Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 1, с. 56 – 61

О механизме поддержания осцилляций Раби в системе экситонных поляритонов в микрорезонаторе

С. С. Демирчян[+], И. Ю. Честнов[+1)], С. М. Аракелян[+], А. П. Алоджанц[+], А. В. Кавокин[×∘▽□]*

[+]*Владимирский государственный университет им. Столетовых, 600000 Владимир, Россия*

[*]*С.-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 С. Петербург, Россия*

[×]*Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия*

[∘]*University of Southampton, School of Physics and Astronomy, SO171BJ Southampton, UK*

[▽]*Лаборатория оптики спина им. Уральцева, С.-Петербургский государственный университет, 198504 С. Петербург, Россия*

[□]*CNR-SPIN, Viale del Politecnico 1, I-00133 Rome, Italy*

Поступила в редакцию 28 октября 2015 г.

Предложен физический механизм реализации незатухающих осцилляций Раби в системе экситонных поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе в присутствии нерезонансной накачки. Рассмотрены различные механизмы вынужденного рассеяния экситонов из резервуара. Показано, что незатухающие осцилляции населенности фотонной компоненты конденсата могут быть получены в результате подпитки когерентного раби-осциллятора за счет парного рассеяния экситонов из резервуара в основное состояние. Эффект будет иметь место, несмотря на более интенсивную релаксацию поляритонов верхней поляритонной ветви, наблюдаемую экспериментально.

DOI: 10.7868/S0370274X16010100

Введение. Взаимодействие фотонного поля полупроводникового микрорезонатора с экситонами, локализованными в квантовой яме, в режиме сильной связи приводит к образованию двух новых собственных мод – поляритонов верхней и нижней ветви. Благодаря своей квантовой природе экситонные поляритоны способны макроскопически заполнять основное энергетическое состояние и образовывать поляритонный конденсат [1], характеризующийся высокой степенью временной и пространственной когерентности.

Одним из проявлений когерентных свойств экситонных поляритонов является наличие осцилляций Раби, представляющих собой периодический обмен населенностями между экситонной и фотонной подсистемами конденсата. Частота осцилляций определяется энергетическим расщеплением между состояниями поляритонов верхней и нижней ветвей. В настоящее время процессы, протекающие “внутри” поляритонного конденсата, т.е. между его экситонной и фотонной подсистемами, в частности осцилляции Раби, являются предметом активного исследования в связи с перспективой их практического применения в оптических интегральных схемах [2–5].

Экспериментально осцилляции Раби могут быть обнаружены методом накачка–зондирование, позволяющим измерить биения оптического сигнала от микрорезонатора [6, 7] или осцилляции магнитного момента экситонной компоненты [8]. Благодаря релаксационным процессам, возникающим вследствие открыто диссипативной природы поляритонного конденсата, в реальных структурах осцилляции Раби наблюдаются очень короткое время (порядка нескольких пикосекунд [8]). Ранее нами был предложен механизм увеличения времени затухания осцилляций Раби за счет вынужденного рассеяния в раби-осциллятор из поляритонного резервуара, сформированного некогерентной накачкой [2]. Впоследствии этот эффект нашел экспериментальное подтверждение [6]. Однако важный вопрос о возможности реализации самоподдерживающихся перманентных раби-осцилляций в указанных выше работах решен не был. Этот вопрос является предметом исследования в данной работе.

Поляритонный конденсат в присутствии нерезонансной накачки. Будем рассматривать

[1)]e-mail: igor_chestnov@mail.ru

пространственно-однородный конденсат с нулевым значением компоненты волнового вектора, лежащей в плоскости микрорезонатора, $\mathbf{k} = 0$. Для простоты пренебрежем спиновыми степенями свободы. Будем описывать динамику конденсата в приближении среднего поля зависящими только от времени амплитудами фотонной (ϕ) и экситонной (χ) компонент, подчиняющимися нелинейному уравнению Шредингера. В присутствии нерезонансной накачки конденсат взаимодействует с некогерентным резервуаром, динамика которого подчиняется уравнению Больцмана [9]:

$$\dot{\chi} = \frac{1}{2}\left(p_{ex} - \gamma_{ex}\right)\chi + i\delta\chi - i\Omega\phi - ig_{BS}\chi, \tag{1a}$$

$$\dot{\phi} = -\frac{1}{2}\gamma_{ph}\phi - i\Omega\chi - iF_p(t), \tag{1b}$$

$$\dot{N} = P - \gamma_R N - p_{ex}\left|\chi\right|^2. \tag{1c}$$

Здесь 2Ω – расщепление Раби между экситонной (ω_{ex}) и фотонной (ω_{ph}) модами микрорезонатора при нулевом значении отстройки $\delta = \omega_{ph} - \omega_{ex}$; γ_{ex} и γ_{ph} описывают затухание экситонной и фотонной мод соответственно. Величина $g_{BS} = g_c\left|\chi\right|^2 + g_R N$ отвечает за упругое рассеяние экситонов, находящихся в основном состоянии, друг на друге (с константой взаимодействия g_c), а также на экситонах резервуара (g_R). Оба эти процесса приводят к голубому сдвигу уровня энергии экситонов. Осцилляции Раби возбуждаются фемтосекундным оптическим импульсом $F_p(t)$, длительность которого существенно меньше периода осцилляций $\sim\Omega^{-1}$. Действие подобного импульса может быть описано выбором начальных условий в виде $\chi_0 = 0$ и $\phi_0 = \sqrt{\int F(t)dt}$.

Резервуар некогерентных экситонов, характеризуемый плотностью N, формируется внешней постоянной во времени пространственно-однородной накачкой P. Последнее слагаемое в (1c) описывает опустошение резервуара за счет стимулированных переходов экситонов в раби-осциллятор (1a), (1b). Влияние всех прочих процессов, отвечающих за уход экситонов из резервуара без заполнения основного состояния, описывается обобщенным слагаемым $\gamma_R N$.

Мы рассматриваем два механизма пополнения экситонной моды из резервуара, задавая скорость этого процесса в виде

$$p_{ex} = R_{\mathrm{phon}}N + R_{ex-ex}N^2\left|\chi\right|^2, \tag{2}$$

где первое слагаемое описывает процесс энергетической релаксации экситона из резервуара в основное состояние за счет рассеяния на акустическом фононе [9]. Скорость таких переходов пропорциональна плотности частиц в резервуаре с коэффициентом R_{phon}. Вторым рассматриваемым механизмом является парное рассеяние экситонов с импульсами $\hbar\mathbf{k}$ и $-\hbar\mathbf{k}$ в состояние с $\mathbf{k} = 0$. Поскольку в таком процессе принимают участие сразу два некогерентных экситона, скорость подобных переходов пропорциональна N^2, а также количеству экситонов $|\chi|^2$ в основном состоянии. Для оценки численного значения коэффициента R_{ex-ex} представляется разумным предположить, что данный процесс, как и любой нелинейный процесс, менее вероятен, чем процесс рассеяния на фононах, при слабой накачке и будет играть заметную роль лишь при достаточно сильной накачке P.

В настоящей работе при построении рисунков используются следующие значения параметров системы (см. [3]), характерные для микрорезонаторов на основе GaAs: $\gamma_{ex} = 0.01\,\text{пс}^{-1}$, $\gamma_{ph} = 0.1\,\text{пс}^{-1}$, $\hbar\Omega = 2.5\,\text{мэВ}$, $\gamma_R = 0.003\,\text{пс}^{-1}$, $g_c = 0.009\,\text{мкм}^2\,\text{пс}^{-1}$, $g_R = 2g_c$, $\hbar R_1 = 0.01\,\text{мкм}^2\,\text{мэВ}$ и $\hbar R_2 = 0.001\,\text{мкм}^6\,\text{мэВ}$.

Далее нас будут интересовать условия установления не затухающих во времени осцилляций Раби, что соответствует решению уравнений (1a) и (1b) в виде

$$\chi = \chi_1 e^{i\omega_1 t} + \chi_2 e^{i\omega_2 t}, \tag{3a}$$

$$\phi = \phi_1 e^{i\omega_1 t} + \phi_2 e^{i\omega_2 t}. \tag{3b}$$

Когда такое решение существует, населенности экситонной и фотонной компонент испытывают осцилляции Раби на частоте $\omega_1 - \omega_2$ (см. вставку к рис. 1a), где ω_1 и ω_2 являются собственными (поляритонными) частотами системы, отсчитанными от частоты фотонной моды микрорезонатора ω_{ph}. Тогда амплитуды $\chi_{1,2}$ и $\phi_{1,2}$ пропорциональны долям верхнего (индекс "2") и нижнего (индекс "1") поляритонных состояний в экситонной и фотонной модах.

В пределе $\Omega \gg p_{ex}$, что справедливо при сильной связи, процессы перераспределения населенности между компонентами раби-осциллятора (экситонной и фотонной модами) оказываются много быстрее, чем процессы пополнения экситонной моды из резервуара. На этом основании адиабатически исключим уравнение (1c), положив величину N постоянной на временном масштабе периода раби-осцилляций $\sim\Omega^{-1}$. Действительно, как показано на рис. 1a, в режиме незатухающих осцилляций населенность резервуара (штриховая кривая) осциллирует с малой амплитудой вокруг некоторого среднего значения $\bar{N}$. Данное приближение справедливо при относительно небольших накачках, когда $p_{ex}|\chi|^2 \ll \gamma_R N$ (см. (1c)). В настоящей работе мы ограничимся этим приближением, рассматривая систему не слишком далеко от порога образования конденсата.

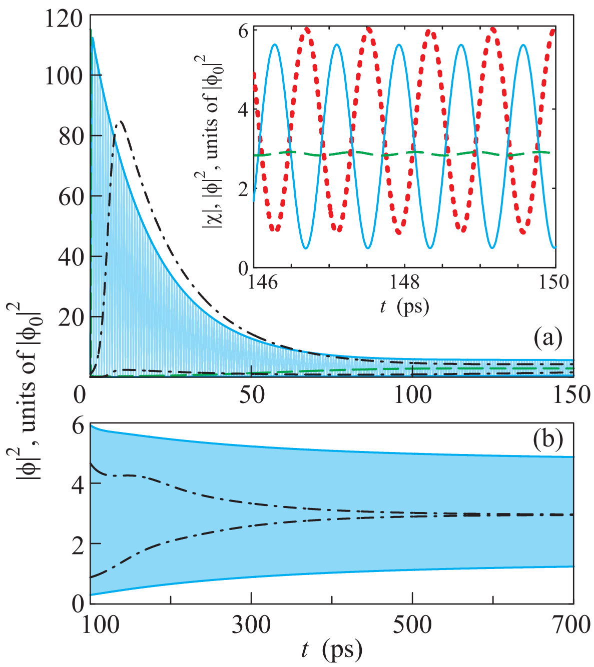

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Временная зависимость населенности экситонной моды $|\phi|^2$, нормированной на начальное значение $|\phi_0|^2$, для $\delta = 0.2\Omega$ и $P = 0.25$ мкм$^{-2}$пс$^{-1}$. Штриховая кривая соответствует населенности резервуара N. Штрихпунктирная линия – огибающая осцилляций $|\phi|^2$ в пределе $R_{ex-ex} = 0$. На вставке – величины мод $|\chi|^2$ (сплошная линия) и $|\phi|^2$ (пунктир) на малом временном интервале. (b) – То же, что и на панели а, начиная с момента $t = 100$ пс

Опустошение резервуара в режиме сильных накачек может привести к нежелательному для нас затуханию раби-осцилляций.

Поскольку в системе присутствует диссипация, собственные частоты $\omega_{1,2}$ в общем случае оказываются комплексными, что соответствует затухающим или усиливающимся во времени осцилляциям Раби. Будем искать те решения, при которых $\omega_{1,2}$ – действительные, а $\chi_{1,2}$ и $\phi_{1,2}$ отличны от нуля. Условия достижения незатухающих осцилляций будут при этом определяться конкретным механизмом рассеяния из резервуара в основную моду. Рассмотрим влияние двух описываемых механизмов по отдельности, для простоты пренебрегая голубым сдвигом.

Пополнение экситонной моды за счет рассеяния экситонов из резервуара на фононах. Подставим решение (3) в систему (1a), (1b) при $p_{ex} = R_{\text{phon}}\bar{N}$. Затем соберем в уравнениях отдельно действительные и мнимые слагаемые, полагая величины $\omega_{1,2}$ действительными. В результате получим

$$\chi_{1,2}\left[R_{\text{phon}}\bar{N}\right] = \chi_{1,2}\left(\gamma_{ex} + \frac{\Omega^2\gamma_{ph}}{\gamma_{ph}^2/4 + \omega_{1,2}^2}\right), \qquad (4a)$$

$$\omega_{1,2}^3 - \delta\omega_{1,2}^2 - \omega_{1,2}(\Omega^2 - \gamma_{ph}^2/4) - \delta\gamma_{ph}^2/4 = 0. \qquad (4b)$$

Выражение (4a) представляет собой условие баланса накачки и потерь для поляритонов верхней и нижней ветвей. Одновременно для обеих ветвей баланс может быть достигнут только при $\omega_1 = -\omega_2$, что возможно лишь при $\delta = 0$ (см. (4b)). В плоских микрорезонаторах, исследованных экспериментально, скорость диссипации поляритонов на верхней ветке, как правило, существенно выше, чем на нижней, из-за наличия на верхней ветке дополнительного канала рассеяния.

При экситон-фотонном резонансе ($\delta = 0$) вклад экситонов и фотонов в поляритонные состояния одинаков. Тогда потери в фотонной моде для обеих веток компенсируются усилением экситонной компоненты за счет рассеяния из резервуара, что непосредственно следует из уравнений (4a) и (4b):

$$R_{\text{phon}}\bar{N} - \gamma_{ex} = \gamma_{ph}. \qquad (5)$$

При $\delta \neq 0$ сильнее будет накачиваться более экситоноподобное состояние.

Стоит подчеркнуть, что наличие не затухающих во времени осцилляций подразумевает действительность собственных частот системы (1a), (1b). При пренебрежении голубым сдвигом и при выполнении (5) система (1a), (1b) может быть записана в виде

$$i\frac{d\phi}{dt} = \Omega\chi - i\frac{\gamma_{ph}}{2}\phi, \quad i\frac{d\chi}{dt} = \Omega\phi - i\frac{\gamma_{ph}}{2}\chi, \qquad (6)$$

что аналогично представлению системы связанных осцилляторов (оптических волноводов) в $\mathcal{PT}$-симметричных системах [10, 11]. В подобных системах из-за пространственной антисимметричности мнимой части показателя преломления среды потери в одном из волноводов в точности компенсируются усилением в другом. В результате оптический импульс распространяется в среде без потерь. В нашем же случае в роли волноводов выступают экситонная и фотонная моды. Таким образом, наличие действительных собственных частот в рассматриваемой системе может быть интерпретировано как проявление поляритонным конденсатом свойств псевдоэрмитовых систем (см. [12]) в присутствии резервуара. Последнее может быть обнаружено в виде незатухающих осцилляций Раби.

Пополнение экситонной моды за счет экситон-экситонного рассеяния из резервуара. Когда в системе доминирует процесс экситон-экситонного рассеяния, $p_{ex} = R_{ex-ex}N^2|\chi|^2$, условие существования решения (3) значительно изменяется. Подставляя (3) в (1a), (1b), получаем аналог условия баланса (4a):

$$R_{ex-ex}\bar{N}^2(|\chi_{1,2}|^2+2|\chi_{2,1}|^2)=\gamma_{ex}+\frac{\Omega^2\gamma_{ph}}{\gamma_{ph}^2/4+\omega_{1,2}^2}. \quad (7)$$

При этом выражение (4b) не меняет вида. Поскольку в уравнении (7) присутствует среднее значение населенности резервуара $\bar{N}$, его следует интерпретировать как уравнение баланса, выполняющееся на временах, достаточно больших в сравнении с периодом раби-осцилляций. На этом основании при выводе (7) слагаемыми, осциллирующими на частоте Раби, $\omega_1-\omega_2$, можно пренебречь.

Заметим, что скорость накачки поляритонного состояния будет зависеть не только от $\bar{N}$, но и от населенностей *обеих* поляритонных веток, точнее от степени их вклада в экситонные моды $|\chi_1|^2$ и $|\chi_2|^2$ (см. (7)). В целом пополнение заселенности когерентного раби-осциллятора за счет экситон-экситонного рассеяния из резервуара повышает устойчивость системы к дисбалансу диссипации на верхней и нижней поляритонных ветках и позволяет реализовать перманентные осцилляции Раби в широком диапазоне параметров.

Рисунок 1 демонстрирует динамику установления в системе незатухающих осцилляций для населенности фотонной моды $|\phi|^2$, которую можно измерить в эксперименте. Из-за сильной нелинейности механизма накачки за счет экситон-экситонного рассеяния огибающая осцилляций $|\phi|^2$ испытывает резкий скачок за первые несколько пикосекунд, сопровождающийся быстрым опустошением резервуара (штриховая кривая). Осцилляции с постоянной амплитудой между экситонной и фотонной компонентами устанавливаются в системе приблизительно через 100 пс (при выбранных параметрах системы) и происходят в противофазе (см. вставку к рис. 1a).

При построении рис. 1 скорость рождения частиц в резервуаре P была выбрана существенно выше порога. Поэтому в системе доминирует механизм накачки за счет экситон-экситонного рассеяния. Штрихпунктирная линия на рис. 1 соответствует пределу $R_{ex-ex}=0$. В данном случае, поскольку $\delta\neq 0$, на больших временах населенность фотонной компоненты становится постоянной, т.е. осцилляции Раби затухают (см. рис. 1b).

Необходимо отметить, что механизм поддержания осцилляций Раби за счет экситон-экситонного рассеяния действует в ограниченном диапазоне значений отстройки: $|\delta|<\delta_c$. При определенной (допустим, положительной) отстройке $\delta=\delta_c$ дисбаланс потерь и накачки для поляритонных состояний становится настолько велик, что для его компенсации величина $|\chi_2|^2$ должна быть равна полному числу экситонов в системе $|\chi|^2$. При этом $\chi_1=0$ и осцилляции Раби исчезают (см. (3)).

Чтобы найти δ_c в пределе $p_{ex}=R_{ex-ex}N^2|\chi|^2$, пренебрежем слагаемым $\delta\gamma_{ph}^2/4$ в уравнении (4b) в режиме сильной связи. Тогда, решая это уравнение совместно с (7) при условии $|\chi_1|^2=0$ получаем

$$\delta_c\simeq\pm\left[\frac{\Omega^2}{4\gamma_{ph}}\left(\gamma_{ex}-8\gamma_{ph}+3\sqrt{\gamma_{ex}^2+8\gamma_{ph}^2}\right)\right]^{1/2}. \quad (8)$$

Условие $|\chi_2|^2=0$ дает отличие только в знаке δ_c. При используемых параметрах $\delta_c\simeq 0.38\Omega=1.49$ пс$^{-1}$.

Естественно, в реальных системах необходимо учитывать одновременное действие обоих рассмотренных выше механизмов пополнения экситонной моды из резервуара. Комбинируя выражения (4) и (7), получим обобщенное условие баланса:

$$R_{ex-ex}\bar{N}^2(|\chi_{1,2}|^2+2|\chi_{2,1}|^2)+R_{\text{phon}}\bar{N}= \\ =\gamma_{ex}+\frac{\Omega^2\gamma_{ph}}{\gamma_{ph}^2/4+\omega_{1,2}^2}. \quad (9)$$

Величина $\bar{N}$ может быть найдена из условия (см. (1c) и (3))

$$P-\gamma_R\bar{N}-R_{\text{phon}}\bar{N}\left(|\chi_1|^2+|\chi_2|^2\right)- \\ -R_{ex-ex}\bar{N}^2\left(|\chi_1|^4+|\chi_2|^4+4|\chi_1|^2|\chi_2|^2\right)=0. \quad (10)$$

Для определения диапазона параметров, при которых достигается режим перманентных осцилляций, решим совместно уравнения (9) и (10), положив последовательно $|\chi_1|^2=0$ и $|\chi_2|^2=0$. Этому решению соответствует штриховая линия на рис. 2a. В непосредственной близости от порога P^{thr} в системе доминирует процесс рассеяния на фононах. Поэтому незатухающие осцилляции существуют только вблизи резонанса. При увеличении накачки P эта область расширяется и стремится к пределу, предсказываемому выражением (8) (вертикальные штриховые линии). При достаточно больших P выражение (9), записанное для величин, усредненных по периоду осцилляций Раби, уже не справедливо. В этом пределе резервуар истощается и амплитуда его флуктуаций, вызванных осцилляциями Раби, становится сравнимой со средним значением $\bar{N}$; перманентные осцилляции Раби пропадают (ср. с [13]). Сплошная кривая на рис. 1a ограничивает область существования незатухающих осцилляций, определенную из численного решения системы (1) (при $g_{BS}=0$). Из рисунка видно, что проведенный нами анализ хорошо описывает

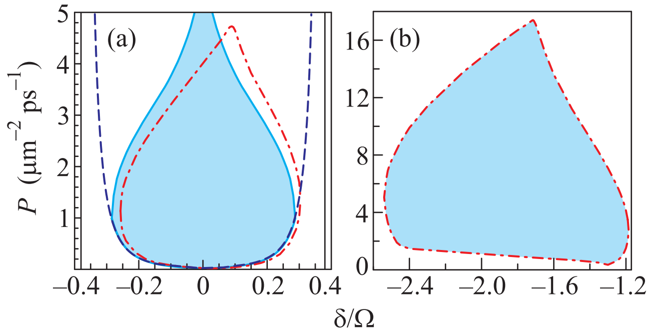

Рис. 2. (Цветной онлайн) Диаграмма существования незатухающих осцилляций Раби (заштрихованная область) без учета (a) и с учетом (b) релаксации верхней поляритонной ветви при $\gamma\prime = 0.4$ пс$^{-1}$. Вертикальные штриховые линии на панели a соответствуют значению, определенному по формуле (8). Штрихпунктирная линия соответствует области существования осцилляций, определенной численно с учетом голубого сдвига уровня энергии экситона

поведение системы при не слишком больших P. Следует также иметь в виду, что при очень сильной накачке происходит переход Мотта, экситоны превращаются в электрон-дырочную плазму и все связанные с ними эффекты пропадают.

Учет голубого сдвига энергии экситона и дополнительной релаксации верхней поляритонной ветви. Рассмотрим проблему поддержания осцилляций Раби с учетом голубого сдвига уровня энергии экситона, а также дополнительной релаксации поляритонов верхней ветви, которая, как известно [14], играет важную роль в затухании осцилляций Раби в реальных структурах.

Учет слагаемого g_{BS}, отвечающего за голубой сдвиг, позволяет повторить представленные выше выкладки. Структура уравнений (9) и (10) при этом остается прежней, но величина δ должна быть заменена на эффективную отстройку

$$\widetilde{\delta}_{1,2} = \delta - g_R\bar{N} - g_c(|\chi_{1,2}|^2 + 2|\chi_{2,1}|^2). \qquad (11)$$

Таким образом, слабое взаимодействие между экситонами приводит лишь к изменению диапазона значений параметров, при которых образуются незатухающие осцилляции (штрихпунктирная кривая на рис. 2a), но не отражается на принципиальной возможности их обнаружения.

Для того чтобы учесть эффект дополнительной релаксации поляритонов верхней ветви, введем поляритонные состояния в приближении среднего поля:

$$a_{LB} = C_x\chi - C_p\phi, \quad a_{UB} = C_x\phi + C_p\chi, \qquad (12)$$

где $C_{x,p} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(1 \pm \frac{\delta}{\sqrt{4\Omega^2+\delta^2}}\right)^{1/2}$ – коэффициенты Хопфилда, а $|a_{LB}|^2$ и $|a_{UB}|^2$ – плотности числа поляритонов нижней и верхней ветвей соответственно.

Воспользовавшись определением (12), можно переписать (1a), (1b) в поляритонном базисе. Феноменологически учтем дополнительное затухание поляритонов верхней ветви со скоростью $\gamma\prime$, добавив в получившееся уравнение для $\dot{a}_{UB}$ слагаемое $-\frac{\gamma\prime}{2}a_{UB}$. Затем выполним обратный переход в экситон-фотонный базис и получим следующую систему

$$\dot{\chi} = \frac{1}{2}\left(p_{ex} - \tilde{\gamma}_{ex}\right)\chi + i\delta\chi - i\tilde{\Omega}\phi - ig_{BS}\chi, \qquad (13a)$$

$$\dot{\phi} = -\frac{1}{2}\tilde{\gamma}_{ph}\phi - i\tilde{\Omega}\chi, \qquad (13b)$$

где $\tilde{\gamma}_{ex} = \gamma_{ex} + \gamma\prime C_p^2$, $\tilde{\gamma}_{ph} = \gamma_{ph} + \gamma\prime C_x^2$ и $\tilde{\Omega} = \Omega - i\gamma\prime/2C_xC_p$.

Численное решение системы (13) позволяет найти область существования незатухающих осцилляций с учетом дополнительной релаксации поляритонов верхней ветви, а также сдвига энергии экситонов (см. рис. 2b). Из рисунка видно, что незатухающие осцилляции будут существовать только при достаточно больших отрицательных значениях отстройки. В этом пределе поляритоны верхней ветви становятся сильным образом экситоноподобными и получают большую часть от накачки экситонного состояния из резервуара, что позволяет компенсировать большие потери верхней поляритонной ветви.

Заключение. Нами показано, что в экситон-фотонной системе в микрорезонаторе возможно установление незатухающих осцилляций Раби. Данный режим может быть достигнут при различных значениях экситон-фотонной отстройки, а также в присутствии дополнительной релаксации верхней поляритонной ветви. Предложенный механизм компенсации потерь за счет парного экситонного рассеяния из резервуара оказывается гибким и эффективным и может способствовать установлению незатухающих осцилляций Раби в широком диапазоне параметров.

Данная работа поддержана грантами РФФИ # 15-59-30406, 15-52-52001, 14-02-92604, 14-02-97503, 14-02-31443 и 14-32-50438, а также Министерством образования и науки РФ (гос. задание # 16.440.2014K); ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы”, контракт # 14.587.21.0020, а также 7-й рамочной программой Марии Кюри, проект PIRSES-GA-2013-612600 LIMACONA. А.В.К. выражает благодарность РФФИ и DFG за поддержку в рамках международного центра совместных исследований TRR 160. Авторы благодарны проф. Юрию Рубо за стимулирующие обсуждения. Ч.И.Ю. и С.С.Д. выражают благодарность Р.В. Чербунину и М.Ю. Петрову за ценные советы и плодотворные дискуссии.

---

1. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska, R. Andre, J. L. Staehl, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and L. S. Dang, Nature (London) **443**, 409 (2006).
2. S. S. Demirchyan, I. Yu. Chestnov, A. P. Alodjants, M. M. Glazov, and A. V. Kavokin, Phys. Rev. Lett. **112**, 196403 (2014).
3. T. C. H. Liew, Y. G. Rubo, and A. V. Kavokin, Phys. Rev. B **90**, 245309 (2014).
4. N. S. Voronova, A. A. Elistratov, and Yu. E. Lozovik, Phys. Rev. Lett. **115**, 186402 (2015).
5. A. V. Kavokin, A. S. Sheremet, I. A. Shelykh, P. G. Lagoudakis, and Y. G. Rubo, Sci. Rep. **5**, 12020 (2015).
6. L. Dominici, D. Colas, S. Donati, J. P. Restrepo Cuartas, M. De Giorgi, D. Ballarini, G. Guirales, J. C. Lopez Carreno, A. Bramati, G. Gigli, E. del Valle, F. P. Laussy, and D. Sanvitto, Phys. Rev. Lett. **113**, 226401 (2014).
7. D. Colas, L. Dominici, S. Donati, A. A. Pervishko, T. C. H. Liew, I. A. Shelykh, D. Ballarini, M. de Giorgi, A. Bramati, G. Gigli, E. del Valle, F. P. Laussy, A. V. Kavokin, and D. Sanvitto, Light: Sci. Appl. **4**, e350 (2015).
8. A. Brunetti, M. Vladimirova, D. Scalbert, M. Nawrocki, A. V. Kavokin, I. Shelykh, and J. Bloch, Phys. Rev. B **74**, 241101(R) (2006).
9. M. Wouters and I. Carusotto, Phys. Rev. Lett. **99**, 140402 (2007).
10. А. А. Зябловский, А. П. Виноградов, А. А. Пухов, А. В. Дорофеенко, А. А. Лисянский, УФН **184**, 1177 (2014).
11. H. Ramezani, T. Kottos, R. El-Ganainy, and D N. Christodoulides, Phys. Rev. A **82**, 043803 (2010).
12. J. Y. Lien, Y.-N. Chen, N. Ishida, H.-B. Chen, C.-C. Hwang, and F. Nori, Phys. Rev. B **91**, 024511 (2015).
13. C. Sturm, D. Solnyshkov, O. Krebs, A. Lemaitre, I. Sagnes, E. Galopin, A. Amo, G. Malpuech, and J. Bloch, Phys. Rev. B **91**, 155130 (2015).
14. B. Sermage, S. Long, I. Abram, J. Y. Marzin, J. Bloch, R. Planel, and V. Thierry-Mieg, Phys. Rev. B **53**, 16516 (1996).