

Динамика Экситон-Поляритонов в Микрорезонаторе

Васильева О.Ф.

Физико-математический факультет
Приднестровский государственный университет имени
Т.Г. Шевченко
Тирасполь
florina_of@mail.ru

Хаджи П.И.

Институт прикладной физики АНМ
Кишинев

Abstract – The system of nonlinear evolution equations was obtained for describing the time evolution of densities of pump, signal and idler microcavity polaritons. It was shown that the period and amplitude of oscillations of the polariton densities essentially depend on the initial densities of polaritons, initial phase difference and resonance detuning. For the definite relation between the parameters it is possible the appearance of the aperiodic evolution of the system, which represents the conversion only the part of pump polaritons, by which the evolution of the system is finished. The significant dependence of the period and amplitude of polariton oscillations on the initial phase difference evidences about the possibility of the phase controlling of the polariton dynamics. The damping of the system of coherent polaritons leads to the oscillatory decay of polariton density in time, the rate of which is defined by the polariton damping constants.

Index Terms – поляритоны, микрорезонатор, холостая и сигнальная моды, фазовое управление динамикой системы ...

I. ВВЕДЕНИЕ

Смешанные экситон-фотонные состояния в плоских полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами в активном слое представляют собой новый класс квазидвумерных квазичастиц с уникальными свойствами [1-13]. Такие состояния называют микрорезонаторными экситон-поляритонами. Они возникают благодаря сильной связи экситонов с собственными модами электромагнитного излучения микрорезонатора. В условиях сильной связи экситонная и фотонная моды расталкиваются и возникают верхняя и нижняя микрорезонаторные поляритонные моды. Экситонная компонента поляритона отвечает за эффективное поляритон-поляритонное взаимодействие, благодаря чему они могут рассеиваться друг на друге, а фотонная компонента обуславливает его малую эффективную массу. Непараболичность нижней поляритонной ветви допускает возникновение параметрического процесса, в результате которого два поляритона накачки

рассеиваются в сигнальную и холостую моды с сохранением энергии и импульса. Поэтому огромный интерес вызывает поляритон-поляритонное рассеяние, благодаря которому экситон-поляритонная система демонстрирует сильно нелинейные свойства [6-13]. Такие нелинейности были обнаружены в спектрах люминесценции микрорезонаторов [14-18] при резонансном возбуждении нижней поляритонной ветви, которые объяснялись четырехволновым смещением или параметрическим рассеянием фотовозбужденных поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды. Экспериментально идентифицированы два механизма нелинейности – это поляритонное параметрическое рассеяние [6,19,20] и голубой сдвиг поляритонной дисперсии [2,5]. Используя pump-probe-метод, в [8,9] впервые наблюдалось параметрическое усиление в микрорезонаторе при возбуждении нижней поляритонной ветви пикосекундным импульсом накачки под углом падения $16,5^{\circ}$. После возбуждения (с небольшой задержкой) нижней поляритонной ветви дополнительно слабым пробным импульсом, падавшим нормально, обнаружилось, что этот импульс в отражении усиливался более чем в 70 раз. При этом появлялась также холостая мода под углом в 35° . Именно для этих углов выполнялись резонансные условия. Результаты экспериментов [8,9] были воспроизведены также в [21] и моделировались в [7] с использованием механизма поляритон-поляритонного рассеяния. Аналогичные процессы наблюдались в [22] при использовании двух пучков накачки под углами в $\pm 45^{\circ}$ и пробного пучка под углом 0° . Режим параметрического осциллятора наблюдался в [9,14] при непрерывном возбуждении нижней поляритонной ветви излучением накачки под «магическим» углом в 16° без пробного импульса. Выше пороговой интенсивности наблюдались сильные пучки сигнальной и холостой мод под углами 0° и 35° соответственно. В [20] обнаружена сильная и необычная зависимость поляризации света, излучаемого микрорезонатором, от поляризации накачки. Эта зависимость интерпретируется с использованием псевдоспиновой модели в рамках квазиклассического формализма, где параметрическое рассеяние описывается как резонансное четырехволновое смещение. В [23-25]

наблюдалось бистабильное пропускание излучения в зависимости от интенсивности накачки при возбуждении экситон-поляритонов в микрорезонаторе. Отметим, что процесс параметрического рассеяния наблюдался как при импульсном [20,26], так и при непрерывном [14,16] возбуждении.

II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Цель данной работы – изучить динамику экситон-поляритонов в режиме параметрического осциллятора на временах порядка либо меньших времени релаксации возбуждений среды. Вплоть до настоящего времени в экспериментах использовалось непрерывное возбуждение экситон-поляритонов в микрорезонаторе. Однако существенный интерес представляет поведение системы поляритонов в нестационарном режиме, когда накачка осуществляется фемто- и пикосекундными импульсами лазерного излучения. В этом случае можно считать, что ультракороткие импульсы возбуждения служат лишь для создания начальных плотностей поляритонов, т.е. начальных условий системы. Затем система предоставляется самой себе и она эволюционирует во времени. Мы считаем, что с помощью ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения в микрорезонаторе создается система когерентных экситон-поляритонов. Микрорезонатор обеспечивает пространственное ограничение области существования поляритонов, которые взаимно превращаются друг в друга. Квантовая яма, в которой возникают экситон-поляритоны, вставляется в брэгговскую структуру, которая характеризуется определенным пропусканием, отражением и потерями [8,9,12,15]. Особенности эволюции системы будут проявляться в генерации вторичных субимпульсов либо периодического излучения на частотах экситон-поляритонов.

Ниже мы рассматриваем ситуацию, когда поляритоны возбуждаются на нижней ветви закона дисперсии под «магическим» углом (рис.1). В [4, 5] показано, что процесс параметрического рассеяния двух поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды описывается гамильтонианом вида:

$$\frac{1}{\hbar} H = \omega_p \hat{a}_p^+ \hat{a}_p + \omega_s \hat{a}_s^+ \hat{a}_s + \omega_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \mu (\hat{a}_p \hat{a}_p \hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ + \hat{a}_s \hat{a}_s \hat{a}_p^+ \hat{a}_i^+), \quad (1)$$

где ω_p, ω_s и ω_i - собственные частоты поляритонов накачки, сигнальной и холостой мод соответственно, $\hat{a}_p, \hat{a}_s, \hat{a}_i$ - операторы уничтожения поляритонов, μ - константа

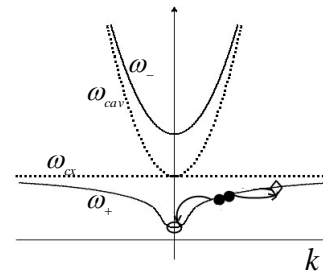


Рис.1. Энергии поляритонов верхней и нижней ветвей (ω_{\pm}). Дисперсия собственных частот микрорезонатора ω_{cav} и экситона ω_{ex} . Два поляритона накачки рассеиваются в сигнальную и холостую моды

параметрической поляритон-поляритонной конверсии. Используя (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов $\hat{a}_p, \hat{a}_s, \hat{a}_i$. Усредняя эту систему уравнений и используя приближение среднего поля (mean field approximation), можно получить систему нелинейных эволюционных уравнений для комплексных амплитуд поляритонов $a_p = \langle \hat{a}_p \rangle, a_s = \langle \hat{a}_s \rangle$ и $a_i = \langle \hat{a}_i \rangle$:

$$\begin{aligned} i\dot{a}_p &= (\omega_p - i\gamma_p) a_p + 2ga_p^* a_s a_i, \\ i\dot{a}_s &= (\omega_s - i\gamma_s) a_s + ga_p a_p a_i^*, \\ i\dot{a}_i &= (\omega_i - i\gamma_i) a_i + ga_p a_p a_s^*, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ_p, γ_s и γ_i - константы затухания соответствующих поляритонных состояний, которые мы вводим феноменологически. Систему уравнений (2) дополним начальными условиями, которые запишем в виде:

$$\begin{aligned} a_{p|t=0} &= a_{p0} \exp(i\varphi_{p0}), \quad a_{s|t=0} = a_{s0} \exp(i\varphi_{s0}), \\ a_{i|t=0} &= a_{i0} \exp(i\varphi_{i0}), \end{aligned} \quad (3)$$

где a_{p0}, a_{s0}, a_{i0} и $\varphi_{p0}, \varphi_{s0}, \varphi_{i0}$ - действительные амплитуды и фазы поляритонов в начальный момент времени.

Введем далее в рассмотрение плотности поляритонов $n_p = a_p^* a_p, n_s = a_s^* a_s, n_i = a_i^* a_i$ и две компоненты «поляризации» $q = i(a_p a_p a_s^* a_i^* - a_s a_i a_p^* a_p^*)$ и $r = a_p a_p a_s^* a_i^* + a_s a_i a_p^* a_p^*$.

Используя (2), для введенных функций получаем следующую систему нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{n}_p &= -2\gamma_p n_p + 2gq, \quad \dot{n}_s = -2\gamma_s n_s - gq, \quad \dot{n}_i = -2\gamma_i n_i - gq, \\ \dot{q} &= \Delta r - \Gamma q + 2g(4n_p n_s n_i - n_p^2 n_s - n_p^2 n_i), \quad \dot{r} = -\Delta q - \Gamma r, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Delta = 2\omega_p - \omega_s - \omega_i$ - расстройка резонанса, $\Gamma = 2\gamma_p + \gamma_s + \gamma_i$. Из (4) видно, что все функции при $t \rightarrow \infty$ обращаются в нуль. Используя (3), начальные условия для этих функций можно записать в виде:

$$n_{p|t=0} \equiv n_{p0} = |a_{p0}|^2, \quad n_{s|t=0} \equiv n_{s0} = |a_{s0}|^2, \quad n_{i|t=0} \equiv n_{i0} = |a_{i0}|^2,$$

$$q_{|t=0} \equiv q_0 = 2n_{p0} \sqrt{n_{s0} n_{i0}} \sin \theta_0,$$

$$r_{|t=0} \equiv r_0 = 2n_{p0} \sqrt{n_{s0} n_{i0}} \cos \theta_0,$$

где $\theta_0 = \varphi_{s0} + \varphi_{i0} - 2\varphi_{p0}$ - начальная разность фаз.

Получить точные аналитические решения системы уравнений (4) в общем виде не удастся. Поэтому далее мы рассмотрим два более простых случая. Один из них – это предел $\gamma_p, \gamma_s, \gamma_i \rightarrow 0$, т.е. случай эволюции системы на временах, на много меньших характерных времен релаксации возбуждений среды (экситон-поляритонов). В этом случае процессы релаксации не успевают срабатывать, а эволюция системы представляет собой предел оптической нутации экситон-поляритонов под действием ультракоротких импульсов лазерного излучения, ответственных за создание начального условия системы. Второй случай, это предел равных констант затухания поляритонов $\gamma_p = \gamma_s = \gamma_i \equiv \gamma$. В обоих случаях удастся получить точные аналитические решения нелинейной системы уравнений.

Рассмотрим второй случай. Получить аналитические решения системы уравнений (4) в общем случае при произвольных константах затухания системы не представляется возможным. Поэтому рассмотрим эволюцию системы в случае точного резонанса ($\Delta = 0$) и одинаковых констант затухания поляритонов ($\gamma_p = \gamma_s = \gamma_i \equiv \gamma$). В этом случае также удастся получить точные аналитические решения системы уравнений (4). Для этого введем новые функции по формулам: $n_p = N_p \exp(-2\gamma t)$, $n_s = N_s \exp(-2\gamma t)$, $n_i = N_i \exp(-2\gamma t)$, $q = Q \exp(-4\gamma t)$, $r = R \cdot \exp(-4\gamma t)$ и новую переменную $\xi = \frac{1 - \exp(-2\gamma t)}{2\gamma}$. Тогда система уравнений (4)

приводится к виду:

$$\frac{dN_p}{d\xi} = 2gQ, \quad \frac{dN_s}{d\xi} = \frac{dN_i}{d\xi} = -gQ,$$

$$\frac{dQ}{d\xi} = 2g(4N_p N_s N_i - N_p^2 N_s - N_p^2 N_i),$$

$$\frac{dR}{d\xi} = 0. \quad (5)$$

Если принять переменную ξ за время, то систему уравнений (5) можно рассматривать как «консервативную», решения которой легко найти.

Из (5) получаем следующие интегралы движения

$$N_p + 2N_s = n_{p0} + 2n_{s0},$$

$$N_p + 2N_i = n_{p0} + 2n_{i0},$$

$$R^2 + Q^2 = 4N_p N_s N_i, \quad R = r_0. \quad (6)$$

Легко видеть (5), что нетривиальная эволюция системы возможна только в случае, если хотя бы две из начальных плотностей частиц отличны от нуля.

Используя (6), систему уравнений (5) можно привести к одному нелинейному дифференциальному уравнению для плотности поляритонов накачки N_p .

Представим решение при начальной разности фаз $\theta_0 = \pi/2$ (либо $(2k+1)\pi/2, k = 0, 1, 2, \dots$). Определенности ради полагая $n_{s0} > n_{i0}$, получаем следующее выражение для плотности поляритонов накачки $n_p(t)$:

$$n_p = \frac{(n_{p0} + 2n_{i0}) \exp(-2\gamma t)}{1 + 2 \frac{n_{s0} - n_{i0}}{n_{p0} + 2n_{s0}} \operatorname{sh}^2(gx)},$$

$$x = \sqrt{(n_{p0} + 2n_{s0})(n_{p0} + 2n_{i0})} \frac{1 - \exp(-2\gamma t)}{2\gamma} \pm z,$$

$$z = \operatorname{arsh} \sqrt{\left(1 + 2 \frac{n_{s0}}{n_{p0}}\right) \left(\frac{n_{s0}}{n_{i0}} - 1\right)}. \quad (7)$$

Из (7) и рис. 2 видно, что решение со знаком (+) в аргументе гиперболического синуса монотонно убывает со временем, тогда как решение со знаком (-) сначала растет, в некоторый момент времени достигает своего максимума, затем монотонно убывает. Решения со знаком (+) и (-) в аргументе гиперболического синуса отличаются друг от друга только постоянной фазой, которая определяется начальными плотностями частиц и обусловлена двумя равными по величине, но противоположными по направлению начальными скоростями изменения функции $N(t)$. Качественно различное поведение этих решений обусловлено тем, что в первом случае плотность поляритонов накачки убывает как из-за затухания, так и из-за аperiodической конверсии поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод, тогда как во втором случае на начальном этапе имеет место сначала рост плотности поляритонов накачки за счет превращения пар поляритонов сигнальной и холостой мод в поляритоны накачки. При этом такой рост на начальном этапе является более крутым, чем экспоненциальное убывание. Затем по мере истощения плотностей поляритонов сигнальной и холостой мод остается в сущности только экспоненциальное убывание из-за затухания. В общем эволюция плотности поляритонов в конечном счете

сводится к полному исчезновению всех поляритонов микрорезонатора (рис. 2).

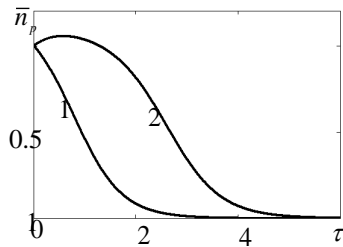


Рис.2. Временная эволюция плотности поляритонов накачки n_p при начальной разности фаз $\theta_0 = \pi/2$, константе затухания $\gamma = 0.03$ и различных значениях параметров \bar{n}_{10} и \bar{n}_{20} : 1 – решение со знаком (+) и 2 – со знаком (-) в (7) при $\bar{n}_{10} = 0.1$, $\bar{n}_{20} = 0.05$.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что динамика поляритонов в режиме параметрического осциллятора представляет собой периодическое превращение пары поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод и обратно. Период и амплитуда таких колебаний существенно зависят от начальной плотности поляритонов, начальной разности фаз и расстройки резонанса. При определенном соотношении между параметрами возможна также аperiodическая эволюция системы, которая сводится к превращению части поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод, чем эволюция и заканчивается. Существенная зависимость периода и амплитуды колебаний поляритонов от начальной разности фаз свидетельствует о возможности фазового управления динамикой системы. Аналогичный эффект предсказывался ранее для процесса атомно-молекулярной конверсии в условиях Бозе-эйнштейновской конденсации атомов и молекул [27, 28].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.V. Kavokin, G. Malpuech. Thin Films and Nanostructures. Cavity polaritons, edited by V.M. Agranovich and D. Taylor (Elsevier, Amsterdam, 2003).
- [2] H. Deng, H. Haug, Y. Yamamoto. Rev. Mod. Phys. 82, 1489 (2010).
- [3] A. Kavokin. Appl. Phys. A 89, 241 (2007).
- [4] M.M. Glazov, K.V. Kavokin, Phys. Rev. B 73, 245317 (2006).
- [5] I.A. Shelykh, R. Johne, D.D. Solnyshkov, A.V. Kavokin, N.A. Gippius, G. Malpuech. Phys. Rev. B 76, 155308 (2007).
- [6] D.M. Whittaker. Phys. Rev. B 63, 193305 (2001).
- [7] C.Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud, A. Quattropani. Phys. Rev. B 62, R 4825 (2000).
- [8] P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, R.M. Stevenson, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. Phys. Rev. Lett. 84, 1547 (2000).
- [9] J.J. Baumberg, P.G. Savvidis, R.M. Stevenson, A.I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. Phys. Rev. B 62, R 16247 (2000).
- [10] C.Ciuti. Phys. Rev. B 69, 245304 (2004).
- [11] P. Schwendimann, C.Ciuti, A. Quattropani. Phys. Rev. B 68, 165324 (2003).
- [12] P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, D. Porras, D.M. Whittaker, M. S. Skolnick, J.S. Roberts. Phys. Rev. B 65, 073309 (2002).
- [13] I.A. Shelykh, A.V. Kavokin, G. Malpuech. Phys. Status Solidi B 242, 2271 (2005).
- [14] R.M. Stevenson, V.N. Astratov, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, M. Emam-Ismael, A.I. Tartakovskii, P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, J.S. Roberts. Phys. Rev. Lett. 85, 3680 (2000).
- [15] A.I. Tartakovskii, D.N. Krizhanovskii, G. Malpuech, M. Emam-Ismael, A.V. Chernenko, A.V. Kavokin, V.D. Kulakovskii, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. Phys. Rev. B 67, 165302 (2003).
- [16] A.I. Tartakovskii, D.N. Krizhanovskii, V.D. Kulakovskii. Phys. Rev. B 62, R 13298 (2000).
- [17] C.Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud, A. Quattropani. Phys. Rev. B 63, 041303 (R) (2001), Semicond. Sci. Technol. 18, S 279 (2003).
- [18] P.G. Savvidis, C. Ciuti, J.J. Baumberg, D.M. Whittaker, M. S. Skolnick, J. S. Roberts. Phys. Rev. B 64, 075311 (2001).
- [19] V. Savona, P. Schwendimann, A. Quattropani. Phys. Rev. B 71, 125315 (2005).
- [20] A. Kavokin, P.G. Lagoudakis, G. Malpuech, J.J. Baumberg. Phys. Rev. B 67, 195321 (2003).
- [21] M. Saba, C.Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. Adre, L.S. Dang, S. Kundermann, A. Mura, C. Bongiovanni, J.E. Staehli, B. Deveaud. Nature 414, 731 (2001).
- [22] R. Huang, F. Tassone, Y. Yamamoto. Phys. Rev. B 61, R 7854 (2000).
- [23] A. Baas, J-Ph. Karr, M. Romanelli, A. Bramati, E. Giacobino. Phys. Rev. B 70, 161307 (R) (2004).
- [24] A. Baas, J-Ph. Karr, H. Eleuch, E. Giacobino. Phys. Rev. A 69, 023819 (2004).
- [25] D.N. Krizhanovski, S.S. Gavrilov, A.P.D. Love, D. Sanvitto, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, V.D. Kulakovskii, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. Phys. Rev. B 77, 115336 (2008).
- [26] P.G. Lagoudakis, P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, D.M. Whittaker, P.R. Eastham, M. S. Skolnick, J.S. Roberts. Phys. Rev. B 65, 161310 (R) (2002).
- [27] П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко. Письма в ЖЭТФ, 83, 120 (2006); ЖЭТФ, 131, 425 (2007).
- [28] P.I. Khadzhi, D.V. Tkachenko. J. of Nanoelectronics and Optoelectronics, 4, 101, (2009).