

# Квазистационарные поляритонные состояния в мезорезонаторах<sup>1)</sup>

А. В. Белоновский<sup>+ 2)</sup>, В. В. Николаев\*, Е. И. Гиршова\*

<sup>+</sup> Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

\* Научно-технологический центр микроэлектроники РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 5 октября 2022 г.

После переработки 24 ноября 2022 г.

Принята к публикации 8 декабря 2022 г.

В мезорезонаторах осуществляется взаимодействие экситонной моды одновременно с несколькими оптическими модами, критерием чего являются сравнимые величины силы взаимодействия света и вещества (расщепления Раби) и энергетического интервала между модами резонатора. Недавно было показано, что в мезорезонаторах возможна немонотонная зависимость населенности поляритонных состояний от накачки. Показано, что в области гистерезиса возможно появление дополнительного квазистационарного состояния и длительность нахождения системы в квазистационарном состоянии зависит от величины накачки.

DOI: 10.31857/S1234567823020039, EDN: oearpc

**1. Введение.** В объемных материалах спектр собственных мод электромагнитного поля является непрерывным, тогда как в микрорезонаторах возможно взаимодействие излучателя с одной оптической модой [1–3]. Взаимодействие экситона с локализованной оптической модой в резонаторах позволило наблюдать ряд интересных эффектов, таких как бозе-конденсация поляритонов [4, 5], бистабильность [6–8], формирование вихрей поляритонной жидкости [9] и ряд других [10–13]. При увеличении числа взаимодействующих экситонов и оптических мод резонатора картина наблюдаемых явлений становится существенно более богатой. В частности, в связанных микрорезонаторах с квантовыми ямами проявляется возможность наблюдения взаимодействия макроскопически разделенных экситонных состояний через оптические моды резонатора [14], появление оптически неактивных (“темных”) экситонных состояний [15].

Поляритонная бистабильность является следствием нелинейного взаимодействия (например, экситон-экситонного) и проявляется как гистерезис в зависимости населенности поляритонных уровней от накачки, при этом в случае взаимодействия одного экситонного состояния с одним фотонным, зависимость населенности от накачки является монотонной для обеих ветвей гистерезиса [6].

В мезорезонаторах – структурах, размеры кото-

рых обеспечивают межмодовый интервал, сравнимый с величиной расщепления Раби, возможна реализация ряда новых эффектов, таких, как ступенчатое увеличение экситонной населенности при непрерывной накачке, квантовые биения при импульсной накачке, а также немонотонная зависимость населенности поляритонных уровней от накачки в стационарном состоянии [16–18].

Для построения логических устройств и генераторов высокочастотных колебаний большое значение имеют устройства, характеризующиеся S-образной и N-образной зависимостью выходного сигнала от входного, поэтому поляритонная бистабильность рассматривается как базовый принцип построения будущих поляритонных систем обработки информации [19–21]. Продемонстрированная для мезорезонаторов N-образная зависимость населенности нижнего поляритонного уровня от накачки [18] позволяет рассматривать мезорезонаторы в качестве перспективного элемента для создания систем обработки информации.

Целью данной работы является подробное исследование поляритонной бистабильности в мезорезонаторах, а также исследование временной динамики населенности поляритонных уровней в особых точках в области гистерезиса в зависимости населенности поляритонных уровней от накачки.

**2. Основные уравнения.** Для теоретического описания взаимодействия одной экситонной моды с несколькими фотонными модами рассмотрим модельную систему, состоящую из одной экситонной

<sup>1)</sup> См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала [www.jetpletters.ac.ru](http://www.jetpletters.ac.ru)

<sup>2)</sup> e-mail: leha.s92.92@gmail.com

моды с энергией  $\hbar\omega_0$  и нескольких фотонных мод с энергией  $\hbar\omega_k$ . Гамильтониан, описывающий взаимодействие экситона в полости с оптическими модами резонатора и экситон-экситонное взаимодействие, имеет вид [22]:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 \hat{x}^+ \hat{x} + \sum_k \hbar\omega_k \hat{a}_k^+ \hat{a}_k + \sum_k \hbar g_k (\hat{a}_k^+ \hat{x} + \hat{a}_k \hat{x}^+) + \hbar U \hat{x}^+ \hat{x}^+ \hat{x} \hat{x}, \quad (1)$$

где  $\hat{x}^+$ ,  $\hat{a}_k^+$  ( $\hat{x}$ ,  $\hat{a}_k$ ) – операторы рождения (уничтожения) экситона и фотона соответственно. Для операторов  $\hat{a}_k^+$ ,  $\hat{a}_k$ ,  $\hat{x}^+$ ,  $\hat{x}$ , будут справедливы коммутационные соотношения для бозонов  $[\hat{a}_k, \hat{a}_k^+] = 1$  и  $[\hat{x}, \hat{x}^+] = 1$ . Величина  $\hbar g_k (\hat{a}_k^+ \hat{x} + \hat{a}_k \hat{x}^+)$  описывает экситон-фотонное взаимодействие. Константа связи  $g_k$  связана с дипольным моментом экситона  $d_{eg}$  и объемом фотонной моды  $V_k$  соотношением  $g_k = \sqrt{\omega_k/2\epsilon_0\epsilon V} d_{eg}$  [11], где  $\epsilon_0\epsilon$  – диэлектрическая константа. Величина  $\hbar U \hat{x}^+ \hat{x}^+ \hat{x} \hat{x}$  описывает экситон-экситонное взаимодействие с энергией  $\hbar U$ .

Здесь рассмотрен случай квантовых ям или больших квантовых точек, поэтому мы будем рассматривать слабозадействующие экситоны, для которых справедливо коммутационное соотношение для бозонов [23] и  $\hbar U \ll \hbar g_k$  [6].

При наличии диссипации поведение системы можно описать с помощью уравнения Лиувилля для матрицы плотности  $\hat{\rho}$  с членами, отвечающими за диссипацию [24]:

$$\partial_t \hat{\rho} = \hat{\mathcal{L}} \hat{\rho}, \quad (2a)$$

где Лиувиллиан с членами Линдблада, описывающими диссипацию для экситона  $\gamma_0$  и фотонов  $\gamma_k$ , определяется выражением [25]:

$$\hat{\mathcal{L}} \hat{\rho} = \frac{i}{\hbar} [\hat{\rho}, \hat{H}] + \frac{\gamma_0}{2} (2\hat{x} \hat{\rho} \hat{x}^+ - \hat{x}^+ \hat{x} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{x}^+ \hat{x}) + \sum_k \frac{\gamma_k}{2} (2\hat{a}_k \hat{\rho} \hat{a}_k^+ - \hat{a}_k^+ \hat{a}_k \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{a}_k^+ \hat{a}_k). \quad (2b)$$

В данной работе мы рассматриваем систему при нулевой температуре и пренебрегаем взаимодействием с фононами и свободными электронами системы. При ненулевой температуре, вследствие взаимодействия фононных, экситонных и поляритонных мод, появляются дополнительные эффекты [26].

Уравнение (2) можно преобразовать в систему дифференциальных уравнений, описывающую динамику населенностей фотонных и экситонных мод:

$$\begin{cases} \partial_t n_{xx} = \sum_k i g_k (n_{kx} - n_{xk}) - \gamma_0 n_{xx} + I(n_{xx} + 1), \\ \partial_t n_{ij} = i(\omega_i - \omega_j) n_{ij} - i g_j n_{ix} + i g_i n_{xj} - \\ - \frac{1}{2}(\gamma_i + \gamma_j) n_{ij}, \\ \partial_t n_{xi} = i(\omega_0 - \omega_i) n_{xi} + \sum_k i g_k n_{ki} - i g_i n_{xx} - \\ - \frac{1}{2}(\gamma_0 + \gamma_i) n_{xi} + 2iU n_{xx} n_{xi}, \end{cases} \quad (3)$$

где  $n_{xx} = \langle \hat{x}^+ \hat{x} \rangle$  – среднее значение числа экситонов,  $n_{xi} = \langle \hat{x}^+ \hat{a}_i \rangle = n_{ix}^*$  и  $n_{ij} = \langle \hat{a}_i^+ \hat{a}_j \rangle$  ( $i \neq j$ ) – значения в смешанных состояниях. Количество фотонов в моде  $i$  описывается выражением  $n_{ii} = \langle \hat{a}_i^+ \hat{a}_i \rangle$ , слагаемое  $I(n_{xx} + 1)$  – описывает накачку экситонов в систему [25–27]. В данной работе мы рассматриваем только экситонную накачку, основываясь на работах [6, 27–29]. Подробные исследования бистабильности с использованием такой же модели, но при фотонной внешней накачке, рассмотрены, например, в работе [30].

Экситоны и моды резонатора образуют связанные состояния (поляритоны), и систему иногда удобно описывать в поляритонном базисе. Количество частиц в поляритонной моде можно найти с помощью следующего выражения:

$$p_i = \langle \hat{p}_i^+ \hat{p}_i \rangle = |c_{0i}|^2 n_{xx} + \sum_k c_{0i} c_{ki}^* (n_{xk} + n_{kx}) + \sum_{k,k'} c_{ki} c_{k'i}^* n_{kk'}, \quad (4)$$

где  $p_i$  – среднее количество поляритонов в моде  $i$ ,  $c_{ij}$  – элемент матрицы перехода в поляритонный базис. Величина  $|c_{0i}|^2$  является экситонным вкладом в поляритонную моду (коэффициентом Хопфилда).

**3. Результаты и обсуждение.** Для анализа бистабильного поведения в мезорезонаторах следует рассмотреть взаимодействие экситона с большим количеством оптических мод (в данной статье рассмотрен случай, когда с экситоном взаимодействует 5 мод).

На рисунке 1a показаны комплексные частоты оптических мод мезорезонатора, поддерживающего 5 мод, интервал между которыми  $\Delta = 14.3 \cdot 10^{-3} \omega_0$ , а также частота экситонной моды. Кроме этого, на рисунке 1a приведены комплексные частоты поляритонных мод, полученные диагонализацией гамильтониана (1). Указанные частоты нормированы на частоту экситонной моды  $\omega_0$ . Мнимые части частот поляритонных мод, описывающие затухание поляритонов, определяются соотношением:

$$\gamma_{p_i} = \gamma_0 |c_{0i}|^2 + \sum_k \gamma_k |c_{ki}|^2. \quad (5)$$

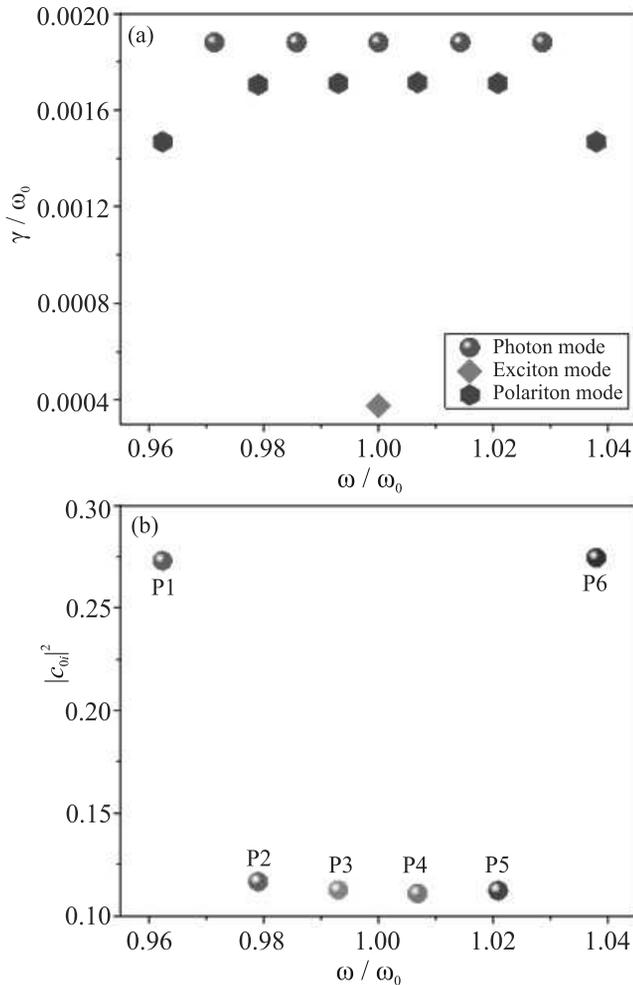


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Энергии и коэффициенты диссипации для оптических мод мезорезонатора (кружки), моды экситона (ромб) и поляритонных мод (шестиугольники). (б) – Коэффициенты Хопфилда, иллюстрирующие экситонный вклад в поляритонные моды для шести поляритонов

Рисунок 1б показывает коэффициенты Хопфилда для разных поляритонных мод.

В зависимости от соотношения частотного интервала между модами резонатора и расщеплением Раби экситонной и фотонной моды, распределение коэффициентов Хопфилда по поляритонным модам может иметь разную форму [18]: распределение может быть колоколообразным, коэффициенты Хопфилда могут иметь примерно одинаковую величину, коэффициенты для мод по краям распределения могут существенно превышать коэффициенты для мод в центре. В данной работе выбраны значения параметров, обеспечивающие выраженные N-образные особенности в зависимости населенности нижнего поляритонного уровня от накачки: затуха-

ние экситонной моды  $\gamma_0 = 0.85 \cdot 10^{-3}\omega_0$ , затухание фотонных мод  $\gamma_i = 5 \cdot 10^{-3}\omega_0$ , константа экситон-фотонного взаимодействия  $g_k \approx 14.3 \cdot 10^{-3}\omega_0$ , энергетический интервал между модами  $\Delta = 14.3 \cdot 10^{-3}\omega_0$ . Константа для экситон-экситонного взаимодействия  $U = 12.86 \cdot 10^{-6}\omega_0$  (что соответствует типичным величинам для полупроводниковых структур: например, для микрорезонаторов на основе нитридов, энергия экситона  $\omega_0 = 3.5$  эВ, тогда  $U = 45$  мкэВ [6]).

На рисунке 2 показаны зависимости населенности поляритонных мод в мезорезонаторе от накачки для двух разных длительностей накачки:  $t\omega_0 = 2 \cdot 10^4$  (рис. 2а) и  $t\omega_0 = 5 \cdot 10^6$  (рис. 2б). Для обоих случаев в момент включения накачки заселенности всех поляритонных уровней были равны нулю и в конце периода наблюдения населенность уровней выходила на стабильные значения.

Для обеих длительностей накачки система демонстрирует гистерезис в зависимости населенности поляритонных мод от накачки, однако для случая, изображенного на рис. 2а, петля гистерезиса демонстрирует сложную структуру. Поскольку вид петли гистерезиса зависит от времени накачки, необходимо рассмотреть временную динамику населенности поляритонных уровней.

На рисунке 3 показана зависимость населенности поляритонных мод от времени при ступенчатом изменении накачки: накачка с интенсивностью  $I/\omega_0 = 3.001$  включается в момент времени 0, и затем падает до  $I/\omega_0 = 2.167$  в момент времени  $t\omega_0 = 4 \cdot 10^5$ .

В начальный момент времени населенности поляритонных уровней равны нулю. При включении накачки с интенсивностью  $\frac{I}{\omega_0} = 3.001$  (что соответствует переходу с нижней на верхнюю ветку гистерезиса, см. рис. 2б), населенность устанавливается на квазистационарном уровне, соответствующем нижней ветке гистерезиса, в течение некоторого времени находится на этом уровне, после чего скачком переходит в стационарное состояние, соответствующее верхней ветке гистерезиса, где может находиться неограниченно долго. В момент времени  $4 \cdot 10^5 t\omega_0$  накачка снижается до уровня  $\frac{I}{\omega_0} = 2.167$ , соответствующего переходу с верхней ветки гистерезиса на нижнюю. При этом видно, что населенность переходит со стационарного состояния, соответствующего накачке  $\frac{I}{\omega_0} = 3.00$ , в квазистационарное состояние и находится на этом уровне некоторое время. После чего населенность скачком переходит в стационарное состояние, соответствующее нижней ветке гистерезиса.

На рисунке 4 показана зависимость длительности пребывания системы в квазистационарном состоянии от интенсивности накачки. Можно видеть, когда ин-

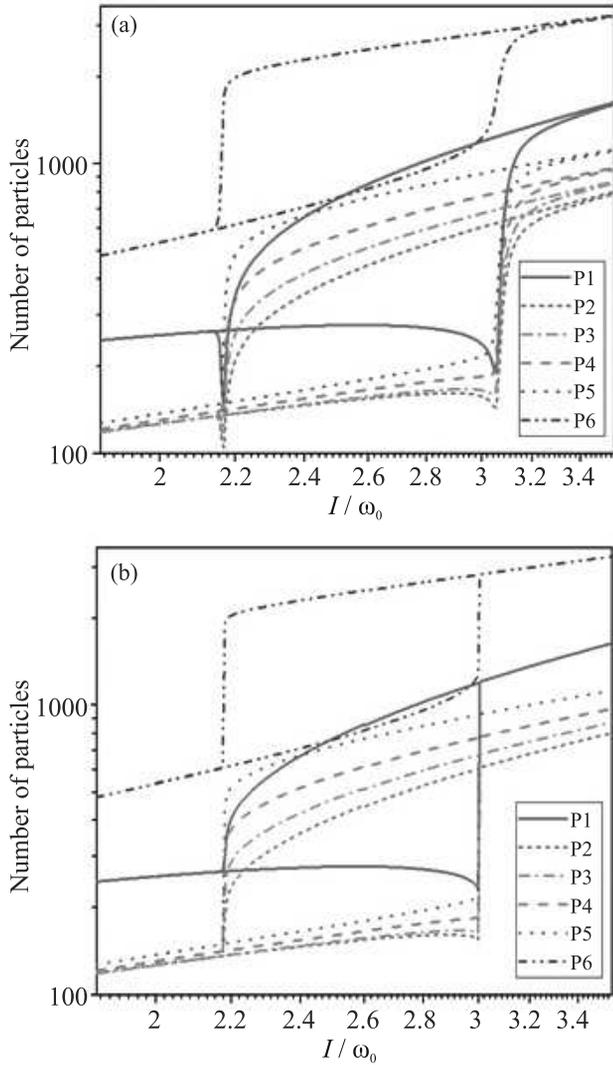


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость населенности поляритонных мод от накачки. (a) – Длительность накачки  $t\omega_0 = 2 \cdot 10^4$ . (b) – Длительность накачки  $t\omega_0 = 5 \cdot 10^6$  больше, чем время выхода населенности на постоянный уровень. Для поляритонных мод с энергией ниже энергии экситона наблюдаются аномальные петли гистерезиса с немонотонной зависимостью населенности от накачки

тенсивность накачки не превышает порогового значения  $I/\omega_0 = 3.0$ , система не переходит в верхнее стационарное состояние. При превышении порогового значения накачки, система переходит в верхнее состояние через квазистационарное состояние, причем длительность пребывания в квазистационарном состоянии стремится к бесконечности, когда накачка стремится к пороговому значению справа, и с дальнейшим увеличением накачки начинает быстро падать. С учетом того, что для полупроводниковых систем энергия экситона составляет единицы электрон-

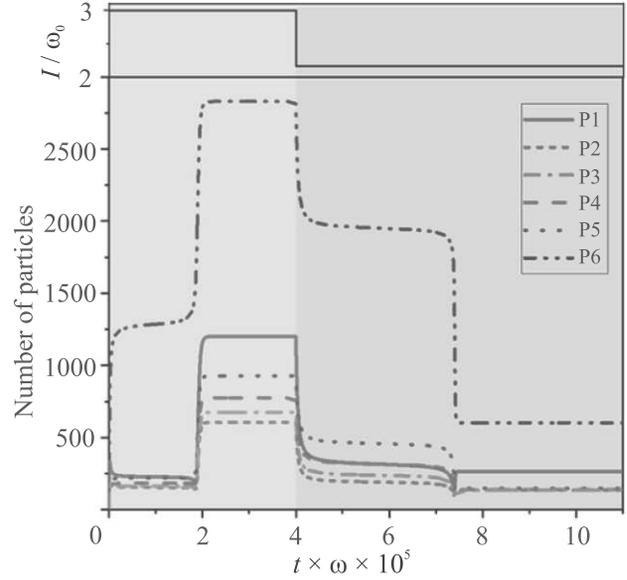


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость населенности поляритонных мод от времени при постоянной накачке  $\frac{I}{\omega_0} = 3.001$  в период времени от 0 до  $4 \cdot 10^5 t\omega_0$  и  $\frac{I}{\omega_0} = 2.167$  в период времени от  $4 \cdot 10^5 t\omega_0$  до  $1.2 \cdot 10^6 t\omega_0$ . Сверху вставка, показывающая зависимость накачки от времени

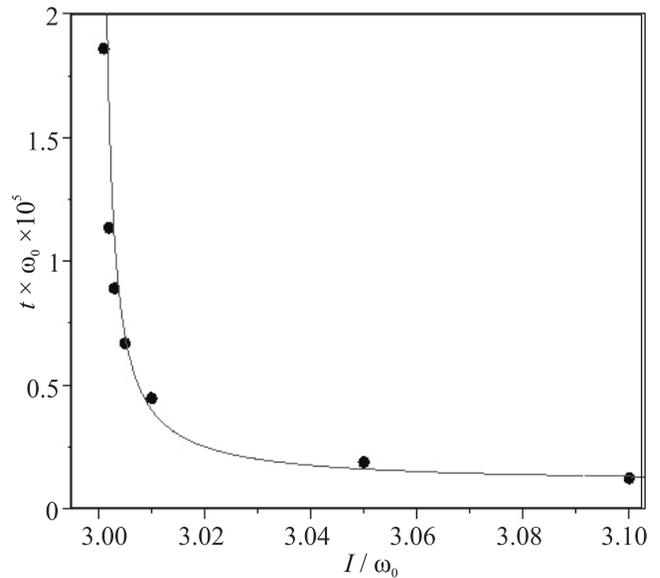


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость времени нахождения системы в квазистационарном состоянии от накачки для поляритонной моды P1. Сплошной линией показана зависимость  $t\omega_0 = \frac{300}{\frac{I}{\omega_0} - 3} + 10^4$

Вольт, характерные времена переключения системы находятся в пикосекундном диапазоне. Зависимости населенности от времени и накачки, продемонстрированные на рис. 2 и 3, показывают, что при введе-

нии в систему обратной связи, мезорезонаторы могут быть использованы для создания логических элементов и генераторов импульсов и их последовательностей.

**4. Заключение.** Рассмотрено взаимодействие оптических мод мезорезонатора с экситоном. Выявлено, что в области гистерезиса возможно появление дополнительного квазистационарного состояния, длительность нахождения в котором для системы зависит от величины накачки. Переходы между стационарными состояниями через квазистационарное состояние могут использоваться для создания логических схем и генераторов высокой частоты на основе поляритонов.

Авторы выражают благодарность Российскому научному фонду (проект # 21-12-00304).

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Akarawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**(23), 3314 (1992).
2. R. Houdré, C. Weisbuch, R.P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, and M. Ilegems, *Phys. Rev. Lett.* **73**(15), 2043 (1994).
3. J.D. Berger, O. Lynges, H.M. Gibbs, G. Khitrova, T.R. Nelson, E.K. Lindmark, A.V. Kavokine, M.A. Kaliteevski, and V.V. Zapasskii, *Phys. Rev. B* **54**(3), 1975 (1996).
4. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymanska, R. Andre, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud, and Le Si Dang, *Nature* **443**(7110), 409 (2006).
5. S. Christopoulos, G. Baldassarri Höger von Högersthal, A.J.D. Grundy, P.G. Lagoudakis, A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Christmann, R. Butté, E. Feltn, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 126405 (2007).
6. A. Baas, J. Ph. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, *Phys. Rev. A* **69**, 023809 (2004).
7. A. Tredicucci, Y. Chen, V. Pellegrini, M. Börger, and F. Bassani, *Phys. Rev. A* **54**, 3493 (1996).
8. I.G. Savenko, I.A. Shelykh, and M.A. Kaliteevski, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 027401 (2011).
9. H. Flayac, G. Pavlovic, M.A. Kaliteevski, and I.A. Shelykh, *Phys. Rev. B* **85**, 075312 (2012).
10. А. А. Деменев, С. С. Гаврилов, А. С. Бричкин, А. В. Ларионов, В. Д. Кулаковский, *Письма в ЖЭТФ* **100**(8), 583 (2014).
11. А. А. Деменев, С. С. Гаврилов, В. Д. Кулаковский, *Письма в ЖЭТФ* **95**(1), 42 (2012).
12. С. С. Гаврилов, А. С. Бричкин, А. А. Дородный, С. Г. Тиходеев, Н. А. Гиппиус, В. Д. Кулаковский, *Письма в ЖЭТФ* **92**(3), 194 (2010).
13. A. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, and F.P. Laussy, *Microcavities (Semiconductor Science and Technology)*, Oxford University, Oxford (2007).
14. E. K. Lindmark, T. R. Nelson, H. M. Gibbs, G. Khitrova, A. V. Kavokine, and M. A. Kaliteevski, *Opt. Lett.* **21**, 994 (1996).
15. A. Armitage, M.S. Skolnick, V.N. Astratov, D.M. Whittaker, G. Panzarini, L.C. Andreani, T.A. Fisher, J.S. Roberts, A.V. Kavokin, M.A. Kaliteevski, and M.R. Vladimirova, *Phys. Rev. B* **57**(23), 14877 (1998).
16. G. Pozina, C. Hemmingsson, A.V. Belonovski, I.V. Levitskii, M.I. Mitrofanov, E.I. Girshova, K.A. Ivanov, S.N. Rodin, K.M. Morozov, V.P. Evtikhiev, and M.A. Kaliteevski, *Phys. Status Solidi A* **217**, 1900894 (2019).
17. A.V. Belonovski, I.V. Levitskii, K.M. Morozov, G. Pozina, and M.A. Kaliteevski, *Opt. Express* **28**(9), 12688 (2020).
18. A.V. Belonovski, K.M. Morozov, E.I. Girshova, G. Pozina, and M.A. Kaliteevski, *Opt. Express* **29**(13), 20724 (2021).
19. T.C.H. Liew, A.V. Kavokin, T. Ostatnickiy, M. Kaliteevski, I.A. Shelykh, and R.A. Abram, *Phys. Rev. B* **82**, 033302 (2010).
20. E.B. Magnusson, I.G. Savenko, and I.A. Shelykh, *Phys. Rev. B* **84**, 195308 (2011).
21. W.J. Firth and A.J. Scroggie, *Semiconductor Science and Technology* **10**, 1623 (1996).
22. R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Clarendon Press, Oxford (1973), p. 184.
23. F.P. Laussy, M.M. Glazov, A. Kavokin, D.M. Whittaker, and M. Guillaume, *Phys. Rev. B* **73**(11), 115343 (2006).
24. J.P. Reithmaier, *Semicond. Sci. Technol.* **23**(12), 123001 (2008).
25. F.P. Laussy, E. del Valle, and C. Tejedor, *Phys. Rev. B* **79**, 235325 (2009).
26. С. С. Гаврилов, *УФН* **190**(2), 137 (2020).
27. G. Savenko, I.A. Shelykh, and M.A. Kaliteevski, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 027401 (2011).
28. M. Amthor, T.C.H. Liew, C. Metzger, S. Brodbeck, L. Worschech, M. Kamp, I.A. Shelykh, A.V. Kavokin, C. Schneider, and S. Höfling, *Phys. Rev. B* **91**, 081404 (2015).
29. M.A. Kaliteevski, K.A. Ivanov, G. Pozina, and A.J. Gallant, *Sci. Rep.* **4**, 5444 (2014).
30. S.S. Demirchyan, T.A. Khudaiberganov, I.Y. Chestnov, and A.P. Alodzants, *Journal of Optical Technology* **84**(2), 75(2017).