

Р. М. АРХИПОВ, М. В. АРХИПОВ, В. С. ЕГОРОВ, И. А. ЧЕХОНИН,
М. А. ЧЕХОНИН, С. Н. БАГАЕВ

ЭФФЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЛЯРИТОННЫХ МОД ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩИМ ВЕЩЕСТВОМ БЕЗ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Исследуются свойства мод оптического резонатора с резонансно-поглощающим веществом в рамках одномодовой и многомодовой полуклассических моделей взаимодействия света с веществом. В режиме сильной связи поля и вещества вблизи линии поглощения возникают поляритонные моды, свойства которых сильно зависят от соотношения параметров резонатора и среды. Показано, что моды оптического резонатора приобретают новые интересные свойства. Предложен и теоретически исследован способ возбуждения поляритонных мод.

Ключевые слова: оптический резонатор, поляритонные моды, сильная связь.

Оптический резонатор с резонансно-поглощающим веществом. Размещение поглощающего вещества в оптическом резонаторе на первый взгляд лишено смысла. Поглощение увеличивает скорость затухания поля, которое имеет место вследствие потерь (выход излучения через зеркала), и ухудшает свойства резонатора. Однако кажущаяся простой ситуация значительно усложняется, если принять во внимание когерентность поляризации резонансной поглощающей среды.

Поведение такой системы зависит от соотношения между „кооперативным“ временем среды, временем релаксации среды и временем жизни излучения в резонаторе: если „кооперативное“ время среды больше, чем время релаксации поляризации среды и затухания поля в резонаторе, то энергия, передаваемая полем веществу, не может вернуться обратно к полю (режим *слабой связи*). Наоборот, если „кооперативное“ время среды меньше или сравнимо с временем релаксации поляризации вещества и временем затухания поля в резонаторе, то возможен сложный нестационарный процесс обмена энергией между полем и средой. Поле будет многократно поглощаться, а затем излучаться средой обратно (режим *сильной связи*). Таким образом, оказывается, что свойства резонатора с поглощающим веществом в значительной степени зависят от соотношения параметров резонатора и среды. Оптический резонатор приобретает новые свойства. В настоящей статье изучаются особенности изменения излучения и резонансно-поглощающего вещества в оптическом резонаторе в этих условиях.

Аналитически свойства такой системы исследованы в рамках локальной одномодовой полуклассической модели, которая описывается системой уравнений Максвелла — Блоха [1—3]:

$$\frac{d^2}{dt^2} E + \frac{1}{\tau} \frac{dE}{dt} + \omega_r^2 E = -4\pi \frac{d^2}{dt^2} P; \quad (1)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} P + \frac{2}{T_2} \frac{dP}{dt} + \omega_{12}^2 E = \frac{2\omega_{12}d_{12}^2}{\hbar} E(t)N(t); \quad (2)$$

$$\frac{dN}{dt} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) = -\frac{2}{\hbar\omega_{12}} E(t) \frac{dP}{dt}, \quad (3)$$

где $E(t)$ — напряженность электрического поля в резонаторе, $P(t)$ — поляризация вещества, $N(t)$ — разность населенностей, τ — время жизни излучения в резонаторе, ω_r — частота резонатора, ω_{12} — частота резонансного перехода вещества, T_1 — время релаксации разности населенностей, T_2 — время релаксации поляризации, d_{12} — дипольный момент перехода, N_0 — разность населенностей при отсутствии электрического поля, \hbar — постоянная Планка.

Для случая когда значение $E(t)$ мало и изменением $N(t)$ можно пренебречь ($N = N_0$), получены аналитические выражения, характеризующие свойства мод резонатора. Выражение для собственных частот Ω_{\pm} -поляритонных мод системы „поле + вещество“ имеет вид [3]

$$\Omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(\omega_r + \omega_{12}) + \left(\frac{1}{2\tau} + \frac{1}{T_2} \right) i \pm \sqrt{(\omega_r - \omega_{12})^2 + 4\omega_{\text{coop}}^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right)^2} + (\omega_r - \omega_{12}) \left(\frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right) i \right]. \quad (4)$$

При $\omega_r = \omega_{12}$ выражение (4) упрощается:

$$\Omega_{\pm} = \omega_{12} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\tau} + \frac{1}{T_2} \right) i \pm \frac{1}{2} \sqrt{4\omega_{\text{coop}}^2 - \left(\frac{1}{2\tau} - \frac{1}{T_2} \right)^2}.$$

Здесь ω_{coop} — „кооперативная“ частота среды [3—7]:

$$\omega_{\text{coop}} = \sqrt{2\pi\omega_{12} \frac{d_{12}^2}{\hbar} N_0}.$$

Если $\omega_{\text{coop}} \geq \frac{1}{4} \left| \frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right|$, то вместо одной частоты продольной моды резонатора возникнут два нормальных колебания с близкими частотами. Данное неравенство определяет условие сильной связи между полем и веществом в резонаторе [3—7].

Интересно, что время жизни моды в резонаторе без вещества отличается от времени жизни моды в заполненном резонаторе в режиме сильной связи, когда скорость затухания моды определяется выражением

$$\text{Im}(\Omega_{\pm}) = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau} + \frac{2}{T_2} \right).$$

При $T_2 \ll \tau$ скорость затухания моды определяется временем $2T_2$. Наоборот, когда $T_2 \gg \tau$, скорость затухания моды определяется временем 4τ , что в 2 раза больше соответствующего времени для резонатора без вещества. Отметим, что факт увеличения времени жизни поляритонной моды до 2 раз справедлив и для сильных полей, когда нельзя пренебречь изменением разности населенностей [3]. Это подтверждается численным решением системы уравнений Максвелла — Блоха (1)—(3) [3].

Возбуждение поляритонных мод с помощью излучения лазера с периодической модуляцией фазы. Рассмотренная одномодовая модель может быть применена к активно изучаемым в последние годы микрорезонаторам, содержащим поглощающие центры (квантовые ямы и точки) в режиме сильной связи между полем и веществом [4, 5, 8—11]. При накачке ультракоротким лазерным импульсом такая система представляет собой устройство нового типа — поляритонный лазер, который излучает когерентный свет без инверсии населенностей и существенно отличается по свойствам от обычного лазера [4, 5, 8—11].

Авторами предложен эффективный *неадиабатический* способ накачки поляритонных лазеров (поляритонных мод) с помощью излучения, обладающего фазовой синхронизацией мод (FM mode-locking) [3]. Электрическое поле накачки при этом описывается выражением

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_{12}t + \Delta_0 t + \Theta \sin(f_M t)), \quad (5)$$

где E_0 — амплитуда поля, Δ_0 — коэффициент отклонения частоты накачки, Θ — амплитуда фазовой модуляции, f_M — частота модуляции.

Мгновенное отклонение частоты изменения величины $E(t)$ от частоты атомного перехода определяется как

$$\Delta(t) \equiv \omega(t) - \omega_{12} = \Delta_0(1 + m \cos(f_M t)), \quad m \equiv \frac{\Theta f_M}{\Delta_0}.$$

Такое поле имеет широкий линейчатый эквидистантный спектр с межмодовым интервалом f_M . Предлагаемый метод особенно эффективен при совпадении каких-либо двух частот накачки с поляритонными частотами. Метод позволяет использовать энергию *всех мод излучения лазера накачки*.

Пример численного решения системы уравнений (1)—(3) при FM-накачке (см. выражение (5)) представлен на рис. 1 и 2 для следующих параметров системы: $T_1 = T_2 = 20$ нс, $d_{12} = 6,3 \cdot 10^{-18}$ ед. СГСЭ, $N_0 = 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $\omega_{\text{соор}} = 3,76 \cdot 10^{10}$ рад/с, $\tau = 100$ нс, $E_0 = 21$ ед. СГСЭ, $f_M = 2\omega_{\text{соор}}$, $m = 0,99$, $\Delta_0 = 2035\omega_{\text{соор}}$. Решения имеют следующие особенности. Динамика разности населенностей $N(t)$ (см. рис. 1) имеет неадиабатический характер (резкие скачки), что выражается в появлении „ступенек“ на кривой $N(t)$ (некоторые из них выделены). Это происходит при $\Delta(t) \approx 0$. Генерация поляритонных мод ($I(t) = |E(t)|^2$) происходит без инверсии населенностей. Приведенная на рис. 2 картина спектра ($S(\omega)$) показывает, что интенсивность поляритонных мод (сплошные линии) оказывается выше интенсивности отдельных компонентов возбуждающего излучения (штриховые линии).

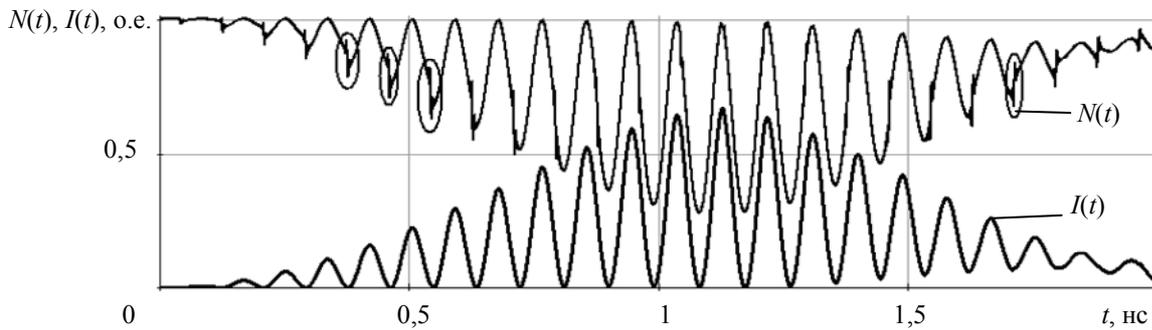


Рис. 1

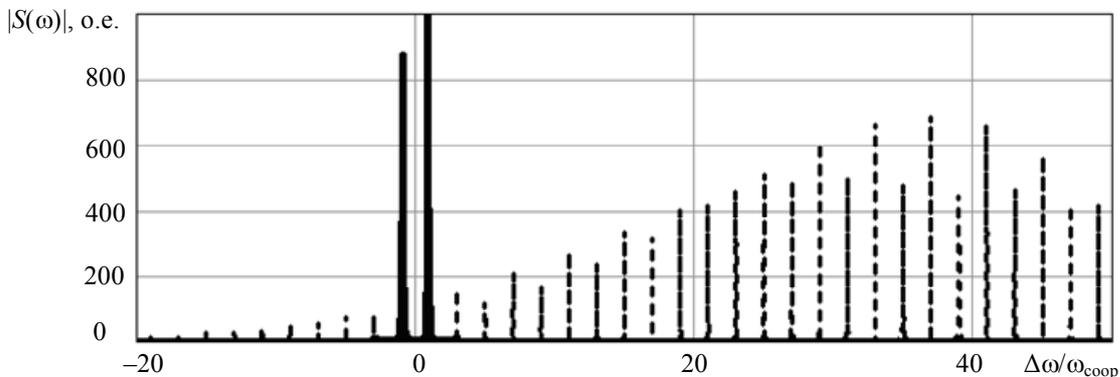


Рис. 2

На рис. 3 приведена зависимость отношения (Z) энергии генерации поляритонных мод в FM- и AM-режимах от длительности (τ) FM-импульса накачки при фиксированных значениях

энергии накачки W . Длительность АМ-импульса накачки 200 фс. Отклонение центра спектра ультракороткого импульса накачки от частоты резонанса среды составляет 5,07 нм.

Согласно расчетам при FM-способе накачки эффективность возбуждения поляритонного лазера возрастает в 10^6 — 10^{12} раз.

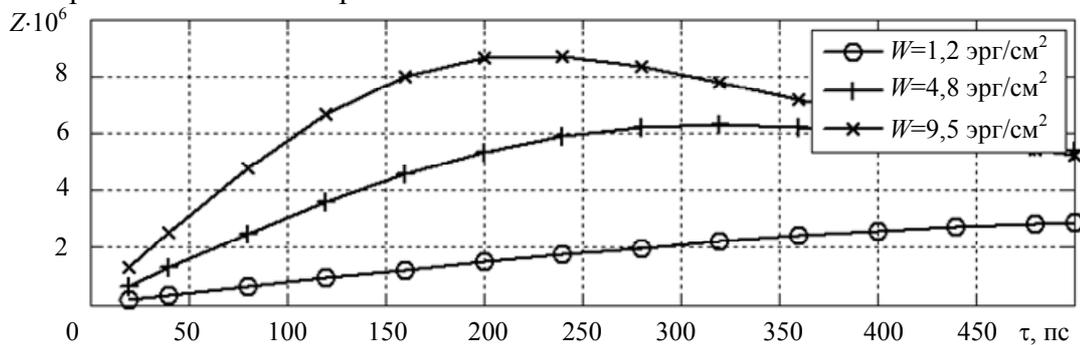


Рис. 3

Исследованный эффект позволяет использовать лазерные диоды малой мощности для накачки оптоинформационных поляритонных лазеров.

Многомодовая распределенная модель резонатора с резонансно-поглощающим веществом. В рассмотренной одномодовой модели не учитываются эффекты межмодового взаимодействия в многомодовых системах и эффекты, возникающие при распространении света в протяженной среде. Кроме того, резонатор с поглощающей средой может содержать усиливающую среду. В этом случае необходимо использовать распределенную (многомодовую) модель, при построении которой учитываются многомодовый режим генерации, процессы межмодовой конкуренции, режимы самосинхронизации мод и др., а также использовать общую систему уравнений, учитывающую эффекты распространения света в протяженных средах.

Такая модель была построена авторами для кольцевого лазера [12]. Лежащая в основе распределенной модели система уравнений для медленно меняющихся синфазной (A) и квадратурной (B) амплитуд электрического поля, поляризаций P_c и P_s и разности населенностей $\Delta\rho$ имеет следующий вид [1, 2, 12]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_c(t) &= -\frac{P_c}{T_2} - \Delta\omega P_s(t) - \frac{d_{12}}{2\hbar} \Delta\rho(t) B(t); \\ \frac{d}{dt} P_s(t) &= -\frac{P_s}{T_2} + \Delta\omega P_c(t) + \frac{d_{12}}{2\hbar} \Delta\rho(t) A(t); \\ \frac{d}{dt} \Delta\rho &= -\frac{\Delta\rho - \Delta\rho_0}{T_1} - \frac{2d_{12}}{\hbar} (A(t)P_s(t) - B(t)P_c(t)); \\ \frac{\partial A(z,t)}{\partial t} + c \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} &= -4\pi\omega d_{12} N_0 P_s(z,t); \\ \frac{\partial B(z,t)}{\partial t} + c \frac{\partial B(z,t)}{\partial z} &= 4\pi\omega d_{12} N_0 P_c(z,t), \end{aligned}$$

где $\Delta\rho_0$ — равновесная разность населенностей, N_0 — концентрация вещества, c — скорость света.

Численные расчеты проводились в целях исследования времени жизни излучения на частотах вблизи линии поглощения и для моделирования причин появления эффекта „конденсации“ спектра. Эффект заключается в возникновении сильного излучения вблизи линий поглощения в спектре широкополосного лазера [6, 7]. Несмотря на большое число экспериментальных исследований и теоретических объяснений, до сих пор нет четкой ясности о

доминирующих механизмах возникновения эффекта. В работах [6, 7] для объяснения этого эффекта указывалось на необходимость учета когерентного характера взаимодействия света и вещества, а также наличия режима сильной связи.

Проведенные численные расчеты с использованием распределенной модели лазера показали, что эффект „конденсации“ спектра возникает, когда реализуется режим когерентного взаимодействия света и вещества при значениях параметров T_1 , T_2 , d_{12} , N_0 , близких к реализуемым в реальном эксперименте. Результаты расчета представлены на рис. 4, где показана временная эволюция спектра генерации ($\omega_{\text{соор}} = 4,5 \cdot 10^{10}$ рад/с, $T_2 = 5$ нс, длина резонатора 3 см). Линия поглощения смещена относительно максимума спектра усиления активной среды на -100 ГГц.

Таким образом, гипотеза о когерентном характере взаимодействия света и вещества, как одна из причин возникновения эффекта „конденсации“ спектра, получила еще одно теоретическое подтверждение.

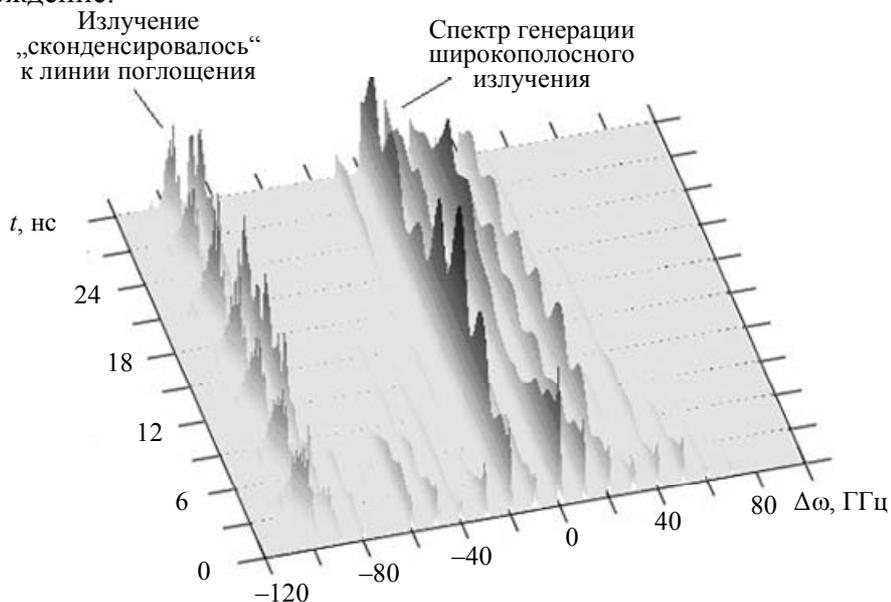


Рис. 4

Результаты расчетов на основе распределенной модели показали также, что время жизни мод, находящихся вблизи линии поглощения вещества в резонаторе в режиме сильной связи, оказывается больше времени жизни излучения в резонаторе без вещества и времени жизни излучения в режиме слабой связи. Также наблюдается перекачка энергии от мод, располагающихся вдали от линии поглощения, в поляритонные моды, располагающиеся вблизи линии поглощения. Перечисленные факторы могут служить объяснением причин возникновения эффекта „конденсации“ спектра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яриш А. Квантовая электроника. М.: Сов. Радио, 1980.
2. Стейнфелд Дж. Лазерная и когерентная спектроскопия. М.: Мир, 1982.
3. Архипов Р. М., Егоров В. С., Чехонин И. А. Неадиабатические явления в оптоинформационных поляритонных лазерах // Науч.-техн. вестн. СПбГУ ИТМО. 2009. № 4(62). С. 53—59.
4. Brehier A., Parashkov R., Lauret J. S., Deleporte E. Strong exciton-photon coupling in a microcavity containing layered perovskite semiconductors // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89, N 171110. P. 89—91.
5. Tawara T., Gotoh H., Akasaka T. Control of exciton-photon coupling in GaN-based microcavities // NTT Techn. Rev. 2005. Vol. 3, N 12. P. 27—35.

6. Васильев В. В., Егоров В. С., Чехонин И. А. Параметрическое возбуждение кооперативных эффектов в опытах по внутррезонаторной спектроскопии // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 58, № 4. С. 944—946.
7. Багаев С. Н., Егоров В. С., Морошкин П. В., Федоров А. Н., Чехонин И. А. Усиление и генерация в двухуровневых оптически плотных резонансных средах без инверсии заселенностей на основе кооперативных явлений при взаимодействии света и вещества // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 86, № 6. С. 912—917.
8. Klimov V. I. Nanocrystal quantum dots. From fundamental photophysics to multicolor lasing // Los Alamos Sci. 2003. N 28. P. 214—220.
9. Saba M., Kundermann S., Ciuti C., Guillet T., Staehli J. L., Deveaud B. Polariton amplification in semiconductor microcavities // Phys. Stat. Sol. B. 2003. Vol. 238, N 3. P. 432—438.
10. Bajoni D., Wertz E., Senellart P., Miard A., Semenova E., Lemaître A., Sagnes I., Bouchoule S., Bloch J. Excitonic polaritons in semiconductor micropillars // Acta Physica Polonica A. 2008. Vol. 114. P. 933—943.
11. Kasprzak J., Richard M., André R., Le Si Dang. Bose — Einstein condensation in semiconductors: myth or reality? // J. of the European Optical Society. 2008. Vol. 3, N 08023. P. 08023-1—08023-3.
12. Архипов Р. М., Егоров В. С., Чехонин И. А., Чехонин М. А., Багаев С. Н. Свойства мод оптического резонатора с резонансно-поглощающим веществом // Тр. VI Междунар. конф. „Фундаментальные проблемы оптики – 2010“. СПб. С. 112—115.

Сведения об авторах

- Ростислав Михайлович Архипов** — аспирант; Санкт-Петербургский государственный университет, кафедра оптики; E-mail: arhipm@mail.wplus.net
- Михаил Викторович Архипов** — канд. физ.-мат наук; Санкт-Петербургский государственный университет, кафедра оптики; E-mail: arhipm@mail.wplus.net
- Валентин Семенович Егоров** — д-р физ.-мат наук, профессор; Санкт-Петербургский государственный университет, кафедра оптики; E-mail: valentin_egorov@mail.ru
- Игорь Анатольевич Чехонин** — канд. физ.-мат наук; Санкт-Петербургский государственный университет, кафедра оптики; E-mail: chekhonin@mail.ru
- Михаил Анатольевич Чехонин** — Санкт-Петербургский государственный университет, кафедра оптики; науч. сотрудник; E-mail: chekhonin@mail.ru
- Сергей Николаевич Багаев** — д-р физ.-мат наук, профессор; Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, Новосибирск; академик РАН, директор; E-mail: bagayev@laser.nsc.ru

Рекомендована кафедрой оптики СПбГУ

Поступила в редакцию
07.02.11 г.