

Влияние модуляции поляритонного потенциала на поляризационную неустойчивость сигнала стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния в планарных GaAs микрорезонаторах

А. А. Деменев¹⁾, С. С. Гаврилов, С. И. Новиков, Д. Н. Крижановский⁺, В. Д. Кулаковский

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

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

Поступила в редакцию 22 января 2015 г.

Исследованы поляризационные свойства сигнала стимулированного параметрического поляритон-поляритонного рассеяния при резонансном фотовозбуждении вблизи точки перегиба дисперсионной поляритонной кривой в отсутствие и при наличии модуляции экситонного потенциала с помощью поверхностных акустических волн. Найдено, что пространственная модуляция экситонного потенциала приводит к резкому понижению эффективной критической плотности накачки, при которой изменяется поляризация сигнала рассеяния. Это открывает возможность использования акустических волн для управления поляризацией сигнала стимулированного рассеяния в поляритонных системах.

DOI: 10.7868/S0370274X15050100

Квазидвумерная система экситонных поляритонов в высокочастотных полупроводниковых микрорезонаторах привлекает большое внимание с тех пор, как была продемонстрирована сильная связь между фотонной модой и двумерными экситонами в квантовой яме в активной области резонатора [1]. Благодаря бозонной природе в сочетании с крайне малой эффективной массой, уникальному закону дисперсии с точкой перегиба в области световых квазиимпульсов и двукратному спиновому вырождению поляритонная система демонстрирует целый ряд уникальных эффектов, таких, как стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние (СППР) [2–5], оптическая бистабильность [6, 7] и мультистабильность [8–11] отклика в условиях резонансного фотовозбуждения, неравновесная бозе-конденсация поляритонов [12], сверхтекучесть [13], формирование световых солитонов [14] и различного рода топологических дефектов.

Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние привлекло большое внимание благодаря крайне низкой пороговой плотности и высокой эффективности в условиях, когда фотовозбуждение осуществляется вблизи точки перегиба поляритонной дисперсионной кривой (волновой вектор $k_p \sim k_{\text{inf}}$). Обнаружено, что физика этого явления выходит за рамки стандартной трех-

модовой модели оптического параметрического осциллятора [4, 5]. Для его объяснения ранее была разработана многомодовая модель на основе уравнений Гросса–Питаевского с включением всех парных взаимодействий. В рамках этой модели показано, что необычное поведение СППР является результатом взаимовлияния двух неустойчивостей: 1) бистабильности по отношению к внешней накачке и 2) неустойчивости относительно межмодового параметрического рассеяния [7, 15, 16]. Оба вида неустойчивости возникают за счет отталкивательного парного взаимодействия поляритонов с параллельными спинами. При этом поляритоны с антипараллельными спинами взаимодействуют между собой сравнительно слабо.

При циркулярно поляризованном возбуждении сигнал СППР сохраняет поляризацию внешней накачки. При линейно поляризованном возбуждении сигнал демонстрирует линейную поляризацию, ортогональную поляризации накачки, что обусловлено отрицательным знаком константы взаимодействия поляритонов с антипараллельными спинами [17, 18].

В настоящей работе исследована возможность управления поляризацией сигнала СППР. Идея эксперимента базируется на результатах недавних исследований структур с пониженной латеральной симметрией, в которых двукратно вырожденный уровень поляритонов расщеплен на два ($E_{\text{LP},x}$ и

¹⁾e-mail: demenev@issp.ac.ru

$E_{LP,y}$) с ортогональными линейными поляризациями (π_x и π_y) [19–22]. Пусть для определенности $E_{LP,y} > E_{LP,x}$. В указанных исследованиях была обнаружена поляризационная неустойчивость накачиваемой моды при возбуждении светом с π_y -поляризацией (т.е. в направлении *верхнего* отщепленного уровня) и энергией $\hbar\omega_p > E_{LP,y}$. Найдено, что в этом случае наблюдается переключение поляризации накачиваемой моды с линейной на циркулярную по достижении критической плотности возбуждения P_{thr} , величина которой зависит как от расстройки частоты накачки $\Delta = \hbar\omega_p - E_{LP,y}$, так и от расщепления собственных мод $\delta_{xy} = E_{LP,y} - E_{LP,x}$.

Мы ожидаем появления аналогичной поляризационной неустойчивости накачиваемой моды при фотовозбуждении в области $k_p \sim k_{inf}$ также и в ненапряженных (латерально-симметричных) структурах вследствие ТЕ–ТМ-расщепления собственных состояний. При этом развитие СППР, приводящее к заполнению долгоживущих экситоноподобных состояний в области $k \sim 2k_{inf}$, может оказать существенное влияние на поляризационную динамику накачиваемой моды. Контроль поляризации накачиваемой моды должен дать возможность переключения поляризации сигнала СППР с линейной на циркулярную, поскольку переключение поляризации накачиваемой моды должно неизбежно вести к изменению поляризации сигнала СППР вследствие сохранения спина в процессах упругого поляритон-поляритонного взаимодействия.

Для исследования возможности управления поляризацией сигнала СППР был выбран AlGaAs/AlAs микрорезонатор с высокой добротностью, достаточной для спектрального разрешения ТЕ- и ТМ-мод в области $k = k_{inf}$. В исследованиях сигнала СППР при квазирезонансном возбуждении π_x - и π_y -поляризованным светом с $k_p \sim k_{inf}$ найдено, что поляризационная неустойчивость сигнала наблюдается, так же как и в напряженных структурах при $k_p = 0$, только при возбуждении светом с поляризацией, совпадающей с поляризацией верхнего поляритонного подуровня. При этом обнаружено два качественных отличия. Во-первых порог переключения поляризации сигнала СППР $P_{thr,pol}$ оказывается примерно в 2.5 раза выше порога развития СППР P_{thr} , тогда как в напряженных структурах при накачке светом с $k_p = 0$ порог переключения поляризации накачиваемой моды совпадал с порогом усиления поля в этой моде. Во-вторых высокая степень ρ_c при больших плотностях накачки сохраняется не дольше 30–40 пс уже при превышении $P_{thr,pol}$ всего на 20–30 %.

Для управления величиной $P_{thr,pol}$ была использована вариация величины $\hbar\omega_p - E_{LP}$ с помощью возбуждения поверхностных акустических волн (ПАВ), вызывающих пространственную модуляцию частоты экситонного перехода E_x и, следовательно, E_{LP} [23]. При этом было найдено, что эффективное понижение $P_{thr,pol}$ для сигнала СППР при воздействии ПАВ оказывается существенно большим, чем уменьшение P_{thr} , что позволяет переключать поляризацию сигнала СППР с помощью ПАВ в широкой области плотностей возбуждения.

Эксперимент. В работе исследовался планарный AlGaAs/AlAs микрорезонатор с GaAs квантовыми ямами с добротностью $Q \sim 5 \cdot 10^3$, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Он состоял из двух брэгговских зеркал с 16 (23) повторяющимися парами $\lambda/4$ -слоев AlGaAs/AlAs в переднем (заднем) зеркалах и активного слоя AlAs толщиной $\lambda/2$. В областях пучности электромагнитного поля в активный слой было встроено 6 GaAs квантовых ям толщиной 15 нм. Раби-расщепление взаимодействующих фотонной и экситонной мод составляло 6 мэВ. Величина расстройки экситонной и фотонной мод была равна нулю.

Поверхностные акустические волны рэлеевского типа создавались встречно-гребенчатыми преобразователями, ориентированными в направлениях [001] и [010], которые не являются пьезоэлектрическими (рис. 1а). Скрещенные ПАВ фиксированной длины волны $\lambda_{SAW} = 8$ мкм образовывали в области взаимопересечения акустическую решетку размера 170×170 мкм². Детальное описание распространения ПАВ в структурах, идентичных исследованной, приведено в работах [23–26].

Исследованный образец располагался в оптическом криостате при температуре 2 К. Возбуждение образца осуществлялось резонансно импульсным лазером с длительностью импульса 150 пс и частотой повторения 8 МГц. Лазерный луч падал на структуру под углом $\theta = 12^\circ$ относительно нормали к плоскости резонатора ($k_p = (2\pi/\lambda) \sin \theta = 1.6$ мкм⁻¹), что отвечает возбуждению поляритонных мод в области k_{inf} в схеме оптического параметрического осциллятора (рис. 1б). Возбуждение в структуре периодической акустической решетки приводило к образованию минизон нижней поляритонной ветви, что схематически показано на рис. 1б. Диаметр пятна возбуждения составлял 35 мкм.

Сигнал СППР детектировался в конусе углов до 5° ($\Delta k \sim 0.7$ мкм⁻¹). Пространственное распределение поляритонной плотности измерялось с помощью методики микрофотолюминесценции с про-

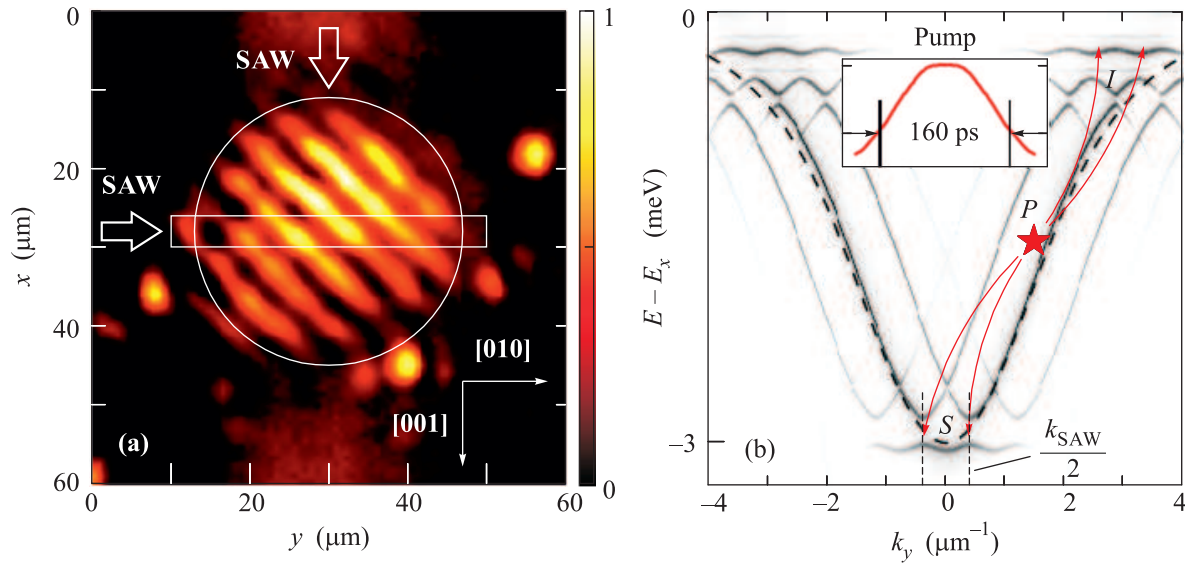


Рис. 1. (а) – Пространственное распределение поляритонной плотности в области дна поляритонной дисперсии при включении скрещенных поверхностных акустических волн. Длина акустической волны $\lambda_{\text{SAW}} = 8$ мкм, мощность $P_{\text{SAW}} = 23$ мВт. Область пятна лазерного возбуждения отмечена белой окружностью. Прямоугольник указывает срез распределения, исследовавшийся в экспериментах с временным разрешением. (б) – Схема возбуждения поляритонной системы при включении акустических волн. Форма импульса лазерной накачки показана на вставке

пространственным разрешением ~ 2 мкм. Временная динамика сигнала СППР исследовалась с помощью стрик-камеры с временным разрешением 3 пс. Для исследования влияния пространственной акустической решетки на временные характеристики сигнала СППР срез распределения поляритонной плотности вдоль оси $0y$ (на рис. 1а область показана белым прямоугольником) проецировался на вход стрик-камеры. Это позволяло получать временную развертку распределения плотности поляритонов вдоль оси $0y$ с высоким временным и пространственным разрешениями. Затем находилась наиболее заселенная область периодической структуры вдоль оси $0y$ (рис. 1а) и для нее определялась временная зависимость интенсивности сигнала.

Результаты и обсуждение. На рис. 2 приведены результаты исследования СППР без ПАВ при возбуждении эллиптически поляризованным светом с $|\rho_{\text{lin}}| = |(P_x - P_y)/(P_x + P_y)| = +0.99$ и $\rho_c = (P^+ - P^-)/(P^+ + P^-) = 0.1$ и энергией $\hbar\omega_p = E_{LP,y} + 0.35$ мэВ = 1.53473 эВ. Направление линейной поляризации совпадало с направлением поляризации нижнего (LP_x) или верхнего (LP_y) поляритонных состояний с $k = k_p \sim k_{\text{infl}}$. Временные зависимости интенсивности сигнала СППР и степеней его циркулярной и линейной поляризаций измерены при $P \sim 1.3P_{\text{thr}}$ и $3.3P_{\text{thr}}$. Пороговые величины P_{thr} составляли 3.75 и 3.25 кВт/см² при возбужде-

нии светом с π_x - и π_y -поляризациями соответственно. Меньшее значение P_{thr} при возбуждении светом с π_y -поляризацией обусловлено более близким расположением уровня LP_y к частоте возбуждающего лазера.

Из рис. 2 видно, что в случае π_x -поляризации возбуждения сигнал СППР сильно поляризован вдоль оси $0y$ ($|\rho_{\text{lin}}| \sim 0.5$) в области формирования сигнала СППР и достигает 0.7 в области его максимума, в то время как ρ_c не превышает 0.15 в течение всего импульса. Такое поведение находится в полном соответствии с теоретическими предсказаниями для поляритонной системы, характеризующейся отрицательной константой взаимодействия поляритонов с антипараллельными спинами [17]. Из рис. 2 также видно, что при $P = 4.6$ кВт/см² смена линейной поляризации накачивающих импульсов с π_x на π_y приводит лишь к повороту линейной поляризации сигнала СППР на 90° . Такое поведение сигнала свидетельствует о том, что в обоих случаях при $P = 4.6$ кВт/см² поляризация накачиваемой моды ($k = k_{\text{infl}}$) совпадает с поляризацией накачивающего лазерного излучения.

Из предшествующих работ [19, 21] известно, что причиной поляризационной неустойчивости накачиваемой моды при квазирезонансном возбуждении верхнего отщепленного подуровня является сочетание спиновой анизотропии поляритон-

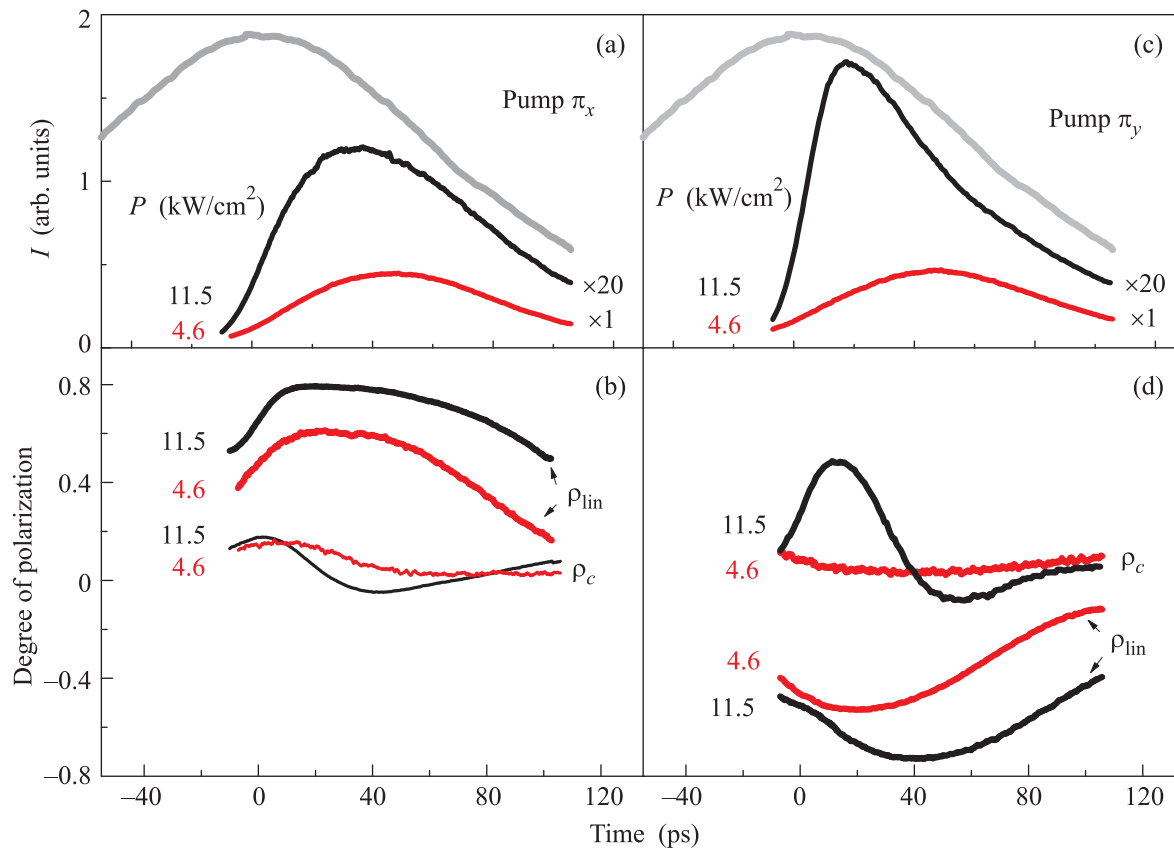


Рис. 2. Временные зависимости интенсивности (а, с) и степеней линейной и циркулярной поляризации (b, d) сигнала СППР при импульсном резонансном возбуждении слабоэллиптически поляризованным светом ($|\rho_{\text{lin}}| = 0.99$, $\rho_c = 0.1$) вблизи точки перегиба поляритонной дисперсии. Рис. b и d соответствуют возбуждению светом со взаимно ортогональными линейными поляризациями в направлениях поляризаций нижнего и верхнего расщепленных поляритонных состояний вблизи $k = k_p$. Временная форма импульса возбуждения приведена на рис. а и с

поляритонного взаимодействия и пространственной анизотропии системы. При этом согласно расчетам условия для развития СППР возникают не ранее бистабильного перехода в накачиваемой моде с нижней π_y -поляризованной ветви устойчивости на σ -поляризованную ветвь. Таким образом, наблюдаемое сохранение линейной поляризации сигнала СППР при возбуждении π_y -поляризованным светом противоречит ожидаемому на основании расчетов переходу к циркулярной поляризации.

Ожидаемое переключение поляризации сигнала СППР при возбуждении светом с π_y поляризацией в области $k \sim k_{\text{inf}}$ наблюдается лишь при достаточно больших плотностях возбуждения. Так, из сравнения приведенных на рис. 2 временных зависимостей I_s (интенсивности сигнала), ρ_c и ρ_{lin} при $P = 11.5 \text{ кВт/см}^2$ видно, что пороговый рост сигнала СППР сопровождается резким увеличением ρ_c от 0.1 до 0.5 в течение 15 пс. При этом полного переключения поляризации сигнала на циркулярную не

происходит: максимальное значение ρ_c не превышает 0.5 и всегда остается меньше ρ_{lin} . Более того, уже при $t = 15 \text{ пс}$ наблюдается резкое уменьшение величины ρ_c , сопровождающееся увеличением линейной поляризации сигнала π_x , что свидетельствует в пользу восстановления линейной поляризации накачиваемой моды π_y . На рис. 3 приведены зависимости максимальной поляризации ρ_c сигнала СППР от плотности возбуждения, измеренные при $\Delta = 0.4 \pm 0.05 \text{ мэВ}$ и $E_{\text{LP},y} - E_{\text{LP},x} = 0.15 \pm 0.03 \text{ мкэВ}$. Видно, что ρ_c остается близкой к нулю вплоть до $\sim 6.5 \text{ кВт/см}^2 \sim 2P_{\text{thr}}$.

Основной причиной как превышения $P_{\text{thr,pol}}$ (порога поляризационного перехода) над P_{thr} (порогом СППР), так и дестабилизации циркулярно поляризованного состояния в условиях развитого СППР представляется взаимодействие поляритонов с деполаризованным экситонным резервуаром [11, 27–29]. Заполнение экситонного резервуара при возбуждении в области k_{inf} происходит достаточно эффективно в силу того, что поляритон-поляритонное рассеяние

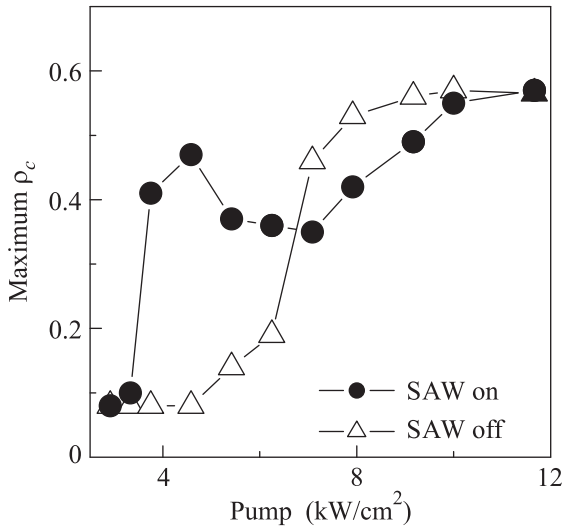


Рис. 3. Зависимости максимума степени циркулярной поляризации сигнала стимулированного рассеяния от плотности мощности внешней накачки с включением и в отсутствие ПАВ. Накачка поляризована линейно в y -направлении

ведет к возбуждению не только состояний вблизи дна поляритонной ветви с $k = k_{\text{signal}} \sim 0$, но и состояний с большими $k = k_{\text{idler}} = 2k_{\text{pump}} - k_{\text{signal}} \sim 2k_{\text{infl}}$. Энергия поляритонов с $k \sim 2k_{\text{infl}}$ в исследованном образце, характеризующемся нулевым рассогласованием фотонной и экситонной мод, находится в области флуктуаций экситонного потенциала в квантовых ямах. Время жизни этих состояний, достигающее нескольких десятков пс в силу малой доли фотонной компоненты, достаточно для их локализации либо рассеяния в область “экситонных” состояний с большими k и временами жизни до нескольких сотен пс. В отсутствие ПАВ воздействие экситонного резервуара выравнивает эффективные резонансные энергии σ^{\pm} -состояний на всем протяжении пятна накачки, тем самым препятствуя переходу в состояние с доминирующей циркулярной поляризацией [11, 27]. Однако с ростом накачки такой переход становится возможным за счет существенно меньшего времени, требующегося для развития неустойчивости системы. Этого времени оказывается недостаточно для накопления экситонов в резервуаре. Тем не менее уже после перехода в σ -состояние экситоны накапливаются и вызывают обратный переход в состояние с линейной поляризацией.

Поскольку пороги неравновесных переходов в накачиваемой моде сильно зависят от разности Δ энергий накачки ($\hbar\omega_p$) и поляритонного резонанса (E_{LP}), одним из эффективных способов управления поляризационными переходами может служить вариация

энергии E_{LP} . Для этой цели нами была использована пространственная модуляция E_{LP} , вызванная модуляцией частоты экситонного перехода при возбуждении ПАВ.

На рис. 4 приведены временные зависимости I_s и ρ_c при $P = 4.6$ и 11.5 кВт/см² в условиях воз-

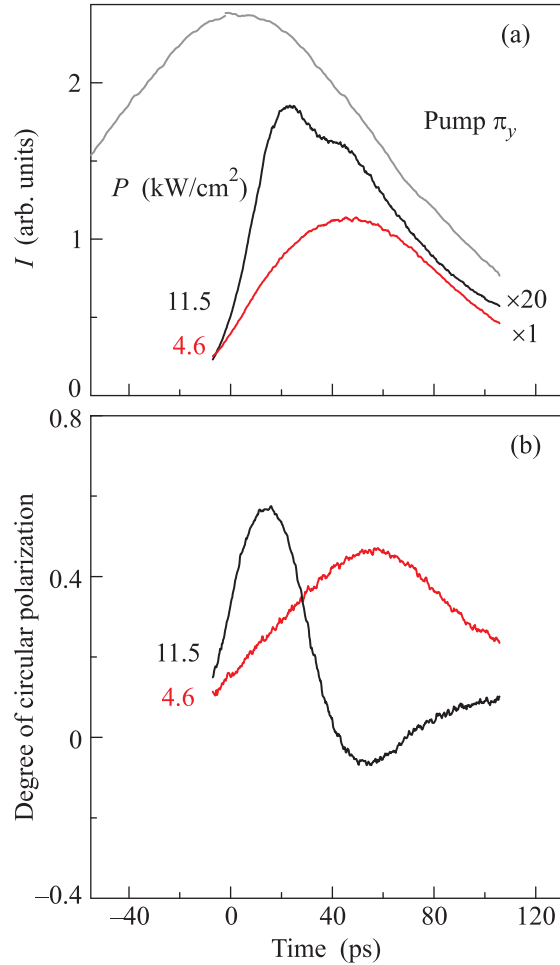


Рис. 4. Временные зависимости интенсивности (а) и степени циркулярной поляризации (б) сигнала СППР при импульсном резонансном возбуждении слабоэллиптически поляризованным светом ($|\rho_{\text{lin}}| = 0.99$, $\rho_c = 0.1$, поляризация в y -направлении) вблизи точки перегиба поляритонной дисперсии при включении ПАВ. Форма импульса возбуждения показана на рис. а

буждения акустической решетки с помощью двух ортогонально распространяющихся ПАВ мощностью 23 мкВт. Соответствующая амплитуда модуляции энергии поляритонов составляла $\Delta E_{\text{SAW}} \sim 50$ мкэВ. Из сравнения зависимостей $I_s(t)$ на рис. 2 и 4 видно, что для обоих значений P пространственная модуляция E_{LP} приводит к относительно небольшому росту I_s , не превышающему 50%. В то же время

для $P = 4.6 \text{ кВт/см}^2$ при этом наблюдается существенный рост величины ρ_c , которая достигает 45% в области $t \sim 60 \text{ пс}$. Заметим, что без ПАВ такое значение ρ_c достигается только при $P = 7 \text{ кВт/см}^2$. Из рис. 4 также видно, что при $P = 11.5 \text{ кВт/см}^2$, когда перенормировки в экситон-поляритонной системе, связанные с межчастичным взаимодействием, становятся существенно больше амплитуды акустической модуляции E_{LP} [25], циркулярная поляризация сигнала СППР сначала возрастает до ~ 0.55 , а затем уменьшается, так же как и в отсутствие ПАВ.

На рис. 3 зависимость максимальной величины ρ_c от плотности возбуждения с включением ПАВ ($\Delta E_{\text{SAW}} \sim 50 \text{ мкэВ}$) сравнивается с измеренной в тех же условиях, но без включения ПАВ. Измерения P_{thr} показали, что при включении ПАВ изменение порога развития СППР не превышает 10% (от ~ 3.25 до $\sim 3 \text{ кВт/см}^2$). В то же время критическая плотность для поляризационной неустойчивости сигнала СППР $P_{\text{thr, pol}}$ при включении ПАВ уменьшается с ~ 6.5 до $\sim 3.3 \text{ кВт/см}^2$, т.е. почти в 2 раза, что в несколько раз больше ожидаемого при уменьшении $\hbar\omega_p - E_{\text{LP}, y}$ всего на 50 мкэВ значения.

Сильное влияние пространственной модуляции потенциала на величину $P_{\text{thr, pol}}$, по-видимому, обусловлено неоднородностью заполнения экситонного резервуара в возбуждаемой области.

Характер неравновесных переходов зависит от локального значения энергии поляритона. В работе [21], выполненной для случая статически модулированного потенциала при $k_p = 0$, было найдено, что порог P_{thr} для скачка в состояние с высокой плотностью оказывается минимальным в областях максимума потенциала, где частотная отстройка накачки от резонанса минимальна. По достижении порога баллистическое движение поляритонов со скоростями 1–3 мкм/пс из областей максимума потенциала в другие области вызывает в них аналогичные неравновесные переходы: неустойчивость распространяется по цепочке. В итоге потенциал эффективно экранируется и вся система переходит в верхнее устойчивое состояние. Эффект экранировки неоднородностей потенциала в условиях непрерывной накачки подробно рассмотрен в статье [25].

В рассматриваемом нами случае возбуждения при $k_p = k_{\text{ин}}^{\text{д}}$ рассеяние поляритонов в экситонный резервуар, препятствующее поляризационному переходу, происходит равномерно во всей возбуждаемой области только в отсутствие ПАВ. При наличии же модулированного потенциала рост поля на начальной стадии происходит в основном в областях максимума экситонного потенциала и там же локали-

зуются резервуарные состояния. Как и в [21], переключения в областях минимума потенциала происходят по достижении порога за счет быстрого баллистического движения поляритонов со скоростями 1–3 мкм/пс (при том что период решетки составляет всего 8 мкм). Резервуарные экситоны распространяются значительно медленнее, так что в областях минимума потенциала их плотность оказывается недостаточной для подавления перехода в состояние с высокой циркулярной поляризацией. В результате ПАВ приводят к эффективному понижению порога поляризационного переключения $P_{\text{thr, pol}}$.

Из выполненных измерений $\rho_c(t)$ для сигнала СППР при разных P при включении ПАВ было найдено, что во всей области от ~ 3.3 до $\sim 6.5 \text{ кВт/см}^2$ высокая степень циркулярной поляризации сигнала сохраняется в течение всего импульса возбуждения. Следовательно, ПАВ могут быть использованы для управления поляризацией сигнала СППР.

Таким образом, спиновая анизотропия поляритон-поляритонного взаимодействия открывает возможность управляемых переключений поляризации сигнала СППР при линейно поляризованном фотовозбуждении. Это происходит в тех случаях, когда, во-первых, величина расщепления ТЕ- и ТМ-мод превосходит ширины поляритонных подуровней, во-вторых, линейная поляризация возбуждающего света параллельна поляризации верхнего отщепленного состояния, и в-третьих, порог переключения поляризации $P_{\text{thr, pol}}$ превышает порог СППР P_{thr} . Пространственная модуляция экситонного потенциала с помощью ПАВ приводит к понижению эффективной величины $P_{\text{thr, pol}}$ и открывает возможность использования ПАВ для управления поляризацией сигнала рассеяния.

Авторы выражают благодарность А.С. Бричкину за помощь в выполнении эксперимента, Э.А. Серда-Мендесу (E.A. Cerda-Méndez) и П.В. Сантосу (P.V. Santos) за плодотворные обсуждения и предоставленные образцы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант # 13-02-12139).

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).
2. R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, M. Emam-Ismael, A. I. Tartakovskii, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts, Phys. Rev. Lett. **85**, 3680 (2000).
3. R. Butté, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, D. Bajoni, and J. S. Roberts, Phys. Rev. B **68**, 115325 (2003).
4. D. N. Krizhanovskii, S. S. Gavrilov, A. P. D. Love, D. Sanvitto, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev,

- V. D. Kulakovskii, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B* **77**, 115336 (2008).
5. A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov, S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136401 (2008).
6. A. Baas, J. P. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, *Phys. Rev. A* **69**, 023809 (2004).
7. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, D. N. Krizhanovskii, and A. I. Tartakovskii, *EPL* **67**, 997 (2004).
8. N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, S. S. Gavrilov, Y. G. Rubo, A. V. Kavokin, S. G. Tikhodeev, and G. Malpuech, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007).
9. S. S. Gavrilov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and V. D. Kulakovskii, *JETP* **110**, 825 (2010).
10. T. K. Paraïso, M. Wouters, Y. Léger, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plédran, *Nat. Mater.* **9**, 655 (2010).
11. D. Sarkar, S. S. Gavrilov, M. Sich, J. H. Quilter, R. A. Bradley, N. A. Gippius, K. Guda, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick, and D. N. Krizhanovskii, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 216402 (2010).
12. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymanska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and L. S. Dang, *Nature* **443**, 409 (2006).
13. A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy, D. Ballarini, E. del Valle, M. D. Martin, A. Lemaitre, J. Bloch, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, C. Tejedor, and L. Vina, *Nature* **457**, 291 (2009).
14. M. Sich, F. Fras, J. K. Chana, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii, A. V. Gorbach, R. Hartley, D. V. Skryabin, S. S. Gavrilov, E. A. Cerda-Méndez, K. Biermann, R. Hey, and P. V. Santos, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 046403 (2014).
15. S. S. Gavrilov, N. A. Gippius, V. D. Kulakovskii, and S. G. Tikhodeev, *JETP* **104**, 715 (2007).
16. S. S. Gavrilov, *Phys. Rev. B* **90**, 205303 (2014).
17. K. V. Kavokin, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Senellart, J. Bloch, and B. Sermage, *Phys. Stat. Sol. (c)* **2**, 763 (2005).
18. A. A. Demenev, S. S. Gavrilov, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **81**, 035328 (2010).
19. S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko, S. I. Novikov, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, *APL* **102**, 011104 (2013).
20. S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko, N. A. Gippius, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **87**, 201303 (2013).
21. A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov, S. I. Novikov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, M. Kamp, and A. Forchel, *Phys. Rev. B* **88**, 205302 (2013).
22. S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, S. I. Novikov, S. Höfling, C. Schneider, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **90**, 235309 (2014).
23. E. A. Cerda-Méndez, D. N. Krizhanovskii, M. Wouters, R. Bradley, K. Biermann, K. Guda, R. Hey, P. V. Santos, D. Sarkar, and M. S. Skolnick, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 116402 (2010).
24. E. A. Cerda-Méndez, D. N. Krizhanovskii, K. Biermann, R. Hey, M. S. Skolnick, and P. V. Santos, *Phys. Rev. B* **86**, 100301 (2012).
25. D. N. Krizhanovskii, E. A. Cerda-Méndez, S. S. Gavrilov, D. Sarkar, K. Guda, R. Bradley, P. V. Santos, R. Hey, K. Biermann, M. Sich, F. Fras, and M. S. Skolnick, *Phys. Rev. B* **87**, 155423 (2013).
26. E. A. Cerda-Méndez, D. Sarkar, D. N. Krizhanovskii, S. S. Gavrilov, K. Biermann, M. S. Skolnick, and P. V. Santos, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 146401 (2013).
27. S. Gavrilov, A. Brichkin, A. Dorodnyi, S. Tikhodeev, N. Gippius, and V. Kulakovskii, *JETP Lett.* **92**, 171 (2010).
28. S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, A. A. Demenev, A. A. Dorodnyy, S. I. Novikov, V. D. Kulakovskii, S. G. Tikhodeev, and N. A. Gippius, *Phys. Rev. B* **85**, 075319 (2012).
29. A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **88**, 195302 (2013).