

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИТОНОВ

*Д. Н. Крижановский, М. Н. Махонин, А. И. Тартаковский\*, В. Д. Кулаковский\*\**

*Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 28 мая 2004 г.

Исследовано поляритонное излучение в микрорезонаторах на основе GaAs при различных условиях оптического возбуждения, когда в системе в основном осуществляется возбуждение (а) поляритонов верхней ветви и горячих экситонов и электронов, (б) поляритонов нижней ветви и локализованных экситонов и (в) смешанной системы. Обнаружено сильное различие в распределении поляритонов по энергии и в зависимости поляритонного излучения от температуры для различных условий возбуждения. Показано, что энергетическая релаксация резонансно возбужденных поляритонов на нижней ветви через поляритонные и локализованные экситонные состояния при гелиевых температурах является неэффективной. Найдено, что подавление эффекта «узкого бутылочного горла» в релаксации с ростом температуры происходит через делокализацию экситонов (вследствие их теплового возбуждения фононами). Наиболее эффективным механизмом релаксации на дно нижней ветви является рассеяние делокализованных экситонов на горячих свободных носителях. Найдено, что медленная релаксация поляритонов, возбужденных ниже энергии свободного экситона, при низких температурах может быть сильно ускорена с помощью дополнительной слабой генерации горячих экситонов и особенно электронов. Показано, что ускорение энергетической релаксации поляритонов с помощью слабого дополнительного надбарьерного фотовозбуждения приводит к резкому понижению порога для стимулированного параметрического рассеяния поляритонов, возбуждаемых вблизи точки перегиба нижней ветви, и, следовательно, дополнительная подсветка может использоваться в качестве механизма управления поляритон-поляритонным рассеянием.

PACS: 71.35.Lk, 71.36.+c, 42.60.Da

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Экситон-фотонное взаимодействие в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) с квантовыми ямами в активном слое приводит к формированию квазидвумерных экситон-фотонных состояний, или поляритонов МР [1]. Эти смешанные состояния фотона и экситона имеют чрезвычайно малую плотность состояний (порядка  $10^{-4}$  от экситонной) и конечную энергию при нулевом квазиимпульсе  $k$ . Из-за этих уникальных особенностей в дисперсии поляритонов МР, с одной стороны, и вследствие короткого време-

ни жизни поляритонов, с другой, энергетическая релаксация поляритонов в МР-структурах сильно отличается от релаксации как объемных поляритонов, так и квазидвумерных экситонов в квантовых ямах.

Так, сильная зависимость энергии поляритона в МР от квазиимпульса при малых  $k$  так же, как и в случае трехмерных поляритонов в полупроводниках, ведет к существенному уменьшению скорости их релаксации с испусканием акустических фононов. В результате при малых плотностях возбуждения наблюдается сильное уменьшение заселенности состояний при приближении к дну нижней поляритонной ветви (НПВ), получившее название «эффекта узкого бутылочного горла» [2]. Из расчетов следует, что в МР с величиной раби-расщепления

\*Department of Physics and Astronomy, University of Sheffield, Sheffield S3 7RH, UK

\*\*E-mail: kulakovs@issp.ac.ru

$\Omega = 6$  мэВ и расстройкой энергий фотонной моды и экситона  $\Delta = E_C(k=0) - E_X \sim -\Omega$  заселенность состояний на дне НПВ должна уменьшаться на три порядка величины по сравнению с ее величиной вблизи энергии свободного экситона  $E_X$  [2]. Эффект узкого бутылочного горла был экспериментально исследован в МР при непрерывном и импульсном лазерном возбуждениях [3, 4]. В этих исследованиях было найдено, что даже при слабом резонансном возбуждении поляритонов уменьшение заселенности поляритонных состояний в МР сильно меньше рассчитанного. Так, в МР с  $\Delta \sim -\Omega$  при  $\Omega = 6$  мэВ заселенность поляритонных состояний на дне НПВ уменьшается всего на порядок [3, 4], что на два-три порядка меньше предсказанного теорией [2]. Такое поведение свидетельствует о том, что в релаксации поляритонов, помимо рассеяния на акустических фононах, значительную роль играют другие механизмы рассеяния. К числу таких механизмов в первую очередь относятся межчастичные рассеяния. В частности, в работе [5] было найдено, что уже при небольшой плотности двумерного электронного газа в квантовой яме рассеяние поляритонов на электронах приводит к более сильной энергетической релаксации поляритонов, чем рассеяние на фононах. Эти расчеты качественно объясняют наблюдаемую в экспериментах сильную зависимость энергетического распределения поляритонов в НПВ от условий фотовозбуждения [6, 7].

В данной работе подробно исследуется энергетическая релаксация в МР с квантовыми InGaAs-ямами в активном слое при различных способах оптического возбуждения, приводящих изначально к разному составу фотовозбуждаемой экситон-электрон-поляритонной системы. С этой целью для фотовозбуждения используются лазеры с разной энергией квантов света  $\hbar\omega_{exc}$ , а именно: HeNe-лазер и два твердотельных титан-сапфировых (TiSp) лазера с перестраиваемой частотой. HeNe-лазер ( $\hbar\omega_{exc} \gg E_g$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны GaAs) возбуждает горячие свободные носители (электроны и дырки) и экситоны. С помощью перестраиваемых TiSp-лазеров осуществляется резонансное возбуждение поляритонов с различной энергией в нижней и верхней поляритонных ветвях. Различный компонентный состав возбуждаемой экситон-электрон-поляритонной системы достигается за счет вариации мощности используемых лазеров.

В результате изучения фотолюминесценции (ФЛ) поляритонов было обнаружено, что распределение поляритонов по энергии действительно

сильно зависит от условий фотовозбуждения и температуры и что в случае резонансного возбуждения микрорезонатора титан-сапфировым лазером вблизи точки перегиба поляритонной моды даже слабая подсветка HeNe-лазером приводит к сильному ускорению релаксации поляритонов на дно нижней поляритонной ветви и может понижать порог для стимулированного параметрического рассеяния поляритонов почти на порядок величины. Статья построена следующим образом. В разд. 2 приводится описание образцов и экспериментальной методики. В разд. 3 исследуется влияние температуры на поляритонное излучение при резонансном возбуждении в нижнюю поляритонную ветвь. В разд. 4 и 5 основное внимание уделяется исследованию влияния на излучение поляритонов, резонансно возбуждаемых в нижнюю поляритонную ветвь, дополнительного возбуждения в верхнюю поляритонную ветвь (разд. 4) и дополнительного возбуждения выше ширины запрещенной зоны в барьерных слоях (разд. 5). Наконец, в разд. 6 рассматривается эффект дополнительного нерезонансного возбуждения на порог стимулированного параметрического рассеяния поляритонов.

## 2. ОБРАЗЦЫ

Мы исследовали излучение из полупроводникового микрорезонатора (МР), выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Брэгговские зеркала структуры с коэффициентом отражения более 99% состоят из 20 и 17  $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$ -пар (соответственно под и над активным слоем), где каждый из слоев имеет ширину  $\lambda/4$  ( $\lambda$  — длина волны, на которую настроен МР). Активный элемент МР состоит из 6  $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}$ -квантовых ям шириной 70 Å, встроенных в пучности электромагнитного поля в GaAs-слое толщиной  $(3/2)\lambda$  между двумя брэгговскими зеркалами. Слой GaAs имеет форму клина, вследствие чего энергия моды Фабри–Перо монотонно изменяется вдоль образца (порядка 0.7 мэВ/мм). Это позволяет варьировать энергетическое расстояние между модой Фабри–Перо и энергией экситона, возбуждая люминесценцию в различных точках образца. Исследуемая структура помещалась в оптический криостат в пары гелия. Температура образца регулировалась в пределах от 5 до 30 К с точностью до 0.2 К. Перестраиваемый титан-сапфировый и HeNe-лазеры ( $E_{\text{HeNe}} \approx 1.96$  эВ) использовались для резонансного и нерезонансного возбуждения ФЛ поляритонов. Резонансное возбуждение осуществлялось под некоторым углом  $\Phi_{exc}$  к

нормали к плоскости МР, при этом возбуждаются поляритоны с квазиимпульсом  $k = q \sin \Phi_{exc}$ , где  $q$  — волновой вектор фотона в вакууме. Регистрация сигнала ФЛ осуществлялась с помощью двойного спектрометра RAMANOR U-1000 и CCD-камерой. Эксперименты были сделаны на нескольких точках образца с величиной расщепления Раби  $\hbar\Omega \approx 6$  мэВ и расстройкой энергий экситонной и фотонной мод  $\Delta \approx -2 \div -6$  мэВ.

### 3. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОЛЯРИТОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ В НИЖНЮЮ ПОЛЯРИТОННУЮ ВЕТВЬ

На рис. 1а изображены спектры ФЛ поляритонных состояний, записанные при  $T = 6$  К (сплошная линия) и  $T = 20$  К (пунктир). Детектирование сигнала осуществляется по нормали к поверхности образца, поэтому регистрируется излучение поляритонов только с  $k = 0$ . Лазерное возбуждение осуществлялось резонансно в НПВ светом мощностью  $W_A = 240$  Вт/см<sup>2</sup> под углом  $\Phi_{exc} = 19^\circ$ , ( $k = 2.5 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>), при этом энергия возбуждающих квантов  $\hbar\omega_{exc} = 1.4519$  эВ, что на 2.6 мэВ меньше энергии экситонного уровня  $E_X \approx 1.4545$  эВ. Как и ожидалось, при низкой температуре  $T = 6$  К в спектре излучения наблюдается только одна линия LP, соответствующая излучению со дна НПВ. Тонкая структура линии LP обусловлена интерференцией на толщине образца (подложка из GaAs прозрачна в этой области спектра). С увеличением температуры до 20 К интенсивность линии LP увеличивается более чем на порядок, что свидетельствует о существенном увеличении скорости энергетической релаксации поляритонов. Кроме того, в излучении МР появляется линия UP, соответствующая излучению со дна верхней поляритонной ветви, появляющаяся благодаря рассеянию поляритонов с поглощением фононов.

Спектры ФЛ микрорезонатора при нерезонансном возбуждении HeNe-лазером с плотностью мощности  $W_{HeNe} = 60$  Вт/см<sup>2</sup> показаны на рис. 1б. Как видно на рисунке, в этом случае обе линии LP и UP наблюдаются в спектре излучения как при 6 К, так и при 20 К, при этом интенсивность линии UP существенно меньше, чем интенсивность линии LP. Такое соотношение интенсивностей свидетельствует о достаточно эффективной релаксации фотовозбужденных поляритонов из верхней поляритонной ветви в нижнюю. В отличие от случая резонансного возбуждения ниже  $E_X$ , при возбуждении выше  $E_g$  интенсивность линии LP с ростом температуры не возрас-

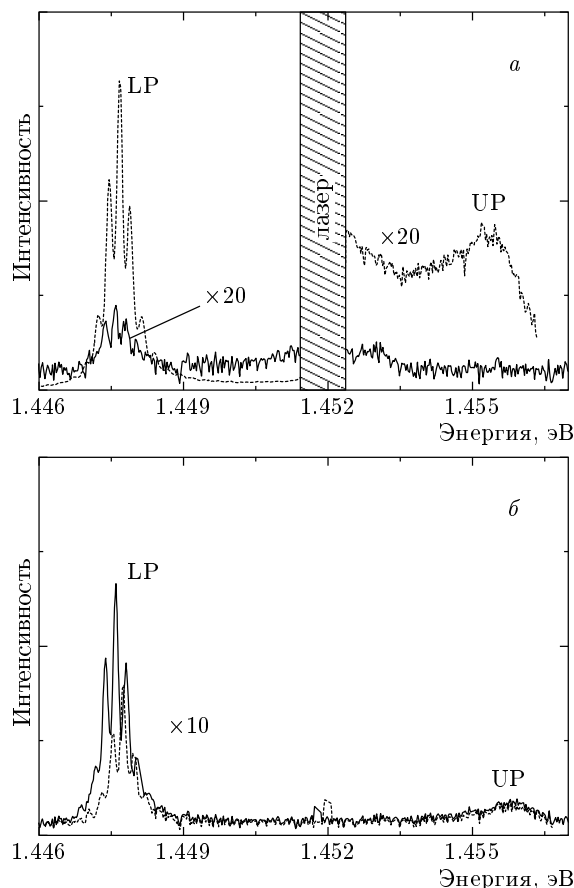


Рис. 1. Спектры излучения, записанные при  $k = 0$  при резонансном возбуждении TiSp-лазером А с  $W_A = 260$  Вт/см<sup>2</sup> в НПВ под углом  $19^\circ$  (а) и при нерезонансном надбарьерном возбуждении выше запрещенной зоны GaAs HeNe-лазером с  $W_{HeNe} = 60$  Вт/см<sup>2</sup> (б) для двух температур  $T = 6$  К (сплошная линия) и  $T = 20$  К (пунктир). Линии LP и UP соответствуют излучению соответственно со дна НПВ и ВПВ

тает, а, наоборот, уменьшается (примерно в 2 раза в области 6–20 К), интенсивность линии UP при этом практически не изменяется.

Различие в температурном поведении интенсивностей линий LP и UP при возбуждении ниже  $E_X$  и выше  $E_g$  связано с тем, что процессы релаксации в МР зависят от состава фотовозбужденной электрон-экситон-поляритонной системы. Так, при нерезонансном возбуждении МР в системе в основном образуются электроны, дырки и экситоны в GaAs-барьере, которые затем захватываются квантовой ямой и образуют в ней систему безызлучательных «горячих» экситонов с большими квазиимпульсами. Эти экситоны рассеиваются в поляритон-

ные состояния с малым  $k$  [2] с последующей рекомбинацией, либо захватываются флуктуациями потенциала в квантовой яме, формируя долгоживущие (около 100 пс) локализованные экситоны [8]. В случае же резонансного возбуждения в НПВ титан-сапфировым лазером ниже  $E_X$  фотовозбужденные поляритоны рассеиваются либо в состояния НПВ с меньшим  $k$ , либо в вырожденные с НПВ локализованные экситонные состояния. В эксперименте энергия возбуждения титан-сапфирового лазера  $A$  примерно на 2.6 мэВ ниже  $E_X$ . Поэтому при температуре 6 К ( $kT \approx 0.5$  мэВ) рассеяние резонансно возбужденных поляритонов в высокоэнергетичные экситонные состояния с большим  $k$  за счет поглощения акустических фононов маловероятно.

Таким образом, различное распределение заселенности поляритонных состояний НПВ в области поляритонного бутылочного горла ( $k \sim 10^4$  см $^{-1}$ ), наблюдающееся при разных условиях возбуждения, обусловлено различием в составе возбуждаемой электрон-экситон-поляритонной системы. Для нахождения распределения поляритонов по квазиимпульсам при разных условиях возбуждения нами были измерены угловые зависимости интенсивности ФЛ нижних поляритонов ( $k \sim \sin \Phi$ ). Измеренные зависимости  $I_{LP}(k)$  показаны на рис. 2а. На рисунке видно, что при всех условиях возбуждения заселенность состояний НПВ уменьшается по мере приближения к дну зоны. Такое распределение поляритонов, далекое от равновесного, является следствием эффекта узкого бутылочного горла, обусловленного сильной дисперсией поляритонов и их малым временем жизни, сравнимым со временем рассеяния на акустических фононах [2–4]. Однако в количественном плане поведение  $I_{LP}$  существенно различно в случаях нерезонансного возбуждения выше запрещенной зоны квантовой ямы и резонансного возбуждения НПВ ниже  $E_X$ . Для наглядного сравнения зависимостей  $I_{LP}(k)$  при  $T = 6$  К на рис. 2а плотности мощностей возбуждения титан-сапфирового (260 Вт/см $^2$ ) и HeNe-лазеров (60 Вт/см $^2$ ) были выбраны так, чтобы интенсивности излучения LP были примерно одинаковы при квазиимпульсах  $k \sim 2 \cdot 10^4$  см $^{-1}$ . При этом  $I_{LP}(k \approx 0)$  в случае возбуждения HeNe-лазером оказывается примерно в 10 раз больше интенсивности излучения LP, наблюдаемого в случае резонансного возбуждения титан-сапфировым лазером А. Из сравнения с результатами расчета [2] следует, что уменьшение заселенности поляритонных состояний в МР, наблюдаемое в эксперименте при возбуждении HeNe-лазером, оказывается на три, а в случае

возбуждения титан-сапфировым лазером — на два порядка величины меньше предсказываемого теорией для фононного механизма релаксации поляритонов.

Рассмотрим теперь влияние температуры на процессы релаксации в поляритонной системе. На рис. 2а видно, что при нерезонансном возбуждении МР зависимость  $I_{LP}(k)$  слабо меняется с увеличением температуры. При резонансном же возбуждении ниже  $E_X$  увеличение температуры с 6 до 20 К приводит к значительному изменению в заселенности НПВ вблизи дна: распределение  $I_{LP}$  по  $k$  становится более пологим и интенсивность излучения НПВ при  $k = 0$  увеличивается на порядок величины (рис. 1, 2). Для объяснения температурного поведения ФЛ поляритонов обратимся к рис. 2б, на котором приведена температурная зависимость  $I_{LP}(k = 0)$  в случае возбуждения титан-сапфировым лазером. На рисунке видно, что интенсивность  $I_{LP}(k = 0)$  увеличивается с ростом температуры по экспоненциальному закону, пропорционально  $\exp(-\Delta E/kT)$  с энергией активации  $\Delta E \approx 2.6$  мэВ. Это значение хорошо совпадает с разностью между экситонным уровнем и энергией возбуждения  $E_X - \hbar\omega_{exc} \approx 2.6$  мэВ. Для того чтобы проследить, как изменяется энергия активации с изменением  $E_X - \hbar\omega_{exc}$ , были измерены температурные зависимости ФЛ  $I_{LP}(k = 0)$  при различных углах возбуждения, что позволило изменять энергию резонансного возбуждения титан-сапфировым лазером в области  $E_X - \hbar\omega_{exc} = 2.1$ –3.1 мэВ. Как и ожидалось, активационная энергия зависит от  $\hbar\omega_{exc}$ , однако соотношение  $\Delta E \approx E_X - \hbar\omega_{exc}$  при этом остается неизменным. Таким образом, можно предположить, что дополнительный канал релаксации поляритонов при повышении температуры связан с термической активацией долгоживущих (примерно 100 пс [8]) локализованных экситонных состояний, фотовозбуждаемых при резонансом возбуждении НПВ на энергии  $E \approx \hbar\omega_{exc}$ . Сильное уменьшение интенсивности излучения поляритонов по мере приближения к дну НПВ при низкой температуре говорит о том, что релаксация таких локализованных экситонов с испусканием акустических фононов как в более низкоэнергетичные состояния НПВ, так и в более низкоэнергетичные состояния локализованных экситонов с последующим рассеянием в состояния НПВ не является эффективным механизмом.

Характерное экспоненциальное поведение интенсивности ФЛ поляритонов с температурой свидетельствует о том, что релаксация резонансно возбужденных поляритонов и локализованных экситонов

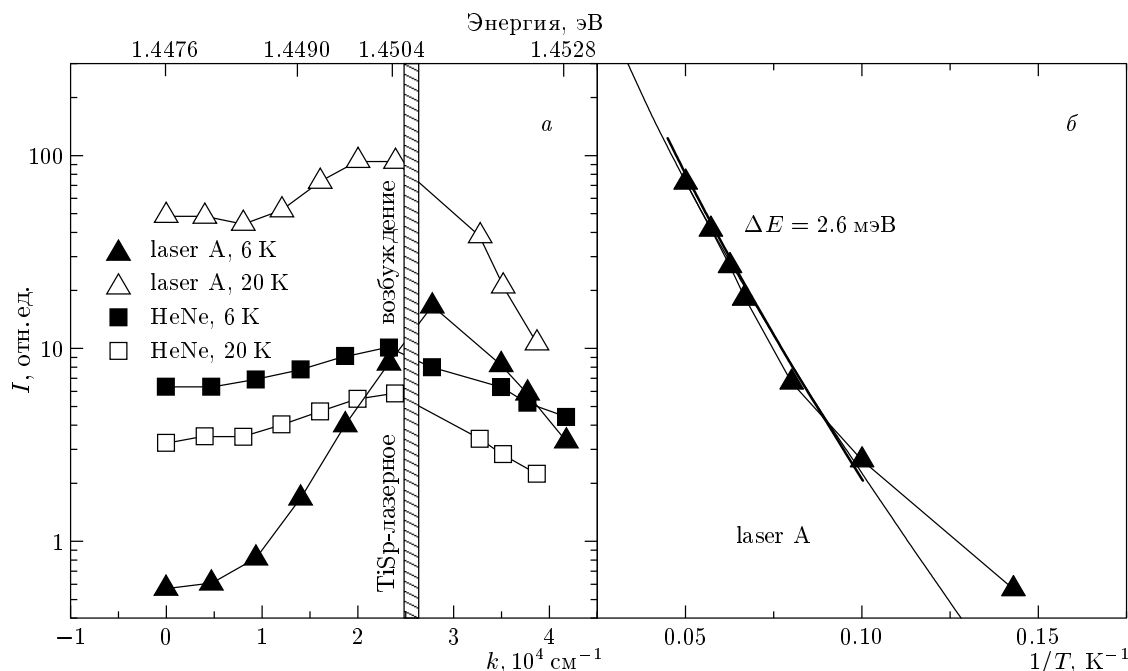


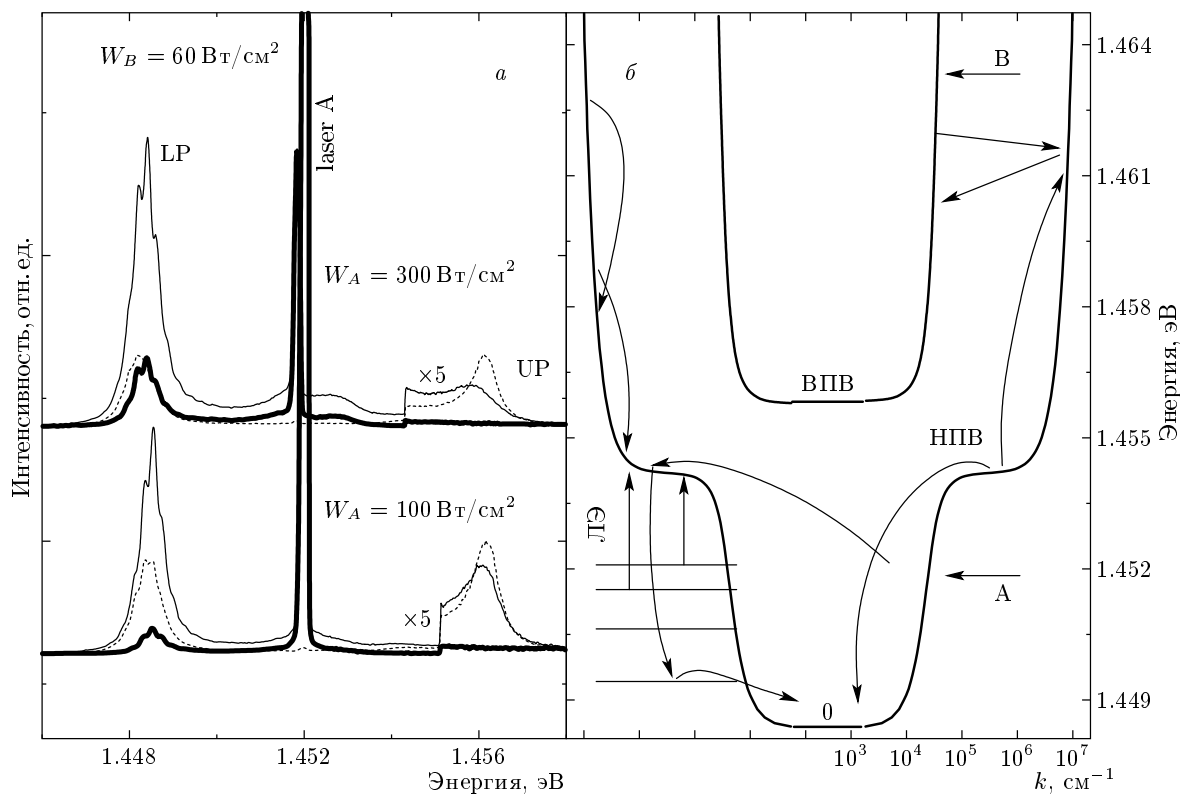
Рис. 2. а) Зависимости интенсивности излучения нижнего поляритона от  $k$  при возбуждении лазером А ( $\hbar\omega_{exc} = E_X - 2.6 \text{ мэВ}$ ) и HeNe-лазером. б) Температурная зависимость интенсивности излучения нижнего поляритона при  $k = 0$  при возбуждении TiSp-лазером А

при 20 К происходит в два этапа: на первом этапе термоактивация локализованных экситонов приводит к заполнению низкоэнергетических экситоноподобных состояний НПВ, а на втором этапе эти экситоны рассеиваются в состояния на дне НПВ. Заметим, что поглощение титан-сапфирового лазерного луча почти не изменяется в диапазоне температур  $T < 20 \text{ К}$  (относительное изменение поглощения  $\Delta A/A$  не превышает 20%). Следовательно, вклад в поглощение света при резонансном возбуждении от переходов в НПВ с поглощением акустических фононов относительно невелик и коэффициент поглощения света определяется, в основном, рассеянием света в локализованные экситоны, а увеличение излучения поляритонов  $I_{LP}$  с ростом температуры прямо связано с делокализацией фотовозбужденных локализованных экситонов.

#### 4. ВЛИЯНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В ВЕРХнюю ПОЛЯРИТОННУЮ ВЕТВЬ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИТОНОВ, РЕЗОНАНСНО ВОЗБУЖДАЕМЫХ В НИЖнюю ПОЛЯРИТОННУЮ ВЕТВЬ

Для того чтобы выяснить механизмы релаксации экситоноподобных поляритонов, была исследована ФЛ поляритонов при одновременном возбужде-

нии в ВПВ и НПВ, когда в системе возбуждаются как локализованные экситоны и поляритоны на НПВ, так и поляритоны на ВПВ и горячие экситоны с большими квазиимпульсами, причем соотношение между ними можно варьировать, изменяя отношение плотностей возбуждения НПВ и ВПВ. На рис. 3а показаны спектры излучения МР с величиной рассогласования экситонной (X) и фотонной (C) мод  $\Delta = E_X - E_C \approx -5.3 \text{ мэВ}$ , записанные при  $T = 6 \text{ К}$  по нормали к плоскости МР при разных условиях возбуждения. Спектры, показанные жирными сплошными линиями, записаны при резонансном возбуждении в НПВ TiSp-лазером А при угле возбуждения  $\Phi_A = 19^\circ$  ( $\hbar\omega_A = 1.4519 \text{ эВ} \approx E_X - 2.6 \text{ мэВ}$ ). Как уже обсуждалось выше (рис. 1), в этих спектрах доминирует единственная линия излучения из НПВ. В спектрах, записанных при резонансном возбуждении в ВПВ TiSp-лазером В при угле возбуждения  $\Phi_B = 28^\circ$  ( $\hbar\omega_B = 1.4633 \text{ эВ}$ ) (пунктир), наблюдается излучение нижнего (LP) и верхнего (UP) поляритонов. Наконец, тонкими сплошными линиями на рис. 3 показаны спектры излучения, записанные по нормали к плоскости МР при одновременном возбуждении лазерами А и В (соответственно  $\hbar\omega = 1.4519, 1.4633 \text{ эВ}$ ). Два набора спектров на рис. 3а записаны при двух разных



**Рис. 3.** а) Спектры излучения МР, записанные при  $k = 0$  при резонансном возбуждении в ВПВ под углом  $\Phi_B = 28^\circ$  лазером В мощностью  $W_B = 60 \text{ Вт/см}^2$  (пунктир), при резонансном возбуждении в НПВ под углом  $\Phi_A = 19^\circ$  лазером А мощностью  $W_A = 300, 100 \text{ Вт/см}^2$  (толстая сплошная линия) и при одновременном возбуждении двумя лазерами (тонкая сплошная линия). Измерения проведены при  $T = 6 \text{ К}$ . б) Схема энергетической релаксации в экситон-поляритонной системе при одновременном возбуждении двумя лазерами А и В резонансно соответственно в НПВ и ВПВ

плотностях возбуждения лазером А (соответственно  $W_A = 100, 300 \text{ Вт/см}^2$ ) и фиксированной плотности возбуждения лазера В ( $W_B = 60 \text{ Вт/см}^2$ ). Из сравнения спектров, записанных при возбуждении только лазером В и возбуждении двумя лазерами, видно, что вклад от второго лазера в интенсивность излучения поляритонов не является аддитивным: дополнительное возбуждение в НПВ приводит к увеличению интенсивности линии LP и уменьшению интенсивности линии UP, т.е. стимулирует релаксацию поляритонов из верхней поляритонной ветви в нижнюю. В частности, на рис. 3а видно, что при  $W_A = 100 \text{ Вт/см}^2$  интенсивность линии LP при возбуждении двумя лазерами,  $I_{LP}^{A+B}$ , превышает сумму интенсивностей линий LP, записанных при раздельном возбуждении только лазером А и только лазером В,  $I_{LP}^A + I_{LP}^B$ , примерно в 1.5 раза. При увеличении мощности лазера А до  $15 \text{ Вт/см}^2$  отношение  $I_{LP}^{A+B}/(I_{LP}^A + I_{LP}^B)$  увеличивается до 2.5 раз.

Зависимости интенсивности излучения поляритонов со дна НПВ и ВПВ от плотности возбуждения в ВПВ в отсутствие и при фиксированной плотности возбуждения в НПВ ( $W_A = 300 \text{ Вт/см}^2$ ) показаны соответственно на рис. 4а и 4б. На рис. 4а пунктиром указана интенсивность излучения со дна НПВ при возбуждении только лазером А при  $W_A = 300 \text{ Вт/см}^2$ . На рисунке видно, что при возбуждении только ВПВ (открытые точки) интенсивность линии UP возрастает слегка сублинейно, а линия LP — слегка сверхлинейно. Такие отклонения от линейности свидетельствуют о том, что и скорость релаксации из ВПВ в НПВ, и скорость энергетической релаксации на дно НПВ растут с увеличением плотности возбужденных поляритонов. Рост скорости релаксации связан с межчастичными столкновениями. Межчастичные столкновения являются также причиной различия интенсивностей линий LP и UP, записанных при совместном ( $I_i^{A+B}$ ) и раздель-

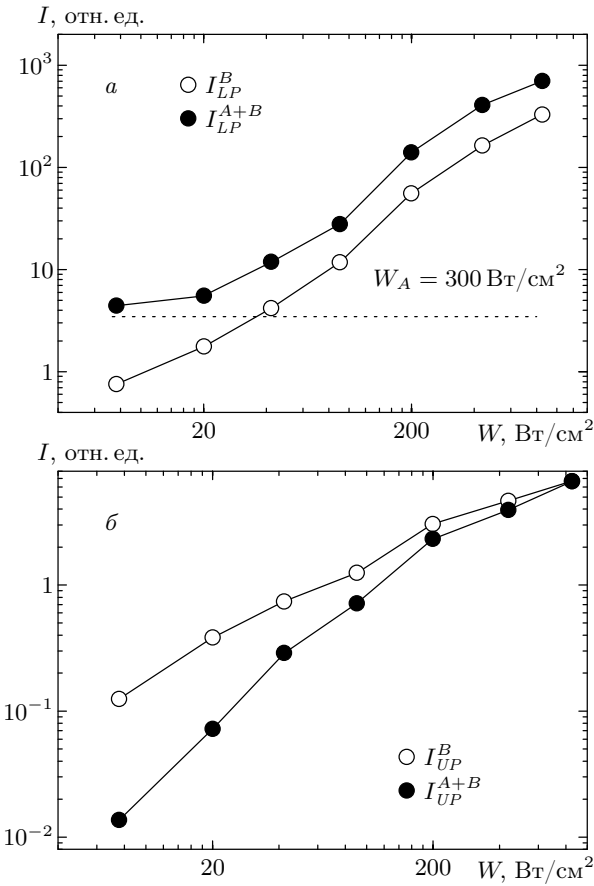


Рис. 4. Зависимости интенсивности излучения поляритонов со дна ВПВ и НПВ от плотности мощности возбуждения в ВПВ в отсутствие ( $I_{LP,UP}^B$ ) и при фиксированной плотности возбуждения в НПВ ( $I_{LP,UP}^{A+B}$ ) ( $W_A = 300 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ). Пунктиром указана интенсивность излучения со дна НПВ при возбуждении только лазером А ( $W_A = 300 \text{ Вт}/\text{см}^2$ )

ном ( $I_i^A + I_i^B$ ) возбуждении МР двумя лазерами. На рис. 4 видно, что наибольшая разница между  $I_{UP}^A + I_{UP}^B$  и  $I_{UP}^{A+B}$  для излучения из ВПВ наблюдается в условиях, когда плотность возбуждения в ВПВ мала. В случае же линии LP различие между  $I_{LP}^A + I_{LP}^B$  и  $I_{LP}^{A+B}$ , наоборот, нарастает с увеличением плотности возбуждения в ВПВ. Количественные изменения показаны на рис. 5, где приведены зависимости от мощности лазера В для отношений соответственно  $\gamma_{LP} = I_{LP}^{A+B}/(I_{LP}^A + I_{LP}^B)$  и  $\gamma_{UP} = I_{UP}^{A+B}/I_{UP}^B$  при  $W_A = 60, 300 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . На рисунке видно, что при  $W_A = 60 \text{ Вт}/\text{см}^2$  максимальное значение  $\gamma_{LP} \sim 1.5$  достигается при  $W_B \sim 240 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , а в случае  $W_A = 300 \text{ Вт}/\text{см}^2$  — при  $W_B \sim 500 \text{ Вт}/\text{см}^2$  и примерно равно 2.5.

На рис. 6а показана зависимость интенсивности

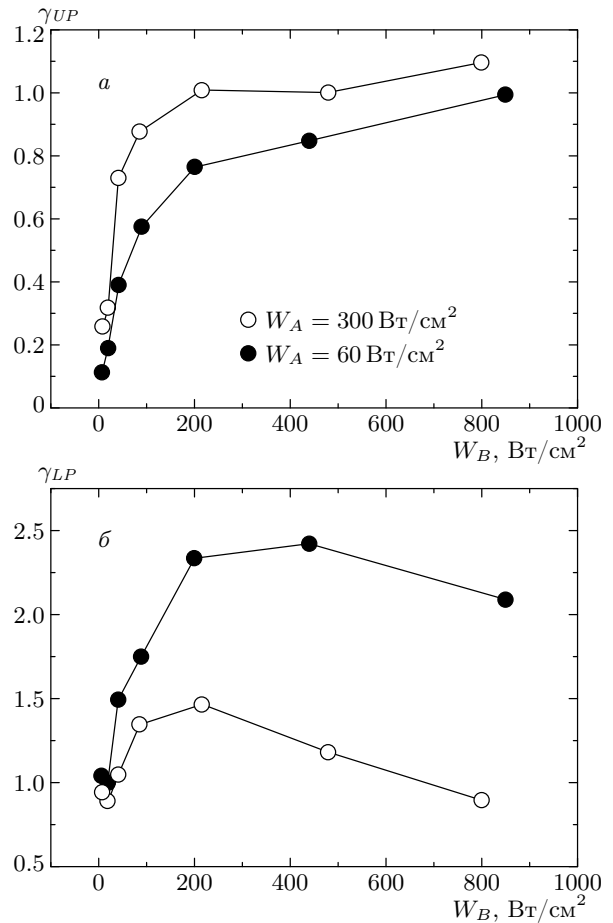


Рис. 5. Зависимости отношения интенсивности излучения при одновременном возбуждении лазерами А и В к сумме интенсивностей при раздельном возбуждении каждым из этих лазеров от плотности мощности лазера В для излучения со дна ВПВ ( $\gamma_{UP} = I_{UP}^{A+B}/I_{UP}^B$ ) (а) и НПВ ( $\gamma_{LP} = I_{LP}^{A+B}/(I_{LP}^A + I_{LP}^B)$ ) (б) при  $W_A = 60, 300 \text{ Вт}/\text{см}^2$

излучения ВПВ от квазиимпульса при резонансном возбуждении в ВПВ лазером В с мощностью  $W_B = 60 \text{ Вт}/\text{см}^2$  при  $T = 6 \text{ К}$ . На рисунке видно, что энергетическое распределение поляритонов по ВПВ, в отличие от распределения по НПВ, близко к термодинамически равновесному с некоторой эффективной температурой: концентрация поляритонов экспоненциально возрастает с приближением к дну ВПВ даже при очень малых плотностях возбуждения. Очевидно, что такое распределение не может быть достигнуто благодаря релаксации поляритонов с испусканием акустических фононов только по одной ВПВ. Действительно, с одной стороны, дисперсия ВПВ не менее крутая, чем дисперсия НПВ и,

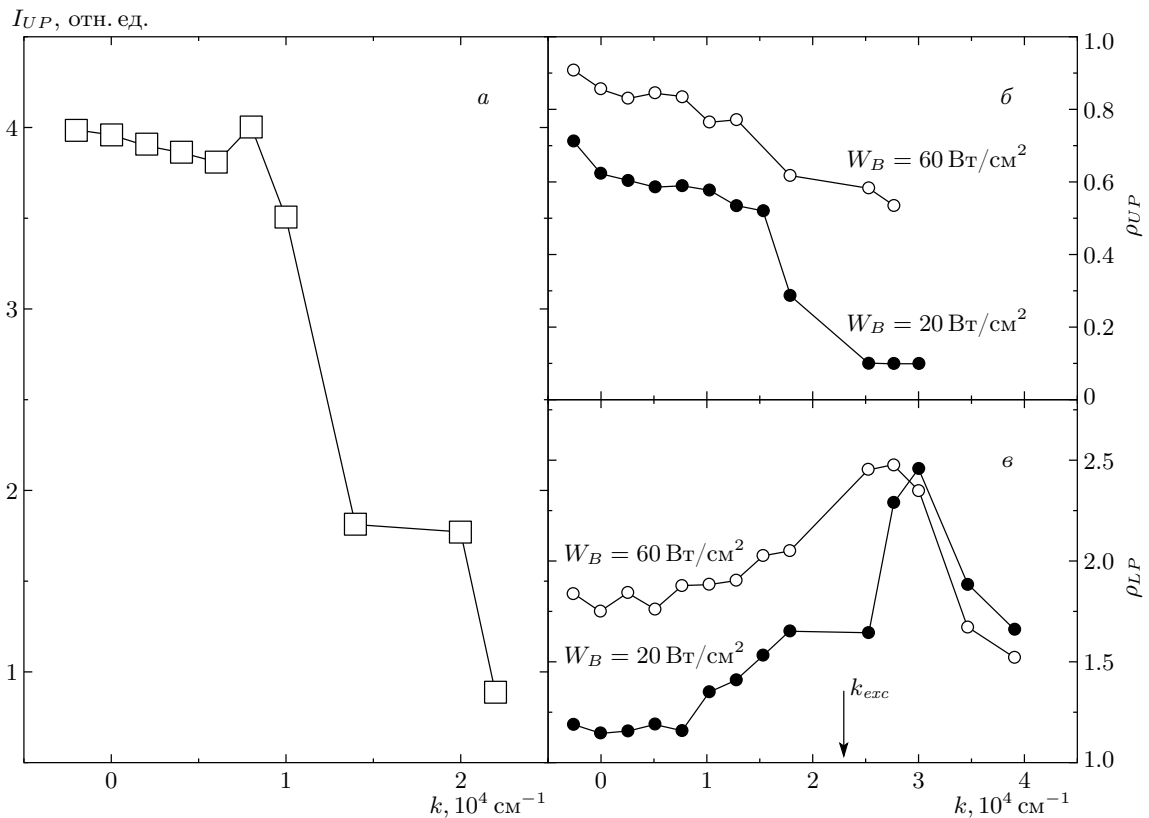


Рис. 6. Зависимость интенсивности излучения поляритонов с ВПВ от квазиимпульса при резонансом возбуждении в ВПВ лазером В ( $W_B = 60 \text{ Вт/см}^2$ ) при  $T = 6 \text{ К}$  (а). Изменение распределения интенсивности излучения ВПВ  $\rho_{UP} = I_{UP}^{A+B} / I_{UP}^B$  (б) и НПВ ( $\rho_{LP} = I_{LP}^{A+B} / (I_{LP}^A + I_{LP}^B)$ ) (в) с ростом квазиимпульса

следовательно, для релаксации на дно ВПВ так же, как и на дно НПВ, необходимо испускание нескольких фононов. С другой стороны, время жизни поляритонов на ВПВ даже меньше, чем время жизни поляритонов на НПВ из-за большей доли фотонного вклада. Квазиравновесное распределение поляритонов по ВПВ можно объяснить, только если включить в рассмотрение процессы рассеяния между ВПВ и НПВ. Действительно, из схемы на рис. 3б видно, что уже на первом этапе наиболее вероятным является рассеяние поляритонов, возбужденных на ВПВ в экситоноподобные состояния с большими квазиимпульсами на НПВ с испусканием (поглощением) акустических фононов [2]. Во-первых, плотность экситонных состояний на порядки превышает плотность состояний ВПВ, а во-вторых, вероятность рассеяния поляритонов с испусканием фононов определяется долей экситонной составляющей, которая мала у состояний ВПВ и близка к единице у высокоэнергетических НПВ-состояний. Экситонные состояния на НПВ с  $k > k_0 \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$  оптически

неактивны и характеризуются очень большими, наносекундными, временами жизни [9]. Поскольку эти времена на порядки превышают время межэкситонных столкновений и время рассеяния на акустических фононах, в экситонной системе успевает установиться распределение с некоторой эффективной температурой, не сильно превышающей температуру решетки [10, 11]. Энергетическое же распределение поляритонов вблизи дна ВПВ формируется благодаря обратному рассеянию равновесных долгоживущих поляритонов с нижней на верхнюю поляритонную ветвь. Поскольку энергии акустических фононов, участвующих в рассеянии, лежат в пределах 1 мэВ [2], распределение поляритонов по ВПВ, измеряемое в эксперименте, с достаточной степенью точности отражает именно процессы энергетической релаксации и эффективную температуру экситоноподобных поляритонов в НПВ. Таким образом, измерения энергетического распределения поляритонов по ВПВ дают нам непосредственную информацию о поведении «оптически темных» экситоноподобных



поляритонов на НПВ и позволяют проследить за изменениями в этой системе при различных способах возбуждения.

Рассмотрим теперь изменения в распределении поляритонов по НПВ и ВПВ в условиях возбуждения двумя лазерами. На рис. 6б показано изменение распределения интенсивности излучения ВПВ  $\rho_{UP} = I_{UP}^{A+B}/I_{UP}^B$  с ростом квазиимпульса, которое непосредственно отражает изменение в заселенности соответствующих состояний. На рисунке видно, что дополнительное возбуждение в НПВ ниже  $E_X$  приводит к двум эффектам. Во-первых, уменьшается интегральная интенсивность излучения из ВПВ и, следовательно, полная концентрация поляритонов на ВПВ, а во-вторых, наблюдается более сильное уменьшение интенсивности с ростом квазиимпульса (или энергии), т.е. уменьшается эффективная температура поляритонов. При этом охлаждение более эффективно при меньшей плотности возбуждения лазера В, т.е. меньшей концентрации изначально инжектируемых в систему горячих экситонов и поляритонов ВПВ. Учитывая сказанное выше о связи между энергетическим распределением частиц по ВПВ и НПВ, мы приходим к выводу о том, что впрыскивание поляритонов с энергией, меньшей  $E_X$ , приводит также и к уменьшению эффективной температуры в экситонной системе, возбужденной выше  $E_X$ . Энергия горячих экситонов уходит на возбуждение низкоэнергетических поляритонов НПВ и локализованных экситонов. В результате должна увеличиваться концентрация экситоноподобных поляритонов на НПВ в области энергий  $E \sim E_X$  с  $k \sim 3 \cdot 10^4 - 10^6 \text{ см}^{-1}$ .

Измеренные изменения распределения заселенности НПВ  $\rho_{LP} = I_{LP}^{A+B}/(I_{LP}^B + I_{LP}(A))$  приведены на рис. 6в, где видно, что наибольшее увеличение плотности поляритонов при включении второго лазера происходит именно в области  $k \sim (2-3) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  при энергиях чуть ниже энергии экситонного уровня. Более того, при малых плотностях возбуждения в ВПВ ( $W_B = 20 \text{ Вт/см}^2$ ) увеличение интенсивности  $I_{LP}^{A+B}$  по отношению к сумме интенсивностей  $I_{LP}^A + I_{LP}^B$  наблюдается только в этой области квазиимпульсов. Лишь при больших значениях  $W_B = 60 \text{ Вт/см}^2$  увеличение распространяется в область малых квазиимпульсов вблизи дна НПВ.

Из анализа энергетического распределения поляритонов при вариации плотностей возбуждения в ВПВ и НПВ следует, что взаимодействие между двумя фотовозбужденными системами приводит к неаддитивному увеличению заселенности НПВ вблизи  $E = E_X$  вследствие охлаждения горячих эксито-

нов, возбужденных лазером В, и делокализации локализованных экситонов, возбужденных лазером А. Механизмы делокализации локализованных экситонов включают в себя рассеяние на фононах (при увеличении температуры) и на горячих экситонах и свободных носителях (при подсветке лазером В). Наиболее эффективная делокализация локализованных экситонов имеет место при их взаимодействии с электронами, так как матричный элемент экситон-электронного взаимодействия на порядки больше экситон-экситонного или экситон-фононного [5]. Действительно, в специально нелегированных полупроводниковых микроструктурах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, концентрация остаточных примесных центров не меньше чем  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что приводит к появлению электронного газа в квантовой яме с концентрацией  $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . При увеличении температуры или при возбуждении в системе горячих экситонов происходит разогрев равновесных электронов и изменение их концентрации за счет деионизации зарядовых центров горячими фононами и экситонами. Рассеяние горячих свободных носителей с резонансно возбужденными локализованными экситонами и поляритонами приводит к эффективному заполнению заселенности НПВ вблизи  $E = E_X$ . Для делокализации экситонов нужна энергия  $\delta E > E_X - \hbar\omega_{exc} \sim 2.6 \text{ мэВ}$ .

Таким образом, эффект от дополнительного возбуждения МР резонансно в ВПВ аналогичен эффекту от увеличения температуры при резонансном возбуждении в НПВ: растет концентрация подвижных экситонов НПВ вблизи  $E_X$ , которые эффективно рассеиваются на дно НПВ за счет экситон-экситонных и экситон-электронных столкновений. Доминирующим механизмом является экситон-электронное рассеяние, которое имеет большее сечение рассеяния и, кроме того, для экситон-электронного рассеяния законы сохранения энергии и импульса накладывают существенно меньшие ограничения на энергию экситонов, которые могут эффективно рассеяться на дно НПВ. Так, в случае экситон-экситонного механизма рассеяния пороговое условие для кинетической энергии экситонов, которые могут рассеяться на дно НПВ, можно записать как  $2E_1 E_2 > (E_X - E_{LP}(k))^2/4$ , где  $E_{1,2}$  — энергии экситонов на НПВ, отсчитанные от  $E_X$ . Отсюда следует, что в МР с глубиной НПВ  $E_X - E_{LP}(k=0) \approx 5 \text{ мэВ}$  рассеяние на дно НПВ эффективно лишь для частиц с энергией, большей чем  $1.7 \text{ мэВ}$ . В экситон-электронной системе с одинаковой температурой электронов и экситонов эффективный процесс экситон-электронного рас-

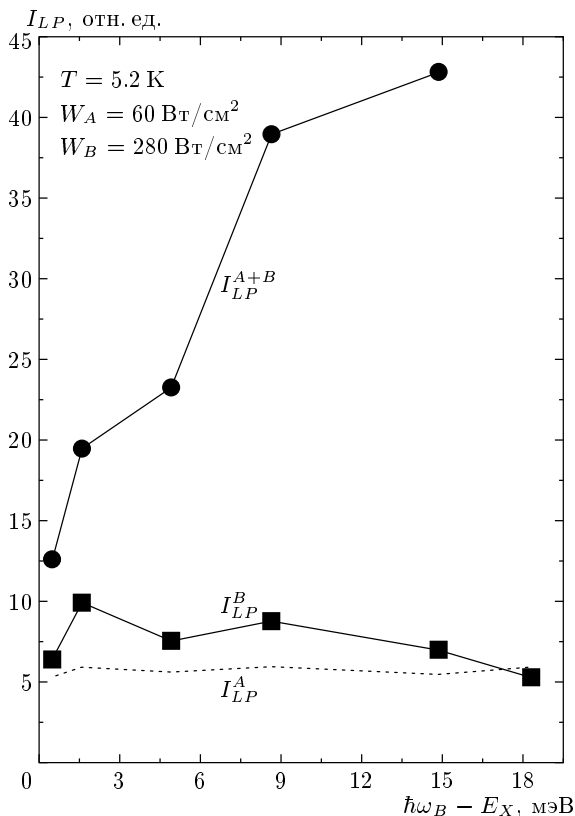


Рис. 7. Зависимости интенсивности излучения поляритонов с НПВ при  $k = 0$  от  $\hbar\omega_B$  при одновременном возбуждении лазерами А и В ( $I_{LP}^{A+B}$ ) и возбуждении только лазером В  $I_{LP}^B$ . Пунктиром показана интенсивность  $I_{LP}$  при возбуждении НПВ только лазером А

сеяния на дно НПВ-зоны начинается с энергий экситонов  $E \sim (E_X - E_{LP}(k))m_e/m_X$ , где  $m_e$  и  $m_X$  — эффективные массы соответственно электрона и экситона. В силу того что в GaAs  $m_e$  почти на порядок меньше  $m_X$ , в рассеянии на дно НПВ могут участвовать частицы с существенно меньшей энергией (порядка 0.3–0.4 мэВ), чем в случае экситон-экситонного рассеяния.

Для того чтобы проследить, насколько эффективность межчастичного рассеяния на дно НПВ зависит от кинетической энергии изначально возбужденных поляритонов ВПВ, нами была исследована зависимость интенсивности линии излучения со дна НПВ от  $\hbar\omega_B$ . В этих измерениях одновременно с  $\hbar\omega_B$  мы изменяли угол возбуждения для луча В, с тем чтобы реализовать условия резонансного фотозвозбуждения ВПВ. Результаты показаны на рис. 7, на котором приведены зависимости интенсивности НПВ в  $k = 0$   $I_{LP}^{A+B}$  и  $I_{LP}^B$  от  $\hbar\omega_B$  при одновременном

возбуждении лазерами А и В и при возбуждении только лазером В. На рисунке видно, что при возбуждении в дно ВПВ ( $\hbar\omega_B - E_X \sim 0.36$  мэВ) имеет место аддитивное сложение интенсивностей, наблюдаемых при раздельном возбуждении двумя лазерами:  $I_{LP}^{A+B} = I_{LP}^A + I_{LP}^B$ . Однако с ростом  $\hbar\omega_B$  отношение монотонно увеличивается и достигает примерно трех при  $\hbar\omega_B - E_X \sim 15$  мэВ.

Увеличение  $\hbar\omega_B$ , прежде всего, ведет к возрастанию средней энергии экситонов, возбужденных лазером В, и дополнительному разогреву электронного газа. В свою очередь, чем больше квазиимпульсы экситонов ( $k_X$ ) и электронов ( $k_e$ ), тем более эффективно экситон-электронное рассеяние на дно НПВ, однако эффект этот относительно невелик. В частности, на рис. 7 видно, что при возбуждении только в ВПВ интенсивность излучения рассеяния со дна зоны НПВ почти не зависит от  $\hbar\omega_B - E_X$ . Поэтому неаддитивность в интенсивности  $I_{LP}$ , появляющаяся с ростом  $\hbar\omega_B$ , мы связываем с включением в процесс рассеяния локализованных экситонов, возбужденных лазером А. Рассеяние горячих экситонов и электронов, возбужденных лазером В, на локализованных экситонах приводит к их делокализации. Так, из приведенных выше оценок следует, что в МР с глубиной НПВ около 5 мэВ на дно НПВ эффективно рассеиваются экситоны с  $k \gtrsim 5 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup>. При возбуждении лазером В в дно ВПВ энергия фотозвозбужденных экситонов недостаточна для делокализации экситонов, возбужденных лазером А на 2.6 мэВ ниже  $E_X$ . Поэтому рассеяние частиц, возбужденных двумя лазерами, на дно НПВ происходит независимо, и их интенсивности складываются аддитивно. С ростом же  $\hbar\omega_B$  энергия частиц, возбужденных лазером В, становится достаточной для делокализации экситонов, возбужденных лазером А. Поскольку эффективность экситон-электронного рассеяния делокализованных экситонов на порядки больше, чем локализованных, делокализация экситонов, возбужденных лазером А, немедленно приводит к увеличению концентрации поляритонов на дне НПВ.

### 5. ВЛИЯНИЕ НЕРЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ВЫШЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКУЮ РЕЛАКСАЦИЮ ПОЛЯРИТОНОВ

В предыдущем разделе было найдено (рис. 7), что влияние горячих экситонов, возбужденных лазером В, на скорость релаксации поляритонов, воз-

бужденных лазером А, растет с увеличением кинетической энергии экситонов. Следует ожидать, что линейная зависимость  $I_{LP}(\hbar\omega_B)$  (рис. 7) выйдет на насыщение лишь при  $\hbar\omega_B - E_X > \hbar\Omega_{LO}$ , когда фотовозбужденные частицы будут эффективно релаксировать с испусканием оптического фонона  $\hbar\Omega_{LO} \sim 35$  мэВ. Таким образом, максимального эффекта усиления энергетической релаксации резонансно возбужденных поляритонов на НПВ можно ожидать при использовании дополнительного надбарьерного возбуждения (выше ширины запрещенной зоны GaAs). В этом случае в системе возбуждаются не только горячие экситоны, но и свободные носители (как в результате возбуждения электрон-дырочных пар, так и в результате делокализации примесных центров). В качестве лазера, возбуждающего выше  $E_g$  (GaAs), мы использовали HeNe-лазер. На рис. 8 показано поведение интенсивности излучения со дна НПВ в условиях одновременного возбуждения двумя лазерами (TiSp-лазером — резонансно в НПВ (ниже  $E_X$ ) и HeNe-лазером — выше  $E_g$  (GaAs)) при вариации энергии либо TiSp-лазера (рис. 8б), либо HeNe-лазера (рис. 8а). На рис. 8б видно, что с помощью дополнительного относительно слабого возбуждения выше ширины запрещенной зоны можно добиться увеличения концентрации поляритонов на дне НПВ более чем на порядок, что существенно больше, чем при резонансном возбуждении в ВПВ с  $\hbar\omega_B - E_X < 15$  мэВ. Таким образом, мы находим, что с помощью относительно слабого дополнительного возбуждения HeNe-лазером можно добиться резкого ускорения энергетической релаксации поляритонов на дно НПВ. При этом возникает вопрос об оптимальном соотношении плотностей возбуждения ниже  $E_X$  и выше  $E_g$  (GaAs). Ускорение релаксации на дно НПВ связано с делокализацией локализованных экситонов, возбужденных лазером А с энергией ниже  $E_X$ . В первом приближении скорость делокализации локализованных экситонов  $\tau_{del}^{-1} \propto n_{hot} \propto W_{HeNe}$ , где  $n_{hot}$  — концентрация горячих свободных носителей, возбужденных HeNe-лазером. Следовательно, концентрация делокализованных экситонов должна возрастать линейно с  $W_{HeNe}$  до тех пор, пока  $\tau_{del}$  не окажется сравнимым с временем излучательной рекомбинации локализованных экситонов,  $\tau_{LE}$ . При дальнейшем увеличении  $W_{HeNe}$  концентрация поляритонов на дне НПВ должна выходить на насыщение. Заметим, что в первом приближении скорость  $\tau_{del}^{-1}$  не должна зависеть от концентрации локализованных экситонов и, следовательно, до тех пор пока  $\tau_{del}^{-1} < \tau_{LE}^{-1}$ , доля делокализованных экситонов не

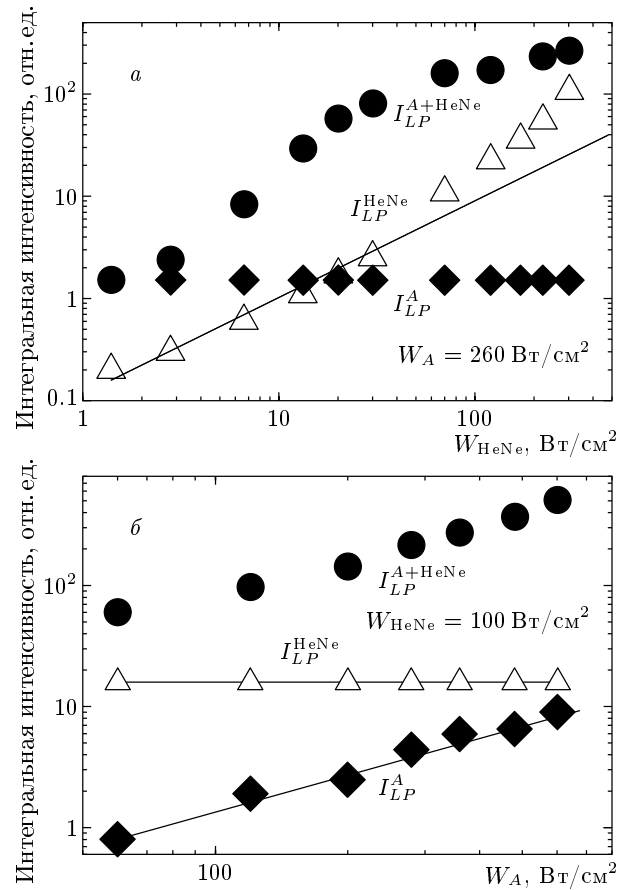
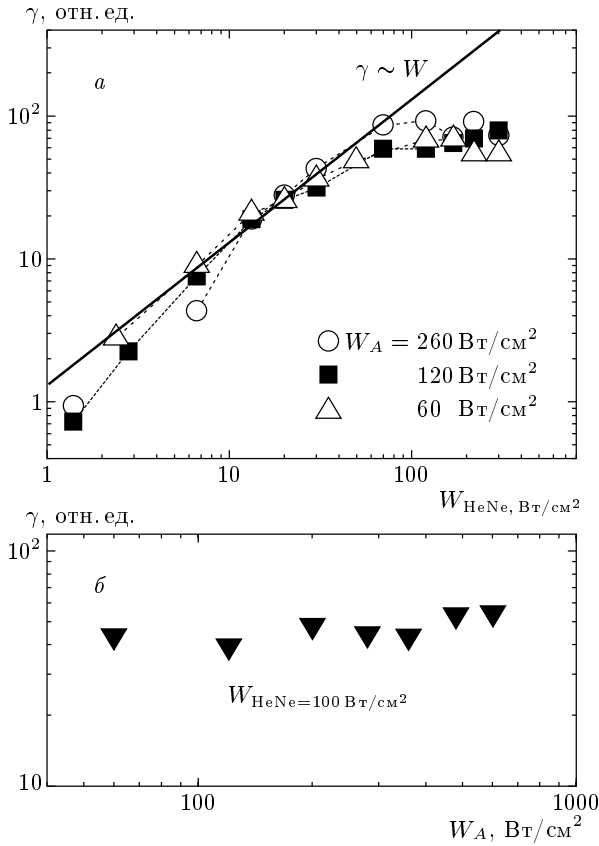


Рис. 8. Зависимости интенсивности излучения нижнего поляритона при  $k = 0$  от  $W_{HeNe}$  (а) и  $W_A$  (б) в случае возбуждения HeNe-лазером (треугольники), TiSp-лазером А (ромбы) и двумя лазерами одновременно (кружки) ( $T = 6$  К)

должна зависеть от плотности резонансного возбуждения лазером ниже  $E_X$ .

Эти предсказания хорошо согласуются с экспериментальными зависимостями на рис. 8, на котором видно, что интенсивность излучения со дна НПВ в выбранных диапазонах изменения мощностей лазеров А и В является практически линейной функцией в случае отдельного возбуждения как HeNe-, так и TiSp-лазером. Такое поведение подразумевает, что поляритон-поляритонное или поляритон-экситонное рассеяния не играют значительной роли в энергетической релаксации поляритонов при возбуждении отдельно лазером А или HeNe-лазером. Однако при одновременном возбуждении двумя лазерами интенсивность излучения,  $I_{LP}^{HeNe+A}$ , демонстрирует более сложное поведение. На рис. 8а видно, что  $I_{LP}^{HeNe+A}$  заметно больше, чем  $I_{LP}^{HeNe} + I_{LP}^A$ , уже при



**Рис. 9.** Зависимости фактора увеличения интенсивности поляритонного излучения НПВ при  $k = 0$ ,  $\gamma = (I_{LP}(A + \text{HeNe}) - I_{LP}(A)) / I_{LP}(A)$  от  $W_{\text{HeNe}}$  (a) и  $W_A$  (б)

$W_{\text{HeNe}} \approx 2 \text{ Вт/см}^2$ . В диапазоне  $W_{\text{HeNe}}$  до  $30 \text{ Вт/см}^2$  интенсивность  $I_{LP}^{\text{HeNe}+A}$  демонстрирует сверхлинейное поведение с ростом  $W_{\text{HeNe}}$  и достигает насыщения при  $W_{\text{HeNe}} > 70 \text{ Вт/см}^2$ . Зависимость же  $I_{LP}^{\text{HeNe}+A}$  от плотности мощности титан-сапфирового лазера  $W_A$  при фиксированной плотности мощности HeNe-лазера является практически линейной функцией во всем диапазоне (рис. 8б). Зависимости фактора увеличения интенсивности поляритонного излучения  $\gamma = (I_{LP}^{A+\text{HeNe}} - I_{LP}^A) / I_{LP}^A$  от  $W_{\text{HeNe}}$  и от  $W_A$  показаны соответственно на рис. 9а и 9б. На рисунке видно, что  $\gamma$  практически не зависит от  $W_A$ , однако  $\gamma \propto W_{\text{HeNe}}$  при  $W_{\text{HeNe}} < 30 \text{ Вт/см}^2$  и достигает насыщения при  $W_{\text{HeNe}} > 70 \text{ Вт/см}^2$ .

Для оценки скорости делокализации локализованных экситонов свободными носителями можно использовать упрощенную формулу

$$\tau_{del}^{-1} \approx n_{hot} \sigma v,$$

где  $\sigma \approx \pi a_X^2$  — экситонное сечение рассеяния,

$a_X \approx 50 \text{ \AA}$  — боровский радиус экситона и  $v = \sqrt{2E_{kin}/m_e}$  — скорость горячих свободных электронов. При возбуждении HeNe-лазером концентрация носителей на одну квантовую яму составляет примерно  $n \sim 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot W [\text{Вт/см}^2]$ . При  $E_{kin} = 5-10 \text{ мэВ}$  и  $W_{\text{HeNe}} = 30 \text{ Вт/см}^2$  находим, что  $\tau_{del} \approx 0.1 \text{ нс}$ . Это значение по порядку величины совпадает с временем жизни локализованных экситонов ( $\tau = 0.3-0.5 \text{ нс}$ ) [8].

Помимо релаксации делокализованных экситонов на дно НПВ в результате прямого экситон-экситонного или экситон-электронного рассеяния из резервуара экситонов с большим  $k$ , заполнение дна НПВ также возможно в результате захвата подвижных экситонов более глубокими локализованными уровнями с последующим рассеянием (упругим и с участием одного фонона) в поляритонные состояния (см. рис. 3б). Эффективность этого канала обусловлена тем, что, с одной стороны, тепловая делокализация глубоких локализованных экситонов практически отсутствует, а с другой, время их рассеяния в поляритонные состояния сравнимо с временем их излучательной рекомбинации (0.3–0.5 нс). Однако плотность локализованных состояний убывает вглубь от  $E_X$  по гауссовскому закону  $A \exp(-(E - E_X)^2 / \delta_L^2)$ . В исследованной структуре (6 квантовых ям, полуширина неоднородной экситонной линии  $\delta_L = 1.5 \text{ мэВ}$ ) уже при  $E = E_X - 5 \text{ мэВ}$  плотность локализованных состояний становится меньше плотности поляритонных состояний (порядка  $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} / \text{мэВ}$ ). Таким образом, следует ожидать, что релаксация в поляритонные состояния на дне НПВ конкурирует с прямым рассеянием подвижных экситонов в состояния на дне НПВ только в структурах с относительно мелкими НПВ.

## 6. СТИМУЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИТОНОВ ПОСРЕДСТВОМ НЕРЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

В работах [12–15] было найдено, что в поляритонной системе, в отличие от экситонной, при определенных условиях возбуждения интенсивное параметрическое рассеяние развивается уже при относительно низких плотностях возбуждения в микрорезонаторах с неглубокой НПВ, когда  $E_X - E_{LP} \approx 2-4 \text{ мэВ}$ . Так, при возбуждении НПВ с  $k_p$  вблизи точки перегиба выполняются условия для поляритон-поляритонного рассеяния в

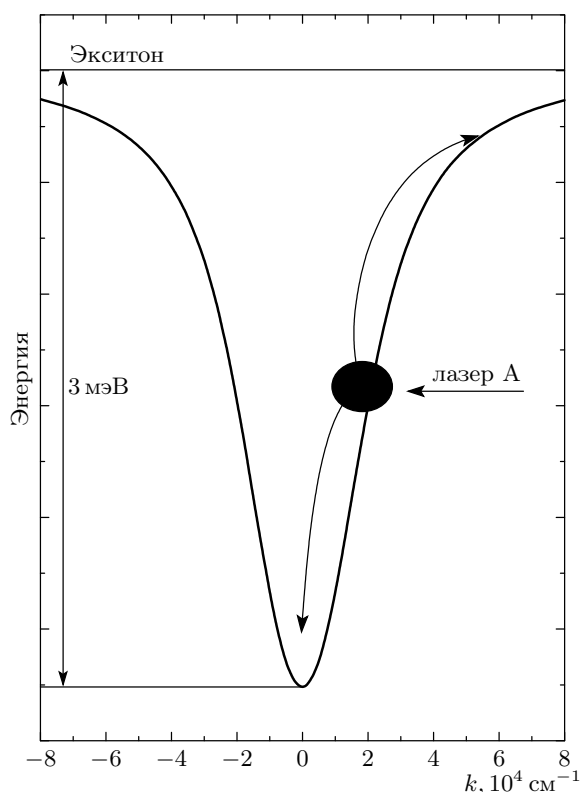


Рис. 10. Схема параметрического рассеяния. Слева показано расстояние от дна НПВ до уровня энергии свободного экситона

состояния вблизи  $k = 0$  и  $k = 2k_p$  с выполнением законов сохранения энергии и квазиимпульса:  $2E(k_p) = E(k = 0) + E(2k_p)$  (схема рассеяния представлена на рис. 10). С увеличением плотности до некоторой пороговой мощности возбуждения  $W_{th}$  такое рассеяние приобретает стимулированный характер [12–15]. При  $T = 5$  К эффективность стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния на дно НПВ при возбуждении вблизи точки перегиба уже при умеренных плотностях возбуждения  $W \sim 100\text{--}200$  Вт/см<sup>2</sup> на порядки превышает эффективность поляритон-фононного рассеяния, обсуждавшегося выше [12–15]. Для развития стимулированного параметрического рассеяния необходимы большие числа заполнения конечных поляритонных состояний на дне НПВ. Поэтому возникает вопрос о том, можно ли повлиять на порог стимулированного рассеяния поляритонов с помощью слабого дополнительного нерезонансного фотовозбуждения, которое, как было показано выше, приводит к сильному ускорению релаксации на дно НПВ поляритонов, исходно рассеявшихся

в локализованные состояния с  $E \approx \hbar\omega_A$ . Для ответа на этот вопрос было исследовано влияние дополнительного надбарьерного возбуждения на интенсивность излучения со дна НПВ в МР с  $E_X - E_{LP} \approx 4$  мэВ, резонансно возбуждаемых титан-сапфировым лазером вблизи точки перегиба  $E_{LP}(k)$ .

На рис. 11а показано распределение интенсивности света по квазиимпульсам при возбуждении вблизи точки перегиба с плотностью возбуждения примерно в 1.5 раза ниже критической для развития стимулированного параметрического рассеяния. В этих условиях интенсивность излучения монотонно уменьшается по мере приближения к дну НПВ почти на порядок. Изменение распределения излучения по квазиимпульсам в условиях небольшого дополнительного фотовозбуждения HeNe-лазером показано на рис. 11б, в. На рис. 11б видно, что распределение интенсивности излучения по квазиимпульсам сильно изменяется уже при дополнительной подсветке с  $W_{HeNe} = 30$  Вт/см<sup>2</sup>: интенсивность излучения при такой подсветке почти не зависит от квазиимпульса. При увеличении  $W_{HeNe}$  до 80 Вт/см<sup>2</sup> в распределении интенсивности излучения появляется сильный максимум при  $k \approx 0$  с угловым распределением меньше 3 градусов, что свидетельствует о развитии в системе стимулированного рассеяния в состоянии с  $k \sim 0$ . Заметим, интенсивность излучения при возбуждении только HeNe-лазером почти на порядок ниже интенсивности излучения, наблюдающейся при используемом резонансном возбуждении. Поэтому возбуждение HeNe-лазером само по себе не может обеспечить макроскопического заполнения дна НПВ. Следовательно, макрозалужение дна НПВ достигается за счет стимулирования энергетической релаксации локализованных экситонов, возбужденных титан-сапфировым лазером ниже  $E_X$ , на дно НПВ фотовозбужденными горячими экситонами и электронами. Таким образом, с помощью впрыскивания в поляритонную систему горячих электронов небольшой концентрации можно контролировать порог для стимулированного параметрического рассеяния в поляритонной системе в плоских МР.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование релаксации поляритонов в GaAs МР при фотовозбуждении ниже энергии свободного экситона при  $T = 6$  К показало, что релаксация поляритонов по НПВ и по состояниям локализо-

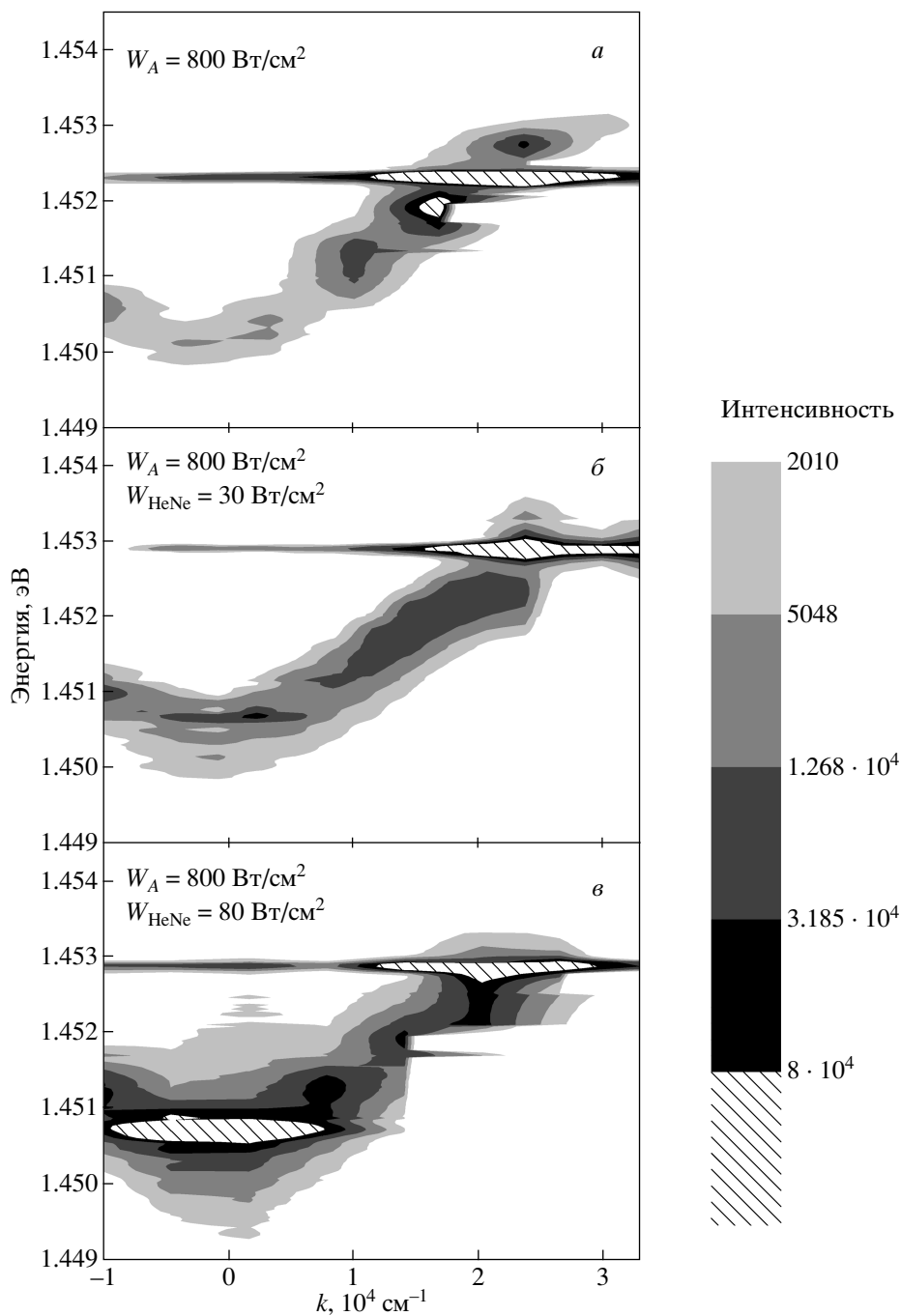


Рис. 11. Зависимости интенсивности излучения НПВ от квазиимпульса и энергии при резонансом возбуждении в НПВ вблизи точки перегиба  $W_A = 800 \text{ Вт/см}^2$  при  $T = 5.2 \text{ К}$ : *а* — без дополнительной подсветки, *б* — при дополнительной подсветке HeNe-лазером  $W_{\text{HeNe}} = 30$  и *в* —  $80 \text{ Вт/см}^2$

ванных экситонов с испусканием акустических фононов крайне неэффективна. При повышении температуры наблюдается подавление эффекта узкого бутылочного горла в релаксации поляритонов. Найдено, что энергетическая релаксация на дно НПВ

при этом является двухступенчатой: на первом этапе происходит делокализация экситонов (вследствие их теплового возбуждения фононами), и лишь делокализованные экситоны рассеиваются затем на дно НПВ в результате прямого экситон-экситонного или

экситон-электронного рассеяния в поляритонные состояния либо в результате локализации экситонов на более глубоких флуктуациях с последующим рассеянием в состояния НПВ (в МР с относительно мелкими НПВ).

Найдено, что при низких температурах релаксация поляритонов, возбужденных ниже энергии свободного экситона, может быть сильно ускорена путем дополнительной генерации горячих экситонов небольшой концентрации и, особенно, свободных электронов. Рассеяние горячих экситонов и электронов с резонансно возбужденными локализованными экситонами и поляритонами нижней ветви приводит, с одной стороны, к сильному охлаждению поляритонов ВПВ и горячих экситонов и уменьшению заселенности поляритонов ВПВ, а с другой стороны, ведет к делокализации локализованных экситонов, фотовозбужденных ниже энергии свободного экситона. Вследствие того что делокализованные экситоны релаксируют на дно НПВ значительно быстрее, чем локализованные, дополнительная генерация горячих экситонов и электронов приводит к резкому увеличению заселенности дна НПВ при гелиевых температурах (на один-два порядка величины).

Показано, что при резонансном возбуждении НПВ в точку перегиба сильное увеличение заселенности состояний на дне НПВ за счет быстрой релаксации при дополнительной подсветке ведет к резкому уменьшению порога параметрического рассеяния. Таким образом, дополнительная подсветка может использоваться в качестве механизма управления поляритон-поляритонным рассеянием.

Авторы выражают глубокую благодарность Н. А. Гиппиусу, Л. В. Келдышу, С. Т. Тиходеву, В. Б. Тимофееву за плодотворные обсуждения и М. С. Сколнику (M. S. Skolnick) за полезные обсуждения и изготовление образцов микрорезонаторных структур. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-17000), ИНТАС (№ грант 01-832) и Министерства науки и образования (грант № НШ-2164.2003.2)

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. Weisbuch et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).

2. F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani, and P. Schwendimann, Phys. Rev. B **56**, 7554 (1997).
3. A. I. Tartakovskii, M. Imam-Ismaïl, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts, Phys. Rev. B **62**, R2283 (2000).
4. M. Muller, J. Bleuse, and R. Andre, Phys. Rev. B **62**, 16886 (2000).
5. G. Malpuech, A. Kavokin, A. Di. Carlo, and J. J. Baumberg, Phys. Rev. B **65**, 153310 (2002).
6. D. N. Krizhanovskii, A. I. Tartakovskii, A. V. Chernenko, V. D. Kulakovskii, M. Emam-Ismaïl, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, Sol. St. Comm. **118**, 583 (2001).
7. A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, G. Malpuech, M. Emam-Ismaïl, A. V. Cherneko, A. V. Kavokin, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, Phys. Rev. B **67**, 165302 (2003).
8. D. S. Citrin, Phys. Rev. B **47**, 3832 (1993).
9. V. Srinivas, J. Hryniewicz, Yung Jui Chen, and C. E. C. Wood, Phys. Rev. B **46**, 10193 (1992).
10. F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, and A. Quattropani, P. Schwendimann, Phys. Rev. B **53**, R7642 (1996).
11. F. Tassone and Y. Yamamoto, Phys. Rev. B **59**, 10830 (1999).
12. R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, M. Emam-Ismaïl, A. I. Tartakovskii, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts, Phys. Rev. Lett. **85**, 3680 (2000).
13. A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, and V. D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **62**, R13298 (2000).
14. J. J. Baumberg, P. G. Savvidis, R. M. Stevenson, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, Phys. Rev. B **62**, R16247 (2000).
15. A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, D. A. Kurysh, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, Phys. Rev. B **65**, 081308(R) (2002).