

7. Tans S J et al. *Nature* (London) **386** 474 (1997)
8. Bockrath M et al. *Science* **275** 1992 (1997)
9. White C T, Todorov T N *Nature* (London) **393** 240 (1998)
10. Egger R, Gogolin A O, *cond-mat/9803128*; *Eur. Phys. J. B* **3** 281 (1998)
11. Bockrath M et al. *Nature* (London) **397** 598 (1999)
12. Haddon R C *Nature* (London) **388** 31 (1997)
13. Lin M F, Chuu D S *Phys. Rev. B* **57** 6731 (1998)
14. Odintsov A A, Smit W, Yoshioka H, *cond-mat/9805164*
15. Цебро В И, Омеляновский О Е, Моравский А П *Письма в ЖЭТФ* **70** 457 (1999)
16. Mendelssohn K *Proc. R. Soc. London Ser. A* **152** 34 (1935)
17. Büttiker M, Ymri Y, Landauer R *Phys. Lett. A* **96** 365 (1969)
18. Szopa M, Zipper E *Int. J. Mod. Phys. B* **9** 161 (1995)
19. Stebelski M, Lisovski M, Zipper E *Eur. Phys. J. B* **1** 215 (1998)
20. Lisovski M, Zipper E, Stebelski M *Phys. Rev. B* **59** 8305 (1998)
21. Haddon R C et al. *Nature* (London) **378** 249 (1995)
22. Chauvet O et al. *Phys. Rev. B* **52** 6963 (1995)
23. Ovchinnikov A A *Phys. Lett. A* **155** 95 (1994)
24. De Heer W A et al. *Science* **268** 845 (1995)
25. Colbert D T et al. *Science* **266** 1215 (1994)
26. Kiselev N A et al. *Carbon* **37** 1093 (1999)
27. Елецкий А В, Смирнов Б М *УФН* **163** 33 (1993)
28. Елецкий А В, Смирнов Б М *УФН* **165** 977 (1995)
29. *Null-balance Magnetometer with Capacitance Sensor. Internal Specification*. International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures (Wroclaw, 1998)
30. Кемпбелл А, Иветс Дж *Критические токи в сверхпроводниках* (М.: Мир, 1975)
31. Brandt E H *Rep. Prog. Phys.* **58** 1465 (1995)
32. Kasumov A Yu et al. *Science* **284** 1508 (1999)
33. Frank S et al. *Science* **280** 1744 (1998)

PACS number: 71.36.+c

## Двумерные экситонные поляритоны и их взаимодействие

В.Д. Кулаковский, А.И. Тартаковский,  
Д.Н. Крижановский, А. Армитаж,  
Дж. Робертс, М.С. Скольник

Полупроводниковые микрорезонаторы (МР) с плоскими брэгговскими зеркалами в последнее время привлекли большое внимание благодаря возможности сильно изменять свойства экситонов в квантовых ямах, помещенных в пучность электромагнитного поля [1]. Система сильно взаимодействующих экситонов и фотонов в МР описывается в терминах экситонных МР-поляритонов. Такие поляритоны реализуются только в МР с достаточно высокой добротностью, когда взаимодействие между фотонной модой (С) в МР и экситонной модой (Х) в квантовой яме превышает их уширения. Экситонные поляритоны в плоских МР являются квазидвумерными и характеризуются крайне малыми эффективными массами,  $\sim 10^{-5}m_0$ , и большими, порядка микрона, размерами [2]. В отличие от объемных экситонных поляритонов, являющихся стабильными квазичастицами, они имеют очень короткое, порядка нескольких пикосекунд, время жизни. Причина качественного различия заключается в том, что аннигиляция МР-поляритонов происходит без сохранения импульса в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы.

Квазидвумерные поляритоны в МР представляют очень интересный объект для исследования. Во-первых, конфинмент света в МР приводит к сильному увеличению электромагнитного поля и, следовательно, должен вести к резкому усилению нелинейных эффектов. Во-вторых, МР-поляритоны являются бозонами. Благо-

даря их очень малой массе в поляритонной системе, в отличие от экситонной, можно достичь значительного заполнения состояний при относительно небольшой полной плотности, при которой можно пренебречь влиянием внутренней фермионной структуры экситонов. При этом в системе МР-поляритонов можно ожидать проявления особенностей, предсказанных для бозонов, таких как стимулированное рассеяние и конденсация в импульсном  $k$ -пространстве (Бозе-конденсация) [3].

Одним из проявлений стимулированного рассеяния является сверхлинейное возрастание излучения поляритонов при больших плотностях возбуждения. Такой режим был обнаружен в работе Пау [4] при исследовании МР GaAs/AlAs в условиях сильного возбуждения светом с энергией квантов  $\hbar\omega$  больше ширины запрещенной зоны GaAs,  $E_g$ . Эффект был объяснен как следствие бозе-конденсации поляритонов и был назван "бозером". Более детальные исследования [5] показали, что стимулированное излучение появляется в условиях, когда кулоновское взаимодействие в системе сильно заэкранировано из-за большой плотности фотовозбужденных носителей и экситон-фотонное взаимодействие подавлено, т.е. реализуется в режиме слабого взаимодействия. Основываясь на своих вычислениях, Кира и др. [5] пришли к выводу о том, что бозер в МР-структурах в режиме сильного взаимодействия реализовать невозможно. Однако недавно появилось сообщение, что сверхлинейный режим люминесценции поляритонов в режиме сильного взаимодействия наблюдается в полупроводниковых МР-структурах  $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$ , где энергия связи экситонов и, следовательно, критическая плотность заметно больше, чем в GaAs [6]. Следует отметить, однако, что возбуждение с  $\hbar\omega > E_g$  крайне неэффективно для реализации большого заполнения поляритонных состояний из-за того, что время релаксации в поляритонных состояниях на дне нижней поляритонной ветви (НПВ) сравнимо со временем жизни поляритонов.

В данной работе для реализации большого заполнения НПВ мы использовали резонансное возбуждение либо в дно верхней поляритонной ветви (ВПВ), либо прямо в НПВ на 1–3 мэВ выше ее минимума. Более того, в отличие от ранних работ, мы возбуждали систему циркулярно поляризованным светом. При этом оказалось, что время спиновой релаксации поляритонов  $\tau_s$  заметно меньше времени их жизни  $\tau_l$ . Поэтому нам удалось реализовать спин-поляризованную систему поляритонов с достаточно большой степенью спиновой поляризации и наблюдать целый ряд нелинейных эффектов как в интенсивности излучения, так и в степени циркулярной поляризации.

Нами были исследованы нелинейные эффекты в излучении МР GaAs/AlAs с набором квантовых ям InGaAs в активном слое в условиях резонанса фотонной и экситонной мод в  $k = 0$ , когда поляритоны с  $k = 0$  имеют наполовину экситонный и наполовину фотонный характер. Для возбуждения люминесценции МР использовался перестраиваемый титан-сапфировый лазер. Образец располагался в криостате при температуре 1,8–10 К. Эксперименты были выполнены на структурах с величиной расщепления Раби 5–7 мэВ и рассогласованием энергий мод Х и С  $|A| < 0,6$  мэВ. Закон дисперсии поляритонов, измеренный при малых плотностях возбуждения, показан на рис. 1б.

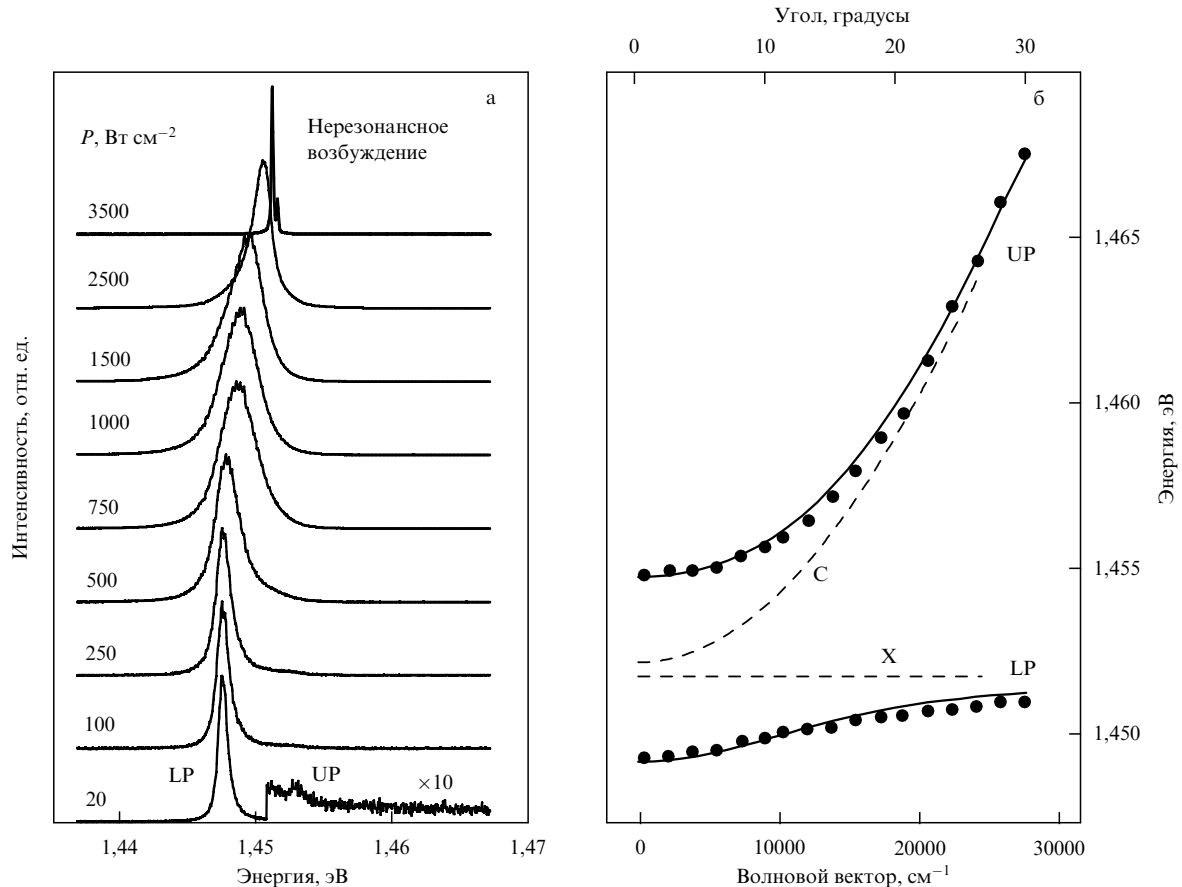


Рис. 1. Спектры излучения МР при нерезонансном возбуждении выше  $E_g$ , записанные при  $T = 6$  К,  $\Phi = 0^\circ$  и различных плотностях возбуждения  $P$  (а). Закон дисперсии поляритонов, измеренный при малых плотностях возбуждения (б).

На рисунке 1а приведены спектры излучения МР, записанные при нерезонансном возбуждении выше  $E_g$ . При малых  $P$  в спектре излучения видны две линии, отвечающие излучению  $k = 0$  поляритонов с НПВ (LP) и ВПВ (UP). С ростом  $P$  линия LP монотонно уширяется и сдвигается в сторону больших энергий на 3 мэВ, и при  $P > 1500$  Вт см $^{-2}$  ее положение отвечает энергии экситонной моды. Это означает, что экситон-фотонная система переходит в режим слабого взаимодействия вследствие экранировки кулоновского взаимодействия в плотной фотовозбужденной системе. При дальнейшем повышении плотности возбуждения в спектре появляется узкая линия, отвечающая генерации на энергии фотонной моды. Такое поведение полностью аналогично наблюдавшемуся ранее в работе [4].

Поведение излучения МР качественно изменяется при переходе к резонансному возбуждению циркулярно поляризованным  $\sigma^+$ -светом в дно ВПВ. На рисунке 2 приведены спектры излучения МР, записанные в двух циркулярных поляризациях  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ , при двух углах  $\Phi = 0^\circ$  и  $25^\circ$ . Они отвечают, соответственно, излучению поляритонов с волновыми векторами  $k < 10^3$  см $^{-1}$  (сильно смешанные экситон-фотонные состояния (LP)) и  $k = 2,6 \times 10^4$  см $^{-1}$  (подмешивание фотонной моды незначительно, экситон-подобные состояния (X)). Интенсивность излучения в  $\sigma^+$ -поляризации (пики LP $^+$  и X $^+$ ) существенно больше, чем в  $\sigma^-$  (пики LP $^-$  и X $^-$ ), и это позволяет сделать вывод о том, что  $\tau_s > \tau_l$ . Поведение спектров при  $\Phi = 0^\circ$  и  $25^\circ$  качественно различно. С

увеличением плотности возбуждения пик LP $^+$  сдвигается в сторону больших энергий примерно на 1,3 мэВ и при  $P > 600$  Вт см $^{-2}$  демонстрирует сверхлинейный рост и существенное сужение линии. Пик LP $^-$ , напротив, демонстрирует сублинейную зависимость, почти не сдвигается по энергии и слегка уширяется. Излучение экситон-подобных поляритонов ( $\Phi = 25^\circ$ , рис. 2б) показывает сублинейную зависимость в обеих поляризациях, отношение интегральных интенсивностей линий в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях  $I_{X^+}/I_{X^-}$  почти не изменяется. Кроме того, из рис. 2б видно, что линия X сильно уширяется с ростом  $P$ , как и следовало ожидать из-за экситон-экситонных столкновений. Отметим, однако, что вплоть до максимальной используемой плотности возбуждения мы имеем дело с экситон-фотонной системой в режиме сильного взаимодействия. Энергии НПВ (LP $^+$ ) и ВПВ (UP $^+$ ) как функции  $P$  приведены на рис. 2в. Энергия НПВ была определена из спектров излучения по положению пика LP $^+$  (рис. 2а), а положение ВПВ было найдено из спектрального положения пика в спектре фотовозбуждения люминесценции НПВ при  $k = 0$  (пик UP $^+$ ). Из рисунка 2в видно, что изменения энергий LP $^+$  и UP $^+$  равны по величине и противоположны по знаку, но расщепление Раби не исчезает полностью. Экранировка кулоновского взаимодействия с ростом плотности возбуждения приводит к уменьшению расщепления LP $^+ - LP^-$  с 5,5 мэВ до 3 мэВ при  $P = 1300$  Вт см $^{-2}$ . Таким образом, нелинейные эффекты в излучении поляритонов имеют место в режиме сильного взаимодейст-

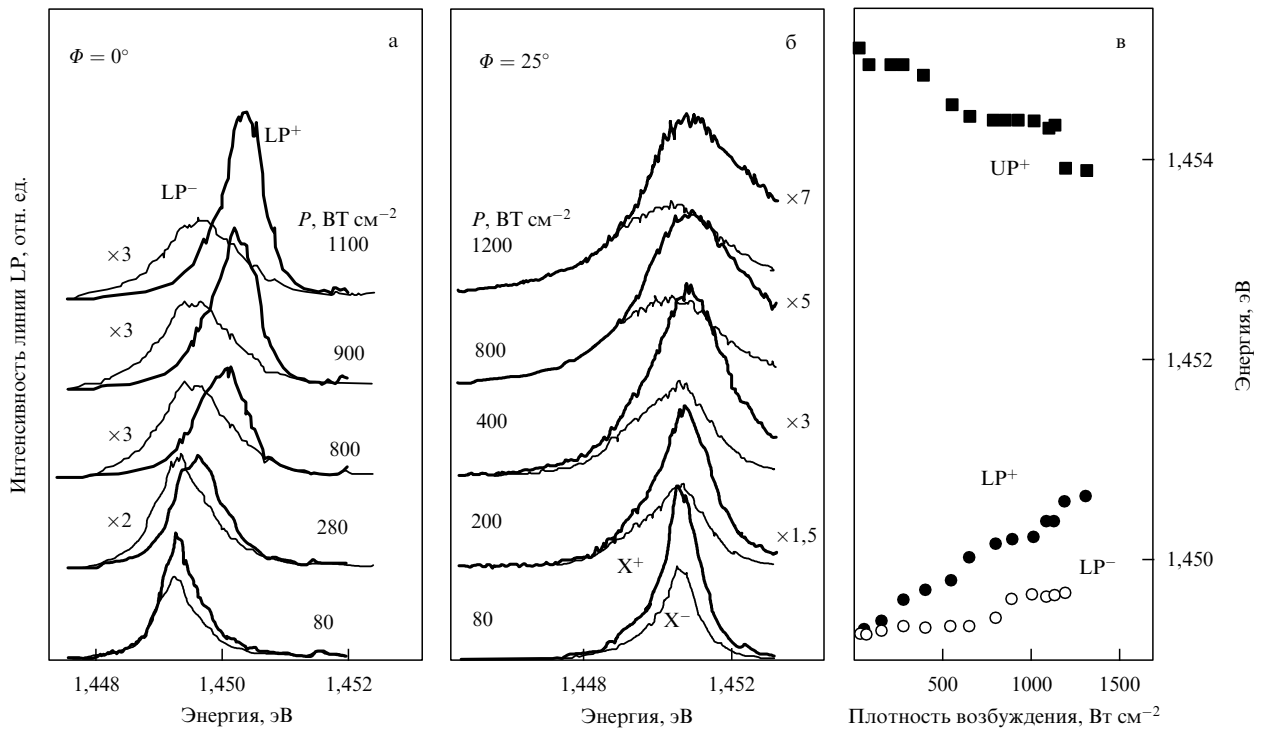


Рис. 2. Поляризованные  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -спектры излучения МР при  $\Phi = 0^\circ$  (а) и  $25^\circ$  (б), записанные с угловым разрешением  $0,5^\circ$  при возбуждении  $\sigma^+$ -светом в дно ВПВ. Интенсивность нормирована на мощность лазера. (в) — Зависимости энергий НПВ ( $LP^+$ ) и ВПВ ( $UP^+$ ) от плотности возбуждения.

вия, т.е. относятся к смешанным экситон-фотонным, а не к чисто фотонным модам, как при межзонном возбуждении (рис. 1а).

Сверхлинейное возрастание интенсивности линии  $LP^+$  ( $I_{LP^+}$ ) при  $P > 700 \text{ Вт см}^{-2}$  (рис. 2а) свидетельствует о включении нового механизма рассеяния. Таким механизмом может оказаться экситон-экситонное рассеяние. Однако с помощью экситон-экситонного рассеяния невозможно объяснить резкое различие в поведении излучения поляритонов в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях. Действительно, прямое однофононное рассеяние фотовозбужденных на дне ВПВ поляритонов в состоянии на дне НПВ невозможно. Поляритоны сначала рассеиваются в экситонные состояния с большими  $k$  ( $> 10^6 \text{ см}^{-1}$ ) или в локализованные экситонные состояния и лишь затем релаксируют в поляритонные состояния с малыми  $k$ . Поэтому при малых  $P$  степень поляризации линии LP,  $\rho_{LP}$ , несколько меньше, чем линии X,  $\rho_X$ . Однако из рис. 2 видно, что с увеличением плотности возбуждения происходит резкое возрастание  $\rho_{LP}$  при практически неизменном  $\rho_X$ . При этом отношение интенсивностей линий LP и X остается неизменным в  $\sigma^-$ - и увеличивается почти на порядок в  $\sigma^+$ -поляризации. Столь предпочтительное рассеяние экситонов с  $k \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$  в  $\sigma^+$ -состояния с  $k \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$  (линия LP) по сравнению с  $k \sim 2 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$  (линия X) не может быть объяснено в рамках экситон-экситонного и экситон-фононного рассеяния без предположения о наличии механизма стимулированного рассеяния в  $\sigma^+$ -состояния на дне НПВ. Стимулированное рассеяние может возникнуть при заполнении  $\nu$  состояния с  $k = 0$ , большим 1, благодаря тому, что поляритоны являются бозонами. Очевидно, что в условиях возбуждения  $\sigma^+$ -поляризованным светом и большого времени спиновой релаксации критическое заполнение

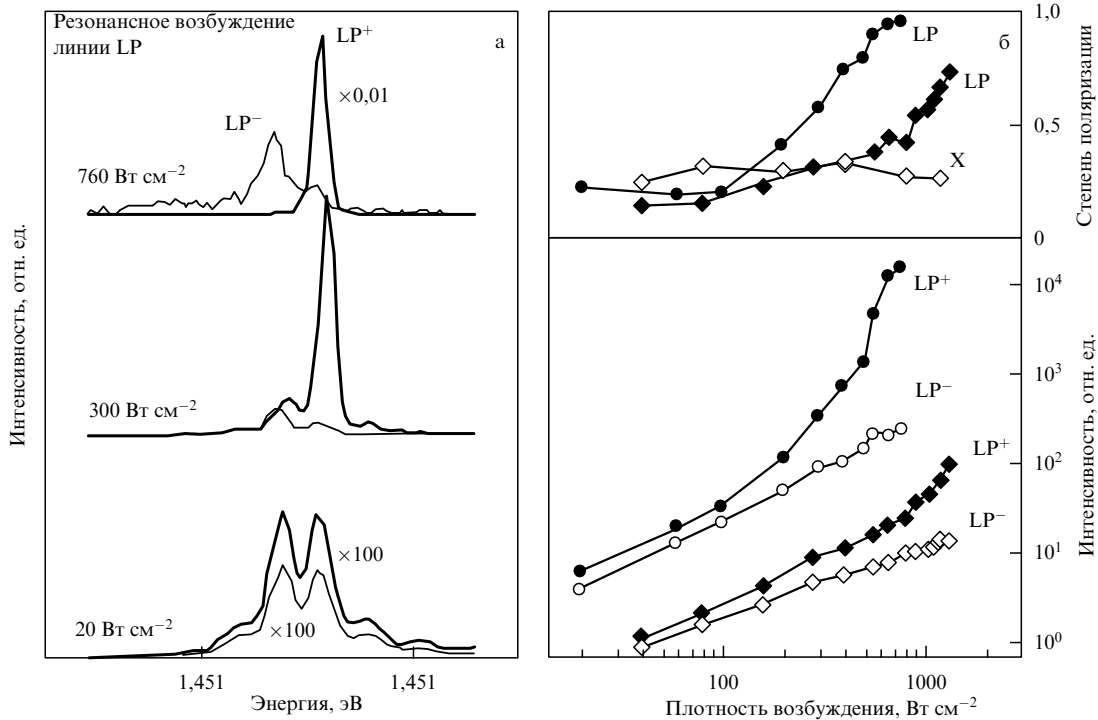
$\nu = 1$  в первую очередь достигается для  $\sigma^+$ -состояния. При этом возникают условия для стимулированного рассеяния только в данное состояние независимо от механизма рассеяния — экситон-фононное, экситон-экситонное или прямое двухфотонное рассеяние возбуждающего света. Последнее требует одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса. Из закона дисперсии на рис. 1б видно, что такой механизм также может оказаться эффективным при больших плотностях фотовозбуждения только благодаря сильному уширению экситонных состояний. Для определения конкретного механизма рассеяния необходимы дополнительные расчеты, но уже из приведенных экспериментальных данных следует, что использование резонансного возбуждения вблизи дна ВПВ, в отличие от межзонного, позволяет реализовать поляритонную систему, в которой нелинейные эффекты проявляются в режиме сильного экситон-фотонного взаимодействия. Однако относительная доля поляритонов с малыми  $k$  ( $< 10^4 \text{ см}^{-1}$ ) остается недостаточно большой, вследствие чего нелинейные эффекты появляются недалеко от порога перехода в режим слабой связи.

Из энергетической дисперсии поляритонов, приведенной на рис. 1б, видно, что наиболее привлекательным является возбуждение в области "бутылочного горла", ниже энергии свободных экситонов  $E_X$ . В этом случае есть надежда избежать заполнения экситонных состояний с большими  $k$  и, следовательно, повысить долю поляритонных состояний. Однако при экспериментальном воплощении этой идеи возникает проблема, связанная с тем, что в этом случае в основном возбуждаются локализованные экситоны, время рассеяния которых в поляритонные состояния с  $k < 10^4 \text{ см}^{-1}$  (сотни пс) существенно больше их времени жизни.

Поскольку время излучательного распада поляритонов на дне НПВ крайне мало (несколько пс), их концентрация, как правило, оказывается невысокой, а распределение по  $k$  далеким от термодинамически равновесного. Изменить ситуацию качественно можно только реализовав условия, в которых рассеяние возбуждающего излучения в поляритонные состояния происходит, минуя состояния локализованных экситонов. Из закона дисперсии НПВ (см. рис. 1) видно, что такая ситуация может возникнуть при резонансном возбуждении вблизи точки перегиба ( $k_{ex} \sim 1,6 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ , или  $\Phi \sim 16^\circ$ ). В этом случае возможно прямое двухфотонное рассеяние в поляритонные состояния с  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{ex} - \mathbf{k}$  и  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{ex} + \mathbf{k}$ , в котором выполняются одновременно и закон сохранения энергии, и закон сохранения импульса:  $2\hbar\omega(\mathbf{k}_{ex}) = \hbar\omega(\mathbf{k}_{ex} - \mathbf{k}) + \hbar\omega(\mathbf{k}_{ex} + \mathbf{k})$ , и, следовательно, можно ожидать резкого увеличения эффективности возбуждения поляритонов при больших плотностях возбуждения.

Экспериментальные спектры излучения поляритонов, записанные при 2 К в двух поляризациях при  $\Phi = 0^\circ$  и возбуждении  $\sigma^+$ -светом при  $\Phi = 16^\circ$ , приведены на рис. 3а. Из сравнения рис. 2а и 3а видно, что поведение спектров излучения при резонансном возбуждении в дно ВПВ и в точку перегиба НПВ качественно одинаково. Однако в последнем случае полная плотность фото-возбужденных экситонов и, следовательно, экранировка кулоновского взаимодействия в системе существенно меньше, и удается достичь значительно больших нелинейностей до того, как поляритонные состояния начинают разрушаться из-за экранировки кулоновского взаимодействия. При этом линия LP в  $\sigma^+$ -поляризации сужается до 0,07 мэВ, и степень ее циркулярной поляризации превышает 95%. Более подробно зависимости интенсивности линии LP и ее степени циркулярной

поляризации  $\rho_{LP}$  от плотности возбуждения приведены на рис. 3б. Из рисунка видно, что можно выделить четыре области плотностей возбуждения с качественно различным поведением. В первой области,  $P < 150 \text{ Вт см}^{-2}$ , зависимости  $I_{LP^+}$  и  $I_{LP^-}$  от  $P$  близки к линейным, а  $\rho_{LP}(P)$  изменяется слабо и лежит в пределах 30–40%. Это область линейного поглощения, в которой возбуждаются в основном локализованные экситоны, рассеяние в поляритонные состояния на дне НПВ крайне слабо, и квантовый выход не превышает десятой доли процента. Далее в области  $P = 150 - 450 \text{ Вт см}^{-2}$  наблюдается квадратичная зависимость  $I_{LP^+}(P)$ , зависимость  $I_{LP^-}(P)$  остается близкой к линейной, и  $\rho_{LP}$  начинает резко возрастать. Это область, в которой наиболее эффективным механизмом заполнения поляритонных состояний становится двухфотонное рассеяние  $2\hbar\omega(\mathbf{k}_{ex}) = \hbar\omega(k=0) + \hbar\omega(\mathbf{k}=2\mathbf{k}_{ex})$ , при этом квантовый выход LP-излучения начинает сильно возрастать. Прямым подтверждением такого процесса является появление в этой области плотностей возбуждения в спектре излучения МР узкой линии выше энергии возбуждающего кванта света. Эта линия расположена на энергии  $\hbar\omega \sim 2\hbar\omega(\mathbf{k}_{ex}) - \hbar\omega(k=0)$ , наблюдается при углах регистрации  $\Phi = 30^\circ - 34^\circ$ , точно соответствующих величине  $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_{ex}$ , и так же, как и линия LP при  $k=0$ , сильно ( $\rho > 50\%$ ) поляризована. При дальнейшем возрастании  $P$  квадратичная зависимость  $I_{LP^+}(k=0)$  сначала сменяется более резкой, близкой к экспоненциальной, а затем, при  $P > 650 \text{ Вт см}^{-2}$ , начинает насыщаться. При этом зависимость  $I_{LP^-}(P)$  при  $k=0$  явно сублинейна, степень циркулярной поляризации линии LP при  $k=0$  и при  $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_{ex}$  близка к 1, а квантовый выход излучения в моде  $LP^+(k=0)$  при  $P = 1000 \text{ Вт см}^{-2}$  приближается к 10%. Переход от квадратичной к почти экспоненциаль-



**Рис. 3.** Спектры излучения поляритонов при 2 К в двух поляризациях при  $\Phi = 0^\circ$ , записанные при возбуждении  $\sigma^+$ -светом в НПВ при  $\Phi = 16^\circ$  (а). Зависимости интенсивности линии LP и ее степени циркулярной поляризации от плотности возбуждения при резонансном возбуждении  $\sigma^+$ -светом в дно ВПВ (UP) (ромбики) и в НПВ при  $\Phi = 16^\circ$  (LP) (кружки) (б).

ной зависимости  $I_{LP^+}(P)$  свидетельствует о начале стимулированного процесса двухфотонного рассеяния. Как уже отмечалось, в силу бозонной природы поляритонов такой процесс развивается, когда  $v_{LP}(k=0)$  превысит 1. Дополнительным аргументом, подтверждающим стимулированный характер, является почти 100%-ная поляризация линии  $LP(k=0)$  в этой области. Отметим также отсутствие экспоненциального роста интенсивности излучения поляритонов в области  $0 < k < k_{ex}$ , для которых также выполняются законы сохранения энергии и импульса в процессе двухфотонного рассеяния, однако  $v_{LP}(k) \ll v_{LP}(0)$ .

В области  $P = 450-650 \text{ Вт см}^{-2}$  экспоненциальный рост  $I_{LP^+}(k=0)$  обеспечивается как в результате увеличения эффективности прямого двухфотонного рассеяния, так и вследствие стимулированного рассеяния из фотовозбужденных состояний локализованных экситонов и поляритонов с  $k > 0$  с испусканием акустических фононов. Последний процесс становится эффективным при  $v_{LP}(E) > v_{ph}(E)$ , где энергия  $E$  отсчитывается от дна НПВ и  $v_{ph}(E)$  — число заполнения фононной моды. При  $T = 2-5 \text{ К}$   $v_{ph}$  быстро убывает с ростом  $E$ , и неравенство  $v_x(E) > v_{ph}(E)$  легко достигается уже при  $E \sim 0,5 \text{ мэВ}$ . Экспоненциальный рост коэффициента преобразования возбуждающего излучения с энергией  $\hbar\omega_{ex}$  в излучение с энергией  $\hbar\omega(k=0)$  насыщается при достижении величины коэффициента преобразования около 10%, что является достаточно высоким показателем среди известных видов оптических параметрических преобразователей. Из сравнения кривых зависимости  $I_{LP^+}$ ,  $I_{LP^-}$  и  $\rho_{LP}$  от плотности возбуждения на рис. 3б для случая резонансного возбуждения в дну ВПВ и в НПВ при  $\Phi = 16^\circ$  видно, что их поведение качественно одинаковое. Однако в последнем случае порог возникновения нелинейностей существенно ниже благодаря более эффективному двухфотонному рассеянию, и, как следствие, удается достичь более высоких плотностей поляритонов на дне НПВ.

До сих пор мы рассматривали поведение поляритонной системы в условиях резонансного возбуждения циркулярно поляризованным светом. Эффективность двухфотонного рассеяния зависит от того, насколько далеко находится удвоенная частота от энергии оптически активных переходов. В нашем случае энергия  $2\hbar\omega(k_{ex})$  близка (всего на 1–2 мэВ ниже) к энергии основного биэкситонного состояния. Это состояние в квантовых ямах  $\text{InGaAs}$  является спиновым синглетом и оптически активно при возбуждении линейно поляризованным светом. При возбуждении эллиптически поляризованным светом его оптическая активность монотонно уменьшается до нуля с увеличением степени циркулярной поляризации возбуждающего излучения  $\rho_{ex}$  от 0 до 1. Поэтому следует ожидать резкого усиления двухфотонного рассеяния при переходе к линейно поляризованному свету.

На рисунке 4 приведены зависимости от  $\rho_{ex}$  для  $\rho_{LP}$  и интенсивности линии  $LP$ . При малой плотности возбуждения, когда двухфотонное рассеяние мало,  $I_{LP}$  лишь слегка возрастает при уменьшении  $\rho_{ex}$  от 1 до 0, а  $\rho_{LP}$  плавно уменьшается от 0,3 до 0. При  $P = 540 \text{ Вт см}^{-2}$  поведение  $I_{LP}$  и  $\rho_{LP}$  существенно изменяется:  $I_{LP}$  возрастает в несколько раз, в основном, при  $\rho_{ex} < 0,6$ , при этом  $\rho_{LP}$  также заметно возрастает с уменьшением  $\rho_{ex}$  вплоть до  $\rho_{ex} = 0,6$ . При еще большей плотности возбуждения, в области насыщения, степень циркулярной поляризации

остается близкой к 100% в широком диапазоне  $\rho_{ex} > 0,4$  и лишь затем быстро уменьшается до нуля. Такое поведение интенсивности и степени поляризации линии  $LP$  при возбуждении эллиптически поляризованным светом дает дополнительное подтверждение как тому, что при больших  $P$  мы имеем дело с двухфотонным процессом, так и тому, что этот процесс является стимулированным.

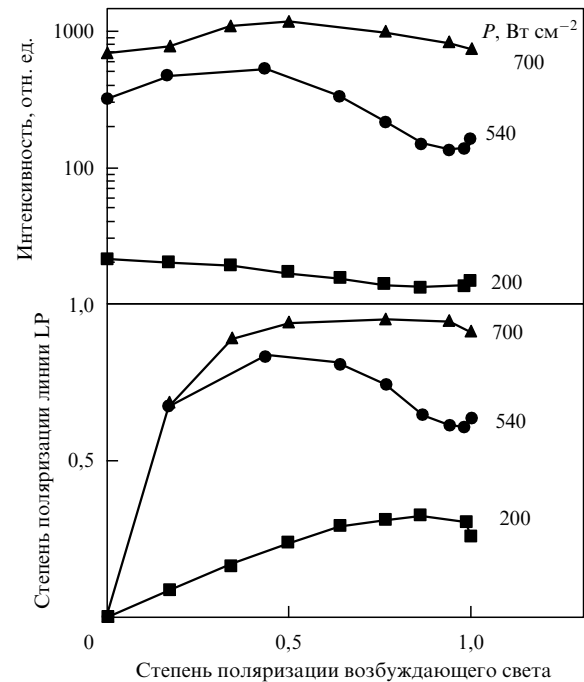


Рис. 4. Зависимости степени циркулярной поляризации  $\rho_{LP}$  и интенсивности линии  $LP$ ,  $I_{LP} = I_{LP^+} + I_{LP^-}$ , от степени циркулярной поляризации возбуждающего света при трех фиксированных плотностях возбуждения.

Таким образом, на основе анализа спектров излучения и спектров фотовозбуждения люминесценции МР с квантовыми ямами в широком диапазоне плотностей резонансного фотовозбуждения, записанных с высоким угловым разрешением, найдены условия, при которых возможно фотовозбуждение поляритонной системы с большими факторами заполнения на дне НПВ. В этих условиях обнаружены и исследованы сильные нелинейности в интенсивности и степени поляризации поляритонного излучения и показано, что эти нелинейности связаны с бозонной природой поляритонов.

В заключение выражаем благодарность за плодотворные дискуссии М. Байеру, Л.В. Бутову, Н.А. Гиппиусу, Л.В. Келдышу, В.Б. Тимофееву и С.Г. Тиходеву. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 00-02-17120) и ГНТП "Фундаментальная спектроскопия".

## Список литературы

1. Skolnick M S, Fisher T A, Whittaker D M *Semicond. Sci. Technol.* **13** 645 (1998)
2. Houdre R et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 2043 (1994)
3. Imamoglu A et al. *Phys. Rev. A* **53** 4250 (1996)
4. Pau S et al. *Phys. Rev. A* **54** 1789 (1996)
5. Kira M et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 5170 (1997)
6. Le Si Dang et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 3920 (1998)