

Поляризационная неустойчивость в поляритонной системе в полупроводниковых микрорезонаторах

С. С. Гаврилов, А. С. Бричкин, А. А. Дородный, С. Г. Тиходеев⁺, Н. А. Гиппиус^{+*}, В. Д. Кулаковский¹⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

* LASMEA, UMR 6602 CNRS, Université Blaise Pascal, 63177 Aubière, France

Поступила в редакцию 23 июня 2010 г.

Исследована кинетика поля на квантовой яме в активной области плоского микрорезонатора с сильной экситон-фотонной связью в условиях резонансного импульсного возбуждения светом с малой степенью циркулярной поляризации. Показано, что на раннем этапе развития неустойчивости, вызванной поляритон-поляритонным взаимодействием, система поляритонов стремится перейти в циркулярно поляризованное состояние, однако, не достигнув 100%-й циркулярной поляризации, возвращается в поляризационное состояние, близкое к поляризации накачки. Найдено, что причины наблюдаемых эффектов связаны с возбуждением в квантовых ямах неполяризованного резервуара экситонов, приводящего к быстрой релаксации разности эффективных резонансных частот экситонов с разными циркулярными поляризациями.

Введение. Квазидвумерные экситонные поляритоны – уникальные элементарные бозонные возбуждения, возникающие в активном слое планарного полупроводникового микрорезонатора (МР) за счет сильной связи экситона и резонаторной фотонной моды [1]. Они характеризуются очень малой эффективной массой (порядка 10^{-5} массы электрона в вакууме), а длина волны де-Бройля для поляритона в области гелиевых температур на два порядка превосходит радиус экситона. В исследованиях оптического отклика резонансно возбуждаемой поляритонной системы даже при относительно небольших плотностях накачки было обнаружено сильно нелинейное поведение, вызванное поляритон-поляритонным взаимодействием. При этом выделяются два проявления оптической нелинейности: бистабильность отклика возбуждаемой поляритонной моды (см. [2, 3] и более раннюю работу [4]) и параметрическое поляритон-поляритонное рассеяние [5–7], взаимовлияние которых приводит к макроскопическому эффекту самоорганизации поляритонных состояний [8–12].

Одна из важных особенностей квазидвумерных экситонных поляритонов – наличие у них дополнительной степени свободы, связанной с их оптической поляризацией [13]; оптически активные экситоны с противоположными циркулярными поляризациями отличаются значениями проекции полного момента на нормаль к плоскости квантовой ямы ($J_z = \pm 1$). В области дна нижней поляритонной ветви

ТЕ/ТМ-расщепление оптических мод резонатора является малым, и потому систему поляритонов с одинаковой циркулярной поляризацией можно рассматривать как “скалярную”. В то же время, известно, что если накачка поляризована линейно, то распад возбуждаемой моды сопровождается поворотом вектора поляризации сигнала рассеяния на 90° относительно поляризации внешнего (возбуждающего) поля [13, 14]. Причиной этого является различие знаков матричных элементов $V_{1,2}$ взаимодействия экситонов с одинаковыми (V_1) и противоположными (V_2) циркулярными поляризациями: экситоны с одинаковыми J_z отталкиваются ($V_1 > 0$), а с противоположными – притягиваются ($V_2 < 0$). Следуя работам [15, 16], мы будем исходить из того, что притяжение является относительно слабым, ($|V_2| < V_1$)²⁾.

По мере роста плотности накачки с частотой, большей, чем собственная частота поляритона, отталкивающее взаимодействие поляритонов ведет к фиолетовому сдвигу их резонансной энергии и, как следствие, к увеличению скорости заселения возбуждаемой моды по мере приближения к частоте накачки. Таким образом, в определенных условиях в системе может возникать неустойчивость, вызванная положительной обратной связью между заселенностью и эффективной резонансной частотой возбуж-

²⁾ Надо отметить, что в литературе нет единого мнения об относительной величине различных компонент поляритон-поляритонного рассеяния. Например, в [17] приводятся аргументы в пользу выбора $|V_2| \sim V_1$ и существенности не учитываемого здесь эффекта насыщения экситонных переходов.

¹⁾ e-mail: kulakovs@issp.ac.ru

даемой моды. В таком случае зависимость интенсивности электромагнитного поля в МР от плотности возбуждения приобретает S-образную форму, что приводит к появлению гистерезиса в сигнале пропускания МР. Описанная картина усложняется в “спиновой” системе, в которой фиолетовый сдвиг возбуждаемой моды зависит не только от плотности поляритонов, но и от ее поляризационного (спинового) состояния, благодаря чему может наблюдаться мультистабильное поведение с большим, чем в скалярном случае, числом ветвей стационарного отклика. Теоретически такая возможность была рассмотрена в работе [18], где изучалась оптически поляризованная экситон-фотонная система при накачке вблизи $\mathbf{k} = 0$. Оказалось, что в общем случае существует возможность появления метастабильных состояний, степень поляризации которых зависит от соотношения $V_1 > 0$ и V_2 . Например, при малом отрицательном V_2 плотность накачки, являющаяся пороговой для развития неустойчивости при возбуждении линейно поляризованным светом ($W_{thr}^{(lin)}$), должна быть примерно в два раза выше, чем пороговая плотность при циркулярно поляризованном возбуждении ($W_{thr}^{(circ)}$). При этом, в зависимости как от V_1/V_2 , так и от истории процесса, в отклике системы могут осуществляться либо состояния с линейной поляризацией, либо состояния с поляризацией, близкой к циркулярным (σ^+ и σ^-). Подобная трансформация происходит за счет нелинейных процессов (даже в отсутствие ТЕ-ТМ расщепления) и обусловлена зависимостью резонансной энергии поляритонов от заселенности каждой из σ^\pm -компонент возбуждаемой моды [19].

Экспериментально такое поведение пока не было обнаружено. При вариации параметров возбуждения в широких пределах было найдено, что $W_{thr}^{(lin)}$ либо совпадает с $W_{thr}^{(circ)}$, либо даже оказывается несколько ниже, чем $W_{thr}^{(circ)}$ [20]. Следует, однако, отметить, что в этих работах использовалась накачка с энергией и квазиимпульсом вблизи точки перегиба дисперсионной кривой, в результате чего с ростом плотности возбуждения в системе развивается также конкурирующая неустойчивость относительно межмодового поляритонного рассеяния.

В настоящей работе исследована кинетика поля на квантовой яме (КЯ) в активной области МР при импульсном возбуждении светом с линейной поляризацией, а также с малой степенью циркулярной поляризации ($\rho_p^{(circ)}$) в области $\mathbf{k} = 0$, то есть в условиях, рассмотренных в теоретических работах [18, 19]. Было найдено, что при возбуждении линейно поляризованным светом порог $W_{thr}^{(lin)}$ остается близким к

$W_{thr}^{(circ)}$, поле внутри резонатора остается линейно поляризованным, а циркулярно поляризованные состояния не реализуются. Эксперименты с эллиптически поляризованной накачкой ($\rho_p^{(circ)} = 0.2$) показали, что, в согласии с предсказаниями [18, 19], на начальном этапе развития неустойчивости фотовозбуждаемая система стремится перейти в циркулярно поляризованное состояние, однако, не достигнув 100%-й степени циркулярной поляризации, быстро возвращается в поляризационное состояние, близкое к поляризации накачки.

В работе также предложена теоретическая модель, описывающая наблюдаемые эффекты на основе уравнений Гросса-Питаевского для экситонных и фотонных мод с феноменологически учтенным воздействием долгоживущего экситонного резервуара.

Эксперимент. В работе исследована высококачественная МР структура (с добротностью $3 \cdot 10^3$), выращенная на подложке GaAs. Брэгговские зеркала состоят из 17 и 20 повторяющихся ($\lambda/4$)-слоев $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$ для фронтального и тыльного зеркал, соответственно. В активный слой (GaAs) толщиной $(3/2)\lambda$ помещены 6 КЯ $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 10 нм. Величина рабрасщепления Ω составляет 6.5 мэВ. Толщина активного слоя плавно меняется вдоль образца, что приводит к изменению частоты фотонной моды ω_c и, соответственно, величины рассогласования δ частот экситона $\omega_x(\mathbf{k}=0)$ и фотонной моды $\omega_c(\mathbf{k}=0)$. Эксперименты выполнены в нескольких областях образца с $\delta = -0.5 \div 0.5$ мэВ.

Образец был расположен в оптическом криостате с температурой 6 К. Для накачки использовался импульсный фемтосекундный титан-сапфировый лазер, из излучения которого с помощью монохроматора и многомодового световода были сформированы импульсы с длительностью порядка 1нс, полной спектральной шириной на половине высоты (FWHM) 0.7 мэВ и частотой повторения 5 кГц. Лазерный пучок фокусировался на образец по нормали к плоскости МР в пятно диаметром 10^2 мкм. Кинетика спектрального распределения сигнала пропускания регистрировалась в различных поляризациях с помощью стрик-камеры со спектральным, угловым и временным разрешениями, равными 0.28 мэВ, 0.5° и 70 пс, соответственно.

На рис.1а–д показаны измеренные зависимости от времени спектральных распределений интенсивности для импульса возбуждения $I_p(E, t)$ и сигнала пропускания $I_{tr}(E, t)$, пропорциональных, соответственно, интенсивностям возбуждающего электрического поля вне МР, $|\mathcal{F}(E, t)|^2$, и электрического поля на

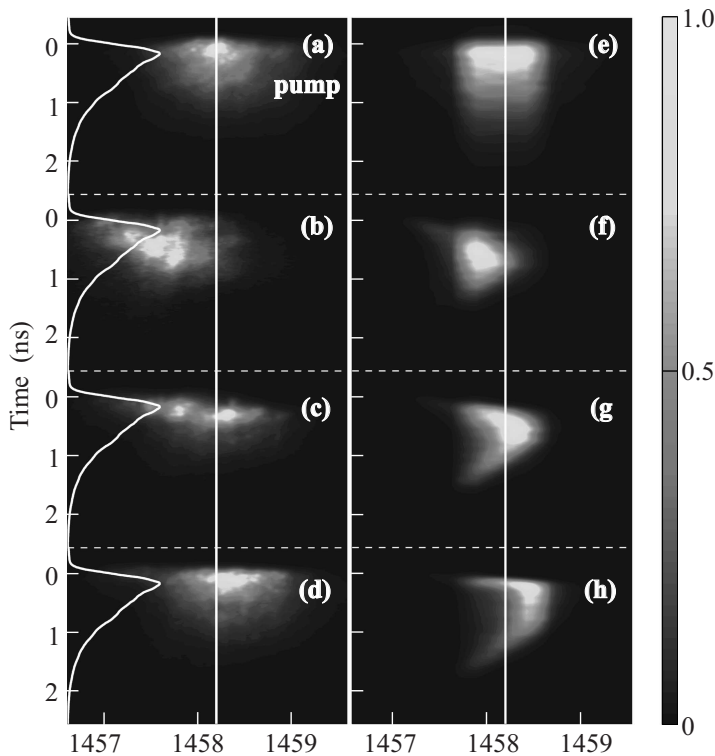


Рис.1. Временные зависимости спектров возбуждающего импульса (а, е) и сигнала пропускания МР (b–d, f–h) для $\delta = 0.3$ мэВ при различных плотностях возбуждения с энергией, на 0.8 мэВ выше энергии поляритона. Левая колонка – эксперимент, сигнал записан при $T = 6$ К и W (Вт/см²) = 10 (b), 18 (c) и 30 (d). Правая колонка — расчет при $W/W_{thr} = 0.65$ (f), 1.1 (g) и 1.8 (h). Временные зависимости мощности возбуждающего импульса (совпадающие в эксперименте и расчетах) показаны слева на панелях а–с. Вертикальными линиями указано положение спектрального максимума накачки

КЯ, $|\mathcal{E}(E, t)|^2$, записанные при возбуждении линейно поляризованным светом с расстройкой $D \approx 0.8$ мэВ относительно энергии невозмущенного поляритона $E_{LP}(\mathbf{k}=0)$. (Можно считать, что $I_{tr}(\omega, t) \propto |\mathcal{E}(\omega, t)|^2$, поскольку между КЯ и детектором находится только одно брэгговское зеркало.)

Интенсивность накачки нарастает в течение первых 100 пс и затем медленно уменьшается (примерно в 3 раза в течение 1 нс). При малой плотности возбуждения максимум в спектре пропускания расположен примерно на 0.5 мэВ ниже пиковой частоты накачки (отражая расстройку частоты возбуждения с невозмущенным поляритонным уровнем). С ростом накачки (рис.1b) $I_{tr}(E, t)$ обнаруживает фиолетовый сдвиг, при этом максимум I_{tr} сдвигается в область больших времен, где интенсивность накачки уже заметно уменьшилась. Наконец, в надпороговой области (рис.1c, d) максимум $I_{tr}(E, t)$ находит-

ся выше средней частоты возбуждения, при том, что временная задержка сигнала относительно максимума накачки становится меньше. Таким образом, зависимость $I_{tr}(I_p)$ демонстрирует выраженный гистерезис, вызванный фиолетовым сдвигом резонансной частоты по мере роста числа заполнения возбуждаемой моды.

Динамика поля на КЯ в надпороговой области при накачке линейно поляризованным светом иллюстрируются рис.2, где приведены характерные для $W \equiv$

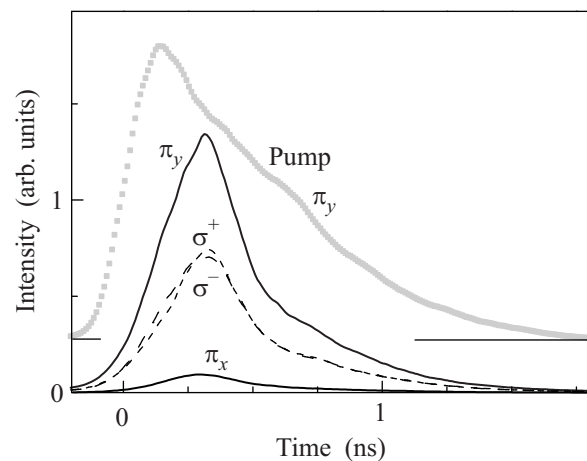


Рис.2. Кинетика сигнала пропускания МР ($\delta = 0.5$ мэВ) при возбуждении линейно (π_y) поляризованным светом с энергией на 1 мэВ выше энергии поляритона и пиковой интенсивностью $W = 30$ кВт/см², записанная в линейных ($\pi_{x,y}$) и циркулярных (σ^\pm) поляризациях. Точками показана форма импульса возбуждения

$\equiv \max_t I_p(t) > W_{thr}$ временные зависимости интенсивности $I_{tr}(t)$, записанные в ортогональных линейных (π_x и π_y) и циркулярных (σ^+ и σ^-) поляризациях. На рисунке отчетливо видно, что линейная поляризация поля на КЯ практически сохраняется на всем интервале времен: интенсивности сигнала в двух циркулярных поляризациях практически совпадают, а отношение интенсивностей в поляризациях π_y и π_x на протяжении всего времени равно 15 ± 1 (степень линейной поляризации $\rho_{tr}^{(lin)} \approx 0.87$). Из измерений при различных W было найдено, что величина линейной деполаризации практически не зависит от W и лежит в пределах 12–17% при вариации W от $0.3W_{thr}$ до $2W_{thr}$. Таким образом, несмотря на то, что причина некоторой деполаризации поля на КЯ пока не ясна, из поляризационных измерений однозначно вытекает отсутствие предсказанного в работе [18] мультистабильного отклика поляритонной системы при возбуждении линейно поляризованным светом.

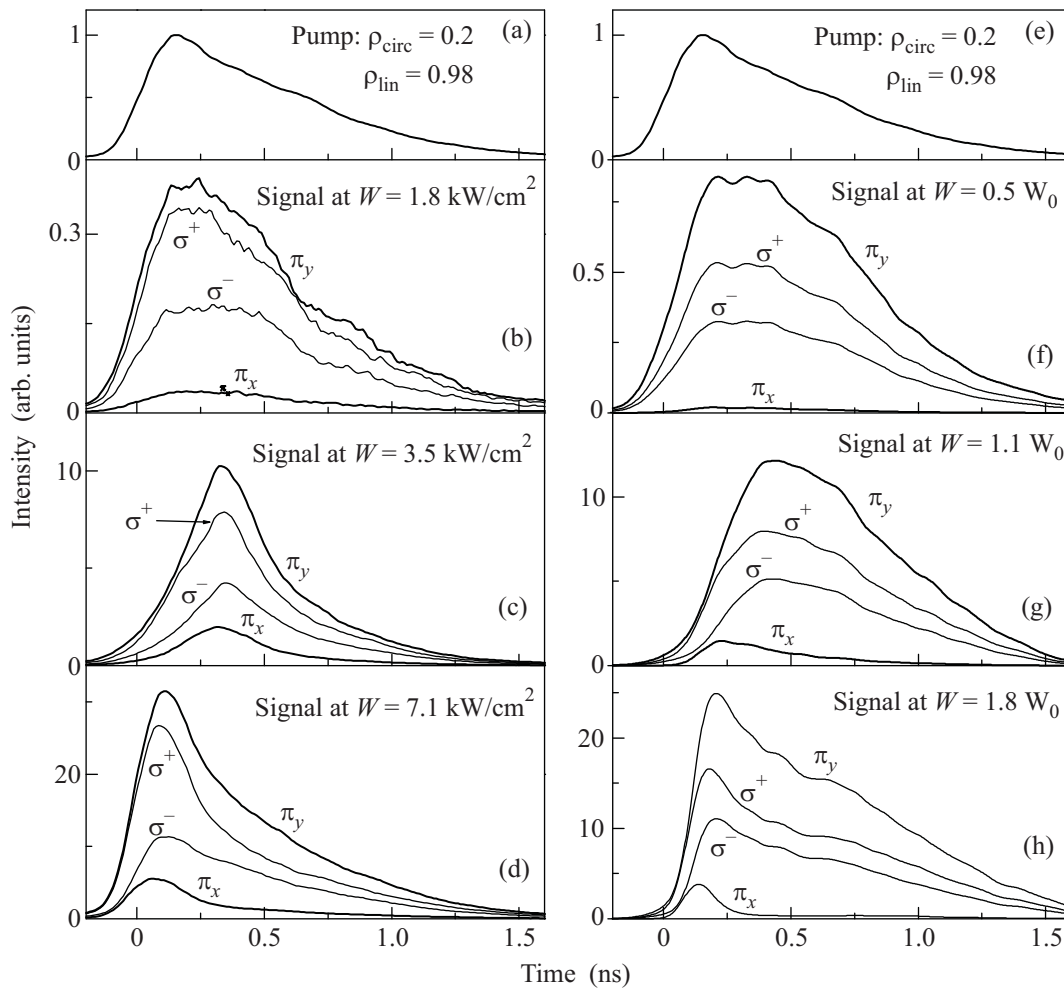


Рис.3. Кинетика сигнала пропускания при возбуждении МР ($\delta = 0.5$ мэВ) эллиптически поляризованным светом с $\rho_p^{(circ)} = 0.2$, $\rho_p^{(lin)} = 0.98$ на 1 мэВ выше поляритонного резонанса при $T = 6$ К и различных плотностях возбуждения. Левая колонка: эксперимент при $W = 1.8$ (b), 3.5 (c) и 7.1 (d) кВт/см². Правая колонка: расчет для $W/W_{thr} = 0.5$ (f), 1.1 (g) и 1.8 (h). Соответствующие временные формы возбуждающего импульса приведены на панелях (a) и (e)

Измерения, проведенные с разными поляризациями накачки и разными величинами экситон-фотонного рассогласования δ , показали, что пороговая плотность накачки W_{thr} обнаруживает слабую зависимость от δ , однако вариации W_{thr} при изменении $\rho_p^{(circ)}$ от 0 до 1 не превышают 20% на всем исследованном интервале $\delta = -0.5 \div 0.5$ мэВ. На рис.3 и 4 приведены детальные результаты исследования системы при возбуждении эллиптически поляризованным светом с $\rho_p^{(circ)} = 0.2$.

На рис.3 показана кинетика сигнала пропускания при возбуждении на 1 мэВ выше поляритонного резонанса. В частности, видно, что, в отличие от случая возбуждения линейно поляризованным светом, при $\rho_p^{(circ)} = 0.2$ степени циркулярной и линейной поляризации поля на КЯ не остаются неизменными в течение времени прохождения импульса. Наибольшие из-

менения наблюдаются при больших $W > W_{thr}$, когда в начале импульса отчетливо видно относительное увеличение интенсивности сигнала в доминирующей σ^+ -поляризации по сравнению с σ^- и его уменьшение в доминирующей π_y -поляризации по сравнению с π_x . Однако эти изменения не стабилизируются, и уже через несколько десятков пикосекунд наблюдаются обратные изменения и отношения компонент как в циркулярной, так и в линейной поляризациях возвращаются к исходным значениям, близким к их величинам в возбуждающем импульсе. Из рис.4b, где показаны временные зависимости поляризаций прошедшего импульса, видно, что изменения $\rho_{tr}^{(circ)}(t)$ и $\rho_{tr}^{(lin)}(t)$ находятся в противофазе при всех значениях W .

Увеличение степени циркулярной поляризации пропускания $\rho_{tr}^{(circ)}$ в начале импульса находит про-

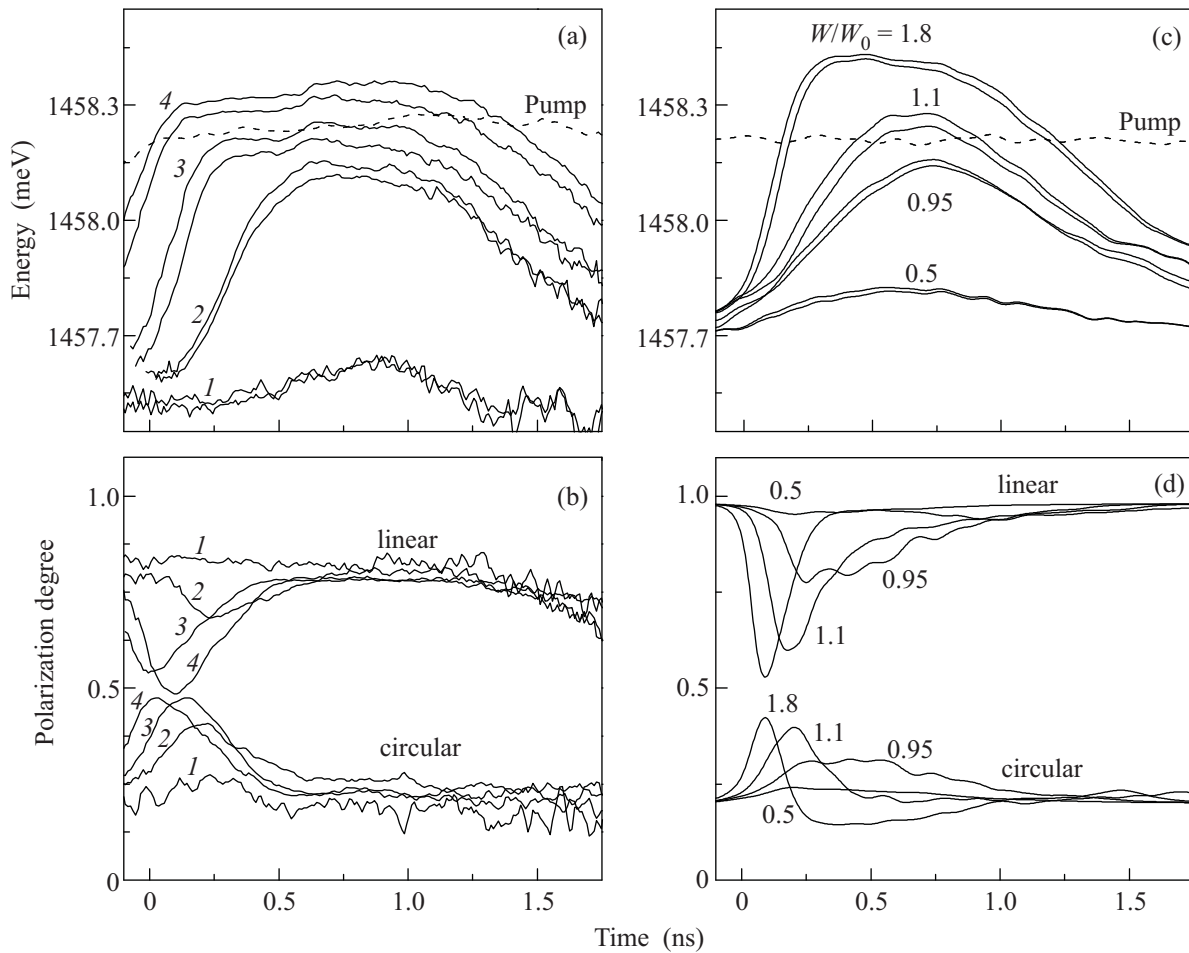


Рис. 4. Временные зависимости положений спектрального максимума сигнала пропускания в поляризациях σ^+ (жирные линии на панелях (a), (c)) и σ^- (тонкие линии), а также степеней циркулярной (circular) и линейной (linear) поляризации прошедшего импульса (панели (b), (d)) при возбуждении МР ($\delta = 0.5$ мэВ) эллиптически поляризованным светом с $\rho_p^{(circ)} = 0.2$, $\rho_p^{(lin)} = 0.98$ на 1 мэВ выше поляритонного резонанса при различных плотностях накачки, указанных рядом с кривыми. (a), (b) – эксперимент, (c), (d) – расчет

тое качественное объяснение в рамках модели, предложенной в работах [18, 19]. Именно, рост плотности возбуждения приводит к росту эффективной частоты поляритонного резонанса ($E^{(res)}$) в доминирующей поляризации (σ^+) из-за большего отталкивающего взаимодействия поляритонов с одинаковыми J_z (если считать, что $V_1 > V_2$); положительная обратная связь между $E_+^{(res)}$ и $|\mathcal{E}_+|^2$ приводит к неустойчивости системы и быстрому нарастанию $\rho_{tr}^{(circ)}$ в накачиваемой моде (см. рис.4а, где показаны временные зависимости $E_+^{(res)}(t)$). При этом, однако, спектральное положение максимума в σ^- -поляризации, меняющееся вместе с $E_-^{(res)}$, также не остается постоянным: $E_-^{(res)}$ растет лишь с небольшим отставанием от $E_+^{(res)}$ и быстро достигает близких по величине значений. Одновременно с этим происходит усиление

“отстающей” (σ^-) компоненты поля на КЯ и уменьшение степени циркулярной поляризации прошедшего импульса. Заметим, однако, что рост $E_-^{(res)}$ невозможно объяснить в рамках модели [18], учитывающей заполнение поляритонами только одной (когерентной) моды поля на КЯ. Действительно, если $V_2 \lesssim 0$, то рост $\rho_{tr}^{(circ)}$ должен приводить скорее к красному, чем к фиолетовому сдвигу $E_-^{(res)}$; если же, напротив, $V_2 \gtrsim V_1$ (что также могло бы привести к выравниванию порогов при линейно и циркулярно поляризованных накачках), то оказался бы невозможен наблюдаемый рост поляризации пропускания в начале развития неустойчивости.

На рис.1с, d обращает на себя внимание очень слабая зависимость спектрального положения максимума пропускания в области больших времен ($t =$

= 0.5–1 нс), где сигнал пропускания уменьшается почти на порядок. Более наглядно этот эффект виден на рис. 4а, где показаны временные зависимости $E_{\pm}^{(res)}$ для $\rho_p^{(circ)} = 0.2$. В частности, видно, что максимальная величина сдвига $[\max_t E_{\pm}^{(res)}(t)]$ растет с увеличением W ; характерное же время релаксации энергий $E_{\pm}^{(res)}$ к исходному (невозмущенному) значению при $t \gtrsim 1.3$ нс (то есть фактически после прохождения импульса) почти не зависит от W и составляет примерно 0.3 нс. Такое время характерно для долгоживущих экситонных состояний в экситонном резервуаре и на 2 порядка превышает время жизни поляритонов на дне поляритонной зоны. Таким образом, медленная релаксация фиолетового сдвига однозначно свидетельствует о том, что интегральное заполнение экситонного резервуара является доминирующим, а не пренебрежимо малым по сравнению с заполнением возбуждаемой моды, несмотря на то, что возбуждение осуществляется на энергии ниже экситонного уровня. Фиолетовый сдвиг резонанса в σ^- -поляризации и связанное с ним прекращение поляризационной неустойчивости находят естественное объяснение, если учесть деполяризацию фотовозбуждаемых состояний в экситонном резервуаре.

Теоретическая модель. Из рассмотрения экспериментальных данных ясно, что теоретическая модель, призванная воспроизвести наблюдаемые эффекты в динамике перенормированных поляритонных уровней, должна включать в себя возможность перехода поляритонов из возбуждаемого когерентного состояния с заданной поляризацией в некогерентный резервуар, характеризующийся большими временами жизни и короткими временами деполяризации. Данные переходы могут быть феноменологически учтены введением дополнительного (нерадиационного) затухания экситонных мод, согласованного со скоростью роста интегрального числа заполнения \mathcal{N} состояний в некогерентном резервуаре. Макрозаполненные экситонные моды, возникающие под действием резонансной накачки, можно при этом по-прежнему описывать в квазиклассическом (когерентном) приближении с учетом спиновых степеней свободы $J_z = \pm 1$ [18, 19], однако же для состояний в резервуаре такое приближение неприменимо. Ниже представлены уравнения, связывающие амплитуды возбуждаемой моды электрического поля (\mathcal{E}) и экситонной поляризации (\mathcal{P}) в активном слое МР с заполнением экситонного резервуара (\mathcal{N}):

$$i\dot{\mathcal{E}}_+ = (\omega_c - i\gamma_c)\mathcal{E}_+ + \alpha\mathcal{F}_+ + \beta\mathcal{P}_+, \quad (1)$$

$$i\dot{\mathcal{E}}_- = (\omega_c - i\gamma_c)\mathcal{E}_- + \alpha\mathcal{F}_- + \beta\mathcal{P}_-, \quad (2)$$

$$i\dot{\mathcal{P}}_+ = [\omega_x + V_1|\mathcal{P}_+|^2 + V_2|\mathcal{P}_-|^2 + V'_1\mathcal{N}/2 - i(\gamma_x + \gamma_{xr} + V_r|\mathcal{P}_-|^2)]\mathcal{P}_+ + A\mathcal{E}_+, \quad (3)$$

$$i\dot{\mathcal{P}}_- = [\omega_x + V_1|\mathcal{P}_-|^2 + V_2|\mathcal{P}_+|^2 + V'_1\mathcal{N}/2 - i(\gamma_x + \gamma_{xr} + V_r|\mathcal{P}_+|^2)]\mathcal{P}_- + A\mathcal{E}_-, \quad (4)$$

$$\dot{\mathcal{N}} = -\gamma_r\mathcal{N} + 2\gamma_{xr}(|\mathcal{P}_+|^2 + |\mathcal{P}_-|^2) + 4V_r|\mathcal{P}_+|^2|\mathcal{P}_-|^2. \quad (5)$$

Здесь \mathcal{F} – амплитуда электрического поля падающей волны накачки; $\omega_{c,x}$ и $\gamma_{c,x}$ – собственные частоты и коэффициенты радиационного затухания квазидвумерных фотонной и экситонной мод, соответственно; α и β – константы отклика микрорезонатора, A – экситонная поляризуемость (таким образом, величина $2\sqrt{A\beta}$ определяет частоту экситон-фотонных переходов); $V_{1,2}$ – константы взаимодействия световых экситонов с одинаковыми (V_1) и противоположными (V_2) поляризациями (в согласии с имеющимися теоретическими и экспериментальными оценками, мы полагаем $V_2 < 0$ и $|V_2| \ll |V_1|$ [14–16, 20]). Рассеяние в резервуар определяется следующими параметрами: γ_{xr} – коэффициент безызлучательного затухания экситонов, одинаковый для обеих поляризаций и отвечающий, в частности, процессам экситон-фононного рассеяния; V_r – константа эффективного парного взаимодействия экситонов с противоположными поляризациями, приводящего к нелинейному поглощению света за счет возникновения и распада биекситонов [21]; константа γ_r определяет собственное время жизни некогерентных экситонных состояний. В данной работе мы не рассматриваем вопрос о точном “микроскопическом” смысле коэффициентов γ_{xr} и V_r ; ввиду того, что в реальной системе распределение некогерентных мод является сложным и, в частности, зависит от структуры (неоднородности) активного слоя, температуры и других внешних условий, данные параметры отвечают некоторым средним значениям. Вместе с тем, мы предполагаем, что собственные числа заполнения каждого из некогерентных состояний, образующих резервуар, достаточно малы и можно полностью пренебречь процессами обратного перехода частиц из резервуара в накачиваемую моду. Таким образом, в рамках данной модели единственным механизмом, обеспечивающим обратное воздействие резервуара на когерентную моду, является сдвиг экситонного уровня, зависящий от общего числа заполнения некогерентных экситонов. Для простоты предполагается, что релаксация разности поляризаций в резервуаре происходит достаточно быстро, и потому энергия каждой из циркулярно поляризованных световых компонент

сдвигается на величину $V_1' \mathcal{N}/2 \approx V_1 \mathcal{N}/2$ (в расчетах мы предполагаем точное равенство значений V_1 и V_1' ввиду того, что матричный элемент взаимодействия экситонов с противоположными поляризациями является сравнительно малым). Таким образом, оказывается, что заполнение резервуара, происходящее с ростом плотности возбуждения, приводит к одинаковому сдвигу для обеих циркулярно поляризованных компонент когерентного поля, и в этом смысле лидирующая (в зависимости от поляризации накачки) компонента сообщает дополнительный фиолетовый сдвиг отстающей.

В согласии с тем, что время τ релаксации фиолетового сдвига поляритонного уровня после прохождения импульса равно примерно 300 пс, выбранное в расчетах значение собственного коэффициента затухания резервуара составляет $\hbar\gamma_r = 2 \cdot 10^{-3}$ мэВ $\approx \hbar/\tau$. Значения величин γ_{xr} и V_r определяют соотношение ролей различных – линейного и нелинейного – механизмов рассеяния в некогерентные состояния. Известно, что в общем случае величина γ_{xr} должна быть отлична от нуля, поскольку значения τ остаются большими даже в пределе чисто циркулярной накачки, когда эффекты, вызванные смещением состояний с различными поляризациями, отсутствуют [22]. Заметим, что время задержки максимума сигнала пропускания относительно пика проходящего импульса может достигать 10^2 пс (вблизи порога; см. рис.3 и работу [22]), и потому естественно соотносить это время с достаточно медленным процессом заполнения резервуара. В согласии с этим выбрано значение $\hbar\gamma_{xr} = 3 \cdot 10^{-3}$ мэВ; таким образом, безызлучательные потери поля в активном слое, возникающие за счет линейного механизма рассеяния в резервуар, составляют около 1% от потерь на излучение в единицу времени. В то же время, известно, что порог для перехода в высокоэнергетическое состояние в условиях линейно поляризованной накачки близок к порогу при циркулярной накачке и даже в ряде случаев может принимать меньшие значения. Следовательно, в таких случаях существенен нелинейный механизм рассеяния в резервуар, обеспечивающий дополнительный фиолетовый сдвиг ($V_r \neq 0$). Примем для грубой оценки, что вблизи пороговой точки полная интенсивность (с учетом обеих поляризационных компонент) когерентного поля при линейной накачке совпадает с интенсивностью поля при циркулярной накачке. “Порог” определяется критической величиной фиолетового сдвига, которая в общем случае сопоставима с расстройкой частоты возбуждения по отношению к резонансу. Тогда, вычислив стационарное значение \mathcal{N} и приравняв значения “фиолетовых

сдвигов” в случаях линейно и циркулярно поляризованного возбуждения общему значению расстройки $D \approx 1$ мэВ, находим $V_r \approx V_1(\gamma_r + \gamma_{xr})/D$, что, с учетом выбранных ранее значений величин γ_r и γ_{xr} , составляет $5 \cdot 10^{-3} V_1$ (в свою очередь, произвольный выбор константы V_1 и отношения A/β фиксирует систему относительных единиц для полей \mathcal{E} и \mathcal{P}). Именно это значение V_r и было использовано в расчетах. Для вычислений, описанных в данной статье, был смоделирован возбуждающий импульс с конечным временем когерентности и, как следствие, с конечной спектральной шириной, близкой к ширине импульса, использованного в эксперименте (см. рис.1е и 3е).

Рассчитанная эволюция спектров пропускания в условиях линейно поляризованной накачки показана на рис.1 (правая колонка); поле \mathcal{E} остается в этом случае поляризованным строго линейно (поляризационная мультистабильность подавляется за счет деполяризации резервуара). В рассчитанных зависимостях качественно хорошо воспроизводится рост фиолетового сдвига $\mathcal{E}(E, t)$ при увеличении $W = \max_t |\mathcal{F}(t)|^2$ (рис.1g–h) и временной сдвиг максимума $\mathcal{E}(E, t)$ на $\sim 10^2$ пс относительно максимума накачки. На рис.3 и 4 (правые колонки) приведены результаты расчета отклика поля на КЯ в случае возбуждения эллиптически поляризованным светом с $\rho_p^{(circ)} = 0.2$. Рассчитанные зависимости достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные результаты; в частности, расчет дает близкие к измеренным величины скачков циркулярной и линейной поляризаций (ср. рис.3b и d). Сравнение рис.4c и d отчетливо показывает, что нарастание $\rho_{tr}^{(circ)}$ вызвано неустойчивостью, ведущей к скачку эффективной резонансной частоты поляритонов в доминирующей (σ^+) поляризации. Последующий возврат системы в прежнее поляризационное состояние связан с заполнением экситонного резервуара, которое, в силу быстрой спиновой релаксации некогерентных экситонов, приводит к одинаковому сдвигу для обеих циркулярно поляризованных компонент макрозаполненной моды поля на КЯ.

Таким образом, модель (1)–(5) предлагает самосогласованное объяснение корреляции временных зависимостей энергий и амплитуд поляризационных компонент поля на КЯ, согласующееся также с фактом совпадения порогов неустойчивости в случаях линейно и циркулярно поляризованного возбуждения. Вместе с тем, ясно, что подобная упрощенная модель недостаточна для точного описания кинетики фотозвозбужденных поляритонов. Так, расчет не описывает наблюдаемую в эксперименте частичную деполяризацию сигнала в условиях линейной накачки. Из сопоставления рис.4a и b видно также, что фиолето-

вый сдвиг на заднем фронте возбуждающего импульса ($t > 0.2$ нс) остается “стабилизированным” в течение существенно большего времени, чем предсказывает расчет. Наблюдаемые различия вполне ожидаемы, поскольку в рассматриваемой модели не учтено, что время спиновой релаксации в резервуаре отлично от нуля и возможен обратный переход экситонов из резервуара в когерентное состояние, при том, что скорость рассеяния в резервуар и скорость обратных переходов зависят от чисел заполнения как когерентных, так и некогерентных экситонных состояний.

Авторы благодарны проф. М. Сколнику за предоставленные высококачественные МР структуры, А. В. Ларионову, А. Н. Деменеву и С. И. Новикову за помощь в проведении эксперимента и обсуждение результатов и Д. Н. Крижановскому за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и РАН.

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
2. A. Tredicucci, Y. Chen, V. Pellegrini et al., *Phys. Rev. A* **54**, 3493 (1996).
3. A. Baas, J. P. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, *Phys. Rev. A* **69**, 023809 (2004).
4. V. F. Elesin and Yu. V. Kopayev, *JETP* **36**, 767 (1973).
5. P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1547 (2000).
6. A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **62**, R13298 (2000).
7. D. M. Whittaker, *Phys. Rev. B* **71**, 115301 (2005).
8. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and V. D. Kulakovskii, *Europhys. Lett.* **67**, 997 (2004).
9. N. A. Gippius and S. G. Tikhodeev, *J. Phys.-Condensed Matter* **16**, S3653 (2004).
10. S. S. Gavrilov, N. A. Gippius, V. D. Kulakovskii, and S. G. Tikhodeev, *JETP* **104**, 819 (2007).
11. D. N. Krizhanovskii, S. S. Gavrilov, A. P. D. Love et al., *Phys. Rev. B* **77**, 115336 (2008).
12. A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136401 (2008).
13. I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, and G. Malpuech, *Phys. Stat. Sol. (b)* **242**, 2271 (2005).
14. K. V. Kavokin, P. Renucci, T. Amand et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **2**, 763 (2005).
15. P. Renucci, T. Amand, and X. Marie, *Phys. Rev. B* **72**, 075317 (2005).
16. D. N. Krizhanovskii, D. Sanvitto, I. A. Shelykh et al., *Phys. Rev. B* **73**, 073303 (2006).
17. M. Kuwata-Gonokami, S. Inouye, H. Suzuura et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1341 (1977).
18. N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007).
19. S. S. Gavrilov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and V. D. Kulakovskii, *JETP* **110**, 825 (2010).
20. A. A. Demenev, S. S. Gavrilov, and V. D. Kulakovskii, *PRB* **81**, 035328 (2010).
21. J. Inoue, T. Brandes, and A. Shimizu, *Phys. Rev. B* **61**, 2863 (2000).
22. A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov et al., *PRB* **79**, 165308 (2009).