

Асимметричная генерация в сверхизлучающем лазере с симметричным низкодобротным резонатором

© Вл.В. Кочаровский¹, В.А. Кукушкин¹, С.В. Тарасов¹, Е.Р. Кочаровская^{1,¶}, В.В. Кочаровский^{1,2}

¹ Институт прикладной физики Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Техасский А&М университет, 77843 Колледж Стейшен, США

¶ E-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2019 г.

Принята к публикации 29 апреля 2019 г.

На основе численного решения уравнений Максвелла–Блоха для одномерной двухуровневой модели сверхизлучающего лазера с симметричным резонатором, в котором время жизни фотонов меньше времени некогерентной релаксации оптических дипольных колебаний активных центров, выявлена возможность самопроизвольного установления несимметричной генерации встречных волн при непрерывной однородной накачке активной среды. Показано, что обнаруженное явление нарушения симметрии пространственных профилей встречных волн электромагнитного поля, а также поляризации и инверсии населенностей уровней активной среды в рассматриваемом случае небольшого неоднородного уширения спектральной линии ее рабочего перехода происходит благодаря создаваемой этими волнами асимметричной полуволновой нелинейной решетки инверсии населенностей энергетических уровней.

Ключевые слова: сверхизлучающий полупроводниковый лазер, асимметричная генерация.

DOI: 10.21883/FTP.2019.10.48284.30

1. Введение

В обычных лазерах с симметричными высокодобротными резонаторами Фабри–Перо (в том числе комбинированными с распределенной обратной связью встречных волн), где время жизни фотонов T_E велико по сравнению с временем жизни поляризации (оптических дипольных колебаний) активных центров T_2 , стационарной (одномодовой) генерации отвечает симметричное распределение поля. В этом случае решетка инверсии населенностей уровней рабочего перехода, образованная встречными волнами электромагнитного поля, поляризация активной среды, слабо влияет на структуру моды и приводит лишь к небольшой дополнительной неоднородности поля вдоль оси резонатора z , не нарушая симметрии встречных волн при однородном или, общее, симметричном распределении активной среды и накачки, инвертирующей населенности ее рабочих уровней. Для нестационарной, в том числе многомодовой, генерации распределения поля в отдельных модах и полного поля в среднем обычно тоже являются симметричными, если не обеспечено специальное фазирование мод, например, методами пассивной или активной синхронизации, приводящей к формированию бегающего по резонатору импульса поля (см. [1–8]).

Однако, согласно [9], в сверхизлучающих лазерах с низкодобротными симметричными резонаторами (рис. 1), где время жизни фотонов мало по сравнению с временем жизни поляризации активных центров, $T_E < T_2$, для установившегося режима генерации с непрерывной накачкой в широком интервале значений,

включая окрестность порога нестационарной генерации, типичным является самопроизвольное нарушение симметрии встречных волн. Подобное явление ожидается и в квазистационарном, и в автомодуляционном, и в импульсном установившихся режимах. В принципе оно возможно в различных, в том числе в полупроводниковых, лазерах с не слишком сильным неоднородным уширением спектральной линии активных центров, роль

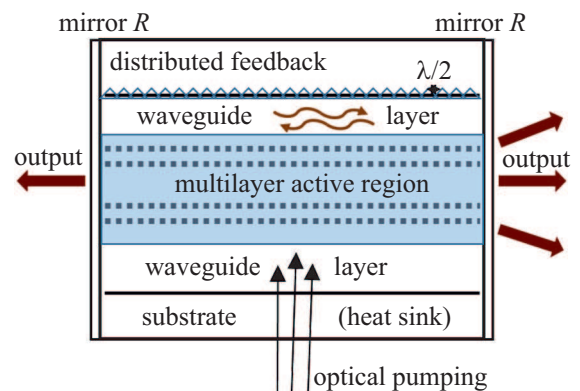


Рис. 1. Схема сверхизлучающего латерального (излучающего с торцов) лазера на основе гетероструктуры с многослойной активной областью квантовых точек (экситонов), помещенной между двумя волноведущими диэлектрическими слоями; низкодобротный комбинированный резонатор Фабри–Перо сформирован этими обкладочными слоями, торцевыми зеркалами с одинаковыми коэффициентами отражения R и латеральной полуволновой (с периодом $\lambda/2$) брэгговской структурой, обеспечивающей распределенную обратную связь встречных волн и селекцию сверхизлучательных мод.

которых могут играть, скажем, примеси, экситоны или даже электроны и дырки в сильно замагниченных квантовых ямах (см., например, [10–21]).

Наиболее ярким предсказываемое явление, связанное с создаваемой биениями встречных волн решеткой инверсии населенностей уровней рабочего перехода, ожидается для плотных активных сред со слабым неоднородным уширением спектральной линии, много меньшим спектральной ширины мод резонатора $2/T_E$ и так называемой кооперативной частоты инвертированной двухуровневой среды лазера

$$\nu_c = \sqrt{\frac{2\pi d^2 \omega_{21} N_0 \tilde{\Gamma}}{\epsilon_0 \hbar}},$$

где d — дипольный момент активных центров на частоте рабочего перехода ω_{21} , N_0 — концентрация активных центров, в которых создается инверсия населенностей между двумя энергетическими уровнями. Усредненный фактор заполнения $\tilde{\Gamma} \leq 1$ учитывает возможное отличие профиля моды от профиля концентрации активных центров [22–24], ϵ_0 — средняя (по резонатору и по частотам генерации) диэлектрическая проницаемость матрицы активной среды, \hbar — постоянная Планка.

Для подобных сред при условии $\nu_c > 1/T_2$ в сверхизлучающих лазерах с симметричными низкодобротными резонаторами (как чистыми резонаторами Фабри–Перо, так и комбинированными с распределенной обратной связью встречных волн, см. рис. 1) при определенном превышении порога генерации решетка инверсии населенностей оказывается достаточно глубокой и способна кардинально изменить пространственное распределение поля, в том числе сделать его сильно несимметричным, так что интенсивности излучения лазера через правый и левый торцы будут значительно различаться [9]. Естественно, для реализации такой самосогласованной полуволновой решетки инверсии населенностей генерация должна быть близка к квазистационарной „одномодовой“, т.е. обеспечивать преимущественное поддержание какой-то одной пространственной структуры поля и поляризации, не меняющейся во времени слишком быстро. Очевидно, при очень высоком уровне накачки в условиях сильно нестационарной многомодовой генерации решетка инверсии населенностей будет сильно нерегулярной, квазихаотической, а следовательно, асимметрия излучения из симметричного резонатора будет незначительной или совсем пропадет.

В любом случае решетка инверсии населенностей в низкодобротном резонаторе типа Фабри–Перо является существенно неоднородной, поскольку формируется неоднородными полями встречных волн лазера. Процесс установления указанной решетки в плотной среде активных центров в условиях квантовых когерентных осцилляций Раби, как и установления всей лазерной генерации, зависит от начальных условий и может сопровождаться высвечиванием импульсов сверхизлучения и

включать длительный начальный этап сильно нестационарной эволюции поля, поляризации и инверсии населенностей уровней активной среды. В установившемся режиме генерации решетка инверсии населенностей может оказаться значительно смещенной к одному из торцов лазера, согласованно и несимметрично меняя усиление и брэгговское переотражение встречных волн, а в итоге — устанавливающиеся профили амплитуд волн и излучение из противоположных торцов. При этом пространственные структуры поля, поляризации, инверсии населенностей и ее решетки могут испытывать регулярные или нерегулярные осцилляции из-за непрерывно меняющейся когерентной модуляции свойств активной среды и, в частности, решетки инверсии населенностей под действием генерируемого поля.

Настоящая работа посвящена моделированию подобных переходных процессов и установившейся несимметричной лазерной генерации с учетом самосогласованной решетки инверсии населенностей активной среды с пренебрежимо малым неоднородным уширением спектральной линии рабочего перехода. Расчеты проводились путем численного решения укороченных уравнений Максвелла–Блоха для одномерной двухуровневой модели активной среды с однородной непрерывной накачкой (см. разд. 2). Целью было установление условий реализации и выявление характерных особенностей рассматриваемого явления, а также его качественных отличий от явлений сверхизлучательного фазового перехода Дике и генерации поляритонного лазера, для которых спонтанное нарушение симметрии не является типичным (ср., например, [25–33]). Было показано, что асимметричные распределения поля и поляризации однородной активной среды обязаны нелинейно-волновым коллективным эффектам и не могут быть представлены как результат суперпозиции симметричных „холодных“ или „горячих“ мод лазерного резонатора, которые кратко рассмотрены в разд. 3. В качестве обоснования сказанного в статье рассмотрены и проанализированы два примера асимметричной генерации одной и той же активной среды в сверхизлучающем лазере с симметричным низкодобротным резонатором — Фабри–Перо (разд. 4) и комбинированным (с распределенной обратной связью встречных волн, разд. 5). Разд. 6 содержит заключительные замечания.

2. Уравнения Максвелла–Блоха для одномерной двухуровневой модели сверхизлучающего лазера с однородным уширением спектральной линии

В общем случае комбинированного резонатора рассматриваемые одномерные лазеры с однородно уширенной двухуровневой средой описываются нелинейной системой уравнений Максвелла–Блоха [9,34,35] для комплексных амплитуд встречных волн поля E и поляриза-

ции P (укороченных с использованием частоты брэгговского резонанса ω_0 и соответствующего волнового числа $k_0 = \omega_0 \sqrt{\varepsilon_0}/c$, c — скорость света в вакууме),

$$E = \text{Re}[(A_+(z, t)e^{ik_0z} + A_-(z, t)e^{-ik_0z})e^{-i\omega_0 t}],$$

$$P = \text{Re}[(P_+(z, t)e^{ik_0z} + P_-(z, t)e^{-ik_0z})e^{-i\omega_0 t}], \quad (1)$$

и связанных с ними двух компонент плотности инверсии населенностей уровней

$$N = \{n + \text{Im}[n_z e^{2ik_0z}]\} N_0 \quad (2)$$

— плавно неоднородной n и промодулированной в пространстве n_z с периодом, равным половине длины волны излучения:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial \xi} \right] a_{\pm} &= i\beta^{1,*} a_{\mp} + \frac{ip_{\pm}}{\sqrt{I}}, \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 - i\Phi \right] p_{\pm} &= -\sqrt{I} \left(ina_{\pm} \pm \frac{n_z^{1,*}}{2} a_{\mp} \right), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] (n - n_p) &= \sqrt{I} \text{Im}(a_+^* p_+ + a_-^* p_-), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] n_z &= \sqrt{I} (a_-^* p_+ - a_+^* p_-), \end{aligned} \quad (3)$$

где символ $*$ обозначает комплексное сопряжение.

Модуляция инверсии населенностей с периодом в половину длины волны, $\lambda/2$, обязана биениям встречных волн и влияет на брэгговскую селекцию „горячих“ мод, обусловленную модуляцией лазерного волновода или эквивалентной ей пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости матрицы активного образца с эффективной амплитудой β :

$$\varepsilon_M = \varepsilon_0 \text{Re}[1 + 4\bar{\beta} \exp(2ik_0\xi)]. \quad (4)$$

Здесь и далее используются следующие безразмерные параметры: $I = v_c^2/\omega_{21}^2 \ll 1$, $\beta = \beta/\sqrt{I}$ — действительная амплитуда брэгговской модуляции диэлектрической проницаемости среды (отношение полуширины „запрещенной“ фотонной зоны к кооперативной частоте инвертированной среды), $\tau = tv_c$ и $\xi = z v_c \sqrt{\varepsilon_0}/c$ — время (нормированное на эту кооперативную частоту) и продольная координата (нормированная на кооперативную длину $B_c = c/(v_c \sqrt{\varepsilon_0}) \equiv \lambda/(2\pi\sqrt{I})$), λ — длина волны излучения в среде, $\Gamma_{1,2} = 1/(v_c T_{1,2})$ — безразмерные скорости некогерентной релаксации инверсии населенностей и поляризации (с учетом возможного влияния накачки на времена некогерентной релаксации инверсии и поляризации $T_{1,2}$), $p_{\pm} = P_{\pm}/(dN_0)$ и $a_{\pm} = A_{\pm}\varepsilon_0/(2\pi dN_0)$ — безразмерные амплитуды поляризации и поля встречных волн, n_p — инверсия отдельного двухуровневого активного центра, создаваемая непрерывной накачкой, $\kappa_0 = k_0 B_c \equiv \omega_0/v_c \approx 1/\sqrt{I}$ — безразмерное брэгговское волновое число, $\Phi = (\omega_0 - \omega_{21})/v_c$ — нормированная на

кооперативную частоту инвертированной среды отстройка частоты брэгговского резонанса ω_0 от центральной частоты спектральной линии активной среды ω_{21} .

Хотя использованное выше время жизни фотона T_E в „холодном“ (т.е. при $n = 0$) резонаторе во многом определяет динамику лазера, соответствующая безразмерная скорость релаксации поля $\Gamma_E = 1/(v_c T_E)$ явно в уравнениях не фигурирует, а задается неявно брэгговской модуляцией (4) и граничными условиями на зеркалах лазерного резонатора с коэффициентом отражения R (для простоты мы не учитываем возможные омические и дифракционные потери): $a_{\mp}(\xi = \pm L/2) = R a_{\pm}(\xi = \pm L/2)$, где безразмерная длина $L = B/B_c$ выражает длину резонатора B в кооперативных длинах B_c .

Далее для определенности будем рассматривать одну и ту же активную среду с параметром $I = v_c^2/\omega_{21}^2 = 2.5 \cdot 10^{-5}$ и малыми скоростями некогерентной релаксации $\Gamma_1 = 0.01$, $\Gamma_2 = 0.02$ при наивысшем уровне накачки $n_p = 1$ в двух резонаторах с длиной $L = 2$ — Фабри–Перо с $R = 0.37$ и комбинированном с $R = 0.2$, $\beta = 0.5$, $\Phi = 0.7$. В них скорости релаксации наиболее добротных мод равны $\Gamma_E = 0.5$ и 0.34 соответственно, т.е. более чем на порядок превышают скорости релаксации поляризации и инверсии населенностей активной среды, но все же меньше кооперативной частоты инвертированной среды. Вопрос о возможности реализации подобных параметров для различных лазеров, в том числе гетеролазеров, является открытым, и ему будет посвящена отдельная работа.

3. Симметричные „холодные“ и „горячие“ моды низкодобротных лазерных резонаторов

Используя стандартную процедуру линеаризации уравнений Максвелла–Блоха (3) (см., например, [9,36]), нетрудно найти частоты, инкременты/декременты и пространственную структуру „холодных“ и „горячих“ мод поставленной краевой задачи, определяемых соответственно при нулевой ($n = 0$) и заданной ($n = n_p$) однородной инверсии населенностей в отсутствие решетки инверсии населенностей ($n_z = 0$). В целом спектр рассматриваемых продольных „горячих“ мод имеет хорошо известный поляритонный вид [37–39], и, согласно рис. 2, неустойчивыми являются только моды с частотами, отстоящими от центральной частоты ω_{21} спектральной линии активной среды на величину меньше или порядка половины кооперативной частоты среды $\omega_c = v_c \sqrt{n}$. Последнюю величину не превышает и инкремент наиболее неустойчивой резонансной моды с частотой $\omega \approx \omega_{21}$, который в интересующем нас низкодобротном резонаторе с $\Gamma_E \gg \Gamma_2$ примерно равен [38]

$$\Gamma_{\max} \approx \sqrt{n + \Gamma_E^2/4} - \Gamma_E/2 - \Gamma_2. \quad (5)$$

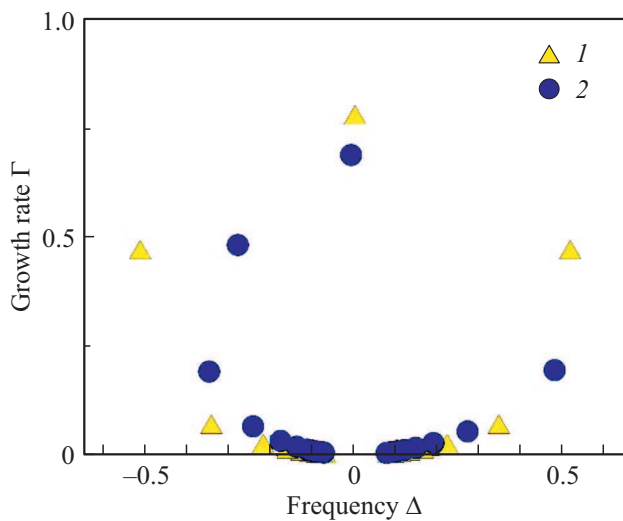


Рис. 2. Зависимости безразмерных инкрементов Γ горячих мод от относительной расстройки частоты $\Delta = (\omega - \omega_{21})/\nu_c$ в резонаторе Фабри–Перо с коэффициентами отражения зеркал $R = 0.37$ (1) и комбинированном резонаторе Фабри–Перо с распределенной обратной связью волн (2) при $R = 0.2$, $\beta = 0.5$, $\Phi = 0.7$, рассчитанные для параметров $\Gamma_2 = 0.02$, $n_p = 1$, $L = 2$.

В отличие от всегда симметричного спектра мод чистого резонатора Фабри–Перо (рис. 2, точки 1), спектр симметричного комбинированного резонатора является несимметричным (рис. 2, точки 2) при ненулевом смещении Φ центральной частоты спектральной линии относительно частоты резонанса брэгговской структуры (4), создающей распределенную обратную связь встречных волн. Тем не менее пространственная структура всех „холодных“ и „горячих“ мод в симметричных резонаторах является симметричной, причем пространственные профили встречных волн поля и поляризации совпадают. В чистом резонаторе Фабри–Перо каждую моду составляют две встречные неоднородные волны, а в комбинированном резонаторе — две пары встречных неоднородных волн с близкими волновыми числами $k_{0c}/\omega_c\sqrt{\epsilon_0} \pm \kappa$ [34,40–42]. Дискретные значения указанных безразмерных отстроек κ комплексных волновых чисел от брэгговского волнового числа $k_{0c}/\omega_c\sqrt{\epsilon_0}$ определяются характеристическим уравнением, а его решение совместно с дисперсионным уравнением позволяет найти частоты и инкременты „горячих“ мод, как это показано, например, в работах [9,34,35].

Мы не будем останавливаться на подобных расчетах мод из линеаризованных уравнений Максвелла–Блоха, поскольку нас интересует структура поля и поляризации активной среды в присутствии несимметричной решетки ее инверсии населенностей, которая является результатом нелинейного взаимодействия встречных волн, а аналитическое исследование подобного самосогласованного решения представляется невозможным в сколько-нибудь общем случае. Отметим лишь, что ана-

лиз спектра „холодных“ и „горячих“ мод при различных уровнях инверсии населенностей полезен для оценки параметров резонатора и активной среды, допускающих реализацию охарактеризованного во Введении режима несимметричной генерации, а также для интерпретации полученных результатов, согласно которым, как мы увидим, образующаяся в лазере несимметричная структура поля и поляризации связана с наиболее неустойчивой „горячей“ модой. В настоящее время поставленную задачу о несимметричной лазерной генерации удается решить только численно.

4. Нарушение симметрии генерации в резонаторе Фабри–Перо

Указанная в разд. 2 задача для резонатора Фабри–Перо решалась нами модифицированным методом Рунге–Кутты при различных квазислучайных начальных распределениях поляризации среды и электромагнитного поля, $p_{\pm}(\xi)$, $a_{\pm}(\xi)$, с величиной порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ различных начальных уровнях инверсии населенностей n в широком диапазоне значений от -1 до $+1$ и для различного числа узлов сетки по оси ξ от 200 до 1000. Во всех случаях после непродолжительного переходного периода длительностью порядка нескольких времен $T_1 = 100$ устанавливались одни и те же несимметричные распределения поля, поляризации, инверсии населенностей и ее полуволновой решетки, испытывающие слабую квазипериодическую автомодуляцию с амплитудой $\sim (10-20)\%$ и периодом $\sim T_1 = 2T_2$. При этом получающиеся пространственные структуры могли отличаться от указанных на рис. 3, *b* только зеркальной симметрией относительно центра резонатора $\xi = 0$.

Отношение интенсивностей излучения из противоположных торцов лазера в данном режиме равно ~ 10 (на рис. 3, *b* интенсивность излучаемых волн выражена величиной $I|a_{\pm}|^2 = (\omega_{R\pm}/\nu_c)^2$, равной квадрату нормированной частоты Раби $\omega_{R\pm} = d|A_{\pm}|/\hbar$ поля данных волн). Существенно, что область высоких значений инверсии населенностей, $n \approx 0.3$, и низких значений амплитуд поля, $|a_{\pm}| < 5$, занимает небольшую часть резонатора, $\sim 10\%$, и прижата к его слабоизлучающему торцу. Значения амплитуд поляризации оказываются значительными, $|p_{\pm}| > 0.1$, тоже только в этой области и ее окрестности, т.е. в левой четверти резонатора, поскольку только там велика инверсия, а значит, и восприимчивость активной среды. Как показано на рис. 3, *b*, на противоположных торцах лазера значения амплитуды волны, бегущей вправо, различаются более чем на порядок величины, а значения амплитуды волны, бегущей влево, примерно одинаковы. Средняя по резонатору величина инверсии \bar{n} составляет ~ 0.05 , что в 20 раз ниже уровня накачки $n_p = 1$ и в отсутствие решетки инверсии населенностей отвечало бы уменьшению инкремента (5) наиболее добротной моды примерно на порядок величины по сравнению со значением, показанным на рис. 2

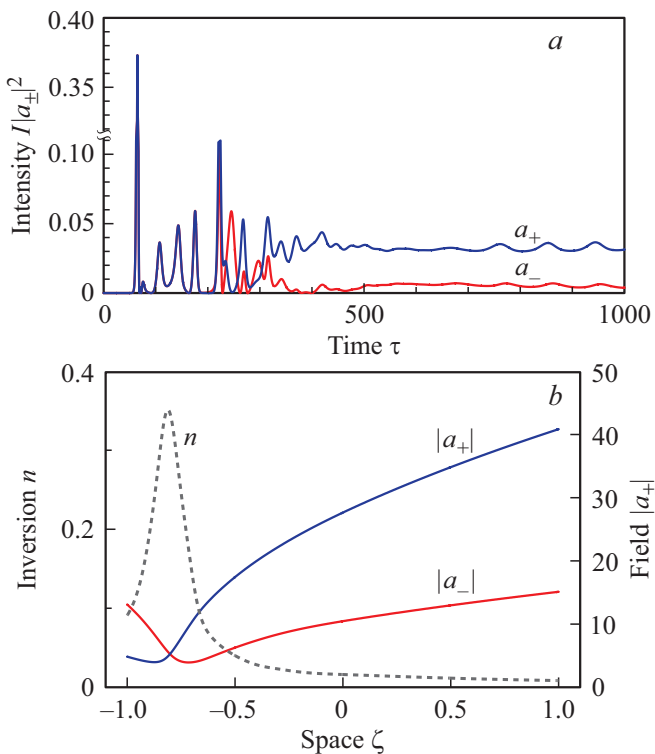


Рис. 3. Асимметричная генерация сверхизлучающего лазера с низкодобротным резонатором Фабри–Перо: *a* — процесс установления интенсивностей полей встречных волн $I|a_{\pm}|^2$ на левом (a_-) и правом (a_+) торцах резонатора, *b* — пространственные структуры амплитуд встречных волн поля $|a_{\pm}|$ (сплошные линии) и инверсии n (штриховая линия) в установившемся режиме квазимонохроматической генерации. Параметры лазера: $R = 0.37$, $\Gamma_1 = 0.01$, $\Gamma_2 = 0.02$, $\Gamma_E = 0.5$, $n_p = 1$, $L = 2$.

(см. точки 1). Тем не менее инкремент оставался бы положительным, откуда, не говоря уже о сильной асимметрии распределения полей, ясно, что в установившемся режиме квазимонохроматической генерации решетка инверсии населенностей $|n_z(\xi)|$ играет принципиальную роль. Ее профиль на рис. 3, *b* не показан, поскольку он отличается от профиля инверсии $|n(\xi)|$ менее чем на 10%, достигая в максимуме величины 0.35 и спадая к правому торцу лазера в ~ 40 раз.

При уменьшении величины накачки n_p до значений 0.75 и 0.5, т.е. не более чем в 2 раза, квазистационарный режим асимметричной генерации меняется не сильно и интенсивности излучения из противоположных торцов лазера продолжают различаться в несколько раз, а средняя по резонатору инверсия сохраняется вблизи уровня 0.05. Однако уже при четырехкратном уменьшении накачки до $n_p = 0.25$ генерация становится существенно нестационарной и сопровождается излучением из обоих торцов лазера квазипериодических цугов коротких импульсов сверхизлучательного типа с числом ~ 10 в каждом цуге и с длительностью каждого импульса меньше или порядка времени некогерентной

релаксации поляризации $T_2 = 50$. При этом эпизодические интервалы существенно несимметричного квазистационарного излучения из противоположных торцов лазера занимают всего $\sim 10\%$ времени, разделяя указанные цуги импульсов одномодового сверхизлучения, а средний уровень инверсии понижается до 0.04. Переход к подобному импульсному режиму почти симметричной генерации связан с уменьшением амплитуды решетки инверсии населенностей (до $|n_z(\xi)| < 0.1$), уже не способной поддерживать асимметричную квазистационарную генерацию, и его изучение требует специального исследования.

Как показывает численное моделирование, при учете неоднородного уширения спектральной линии активной среды, равного по величине однородному Γ_2 , даже при максимальной накачке $n_p = 1$ решетка инверсии населенностей тоже ослабевает (до $|n_z(\xi)| < 0.3$) и генерация становится сильно нестационарной, приобретая выраженный импульсный характер. При этом асимметрия излучения сохраняется на временах длительностью $\sim (10-30)T_1$ (с отношением средних интенсивностей излучения из противоположных торцов лазера, равным ~ 5) и за короткое время $\sim T_1$ происходит спорадическое переключение от преимущественного излучения вправо к преимущественному излучению влево или наоборот. Анализ влияния неоднородного уширения на асимметрию генерации также выходит за рамки настоящей работы.

5. Нарушение симметрии генерации в комбинированном резонаторе

Рассмотренные выше особенности несимметричной генерации в значительной степени сохраняются и для сверхизлучающего лазера с симметричным комбинированным резонатором, параметры которого были указаны в конце разд. 2. По сравнению с резонатором Фабри–Перо из предыдущего раздела они соответствуют почти двукратному уменьшению коэффициента отражения торцов при одновременном введении распределенной обратной связи волн с интегральным коэффициентом отражения $\text{th}(\beta L) \approx 0.76$ и расположению центра спектральной линии активной среды вблизи частоты уединенной высокодобротной „холодной“ моды на краю запрещенной фотонной зоны брэгговской структуры. Моделирование генерации лазера проводилось тем же образом и показало, что при уровне накачки $n_p = 1$ после переходного периода длительностью порядка нескольких времен $T_1 = 100$ устанавливается стационарная, монохроматическая генерация с определенными несимметричными распределениями поля, поляризации, инверсии населенностей и ее полуволновой решетки, которые показаны на рис. 4. Опять в зависимости от начальных условий и шага сетки получающиеся пространственные структуры могли отличаться от показан-

ных лишь зеркальной симметрией относительно центра резонатора $\xi = 0$.

Теперь интенсивности излучения из противоположных торцов лазера различаются в 4 раза, область высоких значений инверсии населенностей (вплоть до $n \approx 0.6$) и низких значений амплитуд поля (вплоть до $|a_{\pm}| \sim 1$) занимает примерно ту же малую часть резонатора $\sim 10\%$ и смещена к его слабоизлучающему торцу. По-прежнему амплитуды поляризации значительны, $|p_{\pm}| > 0.1$, только в этой области и ее окрестности (т.е. в левой четверти резонатора на рис. 4, *b*), поскольку в остальных местах инверсия населенностей, а значит, и восприимчивость активной среды малы. Последнее обстоятельство и вся получающаяся структура поляризации совершенно не свойственны горячим модам, вычисляемым при однородной инверсии населенностей и без учета ее решетки (см. разд. 2). Более того, один из склонов профилей волн поляризации $|p_{\pm}(\xi)|$ гораздо круче другого и обоих склонов профилей волн поля $|a_{\pm}(\xi)|$, что не удивительно для сверхизлучающего лазера, в котором состояние активной среды является квантово-когерентным и распределения поляризации и поля могут быть существенно различными. Согласно рис. 4, *a*, на противоположных торцах лазера значения амплитуды волны, бегущей вправо, различаются более чем на порядок величины, а значения амплитуды волны, бегущей влево, — в ~ 2.5 раза.

Отметим, что с учетом ясного из рис. 4, *b* сильного отличия средней установившейся в лазере инверсии населенностей $\bar{n} \approx 0.0625$ от уровня накачки $n_p = 1$ (как и в случае сверхизлучающего лазера с резонатором Фабри–Перо, где $\bar{n} \approx 0.05$) скорость релаксации поля в резонаторе превышает кооперативную частоту активной среды в лазере $\omega_c = \nu_c \sqrt{\bar{n}}$, а именно $(T_E \omega_c)^{-1} \approx 1.4$ (в случае рис. 3, *b* $(T_E \omega_c)^{-1} \approx 2.2$). При этом безразмерный инкремент наиболее добротной моды в отсутствие решетки инверсии населенностей может быть оценен по формуле (5) как $\Gamma_{\max} \approx 0.1$ и опять оказывается положительным, хотя и с многократно меньшим значением для соответствующей „горячей“ моды (точки 2 на рис. 2). С учетом сильного нарушения симметрии встречных волн из сказанного ясно, как и в предыдущем разделе, что показанный на рис. 4 стационарный режим не может быть объяснен простой (пусть даже нелинейной) суперпозицией „горячих“ мод, а обязан нелинейной, самосогласованной и тоже несимметричной, решетке инверсии населенностей. В обоих случаях появление несимметричной решетки инверсии населенностей и согласованных с ней несимметричных профилей встречных волн поля и поляризации активной среды можно рассматривать как динамический фазовый переход в симметричном сверхизлучающем лазере. Интересно, что для обоих рассмотренных резонаторов профили решетки $|n_z(\xi)|$ и инверсии $n(\xi)$ населенностей по существу совпадают, только в случае комбинированного резонатора их амплитуды различаются в 1.5 раза и различие значений обоих профилей в максимуме при

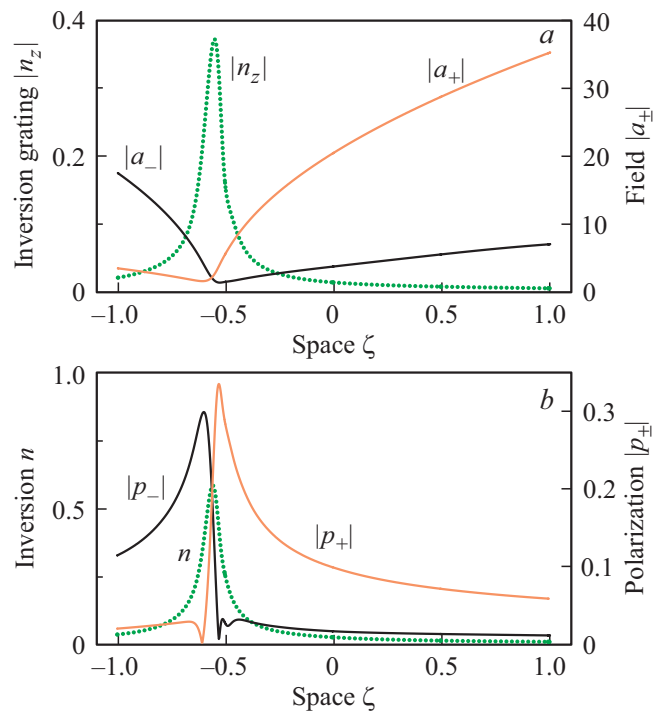


Рис. 4. Установившиеся пространственные структуры поля, поляризации и инверсии населенностей в сверхизлучающем лазере с низкодобротным комбинированным резонатором Фабри–Перо с распределенной обратной связью волн: *a* — амплитуды встречных волн поля $|a_{\pm}|$ (сплошные линии) и решетки инверсии населенностей $|n_z|$ (штриховая линия), *b* — амплитуды встречных волн поляризации $|p_{\pm}|$ (сплошные линии) и инверсия населенностей n (штриховая линия). Параметры лазера: $R = 0.2$, $\beta = 0.5$, $\Phi = 0.7$, $\Gamma_1 = 0.01$, $\Gamma_2 = 0.02$, $\Gamma_E = 0.34$, $n_p = 1$, $L = 2$.

$\xi \approx -0.5$ (в середине левой половины резонатора) и в минимуме при $\xi = 1$ (на правом торце) достигает почти двух порядков величины (ср. рис. 4, *a* и *b*).

Не имея возможности подробно останавливаться на изменении характера режима асимметричной генерации при ослаблении накачки или изменении различных параметров резонатора и активной среды, отметим только, что, как и в предыдущем разделе, численное моделирование при учете неоднородного уширения спектральной линии активной среды, равного по величине однородному Γ_2 , даже при максимальной накачке $n_p = 1$ показывает заметное ослабление решетки инверсии населенностей до значений $|n_z(\xi)| < 0.1$ и переход к сильно нестационарной и менее асимметричной генерации. Она становится метастабильной, многомодовой и включает как участки (длительностью $\sim 10T_1$) нерегулярного почти симметричного высвечивания десятков импульсов модового сверхизлучения, так и участки автомодуляционной, по-видимому, частотно-одномодовой динамики сильно несимметричного лазерного излучения. При этом сохраняются, хотя и значительно колеблются, асимметричные профили поля и поляризации,

смещенные к одному из торцов лазера, опять происходит спорадическое переключение между интервалами преимущественного излучения вправо или влево, и на каждом таком интервале в среднем по времени интенсивности излучения из противоположных торцов существенно различаются (в данном случае в ~ 2 раза), а средняя по резонатору инверсия населенностей осциллирует около значения 0.1 примерно с такой же амплитудой, иногда достигая небольших отрицательных значений (в моменты высвечивания лазером наиболее мощных импульсов сверхизлучения).

6. Заключение

Выявленный неравновесный фазовый переход при небольшом неоднородном уширении спектральной линии активной среды, возникающий благодаря формированию встречными волнами самосогласованной полуволновой решетки инверсии населенностей при превышении определенного уровня накачки и приводящий к несимметричному излучению из симметричного низкодобротного резонатора, возможен в самых различных сверхизлучающих лазерах. Такие асимметричные режимы генерации могут самопроизвольно возникать, например, в сверхизлучающих гетеролазерах на экситонах в предельно узких квантовых ямах или в специальных протяженных ловушках для бозе-конденсации экситонов, а также полупроводниковых лазерах с примесными центрами или с сильно замагниченными квантовыми ямами. Исследование подобных самосогласованных нелинейно-волновых состояний электромагнитного поля и активной среды представляет фундаментальный интерес для физики многочастичных систем с сильным радиационным взаимодействием и может найти неожиданные применения в задачах оптической обработки и хранения информации, спектроскопии и диагностики различных сред.

В общем случае установившийся режим асимметричной генерации в симметричном резонаторе с симметрично распределенными активной средой и накачкой может иметь автомодуляционный характер, т. е. сопровождаться квазипериодическим или даже нерегулярным изменением пространственных профилей поля, поляризации и инверсии населенностей активной среды. Более того, при достаточно высоком уровне накачки нестационарная генерация асимметричных встречных волн может быть метастабильной, и в результате спонтанного переключения метастабильных состояний лазера могут меняться во времени отвечающие им средние интенсивности излучения и его корреляционные свойства, причем эти средние могут быть существенно различны для противоположных торцов лазера. Вопросы динамики такого рода генерации лазеров до сих пор остаются открытыми и заслуживают экспериментального и теоретического изучения. В частности, интересно проследить, как при изменении параметров симметричного резонатора и однородных активной среды и накачки происходит

неравновесный фазовый переход от симметричных к асимметричным режимам генерации, возможно, одно- и многомодовым.

Финансирование работы

Работа поддержана в рамках выполнения программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 32 „Наноструктуры: Физика, Химия, Биология, Основы технологий“ (разд. 1–4) и государственного задания ИПФ РАН на проведение научных исследований по теме № 0035-2019-0002 (разд. 5).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999).
- [2] Л. Мандель, Э. Вольф. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М., Физматлит, 2000).
- [3] H.A. Haus. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **6**, 1173 (2000).
- [4] О. Звелто. *Принципы лазеров* (СПб., Лань, 2008) [Пер. с англ.: Orazio Zvelto. *Principles of lasers* (Plenum Publishing Corporation, being part of Springer Science, 1998)].
- [5] F.T. Arecchi, R.G. Harrison. *Instabilities and Chaos in Quantum Optics* (London, Springer Verlag, 2011).
- [6] L. Lugiato, F. Prati, M. Brambilla. *Nonlinear Optical Systems* (Cambridge, Cambridge University Press, 2015).
- [7] J. Ohtsubo. *Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos* [Springer Series in Optical Sciences, v. 111, 3rd edn (2013)].
- [8] C. Schelte, J. Javaloyes, S.V. Gurevich. *Phys. Rev. A*, **97**, 053820 (2018).
- [9] В.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский. *УФН*, **187**, 367 (2017).
- [10] R. Florian, L. Schwan, D. Schmid. *Phys. Rev. A*, **29**, 2709 (1984).
- [11] M.S. Malcuit, J.J. Maki, D.J. Simkin, R.W. Boyd. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 1189 (1987).
- [12] Y.D. Jho, X. Wang, X. Wei, J. Kono, D.H. Reitze, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, V.I.V. Kocharovsky, G.S. Solomon. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 237401 (2006).
- [13] Y.D. Jho, X. Wang, D.H. Reitze, J. Kono, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, V.I.V. Kocharovsky, G.S. Solomon. *Phys. Rev. B*, **81**, 155314 (2010).
- [14] M. Scheibner, T. Schmidt, L. Worschech, A. Forchel, G. Bacher, T. Passow, D. Hommel. *Nature Phys.*, **3**, 106 (2007).
- [15] А.Е. Жуков. *Лазеры на основе полупроводниковых наноструктур* (СПб, Элмор, 2007).
- [16] K. Miyajima, Y. Kagotani, S. Saito, M. Ashida, T. Itoh. *J. Phys. Condens Matter*, **21**, 195802 (2009).
- [17] L. Phuong, K. Miyajima, K. Maeno, T. Itoh, M. Ashida. *J. Luminesc.*, **133**, 77 (2013).
- [18] D. Dai, A.P. Monkman. *Phys. Rev. B*, **84**, 115206 (2011).
- [19] C.R. Ding, Z.L. Li, Z.R. Qiu, Z.C. Feng, P. Becla. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 091115 (2012).

- [20] G. Pozina, M.A. Kaliteevski, E.V. Nikitina, D.V. Denisov, N.K. Polyakov, E.V. Pirogov, L.I. Goray, A.R. Gubaydullin, K.A. Ivanov, N.A. Kaliteevskaya, A.Yu. Egorov, S.J. Clark. *Sci. Rep.*, **5**, 14911 (2015).
- [21] P. Tighineanu, R.S. Daveau, T.B. Lehmann, H.E. Beere, D.A. Ritchie, P. Lodahl, S. Stobbe. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 163604 (2016).
- [22] K. Cong, Q. Zhang, Y. Wang, G.T. Noe II, A. Belyanin, J. Kono. *JOSA B*, **33**, C80 (2016).
- [23] F.P. Mattar, H.M. Gibbs, S.L. McCall, M.S. Feld. *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 1123 (1981).
- [24] E.A. Watson, H.M. Gibbs, F.P. Mattar, M. Cormier, Y. Claude, S.L. McCall, M.S. Feld. *Phys. Rev. A*, **27**, 1427 (1983).
- [25] H. Ohadi, E. Kammann, T.C.H. Liew, K.G. Lagoudakis, A.V. Kavokin, P.G. Lagoudakis. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 016404 (2012).
- [26] E. Kammann, H. Ohadi, M. Maragkou, A.V. Kavokin, P.G. Lagoudakis. *New J. Phys.*, **14**, 105003 (2012).
- [27] P. Tsotsis, P.S. Eldridge, T. Gao, S.I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P.G. Savvidis. *New J. Phys.*, **14**, 023060 (2012).
- [28] K. Baumann, R. Mottl, F. Brennecke, T. Esslinger. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 140402 (2011).
- [29] F. Dimer, B. Estienne, A.S. Parkins, H.J. Carmichael. *Phys. Rev. A*, **75**, 013804 (2007).
- [30] H. Ritsch, P. Domokos, F. Brennecke, T. Esslinger. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 553 (2013).
- [31] C. Liu, A. Di Falco, A. Fratalocchi. *Phys. Rev. X*, **4**, 021048 (2014).
- [32] M. Reza Bakhtiari, A. Hemmerich, H. Ritsch, M. Thorwart. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 123601 (2015).
- [33] P. Longo, C.H. Keitel, J. Evers. *Sci. Rep.*, **6**, 23628 (2016).
- [34] Вл.В. Кочаровский, П.А. Калинин, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский. *Нелинейные волны 2012* (Нижний Новгород, ИПФ РАН, 2013) с. 398.
- [35] V.I.V. Kocharovsky, A.A. Belyanin, E.R. Kocharovskaya, V.V. Kocharovskaya. In: *Advanced Lasers: Laser Physics and Technology for Applied and Fundamental Science* [Springer Series in Optical Sciences (2015) v. 193, p. 49].
- [36] Е.Р. Кочаровская, Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский. *Изв. вузов. Радиофизика*, **59**, 535 (2016).
- [37] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов* (М., Наука, 1965).
- [38] В.В. Железняков, Вл.В. Кочаровский, В.В. Кочаровский. *УФН*, **159**, 193 (1989).
- [39] A. Kavokin, G. Malpuech. *Cavity Polaritons*, vol. 32 (Thin Films and Nanostructures). (Academic Press, 2003).
- [40] A. Yariv, P. Yeh. *Optical Waves and Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation* (N. Y., Wiley, 2002).
- [41] L. Zhu, A. Scherer, A. Yariv. *IEEE J. Quant. Electron.*, **43**, 934 (2007).
- [42] J.-H. Kim, G.T. Noe II, S.A. McGill, Y. Wang, A.K. Wójcik, A.A. Belyanin, J. Kono. *Sci. Rep.*, **3**, 3283 (2013).

Редактор Л.В. Шаронова

Asymmetric generation of a superradiant laser with a symmetric low-Q cavity

V.I.V. Kocharovsky¹, V.A. Kukushkin¹, S.V. Tarasov¹, E.R. Kocharovskaya¹, V.V. Kocharovskiy^{1,2}

¹ Institute of Applied Physics,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Texas A&M University,
77843 College Station, USA

Abstract On the basis of numerical solution to the Maxwell-Bloch equations within an one-dimensional two-level model of a superradiant laser with a symmetric cavity in which a photon lifetime is less than an incoherent relaxation time of the optical dipole oscillations of active centers, we find that a spontaneous asymmetric generation of the counter-propagating waves is possible under a continuous homogeneous pumping of an active medium. We show that such a phenomenon of a symmetry breaking of the spatial profiles of the counter-propagating waves of an electromagnetic field as well as the polarization and population inversion of an active medium in the considered case of a weak inhomogeneous broadening of an operating transition is caused by an asymmetric half-wavelength nonlinear grating of the population inversion of the transition's energy levels which is produced by these waves.