

Список литературы

1. Savvidis P G et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1547 (2000)
2. Houdré R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2793 (2000)
3. Ciuti C et al. *Phys. Rev. B* **62** R4825 (2000)
4. Tartakovskii A I, Krizhanovskii D N, Kulakovskii V D *Phys. Rev. B* **62** R13298 (2000)
5. Stevenson R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 3680 (2000)
6. Baumberg J J et al. *Phys. Rev. B* **62** R16247 (2000)
7. Ciuti C, Schwendimann P, Quattropani A *Phys. Rev. B* **63** 041303 (2001)
8. Whittaker D M *Phys. Rev. B* **63** 193305 (2001)
9. Savvidis P G et al. *Phys. Rev. B* **64** 075311 (2001)
10. Saba M et al. *Nature* **414** 731 (2001)
11. Savasta S, Di Stefano O, Girlanda R *Phys. Rev. Lett.* **90** 096403 (2003)
12. Huynh A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 106401 (2003)
13. Kulakovskii V D et al. *Nanotechnology* **12** 475 (2001)
14. Кулаковский В Д и др. *УФН* **175** 334 (2005)
15. Butté R et al. *Phys. Rev. B* **68** 115325 (2003)
16. Gippius N A et al., in *Proc. of the 26th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, Edinburgh, UK, 29 July – 2 August 2002* (Institute of Physics Conf. Ser., No. 171, Eds A R Long, J H Davies) (Bristol: IOP Publ., 2003) paper G4-6
17. Кулаковский В Д и др. *УФН* **173** 995 (2003)
18. Gippius N A et al. *Europhys. Lett.* **67** 997 (2004)
19. Gippius N A, Tikhodeev S G *J. Phys.: Condens. Matter* **16** S3653 (2004)
20. Baas A et al. *Phys. Rev. A* **69** 023809 (2004)
21. Whittaker D M, in *Proc. of PLCMN4, St. Petersburg, June 2004* (2004)
22. Carusotto I, Ciuti C *Phys. Rev. Lett.* **93** 166401 (2004)
23. Tikhodeev S G et al. *Phys. Rev. B* **66** 045102 (2002)
24. Tassone F, Yamamoto Y *Phys. Rev. B* **59** 10830 (1999)
25. Firth W J, Scroggie A J *Phys. Rev. Lett.* **76** 1623 (1996)
26. Kuszelewicz R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 6006 (2000)
27. Vladimirov A G et al. *Phys. Rev. E* **65** 046606 (2002)
28. Duffing G *Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz* (Braunschweig: Vieweg, 1918)
29. Luchinsky D G, McClintock P V E, Dykman M I *Rep. Prog. Phys.* **61** 889 (1998)
30. Gilmore R *Rev. Mod. Phys.* **70** 1455 (1998)
31. Baas A et al. *Phys. Rev. B* **70** 161307(R) (2004)
32. Langbein W *Phys. Rev. B* **70** 205301 (2004)

PACS numbers: 42.65. – k, 71.36. + e, 78.65. – n

Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в полупроводниковых микрорезонаторах

В.Д. Кулаковский, Д.Н. Крижановский,
М.Н. Махонин, А.А. Деменев,
Н.А. Гишпиус, С.Г. Тиходеев

Смешанные экситон-фотонные состояния в плоских полупроводниковых микрорезонаторах (МР) с квантовыми ямами (КЯ) в активном слое толщиной $1-3\lambda$, где λ — длина волны света, представляют собой новый класс квазидвумерных квазичастиц с уникальными свойствами [1]. Такие состояния, получившие название микрорезонаторных поляритонов, реализуются в МР при условии, что затухания фотонной и экситонной мод не превышают энергию экситон-фотонного взаимодействия. Квантование света в плоском МР перпендикулярно плоскости зеркал приводит к почти параболической дисперсии фотонной моды с очень малой эффективной

массой вблизи нулевого латерального квазиимпульса \mathbf{k} :

$$E_C = \left(E_C^2(0) + \frac{(\hbar ck)^2}{\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка, c — скорость света и ε — диэлектрическая постоянная. В режиме сильного взаимодействия экситонная и фотонная моды расталкиваются и возникают две — верхняя и нижняя — поляритонные ветви, дисперсия которых определяется двумя параметрами — рассогласованием $\delta = E_C - E_X$ энергий пустого МР E_C и экситона E_X при $\mathbf{k} = 0$ и величиной экситон-фотонного взаимодействия Ω . Из-за большой фотонной составляющей эффективная масса МР-поляритонов оказывается на несколько порядков меньше эффективной массы экситонов, а их когерентный размер превышает несколько микрон, что качественно изменяет свойства экситонной системы [1–3]. Благодаря уникальным особенностям дисперсии поляритонов в МР, с одной стороны, и короткому времени их жизни, с другой, энергетическая релаксация поляритонов в МР-структурах существенно отличается от релаксации экситонов в КЯ.

Сильная зависимость энергии МР-поляритона от квазиимпульса при малых k так же, как и в случае трехмерных поляритонов в полупроводниках, ведет к существенному подавлению их энергетической релаксации с испусканием акустических фононов. В результате при малых плотностях возбуждения наблюдается сильное уменьшение заселенности состояний при приближении ко дну нижней поляритонной ветви (НПВ), получившее название "эффекта узкого бутылочного горла" [4]. В условиях сильно подавленного поляритон-фотонного механизма релаксации, существенными становятся межчастичные рассеяния [5, 6]. В частности, уже при небольшой плотности двумерного электронного газа в КЯ рассеяние поляритонов на электронах приводит к более сильной энергетической релаксации поляритонов, чем рассеяние на фононах, что обуславливает сильную зависимость энергетического распределения поляритонов в НПВ от условий фотовозбуждения [7–9].

Наибольший интерес в последние годы вызывает поляритон-поляритонное рассеяние, благодаря которому экситон-поляритонная система демонстрирует сильнонелинейные свойства, проявляющиеся в поведении интенсивности и поляризации излучения при больших плотностях резонансного возбуждения вблизи точки перегиба дисперсионной кривой НПВ [2, 3, 10–17]. В частности, такое возбуждение приводит к появлению сильного параметрического рассеяния в состоянии с $\mathbf{k} = 0$ и $2\mathbf{k}_p$, где \mathbf{k}_p — квазиимпульс возбуждающего света. Эффект объясняется четырехволновым смешением или параметрическим рассеянием фотовозбужденных поляритонов из состояния (E_p, \mathbf{k}_p) с энергией E_p и моментом \mathbf{k}_p в состояния (E_s, \mathbf{k}_s) и (E_i, \mathbf{k}_i) , получившие названия "сигнал" (S) и "холостой сигнал" (idler, I) соответственно, и идет с сохранением энергии и квазиимпульса:

$$\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i = 2\mathbf{k}_p, \quad E_s + E_i = 2E_p. \quad (2)$$

Коэффициент преобразования достигает 10%, поэтому МР-структуры могут оказаться весьма перспективными для применения в беспороговых лазерах на поляритонах [18].

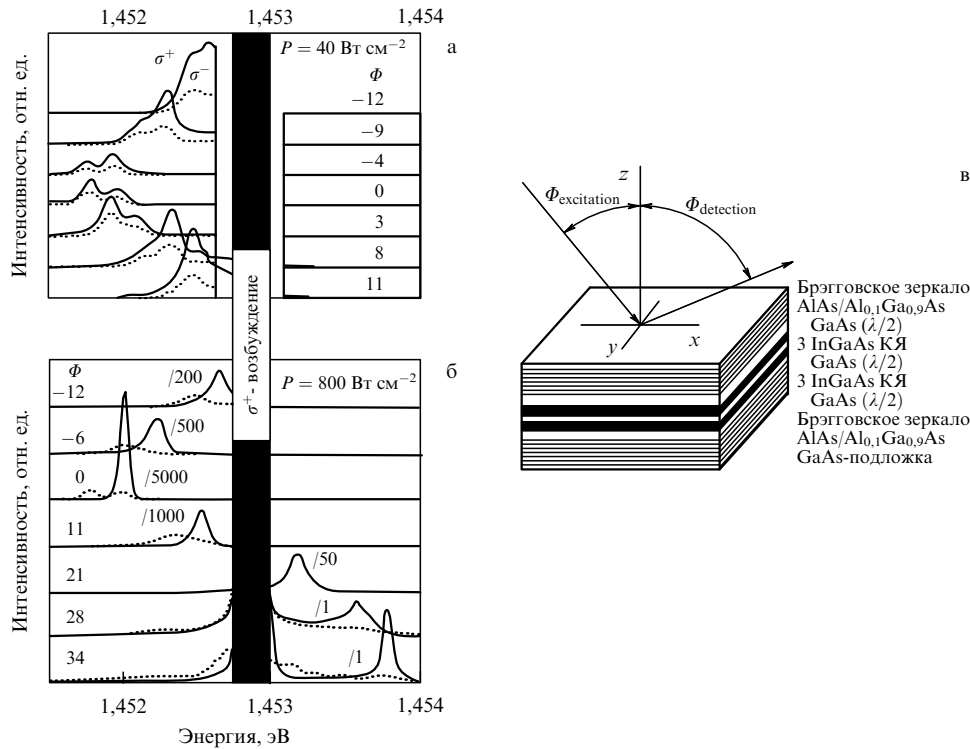


Рис. 1. Угловые зависимости спектров излучения МР при слабом (а) и сильном (б) резонансном σ^+ -фото возбуждении, записанные в двух поляризациях; значения угла Φ приведены в градусах; черная вертикальная полоса соответствует линии накачки, где сигнал фотолюминесценции не измерялся. (в) Схема исследуемого микрорезонатора с КЯ в активном слое.

Первоначально для описания наблюдаемых эффектов использовалась [2, 10–13] модель четырехволнового смешения, развитая для описания системы с одной макрозаполненной модой E_p, \mathbf{k}_p . Действительно, при возбуждении в точке перегиба НПВ законы сохранения энергии и импульса (2) выполняются для $\mathbf{k}_s = 0$ и $\mathbf{k}_i = 2\mathbf{k}_p$. Однако затем было обнаружено, что при интенсивностях накачки выше некоторой критической даже при возбуждении на достаточном удалении от точки перегиба, рассеяние по-прежнему идет в состоянии с $\mathbf{k}_s = 0$ и $\mathbf{k}_i = 2\mathbf{k}_p$. При этом закон сохранения энергии выполняется за счет того, что E_s и E_i оказываются существенно выше поляритонной ветви. Возможные причины такого поведения обсуждаются в работах [19–23]. В частности, было найдено, что при больших плотностях возбуждения поляритонов вблизи точки перегиба может реализовываться жесткий режим поляритон-поляритонного рассеяния вследствие перекрытия областей неустойчивости поляритонной системы относительно поляритон-поляритонного распада и бистабильности поляритонов, обычной для нелинейного осциллятора. Отметим, что бистабильность линейного отклика МР в области минимума НПВ недавно исследована экспериментально и теоретически в работе [24]. Кроме того, теоретически показано [25], что бистабильность отклика нелинейных поляритонов может приводить к их сверхтекучести.

В настоящей статье обсуждаются экспериментальные аспекты данной проблемы на примере результатов исследования поляритон-поляритонного рассеяния в полупроводниковой МР-структуре на основе GaAs (рис. 1). Структура имеет брэгговские зеркала из 17 и 20 повторяющихся Al_{0,13}Ga_{0,87}As/AlAs-слоев ($\lambda/4$) во фронтальном и тыльном зеркалах и InGaAs-КЯ в активном

слое. Эта структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке из GaAs толщиной 0,5 мм. В активном слое МР, состоящем из GaAs толщиной $3/2\lambda$, были размещены шесть In_{0,06}Ga_{0,94}As/GaAs-КЯ толщиной 10 нм. Величина раби-расщепления составляла $\Omega \sim 6$ мэВ. Микрорезонатор был выращен таким образом, что толщина его активного слоя плавно изменялась вдоль образца, что приводило к изменению энергии фотонной моды E_C и соответственно величины рассогласования энергий экситона E_X и фотонной моды в состояниях с $k = 0$. В экспериментах исследовались области образца с величиной δ от -2 до $+1$ мэВ.

Для резонансного фотовозбуждения поляритонов использовались два твердотельных непрерывных Ti–Sr-лазера. Нерезонансное возбуждение выше запрещенной зоны осуществлялось с помощью He–Ne-лазера. Образец помещался в гелиевый криостат, температура внутри которого регулировалась в диапазоне от 5 до 15 К системой терморегулировки (погрешность не более 0,05 К). Сбор фотолюминесценции (ФЛ) под разными углами осуществлялся с помощью линз и световода, закрепленных на плече гониометра. Для разрешения по углам использовалась диафрагма, обеспечивающая телесный угол $0,5^\circ$. Сигнал ФЛ регистрировался с использованием двойного метрового монохроматора и CCD-камеры, охлаждаемой азотом.

Использование спектроскопии с высоким угловым разрешением позволяет решить как проблему резонансного возбуждения поляритонов с заданным квазиимпульсом, так и проблему измерения распределения поляритонов в импульсном пространстве путем независимого выбора углов фотовозбуждения и наблюдения. Благодаря сохранению тангенциальной составляющей светового импульса на границе вакуум — МР, величина

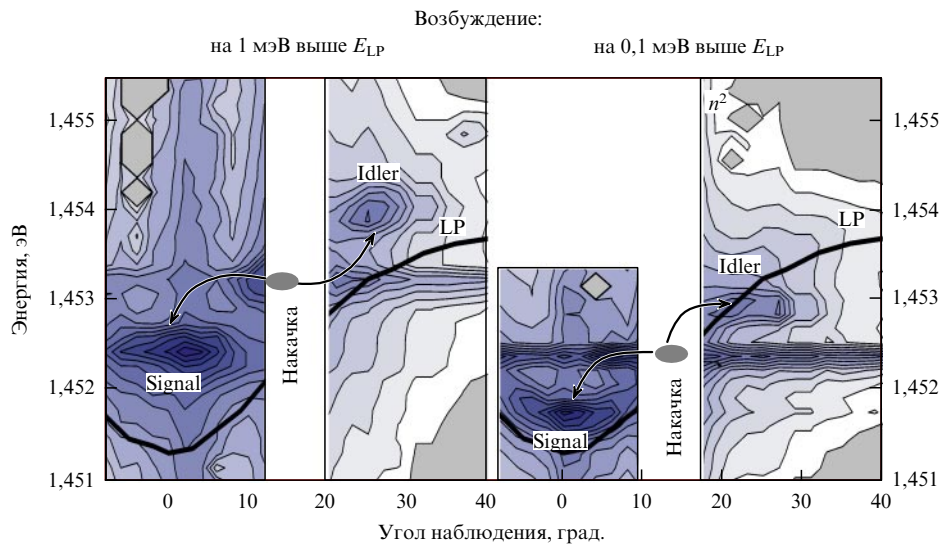


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения при возбуждении с плотностью мощности 1300 Вт см^{-2} на угле, соответствующем точке перегиба дисперсионной кривой НПВ, лазером с энергией квантов света на $0,1$ и 1 мэВ выше НПВ. Более темные области соответствуют более высоким значениям интенсивности излучения.

квазиимпульса поляритонов $|\mathbf{k}|$ связана с углом падения Φ простым соотношением $k = |\mathbf{k}| = (E/c) \sin \Phi$. Эксперименты выполнялись в условиях непрерывного возбуждения, что позволило фиксировать с большой точностью как импульс, так и энергию поляритонов.

На рисунке 1 показаны спектры излучения МР при резонансном возбуждении НПВ σ^+ -поляризованным светом в точке перегиба. При слабом возбуждении интенсивность и степень поляризации линии излучения уменьшаются с приближением ко дну НПВ-зоны, при этом энергии переходов в σ^+ - и σ^- -поляризациях совпадают. Такое поведение согласуется с ожидаемым для поляритонов с сильным эффектом "бутылочного горла" для энергетической релаксации поляритонов. При увеличении плотности возбуждения σ^- -спектры не изменяются, в то время как линия излучения в σ^+ -поляризации вблизи $k = 0$, сильно сужаясь, сдвигается в фиолетовую сторону, а ее интенсивность экспоненциально растет с плотностью возбуждения. В результате при больших плотностях возбуждения излучение становится почти на 100% σ^+ -поляризованным. Одновременно на квазиимпульсе $k = 2k_p$ появляется холостой сигнал I параметрического рассеяния, расположенный выше энергии возбуждения в соответствии с уравнением (2). Появление линии I показывает, что параметрическое рассеяние действительно вносит существенный вклад, а пороговый рост сигнала свидетельствует о самостимулированном характере рассеяния. Такой режим реализуется, когда заполнение состояний вблизи $k = 0$ оказывается больше единицы, в результате чего рассеяние в эти состояния дополнительно стимулируется в силу бозонной природы поляритонов.

Поведение сигнала при больших плотностях возбуждения в области $k \sim 0$ при фиксированном угле возбуждения сильно зависит от того, сдвигается ли энергия возбуждающего кванта E_p выше или ниже поляритонной ветви. При сдвиге E_p ниже НПВ порог для стимулированного рассеяния резко увеличивается и превышает 1000 Вт см^{-2} уже при рассогласовании $-0,05$ мэВ. При увеличении частоты света лазера в области выше НПВ

рост пороговой мощности для стимулированного рассеяния P_{th} значительно замедляется. При этом, вопреки простой теории четырехволнового смешения, оказывается, что при всех E_p величины k_s и k_i остаются практически неизменными, а энергии линий S и I сдвигаются существенно выше НПВ. Это иллюстрируется на рис. 2, на котором показано распределение интенсивности излучения при возбуждении на $0,1$ и 1 мэВ выше НПВ (E_{LP}). Из рисунка 2 видно, что при возбуждении на 1 мэВ выше НПВ и E_S , и E_I сдвигаются выше НПВ также примерно на 1 мэВ в соответствии с требованием закона сохранения энергии.

В теоретических работах [19, 20] была сделана попытка смоделировать процесс параметрического рассеяния МР-поляритонов, основываясь на системе двух связанных уравнений: уравнения Максвелла и неоднородного нелинейного уравнения Шрёдингера для экситонной поляризации, учитывающего два типа источников: когерентное внешнее возбуждение и стохастический ланжевеновский шум. Для упрощения расчетов решалась одномерная задача, и в уравнении Максвелла пренебрегалось смешиванием σ^+ - и σ^- -поляризаций (т.е. использовалось резонансное скалярное приближение). В результате уравнения для электрического поля на КЯ E_{QW} и усредненной (по ширине КЯ) экситонной поляризации $P(k, t)$ приобретают вид:

$$\begin{aligned} \left[i \frac{d}{dt} - E_C(k) \right] \mathcal{E}_{QW}(k, t) &= \alpha(k) \mathcal{E}_{ext}(k, t) + \beta(k) P(k, t), \\ \left[i \frac{d}{dt} - E_X(k) \right] P(k, t) &= \\ &= F \sum_{q, q'} P(q, t) P^*(q + q' - k, t) P(q', t) + \\ &+ A \mathcal{E}_{QW}(k, t) + \xi(k, t). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\mathcal{E}_{ext}(k, t) = \mathcal{E}(t) \exp(-i\omega_p t) \delta(k - k_p)$ — электрическое поле падающей электромагнитной волны накачки вдали от МР, E_C и E_X — энергии резонансной моды

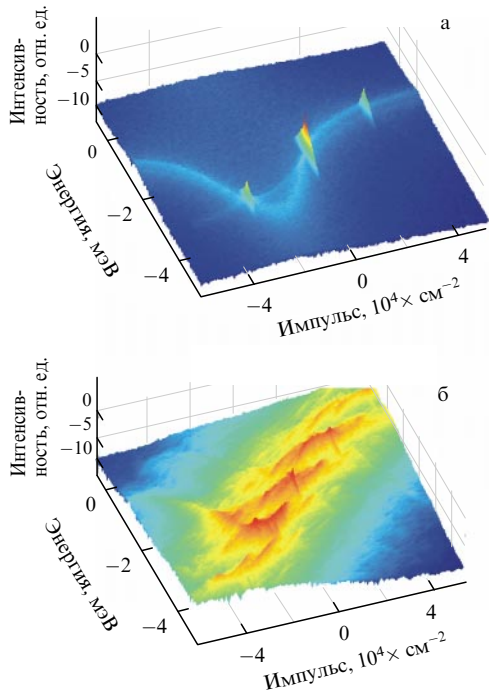


Рис. 3. Результаты расчетов углового распределения интенсивности излучения поляритонов при возбуждении НПВ на 0,3 мэВ выше E_C для двух плотностей возбуждения — на 3 % ниже (а) и на 3 % выше (б) критического значения для развития режима стимулированного параметрического рассеяния [20]. Энергия отсчитывается от $E_C(k = 0)$. Относительная интенсивность рассеянных поляритонов (нормированная на интенсивность накачки) отложена по вертикали в логарифмическом масштабе.

пустого МР и экситона в КЯ соответственно, F — константа экситон-экситонного взаимодействия, A — экситонная поляризуемость, $\xi(k, t)$ — случайная ланжевенковская сила,

$$\langle \xi(k, t) \rangle = 0, \quad \langle \xi(k, t) \xi(k', t') \rangle \propto \delta(k - k') \delta(t - t').$$

Константы отклика МР α и β рассчитываются методом матрицы рассеяния. В расчетах фиксируется электрическое поле возбуждающей волны вместо поля на КЯ и учитываются все парные поляритон-поляритонные столкновения.

На рисунке 3 показаны результаты расчета углового распределения интенсивности излучения при плотностях возбуждения на 3 % ниже и на 3 % выше критического значения для развития режима стимулированного параметрического рассеяния.

Из рисунка 3 видно, что при $P < P_{th}$ должен реализовываться обычный режим четырехволнового рассеяния с сигнальной и холостой модами, лежащими прямо на дисперсионной кривой, причем квазимпульс сигнальной моды заметно отличается от нуля. Однако при превышении P_{th} всего на 3 % картина углового распределения интенсивности излучения резко меняется. Сигнал возрастает на несколько порядков, максимум рассеяния смещается в область $k \sim 0$ и качественно согласуется с наблюдаемым экспериментально (см. рис. 2). Таким образом, сравнение результатов эксперимента и теории показывает, что модель для описания стимулированного рассеяния экситонных поляритонов в полупроводнико-

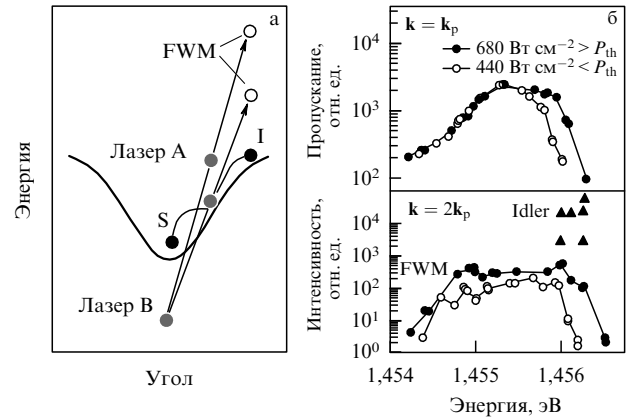


Рис. 4. (а) Схема измерения электрического поля на КЯ с помощью методики четырехволнового смешения с использованием двух лазеров: частота тестового лазера накачки В фиксируется ниже $E_p(k = 0)$, частота лазера накачки А варьируется в окрестности энергии поляритонной ветви при $k = k_p$ вблизи точки перегиба дисперсионной кривой НПВ; сигнал измеряется на квазимпульсе $k = 2k_p$ одновременно с холостым сигналом стимулированного параметрического рассеяния. (б) Спектры пропускания при $k = k_p$ (в верхней части рисунка) и спектральные зависимости интенсивности $I_{FWM}(E_p)$ на квазимпульсе $k = 2k_p$ (в нижней части рисунка) при вариации частоты лазера накачки А в области резонанса с поляритонной модой для плотностей возбуждения выше и ниже P_{th} .

вом МР, предложенная в работах [20–22], может качественно описать экспериментальные результаты. Однако при этом за кадром пока остаются детали развития стимулированного рассеяния. Так, расчеты предполагают, что отличие поведения поляритон-поляритонного рассеяния в МР от предсказываемого стандартной моделью четырехволнового смешения связано с конкуренцией двух нестабильностей. На первом этапе амплитуда возбуждаемой поляритонной моды испытывает скачок благодаря развитию ее нестабильности, характерной для нелинейного осциллятора. При этом оказывается, что в результате трансформации накачиваемой моды система попадает в область другой нестабильности — нестабильности относительно поляритон-поляритонного рассеяния в другие моды. Появление этой области обусловлено специфической дисперсией НПВ с точкой перегиба. Именно эта нестабильность приводит к пороговому росту заполнения поляритонных мод в большой области фазового пространства, а рассеянный сигнал становится сильно стохастическим. При этом начинает доминировать параметрическое рассеяние в наиболее заполненные моды вблизи $k \sim 0$. Хотя в работах [20–22] система предполагается пространственно однородной, можно ожидать ее расслоения на пространственно неоднородные области.

Экспериментально оценить поляризацию в квантовых ямах в МР можно с помощью методики четырехволнового смешения (four wave mixing, FWM), использующей дополнительный пробный лазер с энергией E_t , как показано на рис. 4а. Интенсивность сигнала четырехволнового смешения имеет вид

$$I_{FWM}(E_{FWM} = 2E_p - E_t) \sim f(E_{FWM}) P_t |\mathcal{E}_{QW}(E_p)|^4, \quad (4)$$

где P_t — плотность мощности тестового лазера; множитель $f(E_{FWM})$ отражает изменение пропускания резона-

тора с изменением E_{FWM} , монотонно уменьшаясь по мере удаления E_{FWM} от $E_{\text{LP}}(2\mathbf{k}_p)$.

На рисунке 4б приведены спектральные зависимости четырехволнового смешения, записанные при импульсе накачки $k_p = 1,6 \text{ см}^{-1}$, фиксированном вблизи точки перегиба дисперсионной кривой НПВ, и вариации частоты лазера накачки E_p вблизи $E_{\text{LP}}(\mathbf{k}_p)$. Для тестового лазера В мы выбрали $k_t = 0$ и значение энергии $E_t = 1,4521 \text{ эВ} < E_{\text{LP}}(k = 0)$. При этом сигнал четырехволнового смешения наблюдается при $\mathbf{k}_{\text{FWM}} = 2\mathbf{k}_p$ и лежит выше НПВ при $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_p$. Благодаря выбору $k_t = 0$, в спектре, записанном при $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_p$, одновременно наблюдаются сигнал I_{FWM} от смешения волн E_p и E_t и сигнал I от стимулированного параметрического рассеяния. Измерения зависимости I_{FWM} от плотности мощности тестового лазера подтвердили, что при фиксированной P_p интенсивность $I_{\text{FWM}} \sim P_t$ в широкой области $P_t < 300 \text{ Вт см}^{-2}$.

Изменение интенсивности $I_{\text{FWM}}(E_p)$ на квазиимпульсе $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_p$ при вариации частоты лазера накачки Δ в области резонанса с поляритонной модой показано на рис. 4б наряду с пропусканием излучения лазера А при $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_p$ для двух плотностей возбуждения (выше и ниже P_{th}). Зависимость $I_{\text{FWM}}(E_p)$, измеренная при фиксированной плотности возбуждения, отражает с точностью до относительно слабо изменяющегося с частотой множителя f частотную зависимость электрического поля в КЯ при заданном внешнем поле. Из сравнения сигналов пропускания и четырехволнового смешения на рис. 4б видно, что $I_{\text{FWM}}(E_p)$ совпадает с положением поляритонной моды (небольшое уширение в красную сторону связано с увеличением пропускания резонатора при приближении E_{FWM} к E_{LP}). С ростом плотности возбуждения $P(E_p)$ от 440 до 680 Вт см^{-2} $I_{\text{FWM}}(E_p)$ несколько уширяется, при этом максимальное значение увеличивается меньше, чем в 2 раза. Спектральная зависимость I_{FWM} качественно отличается от спектральной зависимости сигнала стимулированного параметрического рассеяния, также показанного на рис. 4б: этот сигнал появляется пороговым образом при $P(E_p) > 450 \text{ Вт см}^{-2}$ и при 680 Вт см^{-2} наблюдается в очень узкой спектральной области на фиолетовом краю линии I_{FWM} .

Зависимости интенсивности $I_{\text{FWM}}(P_p)$ при различных расстройках $\Delta = E_p - E_{\text{LP}}(\mathbf{k}_p)$ ($E_{\text{LP}} = 1,4554 \text{ эВ}$) и на фиолетовом краю в области наблюдения сигнала стимулированного параметрического рассеяния 1,45602–1,45626 эВ приведены на рис. 5. При нулевой расстройке ($\Delta = 0$, черные ромбы) никакой неустойчивости отклика нелинейного осциллятора на угле накачки не наблюдается: интенсивность $I_{\text{FWM}} \sim P_p^2$ в области малых возбуждений $P_p < 150 \text{ Вт см}^{-2}$ и выходит на субквадратичную зависимость при дальнейшем увеличении P_p . При ненулевой расстройке ($\Delta = 0,5$ и $0,7 \text{ мэВ}$) наблюдается стимулированное параметрическое рассеяние (полые треугольники и квадраты). Зависимость $I_{\text{FWM}}(P_p)$ (черные треугольники и квадраты) имеет явно пороговый характер, свидетельствующий о прохождении области бистабильного поведения. Сигнал FWM начинает регистрироваться на фоне слабого сигнала люминесценции при некоторой критической плотности возбуждения P_{cr} , а при превышении величины P_{cr} всего в 1,5 раза I_{FWM} пороговым образом возрастает более чем на два порядка величины. Как и ожидалось, граница P_{cr} порогового возрастания I_{FWM} быстро растет с увеличением Δ . Из

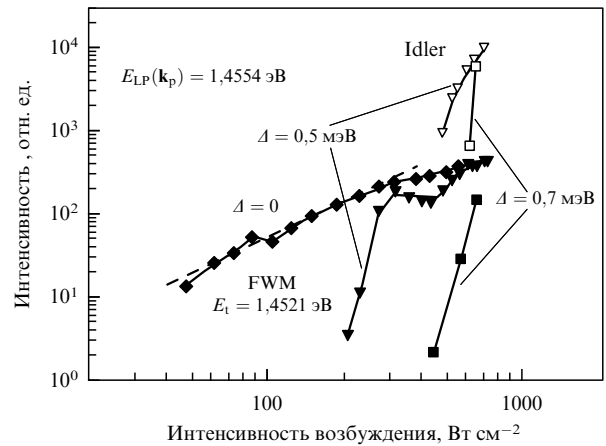


Рис. 5. Зависимости сигнала четырехволнового смешения волн E_p и E_t (FWM, темные символы) и холостого сигнала стимулированного параметрического рассеяния (idler, светлые символы) от плотности возбуждения P_p для различных значений расстройки Δ между частотой лазера накачки E_p и частотой НПВ на угле накачки $E_{\text{LP}}(\mathbf{k}_p)$.

рисунка 5 видно, что при $\Delta = 0,5 \text{ мэВ}$ I_{FWM} выходит на субквадратичную зависимость от P_p при больших плотностях возбуждения, чем при $\Delta = 0$. Такая зависимость $I_{\text{FWM}}(P_p)$ свидетельствует о неустойчивости отклика поляритонного осциллятора на частотах, при которых наблюдается стимулированное параметрическое рассеяние. Это наблюдение находится в согласии с предсказанным в расчетах [19, 20]. Однако следует обратить внимание на два существенных экспериментальных факта. Так, при $\Delta = 0,7 \text{ мэВ}$ стимулированное параметрическое рассеяние начинает развиваться практически сразу же после перехода поляритонного осциллятора на верхнюю ветку S-образной кривой нелинейного осциллятора, в то время как при $\Delta = 0,5 \text{ мэВ}$ электрическое поле в КЯ после перехода на верхнюю ветку еще является недостаточным для развития неустойчивости относительно поляритон-поляритонного рассеяния. Неустойчивость возникает только после увеличения плотности возбуждения до 500 Вт см^{-2} , при этом возрастание электрического поля на КЯ не превышает 15%.

Пороговый рост пика холостого сигнала (idler) в области почти постоянного поля на КЯ свидетельствует о том, что этот рост связан с макрозаполнением состояний поляритонов на дне НПВ. Причем заполнение этих состояний может быть обусловлено не только прямым поляритон-поляритонным рассеянием, но и рассеянием поляритонов на фонах и электронах. Для оценки роли дополнительных механизмов рассеяния поляритонов в формировании стимулированного параметрического рассеяния нами были исследованы температурные зависимости параметрического рассеяния в МР с различной глубиной поляритонной ветви.

На рисунке 6 приведены спектры излучения МР при возбуждении вблизи точки перегиба НП-ветви ($k_p = 1,9 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$) для двух точек на образце, соответствующих глубинам НПВ $E_x - E_{\text{LP}} = 2$ и 4 мэВ, при $T = 5$ и 15 К. При записи спектров излучения лазер слегка подстраивался по частоте, для того чтобы получить максимальный сигнал. Сдвиг $\Delta = E_p - E_{\text{LP}}(k_p)$ был нулевым при малых плотностях возбуждения и увеличивался с ростом P_p , достигая при $P_p < P_{\text{th}}$ 0,2 мэВ при $T = 5 \text{ К}$ и $\sim 1 \text{ мэВ}$ при $T = 15 \text{ К}$. Тонкая структура пиков при малой

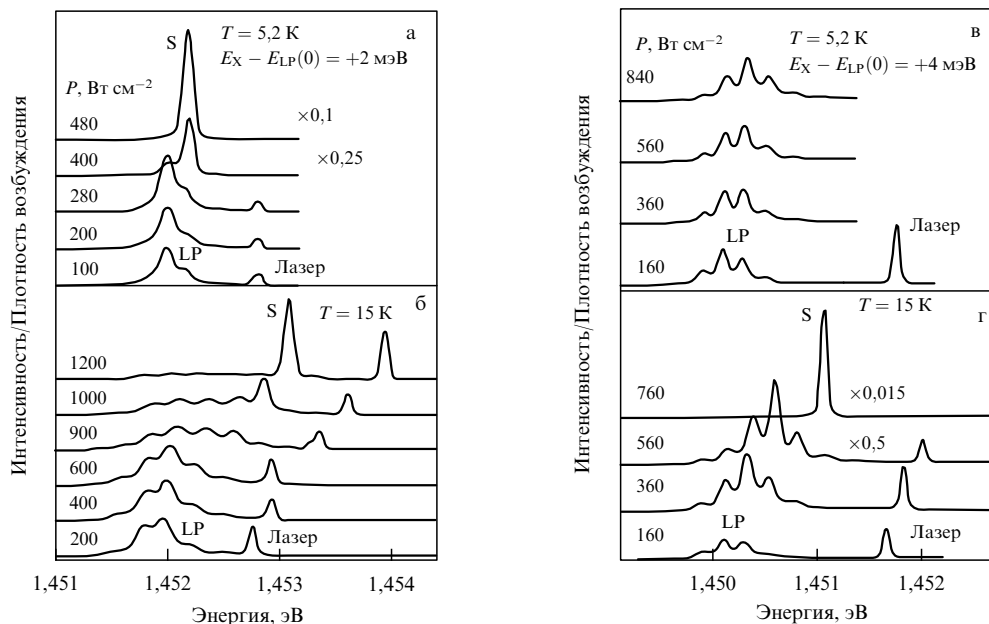


Рис. 6. Спектры излучения МР при различных плотностях возбуждения вблизи точки перегиба НП-ветви ($k_p = 1,9 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$) для двух точек на образце, соответствующих глубинам НПВ $E_X - E_{LP}(0) = 2 \text{ мВ}$ (а, б) и 4 мВ (в, г), при $T = 5,2$ и 15 К . При записи спектров излучения лазер слегка подстраивался по частоте с целью получения максимального сигнала.

плотности возбуждения связана с интерференцией на передней и задней границах образца.

Из рисунка 6 видно, что в МР с мелкой поляритонной модой порог для стимулированного рассеяния увеличивается с ростом температуры. Такое поведение является вполне ожидаемым, поскольку усиливающееся с ростом температуры рассеяние поляритонов на фонах, а также на термически возбужденных экситонах и, особенно электронах, должно вести к увеличению рассеяния поляритонов из макрозаполненной сигнальной и холостой мод. вполне ожидаемым является также и рост P_{th} с увеличением глубины поляритонной ветви, наблюдаемый при $T = 5 \text{ К}$. Действительно, с углублением поляритонной моды экситонная составляющая в поляритоне уменьшается, а ее затухание растет, поскольку затухание МР-моды в исследованном МР с добротностью 3000 примерно на порядок больше затухания экситонов.

Однако поведение порога для стимулированного рассеяния при возрастании температуры в МР с глубокой НПВ оказывается полностью неожиданным: на рис. 6 видно, что P_{th} в МР с глубиной НПВ, равной 4 мВ , с ростом температуры от 5 до 15 К уменьшается почти в два раза. Более того, из сравнения рис. 6б и 6г видно, что при 15 К P_{th} растет с уменьшением глубины НПВ, несмотря на уменьшение затухания поляритонной моды. Очевидно, что как уменьшение P_{th} с ростом температуры в глубоких НПВ, так и уменьшение P_{th} с углублением НПВ при повышенных температурах противоречат предсказаниям стандартной теории четырехволнового смешения. Более того, эти экспериментальные данные свидетельствуют и о том, что модель параметрического рассеяния поляритонов в МР, предложенная в работах [19–22] также является недостаточной для объяснения стимулированного параметрического рассеяния МР-поляритонов. В частности, из этих данных вытекает, что стимулированное параметрическое рассеяние может возникать не только за счет

неустойчивости поляритонов по отношению к параметрическому рассеянию из-за специфической дисперсии поляритонной ветви, но может быть также в значительной мере стимулировано некогерентными процессами рассеяния поляритонов на фонах, горячих экситонах и свободных носителях. Возрастание роли некогерентных процессов рассеяния с углублением поляритонной ветви связано с подавлением термического возбуждения поляритонов со дна НПВ при глубинах НПВ, превышающих kT .

Влияние некогерентного рассеяния поляритонов на свободных электронах на стимуляцию параметрического рассеяния можно также проследить в экспериментах по параметрическому рассеянию при резонансном возбуждении вблизи точки перегиба НПВ с дополнительным возбуждением свободных носителей выше энергии запрещенной зоны с помощью He–Ne-лазера. В работах [7, 9] установлено, что горячие фотовозбужденные носители приводят к существенному ускорению релаксации поляритонов на дно поляритонной ветви в МР с глубокой НПВ при низких температурах.

На рисунке 7 показано влияние слабого (40 Вт см^{-2}) дополнительного возбуждения горячих экситонов и свободных носителей на порог стимулированного параметрического рассеяния в условиях резонансного возбуждения НПВ вблизи точки перегиба при $T = 5,2 \text{ К}$. Порог стимулированного параметрического рассеяния в данном образце при возбуждении только Ti–Sp-лазером достигается при 1200 Вт см^{-2} . Спектр излучения при возбуждении He–Ne-лазером выше запрещенной зоны с плотностью мощности 40 Вт см^{-2} совпадает по интенсивности со спектром излучения при слабом резонансном возбуждении с плотностью мощности примерно 30 Вт см^{-2} . Однако на рисунке видно, что при одновременном возбуждении двумя лазерами стимулированное параметрическое рассеяние наблюдается уже при $P_{Ti-Sp} = 840 \text{ Вт см}^{-2}$. Таким образом, относительно не-

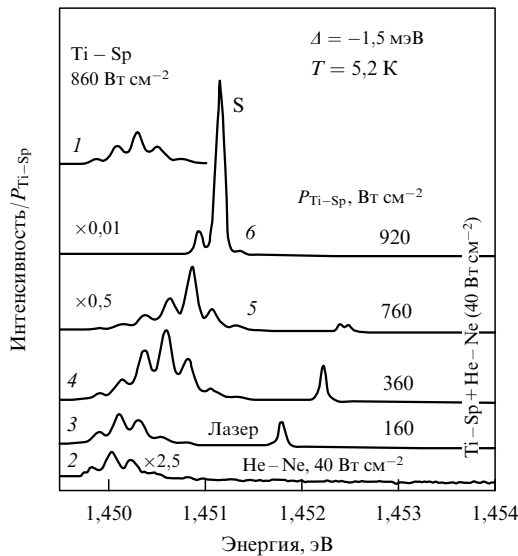


Рис. 7. Спектры излучения поляритонов в МР с $E_X - E_{LP}(0) \sim 4,5$ мэВ = 53 К при $T = 5,2$ К при различных режимах возбуждения: при резонансном возбуждении только Ti-Sp-лазером с плотностью 860 Вт см^{-2} (кривая 1), при слабом (40 Вт см^{-2}) возбуждении выше запрещенной зоны только He-Ne-лазером (кривая 2) и при совместном возбуждении двумя лазерами (кривые 3–6) с фиксированной плотностью возбуждения He-Ne-лазера 40 Вт см^{-2} и различных значениях плотности резонансного возбуждения Ti-Sp-лазера, указанных над кривыми.

большая неравновесная концентрация фотовозбужденных горячих экситонов и электронов (10^9 см^{-2}) приводит к уменьшению порога для параметрического рассеяния почти в 1,5 раза. Из сравнения поведения P_{th} при вариации температуры и при дополнительном фотовозбуждении выше запрещенной зоны видно, что эффект от воздействия фотовозбужденных горячих экситонов и носителей на P_{th} аналогичен эффекту от воздействия фононов при повышении температуры.

Понижение порога для стимулированного параметрического рассеяния с ростом температуры или с добавлением в систему поляритонов горячих электронов связано с тем, что поляритон-фононные и поляритон-электронные столкновения приводят к усилению энергетической релаксации поляритонов и, следовательно, к увеличению заселенности поляритонных состояний на дне НПВ. Поскольку плотность поляритонных состояний на дне НПВ невелика (примерно на 4 порядка меньше, чем у экситонов), то их заполнение можно контролировать с помощью относительно небольших изменений в скорости некогерентной релаксации поляритонов, обусловленной поляритон-фононными и поляритон-электронными столкновениями.

Таким образом, исследования стимулированного параметрического рассеяния экситонных поляритонов в плоских МР показывают, что это рассеяние не описывается в рамках стандартной модели четырехволнового смешения с одной макрозаполненной модой. Экспериментально обнаруженный эффект — сильная перестройка спектра рассеянного поляритонного сигнала, с максимумами при $k \sim 0$ и $\mathbf{k} \sim 2\mathbf{k}_p$, сопровождаемая ростом на несколько порядков общей интенсивности

рассеянного сигнала, вместо параметрической раскочки макрозаполненных мод при $k \neq 0$ и $\mathbf{k} \neq 2\mathbf{k}_p$ — воспроизведен качественно в теоретических работах [19, 20]. Физический механизм перехода был связан с параметрической неустойчивостью распада поляритона накачки на S- и I-поляритоны при достижении некоторой критической интенсивности накачки, а также с S-образностью зависимости экситонной поляризации на квазимпульсе возбуждающего лазерного луча от амплитуды накачки, содержащей абсолютно неустойчивый участок с отрицательным наклоном [19–23]. Отметим, что наличие такой S-образности приводит, например, к недавно обнаруженной бистабильности линейного отклика в области минимума НПВ [24]. Однако предложенная модель пока далека от количественного описания экспериментальных наблюдений. Так, за рамками модели остается поляритон-фононное и поляритон-электронное взаимодействие. Поэтому модель не дает объяснения наблюдаемому экспериментально нетипичному поведению порога стимулированного рассеяния — уменьшению с ростом температуры в МР с относительно глубокой НПВ и при впрыскивании очень малых концентраций свободных электронов. Для описания этих явлений необходимо включить в рассмотрение процессы некогерентного рассеяния поляритонов на фононах и свободных носителях в состоянии на дне НПВ.

Авторы благодарны Л.В. Келдышу, А. И. Тартаковскому и В.Б. Тимофееву за многочисленные обсуждения, М. Сколнику за предоставленные образцы и полезные дискуссии, РФФИ и INTAS за частичную финансовую поддержку.

Список литературы

1. Weisbuch C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314 (1992)
2. Baumberg J J et al. *Phys. Rev. B* **62** R16247 (2000)
3. Кулаковский В Д и др. *УФН* **173** 995 (2003)
4. Tassone F et al. *Phys. Rev. B* **56** 7554 (1997)
5. Tartakovskii A I et al. *Phys. Rev. B* **62** R2283 (2000)
6. Müller M, Bleuse J, André R *Phys. Rev. B* **62** 16886 (2000)
7. Krizhanovskii D N et al. *Solid State Commun.* **118** 583 (2001)
8. Malpuech G et al. *Phys. Rev. B* **65** 153310 (2002)
9. Tartakovskii A I et al. *Phys. Rev. B* **67** 165302 (2003)
10. Stevenson R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 3680 (2000)
11. Tartakovskii A I, Krizhanovskii D N, Kulakovskii V D *Phys. Rev. B* **62** R13298 (2000)
12. Stevenson R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 3680 (2000)
13. Ciuti C et al. *Phys. Rev. B* **62** R4825 (2000); Ciuti C, Schwendimann P, Quattropani A *Phys. Rev. B* **63** 041303 (2001)
14. Baumberg J J et al. *Phys. Rev. B* **62** R16247 (2000)
15. Houdré R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2793 (2000)
16. Whittaker D M *Phys. Rev. B* **63** 193305 (2001)
17. Savvidis P G et al. *Phys. Rev. B* **64** 075311 (2001)
18. Saba M et al. *Nature* **414** 731 (2001)
19. Gippius N et al., in *Proc. of the 26th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, Edinburgh, UK, 29 July–2 August 2002* (Institute of Physics Conf. Ser., No. 171, Eds A R Long, J H Davies) (Bristol: IOP Publ., 2003) p. G4-6
20. Gippius N A et al. *Europhys. Lett.* **67** 997 (2004)
21. Gippius N A, Tikhodeev S G *J. Phys. C: Condens. Matter* **16** S3653 (2004)
22. Гиппиус Н А и др. *УФН* **175** 327 (2005)
23. Whittaker D M, in *Proc. of PLCMN4, St. Petersburg, June 2004* (2004)
24. Baas A et al. *Phys. Rev. A* **69** 023809 (2004)
25. Carusotto I, Ciuti C *Phys. Rev. Lett.* **93** 166401 (2004)