

Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние и динамическая бозе-эйнштейновская конденсация поляритонов в GaAs микрорезонаторах при возбуждении в области экситонного резонанса

А. А. Деменев, С. С. Гаврилов, В. Д. Кулаковский¹⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 23 ноября 2011 г.

После переработки 8 декабря 2011 г.

В планарных GaAs микрорезонаторах исследована динамика формирования макрозаполненной поляритонной моды на дне поляритонной зоны $E_{LP}(k=0)$ и ее спиновой поляризации при квазирезонансном импульсном фотовозбуждении экситонов ($E = E_X$) в области больших квазиимпульсов. Найдено, что с увеличением глубины поляритонной зоны $E_X - E_{LP}(k=0)$ происходит смена механизма формирования конденсатного состояния в $k=0$ с прямого параметрического распада фотовозбуждаемой моды (за счет поляритон-поляритонного взаимодействия) на динамическую конденсацию поляритонов, которая происходит вследствие многочисленных рассеяний поляритонов как на фононах, так и на поляритонах. При этом в микрорезонаторах с $E_X - E_{LP}(k=0) > 3.5$ мэВ прямой распад фотовозбуждаемой моды не исчезает, становясь эффективным механизмом заполнения состояний на кольце k -пространства с энергией $E_{LP}(\mathbf{k}) \approx E_X - 2.6$ мэВ.

Экситонные поляритоны (ЭП) в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) с квантовыми ямами в активном слое, формирующиеся благодаря сильному экситон-фотонному взаимодействию, демонстрируют целый ряд интересных свойств, обусловленных сочетанием у этих частиц квазидвумерности, статистики Бозе, уникального закона дисперсии с точкой перегиба в области световых квазиимпульсов ($k_{\text{инф}} \sim 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$), а также очень малой эффективной массы ($m_{LP} \lesssim 10^{-4}$ массы свободного электрона). К числу наиболее интересных явлений относятся стимулированное параметрическое поляритон-поляритонное рассеяние (СППР), имеющее чрезвычайно низкий порог при возбуждении вблизи $k_{\text{инф}}$ [1, 2], и бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) экситонных поляритонов [3, 2, 4], которая оказывается возможной при относительно небольшой полной плотности благодаря малой m_{LP} . Явление СППР в МР нашло качественное объяснение в рамках модели когерентного многомодового оптического параметрического осциллятора (ОПО). Она связывает особенности рассеяния ЭП в плоских МР с взаимным влиянием двух нестабильностей в ЭП-системе: бистабильного отклика возбуждаемой ЭП-моды на внешнее возбуждение и ее нестабильности по отношению к параметрическому распаду на сигнал и холостой сигнал [5–8]. СППР приводит к образованию макрозаполнен-

ного состояния в области дна нижней поляритонной (НП) ветви. Такое состояние является термодинамически неравновесным, а его пространственная и временная когерентности и поляризационные свойства полностью определяются возбуждающим излучением. С другой стороны, и при нерезонансном фотовозбуждении система ЭП не достигает термодинамического равновесия из-за крайне короткого времени жизни (< 10 пс). Следовательно, и в этом случае конденсация ЭП происходит в неравновесных условиях, отличных от рассмотренных в классических работах Бозе и Эйнштейна. При этом актуальными становятся вопросы, связанные с динамикой конденсации ЭП в k -пространстве и формированием в конденсате спиновой поляризации, а также пространственной и временной когерентности.

В GaAs МР с добротностью $Q \lesssim 3 \cdot 10^3$ не удастся получить конденсат ЭП при возбуждении выше ширины запрещенной зоны из-за малой скорости энергетической релаксации ЭП, так как критическая плотность экситонов, необходимая для начала конденсации, оказывается выше критической плотности экситонов для их превращения в электрон-дырочную плазму. В работах [9–12] было обнаружено, что макрозаполненное состояние на дне НП-зоны в МР с положительным детюнигом фотонной и экситонной мод $\delta = E_C - E_X$ можно реализовать при резонансном возбуждении экситонов в области больших k ($k_p > 4.5 \text{ мкм}^{-1}$). При этом авторы предполагают,

¹⁾ e-mail: kulakovs@issp.ac.ru

что реализуется режим БЭК, а не СППР, поскольку при $k_p \sim 3k_{\text{инф}}$ ЭП–ЭП-рассеяние в $k = 0$ и $2k_p$ является малоэффективным из-за проблемы с одновременным выполнением законов сохранения энергии и импульса. Однако в работе [13] на основании анализа кинетики поляризации ЭП в широкой области k при импульсном возбуждении было показано, что мода $k = 0$ в МР с положительным детюнингом заполняется вследствие ЭП–ЭП-рассеяния из накачиваемой моды. При этом законы сохранения энергии и импульса выполняются благодаря перенормировке дисперсии поляритонов при больших плотностях возбуждения.

В настоящей работе мы сообщаем о результатах времязрешенных исследований формирования макрозаполненной ЭП-моды $k = 0$ при импульсном фотовозбуждении экситонов в области больших k в МР с величинами δ от -4 до $+1$ мэВ. В работе обнаружены качественные изменения в поведении как энергетической, так и спиновой релаксации поляритонной системы с увеличением глубины НП-ветви, свидетельствующие об изменении механизма макрозаполнения состояния в $k = 0$ от СППР в возбуждаемой моде к неравновесной БЭК поляритонов в результате рассеяний на фононах и поляритонах.

В работе исследована МР-структура с $Q \sim 3 \times 10^3$, выращенная на подложке GaAs. Брэгговские зеркала состояли из 17 (20) повторяющихся $\lambda/4$ -слоев $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$ для фронтального и тыльного зеркал, соответственно. В активном слое GaAs толщиной $\frac{3}{2}\lambda$ было помещено 6 квантовых ям (КЯ) $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 10 нм. Величина расщепления Раби Ω составляла 6 мэВ. Эксперименты были выполнены в нескольких областях образца с $\delta = 1, -1, 5$ и -4 мэВ. Образец располагался в оптическом криостате при $T = 7$ К. Для накачки МР использовался импульсный фемтосекундный титан-сапфировый лазер, из излучения которого с помощью монохроматора и многомодового световода были сформированы импульсы с длительностью около 1 нс, полной спектральной шириной на половине высоты (FWHM) 0.7 мэВ и частотой повторения 5 кГц. Лазерный пучок фокусировался на образец в пятно диаметром 100 мкм под углом 40° относительно нормали к поверхности МР ($k_p = 4.8 \text{ мкм}^{-1}$). Возбуждение осуществлялось на энергии $\hbar\omega_{\text{exc}} \approx E_X + 0.5$ мэВ. Кинетика спектрального распределения излучения регистрировалась в различных поляризациях с помощью стрик-камеры со спектральным, угловым и временным разрешениями, равными 0.28 мэВ, 0.05 мкм^{-1} и 70 пс соответственно.

На рис. 1a–d показано распределение интенсивности излучения ЭП из МР с $\delta = -1.5$ мэВ в области

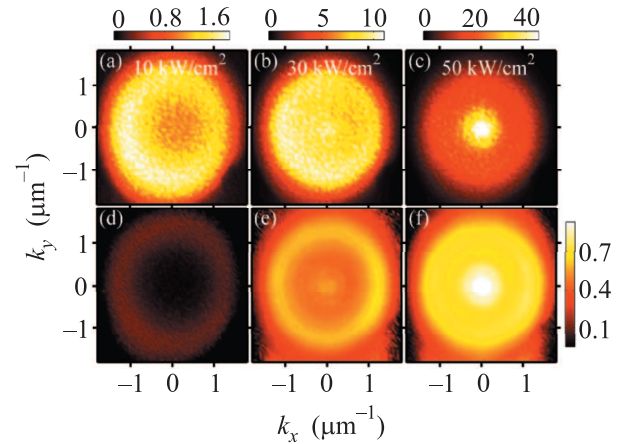


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения (верхняя панель, a, b, и c) и степени циркулярной поляризации (d, e и f) ЭП из МР с $\delta = -1.5$ мэВ в области $|\mathbf{k}| < 2 \text{ мкм}^{-1}$ при $P = 10, 30$ и 50 кВт/см^2 соответственно при возбуждении σ^+ -поляризованными импульсами

$|\mathbf{k}| < 2 \text{ мкм}^{-1}$ при возбуждении σ^+ -поляризованными импульсами с мощностью $P = 10\text{--}50 \text{ кВт/см}^2$. При $P = 10 \text{ кВт/см}^2$ максимум излучения находится в области $|\mathbf{k}| \sim 1.1 \text{ мкм}^{-1}$. При этом распределение излучения ЭП сильно асимметрично в k -пространстве: интенсивность излучения в области отрицательных k_x существенно больше, чем при $k_x > 0$. Узкое горло в релаксации ЭП связано с их малым излучательным временем жизни τ_{LP} при $|\mathbf{k}| \lesssim 1.1 \text{ мкм}^{-1}$ по сравнению со временем рассеяния на фононах $\tau_{ph} \sim 1.5 \text{ пс}$ [14, 15]. Однако наличие сильной асимметрии в распределении сигнала свидетельствует о том, что рассеяние на фононах даже при $P = 10 \text{ кВт/см}^2$ не является доминирующим механизмом энергетической релаксации фотовозбужденных ЭП. Далее, в случае релаксации ЭП на фононах степень циркулярной поляризации ЭП $\rho_{\text{circ}}(|\mathbf{k}|)$ должна монотонно уменьшаться с уменьшением $|\mathbf{k}|$. Однако из рис. 1e, f видно, что $\rho_{\text{circ}}(\mathbf{k}) = [I_{LP}^+(\mathbf{k}) - I_{LP}^-(\mathbf{k})]/[I_{LP}^+(\mathbf{k}) + I_{LP}^-(\mathbf{k})]$, где $I_{LP}^+(\mathbf{k})$ ($I_{LP}^-(\mathbf{k})$) – интенсивности излучения ЭП в поляризациях σ^+ (σ^-), имеет ярко выраженный максимум в области $\mathbf{k} \approx 1.2 \text{ мкм}^{-1}$. Этот максимум свидетельствует о том, что состояния на кольце в значительной мере заполняются вследствие прямого распада фотовозбуждаемой σ^+ -моды. При этом поляризация ЭП сохраняется в соответствии с законом сохранения спина.

По мере увеличения P эффект узкого горла в релаксации ЭП исчезает (рис. 1b–d), максимум излу-

чения сдвигается в область $k = 0$ и сильно сужается. Одновременно наблюдается рост величины ρ_{circ} (рис. 1g, h), ожидаемый из-за увеличения скорости ЭП–ЭП-рассеяния с увеличением плотности [16].

Перенормировка дисперсии σ^+ - и σ^- -поляризованных ЭП, $E_{LP}^{\pm}(k)$, при увеличении P от 10 до 80 кВт/см² иллюстрируется на рис. 2. На

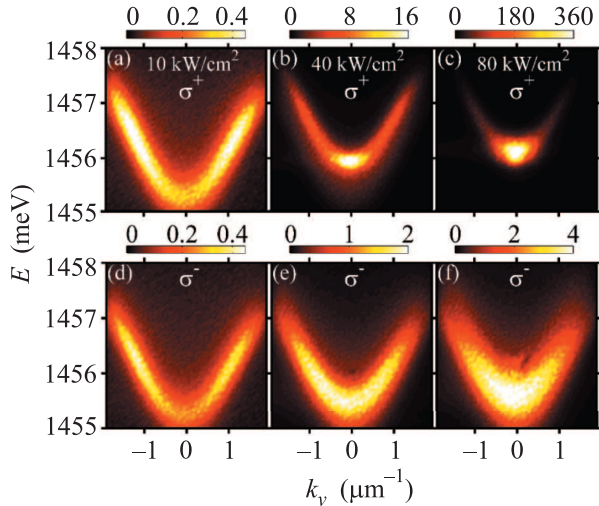


Рис. 2. Спектры излучения $I_{LP}^{+(-)}(E, k_y)$ при $k_x = 0$ МР с $\delta = -1.5$ мэВ, записанные в непрерывном режиме при возбуждении σ^+ -поляризованными импульсами при $k_y = 0$, $k_x = 4.8$ мкм⁻¹ при $P = 10, 40$ и 80 кВт/см⁻² в поляризации σ^+ (верхняя панель) и σ^- (нижняя панель)

нем показаны спектры излучения $I_{LP}^{+(-)}(E, k_y)$ для $k_x = 0$, записанные в непрерывном режиме при возбуждении σ^+ -поляризованными импульсами при $k_y = 0$, $k_x = 4.8$ мкм⁻¹. При $P = 10$ кВт/см⁻², когда плотность ЭП невелика и интенсивность излучения ЭП в σ^- -поляризации всего на 30% меньше, чем в σ^+ -поляризации, зависимости $E_{LP}^+(k)$ и $E_{LP}^-(k)$ практически совпадают. При $P = 40$ кВт/см⁻² плотность ЭП в σ^+ поляризации сильно увеличивается, отношение $I_{LP}^+(k = 0)/I_{LP}^-(k = 0)$ достигает 10. Отталкивательное взаимодействие ЭП с одинаковым спином приводит к фиолетовому сдвигу $\Delta E_{LP}^+(k) \approx 0.7$ мэВ. Сдвиг $\Delta E_{LP}^-(k)$ существенно меньше, поскольку взаимодействие ЭП с противоположными спинами намного слабее [17, 18].

Резкий пик в области $\mathbf{k} = 0$ в распределениях ЭП по энергиям и импульсам при $P \gtrsim 40$ кВт/см², наблюдаемый на рис. 1 и 2 в σ^+ -поляризованном излучении ЭП, свидетельствует о макрозаполнении этого состояния в $k = 0$. В рамках модели СППР циркулярная поляризация состояния с $k = 0$ является естественной, поскольку ЭП–ЭП-рассеяние идет с со-

хранением спина. Термодинамически равновесный бозе-конденсат в $k = 0$ должен иметь линейную поляризацию [4]. Однако циркулярная поляризация этого состояния может реализоваться в отсутствие термодинамического равновесия (динамическая БЭК).

Для выяснения механизма формирования макрозаполненного состояния ЭП в $k = 0$ обратимся к измерениям поляризации ЭП-излучения при возбуждении линейно (π_x) поляризованными импульсами. В этом случае можно проследить за процессами ЭП–ЭП-рассеяния от $k = k_p$ до $k = 0$, поскольку рассеяние двух колинеарно поляризованных ЭП приводит к повороту их линейной поляризации на 90° [18].

Распределение интенсивности излучения ЭП в \mathbf{k} -пространстве при возбуждении π_x -поляризованными импульсами, измеренное в π_y -поляризации, показано на рис. 3 наряду с \mathbf{k} -распределением степени

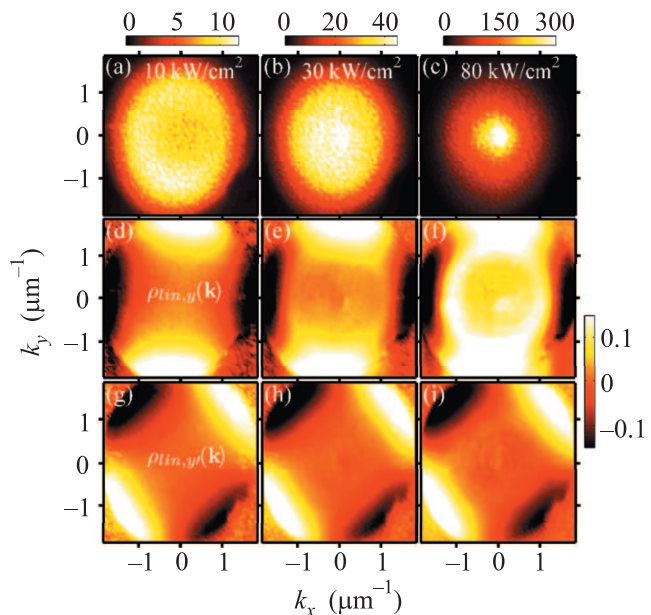


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения (а, б и с), степени линейной поляризации в xy -базисе (d, e и f) и в $x'y'$ -базисе (g, h и k) ЭП из МР с $\delta = -1.5$ мэВ в области $|\mathbf{k}| < 2$ мкм⁻¹, измеренное при возбуждении π_x -поляризованными импульсами с плотностью мощности $P = 10, 30$ и 50 кВт/см², соответственно

линейной поляризации в базисе (x, y) и в базисе (x', y') , повернутом относительно базиса (x, y) на 45°, $\rho_{\text{lin},y}(\mathbf{k}) = [I_{LP}^y(\mathbf{k}) - I_{LP}^x(\mathbf{k})]/[I_{LP}^y(\mathbf{k}) + I_{LP}^x(\mathbf{k})]$ и $\rho_{\text{lin},y'}(\mathbf{k}) = [I_{LP}^{y'}(\mathbf{k}) - I_{LP}^{x'}(\mathbf{k})]/[I_{LP}^{y'}(\mathbf{k}) + I_{LP}^{x'}(\mathbf{k})]$ соответственно. Поведение $I_{LP}(\mathbf{k})$ на рис. 3 качественно аналогично наблюдаемому на рис. 1 при возбуждении σ^+ -поляризованными импульсами. Ярко выраженные асимметрия в угловом распределении I_{LP} и узкое “бутылочное горло” в релаксации ЭП наблюда-

ются только при малых P . С ростом P они исчезают, распределение $I_{LP}(\mathbf{k})$ сужается в пространстве и $I_{LP}(0)$ резко возрастает, хотя и несколько медленнее, чем при возбуждении σ^+ -поляризованным светом.

Из рис. 3е, i видно, что заметная линейная поляризация при малых P наблюдается только в области $|\mathbf{k}| \sim (1.5-2) \text{ мкм}^{-1}$. Направление доминирующей поляризации ЭП совпадает с направлением их квазиимпульса \mathbf{k} : $\rho_{\text{lin},y}$ ($\rho_{\text{lin},y'}$) максимально при $\mathbf{k} \parallel 0y$ ($\mathbf{k} \parallel 0y'$), обращается в нуль при $\mathbf{k} \parallel 0y'$ и $0x'$ ($\mathbf{k} \parallel 0y$ и $0x$) и достигает максимального отрицательного значения при $\mathbf{k} \parallel 0x$ ($\mathbf{k} \parallel 0x'$). При этом максимальное значение $|\rho_{\text{lin}}|$ не превышает 0.15. Доминирующая линейная поляризация сигнала вдоль вектора \mathbf{k} свидетельствует о частичной термализации ЭП между расщепленными при $k \neq 0$ термами ТЕ и ТМ, поляризованными перпендикулярно и параллельно \mathbf{k} соответственно. Исчезновение ρ_{lin} при приближении к $|\mathbf{k}| = 0$ коррелирует с исчезновением ТЕ-ТМ-расщепления в $k = 0$.

Из рис. 3f-h видно, что выраженная линейная поляризация вдоль оси $0y$ появляется только при больших P и только на кольце с $|\mathbf{k}| \sim 1-1.3 \text{ мкм}^{-1}$, где $\rho_{\text{lin},y}$ достигает 0.15 при $P = 80 \text{ кВт/см}^2$. При этом состояния вне этого кольца остаются поляризованными преимущественно вдоль вектора \mathbf{k} . Следовательно, рассматриваемое кольцо в k -пространстве в значительной мере заполняется в результате прямого распада накачиваемой моды, тогда как состояние с $k = 0$ заполняется за счет постепенной энергетической релаксации ЭП.

Поведение ρ_{lin} ЭП в МР с $\delta = -1.5 \text{ мэВ}$ качественно отличается от наблюдавшегося ранее в МР с $\delta > 0$ при аналогичных условиях возбуждения [12, 13], когда мода в $k = 0$ демонстрировала сильную π -поляризацию, перпендикулярную поляризации возбуждающих импульсов. Таким образом, механизм СППР, приводящий к эффективному заполнению состояния $k = 0$ в МР с $\delta > 0$, теряет свою эффективность в МР с отрицательным δ . Этого и следовало ожидать из-за ухудшения условий для одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса. При этом механизм СППР остается эффективным для макрозаполнения состояний на кольце с $|\mathbf{k}| \sim (1-1.3) \text{ мкм}^{-1}$, расположенных на энергии $E \sim E_X - 2.6 \text{ мэВ}$.

На рис. 4 приведено сравнение зависимостей $\rho_{\text{lin},y}(\mathbf{k})$ для излучения из МР с $\delta = 1, -1.5$ и -4 мэВ , записанных при возбуждении π_x -поляризованными импульсами с $P = 80 \text{ кВт/см}^2$. Видно, что сильная π_y -поляризация излучения, обусловленная прямым ЭП-ЭП-распадом накачиваемой моды, наблюдает-

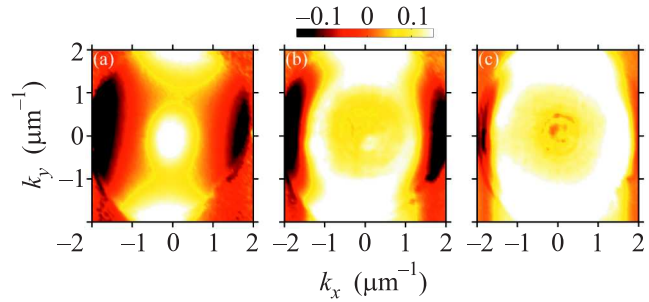


Рис. 4. Распределение степени линейной поляризации излучения в xy -базисе в области $|\mathbf{k}| < 2 \text{ мкм}^{-1}$ из МР с $\delta = 1$ (a), -1.5 (b) и -4 мэВ (c) при возбуждении π_x -поляризованными импульсами

ся при $|\mathbf{k}_s| = 0$ в МР с $\delta = 1 \text{ мэВ}$ и на кольцах с $|\mathbf{k}_s| \sim 1.1$ и $\sim 1.6 \text{ мкм}^{-1}$ в МР с $\delta = -1.5$ и -4 мэВ соответственно, где энергия ЭП составляет $E(|\mathbf{k}_s|) \sim E_X - 2.6 \text{ мэВ}$.

Для получения более детальной информации о механизмах энергетической и спиновой релаксации ЭП в МР с разной глубиной НП-ветви была измерена кинетика излучения ЭП. На рис. 5 показаны зависимости интенсивности и поляризации излучения ЭП в МР с $\delta = 1, -1.5$ и -4 мэВ в области $k_x \lesssim 2 \text{ мкм}^{-1}$ ($k_y = 0$) при возбуждении σ^+ - и π_x -поляризованными импульсами с $P = 80 \text{ кВт/см}^2$. Отчетливо видно, что характер релаксации ЭП качественно изменяется при уменьшении δ . В МР с $\delta = 1 \text{ мэВ}$ максимум излучения ЭП формируется в $k = 0$ уже при $t \sim 0.07 \text{ нс}$, тогда как в МР с $\delta = -1.5$ и -4 мэВ в это время формируется максимум в областях $|\mathbf{k}_s| \sim 1.2$ и $\sim 1.6 \text{ мкм}^{-1}$ соответственно, причем $I_{LP}(-k_s)$ заметно больше $I_{LP}(+k_s)$. Сигнал в $k = 0$ формируется с задержкой Δt , в течение которой сначала наблюдается некоторое постепенное уменьшение величины k_s , а затем – прыжок сигнала в $k = 0$. Из рис. 5 видно, что величина Δt увеличивается с углублением НПВ при возбуждении как σ -, так и π -поляризованным светом. При этом задержка в заполнении состояния в $k = 0$ при возбуждении π -поляризованным светом существенно меньше.

Сравнение зависимостей $I_{LP}(k, t)$ и $\rho_{\text{circ}}(k, t)$ на рис. 5 показывает, что при возбуждении σ -поляризованным светом рост I_{LP} всегда сопровождается ростом ρ_{circ} . В случае же возбуждения π -поляризованным светом такая корреляция наблюдается лишь в начале импульса: в $k = 0$ в МР с $\delta = 1 \text{ мэВ}$ и в $k = k_s$ в МР с $\delta < 0$. Линейная поляризация излучения ЭП с $k \sim 0$ в МР с $\delta < 0$ отсутствует. Это позволяет сделать вывод о том, что ни прямой распад накачиваемой моды, ни стимулированное

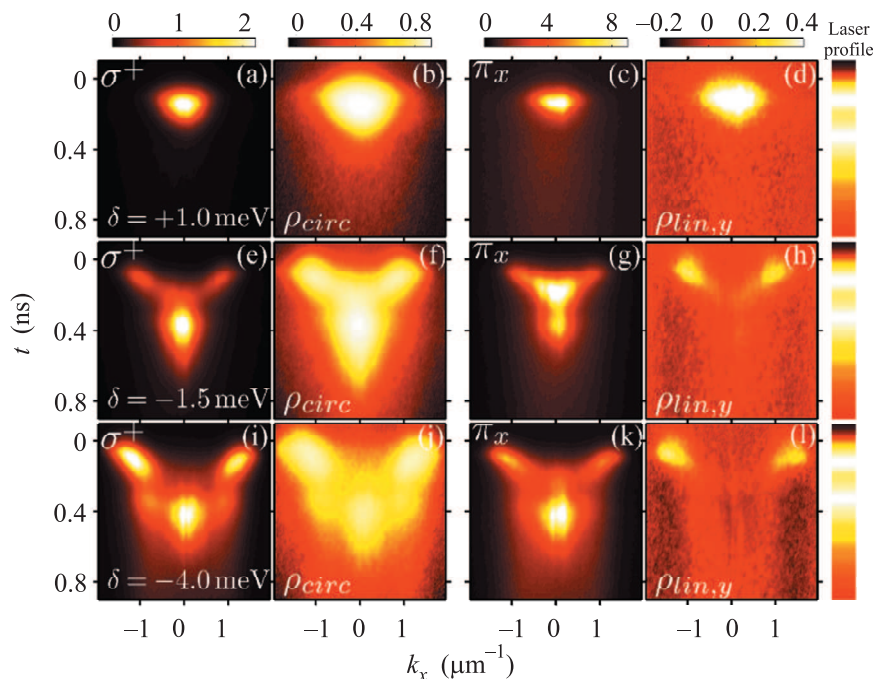


Рис. 5. Распределение интенсивности излучения степени поляризации из МР с $\delta = +1$ (верхняя панель), -1.5 (средняя панель) и -4 (нижняя панель) мэВ в области $|\mathbf{k}| < 2 \text{ мкм}^{-1}$ при $P = 80 \text{ кВт/см}^2$. Первая и вторая колонки показывают распределение интенсивности и степени циркулярной поляризации соответственно при возбуждении σ -поляризованным светом, а третья и четвертая колонки – распределение интенсивности и степени линейной поляризации, соответственно, при возбуждении π_x -поляризованным светом

параметрическое ЭП–ЭП-рассеяние линейно поляризованных ЭП на кольце с $k \sim k_s \sim k_{\text{inf}}$ не являются доминирующими механизмами заселения этой моды. Более того, из рис. 5 видно, что усиление рассеяния ЭП в $k = 0$ приводит к существенному опустошению состояний на кольце с $|\mathbf{k}| \sim k_s$ при возбуждении как σ -, так и π -поляризованными импульсами. Следовательно, макрозаполнение моды в $k = 0$ происходит в результате релаксации фотовозбужденных поляритонов вследствие как многочисленных рассеяний на фонах, так и ЭП–ЭП-рассеяний.

Дополнительные аргументы в пользу сделанных выше выводов можно получить из сравнения результатов эксперимента с расчетами в рамках модели ОПО, основанной на решении уравнений Максвелла и Гросса–Питаевского (см. [19]). Она хорошо описывает развитие неустойчивости резонансно возбуждаемой ЭП системы относительно стимулированного рассеяния [5, 8, 20], но не включает в рассмотрение некогерентные механизмы релаксации ЭП. На рис. 6 показаны результаты вычислений, выполненных для параметров системы и условий накачки, совпадающих с экспериментальными. Для простоты в расчетах использовались однородные во времени импульсы длительностью 1.5 нс.

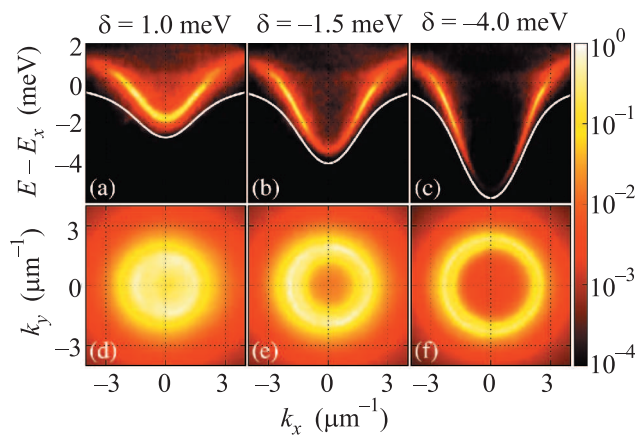


Рис. 6. Рассчитанные спектральные (а–с) и усредненные по времени угловые (d–f) распределения интенсивности электрического поля в активном слое для разных величин экситон-фотонного рассогласования δ

В согласии с экспериментом расчет показывает, что в ЭП-системе межмодовое рассеяние возникает пороговым образом. Распределения, представленные на рис. 6, отвечают слабо надпороговой мощности возбуждения. Видно, что, как и в эксперименте, частота сигнала обнаруживает положительный (фиолетовый) сдвиг относительно невоз-

мушенной дисперсии, вызванный отталкивательным экситон-экситонным взаимодействием. При этом распределение поля в \mathbf{k} -пространстве имеет форму кольца, соответствующего области пересечения дисперсионных поверхностей “сигнала” и “холостого сигнала” параметрического распада возбуждаемой моды (см., например, рис. 9 в статье [13]). Радиус этого кольца увеличивается с ростом глубины НП-ветви. Наибольший сигнал наблюдается при отрицательных k .

Из рис. 6, однако, видно, что приведенные расчеты не обнаруживают наблюдаемого в эксперименте вторичного процесса рассеяния, приводящего к макрозаполнению выделенной поляритонной моды с $k = 0$. При увеличении накачки эффективная резонансная частота фотовозбуждаемой моды оказывается выше частоты возбуждения, вследствие чего скорость увеличения поля на квантовой яме сильно замедляется. Таким образом, процесс конденсации ЭП не может быть воспроизведен в рамках когерентной квазиклассической модели, учитывающей все возможные акты ЭП-ЭП-взаимодействия, но полностью пренебрегающей рассеянием ЭП на фононах и свободных носителях, обеспечивающим их энергетическую релаксацию.

Итак, исследование динамики формирования макрозаполненной ЭП-моды в $k = 0$ и ее спиновой поляризации при квазирезонансном импульсном фотовозбуждении экситонов в области больших k показало, что СППР-механизм формирования конденсатного состояния в $k = 0$ заменяется с увеличением глубины НПВ динамической конденсацией поляритонов, происходящей благодаря их рассеянию на фононах и поляритонах. При этом СППР в МР с отрицательным детюнингом остается достаточно эффективным механизмом заполнения состояний на кольце с $E \sim E_X - 2.6$ мэВ.

Авторы благодарны проф. М. Сколнику за предоставленные высококачественные МР-структуры, А.В. Ларионову за помощь в проведении эксперимента, а также Н.А. Гиппиусу и С.Г. Тиходеву за обсуж-

дение результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и РАН.

1. P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1547 (2000).
2. V. D. Kulakovskii, D. N. Krizhanovskii, A. I. Tartakovskii et al., *Phys. Usp.* **48**, 312 (2005).
3. H. Deng, G. Weihs, C. Santori et al, *Science* **298**, 199 (2002).
4. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al., *Nature (London)* **443**, 409 (2006).
5. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii et al., *Europhys. Lett.* **67**, 997 (2004).
6. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, L. V. Keldysh, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Usp.* **48**, 306 (2005).
7. D. M. Whittaker, *Phys. Rev. B* **71**, 115301 (2005).
8. S. S. Gavrilov, N. A. Gippius, V. D. Kulakovskii, and S. G. Tikhodeev, *JETP* **104**, 715 (2007).
9. J. Kasprzak, R. André, L. S. Dang et al., *Phys. Rev. B* **75**, 045326 (2007).
10. R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke et al., *Science* **316**, 1007 (2007).
11. J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, S. Christopoulos et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136409 (2008).
12. G. Roumpos, Ch.-W. Lai, T. C. H. Liew et al., *Phys. Rev. B* **79**, 195310 (2009).
13. A. A. Demenev, S. S. Gavrilov, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **84**, 085305 (2011).
14. G. Cassabois, A. L. C. Triques, F. Bogani et al., *Phys. Rev. B* **61**, 1696 (2000).
15. F. Tassone and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. B* **59**, 10830 (1999).
16. A. I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R. M. Stevenson et al., *Phys. Rev. B* **62**, R2283 (2000).
17. K. V. Kavokin, P. Renucci, T. Amand et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **2**, 763 (2005).
18. P. Renucci, T. Amand, X. Marie et al., *Phys. Rev. B* **72**, 075317 (2005).
19. S. S. Gavrilov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and V. D. Kulakovskii, *JETP* **110**, 825 (2010).
20. A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136401 (2008).