт/см}^2$ . Горизонтальными стрелками отмечены энергетические положения дна НПВ при малых плотностях возбуждения (нижняя стрелка) и минимума фотонной дисперсионной кривой (верхняя стрелка). На вставке приведены спектры излучения в различные моменты времени после импульса возбуждения. Спектры нормированы на максимум интенсивности и для наглядности сдвинуты по вертикали друг относительно друга. (в) Кинетика ширины линии при плотности возбуждения  $120 \text{ Вт/см}^2$ . Расстройка между фотонной и экситонной модами  $\Delta = -6.3 \text{ мэВ}$

три участка (указаны на рисунке). На первом участке зависимость линейная, второй участок – переходный, а в начале третьего участка интенсивность излучения пороговым образом возрастает, что связано с возникновением лазерной генерации. При переходе через порог качественным образом изменяется характер динамики интенсивности излучения (рис.1а). При низкой плотности возбуждения интенсивность излучения вначале относительно медленно нарастает с течением времени после импульса возбуждения, а затем убывает по экспоненциальному закону с постоянной времени  $\approx 250$  пс. При плотностях возбуждения выше порогового значения нарастание интенсивности излучения становится более резким, а в кинетике спада интенсивности появляется быстрая компонента. Быстрый участок в кинетике интенсивности излучения при высокой мощности нерезонансного возбуждения наблюдался в МР на основе GaAs [8] и CdTe [9] и объяснялся стимулированным излучением поляритонов. Однако, как будет видно из дальнейшего, в нашем случае лазерная генерация происходит в режиме слабой экситон-фотонной связи <sup>2)</sup>.

На рис.1b и с показаны динамики спектрального положения максимума и ширины на половине высоты линии излучения МР, измеренные при максимальной плотности возбуждения. Ширина линии и ее энергетическое положение были определены с учетом аппаратной функции установки из разрешенных по времени спектров излучения МР (вставка на рис.1b), пересчитанных из спектров на суммарной частоте. Кинетика спектрального положения максимума линии в общих чертах схожа с кинетикой интенсивности излучения, однако максимальный энергетический сдвиг линии излучения (сдвиг максимума линии отсчитывается от его спектрального положения при больших временных задержках, то есть при малой поляритонной плотности) достигается раньше, чем максимальная интенсивность излучения. Похожее изменение спектрального положения линии излучения после импульса возбуждения наблюдалось в отсутствие МР для экситонов в квантовых ямах при нерезонансном оптическом возбуждении [11].

Ширина линии (рис.1с) была максимальна сразу после импульса возбуждения (чувствительность установки позволяла надежно регистрировать спектры излучения при  $t \geq 10$  пс), затем резко уменьшалась и достигала минимального значения, когда интенсивность излучения приближалась к максималь-

ной. Далее ширина линии возрастала с течением времени, приближаясь к своему значению при низкой поляритонной плотности. Такое поведение ширины линии излучения показывает, что при уровнях накачки выше порогового система после релаксации переходит в режим стимулированного излучения, а затем выходит из него вследствие уменьшения числа частиц в системе в процессе излучательной рекомбинации.

Из рис.1b видно, что в начальный момент времени положение линии излучения практически совпадает с положением линии при больших временных задержках, то есть при малой поляритонной плотности. Часто полагают, что малый спектральный сдвиг максимума линии излучения свидетельствует о режиме сильной экситон-фотонной связи. Однако непосредственно после импульса возбуждения число частиц в системе максимально, и процессы межчастичного рассеяния должны приводить к размытию поляритонных мод. По-видимому, именно по этой причине ширина линии излучения МР максимальна в начальный момент времени.

О режиме экситон-фотонной связи можно судить по характеру зависимости спектрального положения линии излучения от расстройки между фотонной и экситонной модами МР. Для того чтобы получить эти зависимости для различных моментов времени после импульса возбуждения, были измерены кинетики спектрального положения максимума линии излучения при различных расстройках (рис.2). Из рисун-

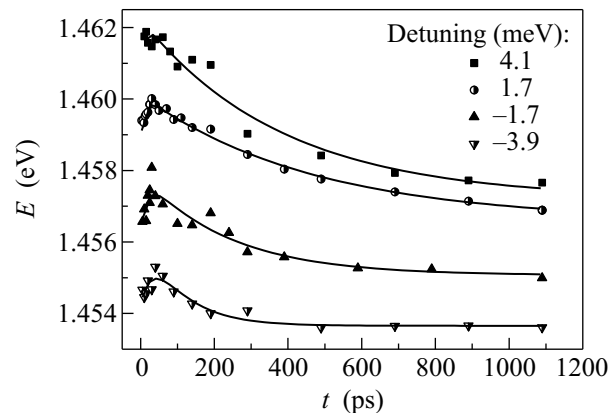


Рис.2. Кинетики энергетического положения максимума линии излучения МР при различных расстройках между фотонной и экситонной модами. Плотность возбуждения  $60 \text{ Вт/см}^2$ . Сплошные линии проведены для удобства

ка видно, что при увеличении расстройки возрастают максимальный сдвиг и сдвиг линии излучения непосредственно после импульса возбуждения. За-

<sup>2)</sup> Однако следует заметить, что, вообще говоря, экспериментально лазерная генерация трудно отличима от излучения поляритонного конденсата [10].

метим, что интенсивность линии излучения МР также возрастает при увеличении расстройки (во всяком случае при не слишком больших положительных расстройках), тогда как порог лазерной генерации понижается. При экспериментальных условиях, в которых были получены результаты, приведенные на рис.2, лазерная генерация наблюдалась при расстройках 4.1, 1.7,  $-1.7$  мэВ и отсутствовала при расстройке  $-3.9$  мэВ.

Зависимости энергетического положения линии излучения МР при малой ( $t = 10$  пс) и большой ( $t = 1100$  пс) временных задержках после импульса возбуждения показаны на рис.3. При  $t = 10$  пс

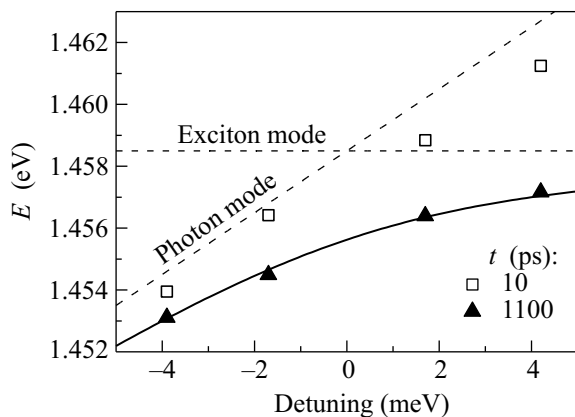


Рис.3. Зависимости энергетического положения максимума линии излучения МР от расстройки между фотонной и экситонной модами в моменты времени  $t = 10$  и  $1100$  пс после возбуждающего импульса. Плотность возбуждения  $60$  Вт/см<sup>2</sup>. Штриховые линии – зависимости положения минимума фотонной (наклонная прямая) и экситонной (горизонтальная линия) мод от расстройки; сплошная линия – расчетная зависимость положения дна НПВ от расстройки при низкой поляриционной плотности

экспериментальные точки весьма незначительно отклоняются от соответствующей зависимости для фотонной моды, то есть излучение МР отвечает не дну НПВ, а имеет частоту, близкую к фотонной моде при каждой расстройке. Такое поведение свидетельствует о режиме слабой экситон-фотонной связи в МР. Совершенно иначе ведет себя эта зависимость при  $t = 1100$  пс: ее отклонение от фотонной прямой возрастает при увеличении расстройки, и экспериментальные точки ложатся на расчетную зависимость для режима сильной связи. Таким образом, при малых временных задержках система находится в режиме слабой связи и переходит в режим сильной связи в процессе энергетической релаксации и рекомбинации частиц системы.

Полученные экспериментальные результаты качественно согласуются с теоретической моделью динамики экситон-фотонной системы в МР, рассмотренной в работе [7].

Итак, в работе измерены кинетические зависимости интенсивности, спектрального положения и ширины линии излучения GaAs микрорезонатора с встроенными квантовыми ямами при высоких уровнях нерезонансного оптического возбуждения. Установлено, что в течение некоторого времени после импульса возбуждения система находится в режиме слабой связи. В этом режиме в микрорезонаторе возникает лазерная генерация. Затем генерация прекращается вследствие уменьшения числа частиц в системе в процессе рекомбинации, и с течением времени система переходит в режим сильной связи.

Мы глубоко признательны Л.В.Келдышу и В.Д.Кулаковскому за внимание, ценные советы и полезные обсуждения. Мы благодарны УНК ФИАН за финансовую поддержку одного из нас (В.В.Б.). Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 05-02-17328 и # 08-02-01438), Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-4454.2008.2) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Фемтосекундная оптика и новые оптические материалы”.

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
2. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al., *Nature(London)* **443**, 409 (2006).
3. В. Д. Кулаковский, Д. Н. Крижановский, М. Н. Махонин и др., *УФН* **175**, 334 (2005).
4. A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press, 2007.
5. R. Butte, G. Delalleau, A. I. Tartakovskii et al., *Phys. Rev. B* **65**, 205310 (2002).
6. D. Ballarini, A. Amo, L. Vina et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 201905 (2007).
7. В. В. Белых, М. Х. Нгуен, Н. Н. Сибельдин и др., *ЖЭТФ*, принята к печати.
8. M. D. Martin, G. Aichmayr, A. Amo et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 295204 (2007).
9. J. Bloch, B. Sermage, M. Perrin, and P. Senellart, *Phys. Rev. B* **71**, 155311 (2005).
10. D. Bajoni, P. Senellart, A. Lemaître, and J. Bloch, *Phys. Rev. B* **76**, 201305 (2007).
11. K. Litvinenko, D. Birkedal, V. G. Lyssenko, and J. M. Hvam, *Phys. Rev. B* **59**, 10255 (1999).