

## СОСУЩЕСТВОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ И КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ МОД В ЛАЗЕРЕ С НИЗКОДОБОТНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

*Е. Р. Кочаровская*<sup>1,2\*</sup>, *А. В. Мишин*<sup>1</sup>, *А. Ф. Селезнев*<sup>1</sup>, *В. В. Кочаровский*<sup>1,3</sup>,  
*Вл. В. Кочаровский*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН;

<sup>2</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> Техасский университет A&M, г. Колледж-Стейшен, США

Проведено численное моделирование и качественный анализ предсказанной нами ранее одновременной генерации различных квазипериодических последовательностей импульсов в многомодовом сверхизлучающем лазере с непрерывной накачкой и самосинхронизацией части мод. Для типичных параметров сверхизлучающей активной среды с сильным неоднородным уширением спектральной линии на ряде характерных примеров комбинированных низкодобротных резонаторов Фабри–Перо с распределённой обратной связью волн выяснены основные свойства динамических спектров генерируемых мод и особенности статистики формируемых ими импульсов. Рассмотрены лазеры как с существенно асимметричным, так и с почти симметричным спектром мод, который в наиболее интересном случае умеренного превышения порога генерации состоит из двух сверхизлучательных и большого числа квазистационарных мод и отвечает сравнимым по мощности последовательностям цугов сверхизлучательных импульсов и солитоноподобных импульсов синхронизированных мод.

### ВВЕДЕНИЕ

Как хорошо известно [1–6], лазеры с непрерывной накачкой могут генерировать последовательности когерентных импульсов электромагнитного излучения благодаря возникновению различных неустойчивостей мод при достаточно большом превышении порога генерации. Подобные последовательности импульсов, обычно однотипных и часто дополнительно стабилизируемых теми или иными методами пассивной либо активной синхронизации мод [4, 7, 8], широко применяются в технике и физических исследованиях, в том числе для изучения самой динамики лазера и свойств его активной среды.

В этом отношении особый интерес представляют многомодовые лазеры с большим неоднородным уширением спектральной линии активной среды и низкодобротным резонатором, относящиеся к мало исследованному сверхизлучательному классу [1–4, 9–11]. Прежде всего, речь идёт о лазерах так называемого D-класса, в которых время некогерентной релаксации оптических дипольных колебаний активных центров  $T_2$  больше времени жизни фотона в резонаторе  $T_E$ , а также величины, обратной к кооперативной частоте  $\omega_c = \sqrt{2\pi d^2 N_0 \omega_{21} / (\hbar \bar{\epsilon})}$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка. Эта частота определяется диэлектрической проницаемостью матрицы активной среды  $\bar{\epsilon}$ , оптическим дипольным моментом  $d$  активных центров (ориентация которых для простоты считается одинаковой) на частоте рабочего перехода  $\omega_{21}$  и их концентрацией  $N_0$ . Последняя должна быть достаточно велика для выполнения необходимого условия лазерной генерации [9–11]:

$$\omega_c^2 T_2^* T_E > 1, \quad (1)$$

\* katya@appl.sci-nnov.ru

где время  $T_2^*$  задаётся неоднородным уширением спектральной линии среды, т. е. разбросом частот активных центров:

$$\Delta\omega_{21} = 2/T_2^* \gg \omega_c \gg 2/T_2. \quad (2)$$

Второе из этих неравенств обеспечивает возможность сверхизлучения, а первое требуется для генерации большого числа квазистационарных мод. В указанном отношении интересны и лазеры промежуточного С-класса, в которых время  $T_2$  порядка времени  $T_E$ , но не превышает его ( $T_2 \leq T_E$ ,  $T_2 \sim T_E$ ), а возможность сверхизлучения ещё сохраняется.

Как было показано в наших предшествующих работах (см., прежде всего, [10–15]), в зависимости от параметров низкодобротного резонатора многомодовый сверхизлучающий лазер класса D или С может одновременно генерировать несколько различных квазипериодических последовательностей импульсов излучения, которые обусловлены как отдельными сильно нестационарными сверхизлучательными модами, так и группами частично синхронизованных квазистационарных мод, возникающими благодаря их нелинейному взаимодействию со сверхизлучательными или автомодуляционными модами. Такой необычный режим возможен в предполагаемом ниже отсутствии каких-либо специальных приспособлений для синхронизации мод, т. е. без использования дополнительных нелинейных элементов или внешнего воздействия на активную среду, однородно заполняющую резонатор. Этот режим связан не только с осцилляциями Раби инверсии населённостей и поляризации активной среды, но и с параметрическим эффектом биений двух сверхизлучательных и/или автомодуляционных мод с периодом, примерно вдвое меньшим времени обхода резонатора солитоноподобным импульсом, образованным синхронизованными квазистационарными модами. Ближайший аналог предложенного нами режима в случае двух разнопериодных последовательностей импульсов дают недавно рассмотренные режимы пассивной синхронизации мод в волоконных лазерах класса В со свободной пичковой генерацией [8, 16–18] или с использованием разнесённых по частоте каналов генерации с разной нелинейностью и/или диссипацией (ср. [7, 8, 19–23]).

Данная работа посвящена численному моделированию и качественному анализу физических особенностей указанного режима генерации в условиях эффективного нелинейного параметрического взаимодействия мод, обусловленного когерентной динамикой поляризации лазерной среды, т. е. плотности оптических дипольных колебаний её активных центров. Именно в сверхизлучающих лазерах классов D и С, в отличие от обычных лазеров классов А и В (где  $T_2 \leq \{T_E, \omega_c^{-1}\}$ ), поляризация активной среды оказывается независимой динамической степенью свободы и приводит к новым спектрально-корреляционным свойствам излучения, не ограниченными рамками балансного приближения [1–8], т. е. собственной динамикой электромагнитного поля с адиабатически следующей за ним поляризацией среды и нелинейным откликом инверсии населённостей. Излагаемые ниже результаты представляют интерес не только для физики ещё малоизученных лазеров классов D и С, но, прежде всего, для физики неравновесных многочастичных систем, а именно распределённых систем двухуровневых активных центров с радиационным взаимодействием, усиленным низкодобротным резонатором.

Особое внимание будет уделено сравнительному анализу весьма показательных случаев сильно асимметричного и практически симметричного спектра генерации сверхизлучающей среды в комбинированном резонаторе Фабри–Перо с распределённой обратной связью (РОС) волн, представленного двумя центральными сверхизлучательными модами на краях брэгговской запрещённой фотонной зоны резонатора и одним или двумя спадающими «крыльями», образованными большим числом квазистационарных мод. В обоих случаях в определённом интервале уровней накачки в установившемся режиме могут генерироваться по крайней мере две разнопериодные последовательности: одна из цугов сверхизлучательных импульсов, создаваемых по очереди двумя центральными модами благодаря коллективному спонтанному излучению Дике (т. е. обычно

идущих попеременно, нередко почти в противофазе), а другая из солитоноподобных импульсов, обходящих резонатор и сформированных частично синхронизованными модами на «крыльях» спектра.

Кратко сформулировав модель сверхизлучающего лазера в разделе 1, рассмотрев основные свойства его спектра в разделе 2 и представив механизм параметрической когерентной синхронизации мод и формируемые последовательности импульсов в разделе 3, мы детальнее опишем общую установившуюся динамику с примерно симметричным спектром мод в разделе 4, продемонстрируем типичные, в том числе асимметричные, динамические спектры сверхизлучательных и синхронизованных мод в разделе 5 и охарактеризуем статистику соответствующих последовательностей импульсов в разделе 6. Выводы проведённого исследования и возможные приложения обсуждаются в заключении.

## 1. СВЕРХИЗЛУЧАЮЩИЙ ЛАЗЕР С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

Анализ работы нестационарного многомодового сверхизлучающего лазера с комбинированным низкодобротным резонатором Фабри—Перо с РОС волн, включая как формирование отдельного импульса сверхизлучения и внутрирезонаторного солитона электромагнитного поля, так и взаимодействие последовательностей этих импульсов в условиях непрерывной накачки, основан на известных укороченных полуклассических уравнениях Максвелла—Блоха для одномерного сверхизлучающего лазера в модели двухуровневой активной среды [9–14]. Общий вид электрического поля в ней

$$E = \bar{\varepsilon}^{-1/2} \operatorname{Re}\{[A_+(z, t) \exp(ik_0 z) + A_-(z, t) \exp(-ik_0 z)] \exp(-i\omega_0 t)\} \quad (3)$$

и её спектральных плотностей поляризации и инверсии населённостей рабочих уровней

$$P = \bar{\varepsilon}^{1/2} \operatorname{Re}\{[P_+(z, t, \Delta) \exp(ik_0 z) + P_-(z, t, \Delta) \exp(-ik_0 z)] \exp(-i\omega_0 t)\}, \\ N/[N_0 f(\Delta)] = n(z, t, \Delta) + \operatorname{Im}[n_z(z, t, \Delta) \exp(2ik_0 z)] \quad (4)$$

диктуется наличием неоднородных нестационарных встречных волн и их биений. При переходе к комплексным амплитудам  $A_+$ ,  $A_-$ ,  $P_+$ ,  $P_-$  и  $n_z$  в (3) и (4) используются гармонические зависимости от времени  $t$  и координаты  $z$  (вдоль лазера длины  $B$ ,  $-B/2 \leq z \leq B/2$ ), умноженных соответственно на частоту брэгговского резонанса  $\omega_0 = k_0 c / \sqrt{\bar{\varepsilon}}$ , для простоты выбранную совпадающую с центром неоднородно уширенной рабочей спектральной линии (для определённости лоренцевской,  $f(\Delta) = \Delta_0 / [\pi(\Delta^2 + \Delta_0^2)]$ , где  $\Delta = (\omega - \omega_0) / \omega_c$  и  $\Delta_0 = 1 / (T_2^* \omega_c)$ ), и на волновое число  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ , вдвое меньшее волнового числа брэгговской структуры действительной диэлектрической проницаемости среды внутри комбинированного резонатора  $\varepsilon = \bar{\varepsilon} \operatorname{Re}[1 + 4\bar{\beta} \exp(2ik_0 z)]$  с малой постоянной амплитудой  $\bar{\beta} \ll 1$  и полуволновым периодом  $\lambda_0/2 = \pi c / (\omega_0 \sqrt{\bar{\varepsilon}})$ , где  $c$  — скорость света в вакууме (подобную брэгговскую структуру для РОС даёт и гофрировка боковых стенок резонатора).

Результаты расчётов будем приводить для нормированных амплитуд встречных волн поля  $a_j = A_j / (2\pi d N_0)$  и спектральной плотности поляризации (дипольного момента единицы объёма) среды  $p_j(\Delta) = P_j / [d N_0 f(\Delta)]$  ( $j = +, -$ ), а также связанных с ними меняющихся вдоль резонатора полуволновой решётки  $n_z(\Delta)$  и плавно-неоднородной компоненты  $n(\Delta)$  инверсии населённостей двух рабочих уровней активных центров; уравнения для указанных величин см., например, в обзоре [11, система уравнений (19)]. Для удобства будем использовать следующие безразмерные величины:  $I = a_j^2 \omega_c^2 \bar{\varepsilon} / \omega_{21}^2 \equiv (\omega_R / \omega_c)^2$  для интенсивности одной из встречных волн

( $j = +, -$ ), выраженной через частоту Раби  $\omega_R = Ed/\hbar$  её поля  $E = A_j/\sqrt{\varepsilon}$ ;  $\beta = \bar{\beta}\omega_0/\omega_c$  для амплитуды брэгговской модуляции диэлектрической проницаемости (коэффициент РОС, равный отношению полуширины запрещённой фотонной зоны к кооперативной частоте);  $\tau = t\omega_c$  для времени и  $\zeta = z\omega_c\sqrt{\varepsilon}/c$  для координаты;  $\Gamma_E = (T_E\omega_c)^{-1}$  и  $\Gamma_1 = (T_1\omega_c)^{-1}$ ,  $\Gamma_2 = (T_2\omega_c)^{-1}$  для скоростей некогерентной релаксации электромагнитного поля холодной моды (при нулевой инверсии населённостей) и собственных инверсии населённостей и поляризации активного центра (причём времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$ , конечно, зависят от скорости и мощности некогерентной накачки);  $n_p$  и  $n_L \approx (\omega_c^2 T_2^* T_E)^{-1} \equiv \Delta_0 \Gamma_E$  для его инверсии населённостей, создаваемой накачкой в отсутствие генерации и на пороге генерации самой высокодобротной моды соответственно;  $L = B\omega_c\sqrt{\varepsilon}/c$  для длины резонатора. Граничные условия на краях однородного образца активной среды в симметричном резонаторе Фабри—Перо с одинаковыми зеркалами и РОС встречных волн задаются связью их амплитуд  $a_+ = R \exp(i\varphi)a_-$  и  $a_- = R \exp(i\varphi)a_+$ , в которой комплексный коэффициент отражения содержит фактор с фазой  $\varphi$ , определяемой положением зеркала на периоде брэгговской структуры резонатора. При этом для определённости введены действительные коэффициент РОС  $\beta = \bar{\beta}\omega_0/\omega_c$  и коэффициент отражения от зеркал  $R$  (по амплитуде поля).

При численном моделировании установившихся решений уравнений Максвелла—Блоха на основе модифицированного метода Рунге—Кутты четвёртого порядка обычно предполагалось, что исходная среда однородно инвертирована до уровня накачки ( $n = n_p$ ,  $n_z = 0$ ) и лазер стартует с малых шумов поляризации ( $p_+ = p_- = 10^{-4}$ ,  $a_+ = a_- = 0$ ). Как показала проверка, получающиеся характеристики многомодовой генерации на достаточно больших временах расчёта качественно не зависят от начальных условий и оказываются примерно теми же для других начальных условий, например нулевых по инверсии и с малыми «сторонними» шумами электромагнитного поля. При этом корреляция сверхизлучательных мод и синхронизация части квазистационарных мод возникают самопроизвольно, в отсутствие внешних воздействий или дополнительных элементов (например, насыщающегося поглотителя), и не сильно чувствительны к слабым шумам (на уровне  $\{|a_+|, |a_-|, |p_+|, |p_-|\} \leq 10^{-3}$  для рассматриваемых ниже параметров лазера и накачки). Качественные свойства генерации сохраняются при смене типа неоднородного уширения лазерной среды, например лоренцевского на гауссовский, для исследуемого нами неширокого спектра генерируемых мод с частотами в центре спектральной линии ( $|\Delta| < \Delta_0$ ). Количественные оценки ожидаемых амплитуд и пространственно-временных масштабов генерируемых импульсов для различных параметров низкодобротных комбинированных резонаторов и потенциальных сверхизлучающих активных сред с непрерывной накачкой требуют детального рассмотрения условий генерации для конкретных размерных значений параметров модели и для тех или иных реальных лазеров класса С будут изложены в другой работе.

## 2. ОДНОВРЕМЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ И КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ МОД И ВЛИЯНИЕ ПЕРВЫХ НА ПОСЛЕДНИЕ

Несмотря на низкую добротность резонатора ( $T_E \leq T_2$ ), действительные частоты холодных (при  $n = 0$ ) и соответствующих горячих (при  $n = n_p$ ) мод линеаризованных уравнений Максвелла—Блоха практически совпадают и весьма точно определяют средние частоты не только квазистационарных, но и сильно нестационарных (автомодуляционных и даже сверхизлучательных) мод лазерной генерации в рассматриваемом случае сильного неоднородного уширения спектральной линии активной среды ( $\Delta_0 = 1/(T_2^*\omega_c) \gg 1$ ). Вместе с тем согласно [11–14], инкременты/декременты горячих мод, рассчитываемых для фиксированной инверсии населённостей  $n = n_p$  при  $n_z = 0$ , позволяют лишь косвенно судить о количестве и амплитудах мод, вошедших

в установившийся режим генерации при превышении порога ( $n_p > n_L$ ), т. к. не учитывают наличие нестационарных неоднородных профиля инверсии населённости  $n(\zeta, \tau, \Delta)$  и её решётки  $n_z(\zeta, \tau, \Delta)$ , эффективно меняющих усиление волн под действием накачки и РОС. Существенными являются также нестационарные осцилляции Раби инверсии населённости и поляризации активной среды, вызываемые имеющимися в резонаторе импульсами электромагнитного поля [9–11].

Нелинейное действие со стороны наиболее добротных и интенсивных сверхизлучательных мод приводит к довозбуждению ближайших по частоте мод (которые могут стать автомодуляционными и достаточно интенсивными), а вместе с ними — и более далёких по частоте и менее интенсивных мод, которые оказываются квазистационарными и не могли бы возбудиться в отсутствие нестационарной генерации указанных интенсивных мод. Несомненно, существенным фактором возбуждения мод на «крыльях» спектра является и возможный параметрический резонанс биений спектральных компонент соседних сверхизлучательных или автомодуляционных мод с биениями соседних квазистационарных мод, т. к. межмодовый интервал между всеми последними одинаков и близок к  $\pi/L$ . Так или иначе проведённые расчёты для широкого набора параметров комбинированных резонаторов показывают, что само существование большого числа квазистационарных мод в установившейся лазерной генерации, не говоря уже об их самосинхронизации, зависит от характера и уровня генерируемых сверхизлучательных мод.

Оставляя в стороне детали формирования подобной многомодовой генерации сверхизлучающего лазера, анализ связи спектра горячих мод с установившимся лазерным спектром и оценку его профиля и числа генерируемых мод, приведём показательные примеры начального этапа лазерной динамики в случаях симметричного (см. рис. 1) и несимметричного (рис. 2) спектра, отвечающих вариантам 1 и 2 из табл. 1, где указаны параметры резонаторов, использованных в обсуждаемых далее вычислениях характеристик установившейся генерации. Здесь и ниже демонстрационные расчёты проводятся практически для одной и той же сверхизлучающей активной среды с релаксационными параметрами  $\Delta_0 \approx 13$ ,  $\Gamma_2 \approx 3\Gamma_1 = 0,03$  и максимальной накачкой  $n_p = 1$  (если не оговорено противное), а также величиной  $\omega_c^2 \varepsilon / \omega_{21}^2 = 2,3 \cdot 10^{-6}$ , отвечающей значению кооперативной частоты  $\omega_c \approx 10^{-3} \omega_{21}$ . Как видим, соответствующее симметричное и несимметричное расширение динамического спектра поляризации (см. рис. 1а и 2а) и инверсии населённости (рис. 1б и 2б) происходит от более интенсивных центральных мод к менее

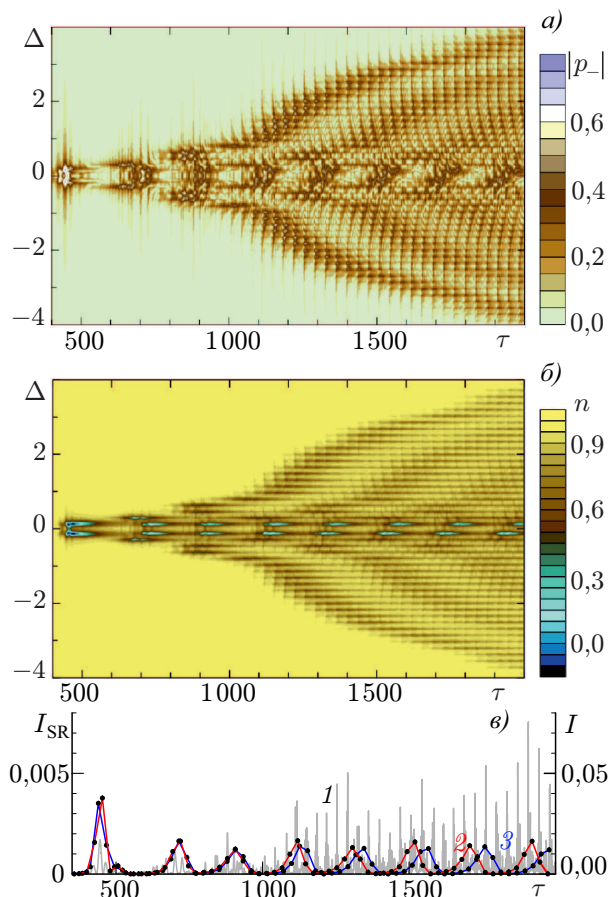


Рис. 1. Начальный этап генерации с почти симметричным спектром в сверхизлучающем лазере с резонатором № 1 из табл. 1. Для левого торца  $\zeta = -L/2$  показаны динамические спектры (а) поляризации активных центров  $|p_-(\Delta, \tau)|$  и (б) инверсии населённости их уровней  $n(\Delta, \tau)$ , а также (в) осциллограммы интенсивности огибающих поля сверхизлучательных мод  $I_{SR}$  спектральных каналов  $-0,25 < \Delta < 0$  (красная линия 2) и  $0 < \Delta < 0,25$  (синяя линия 3), а также полного излучения лазера  $I$  (серая линия 1)

Таблица 1. Основные безразмерные параметры низкодобротных комбинированных резонаторов Фабри—Перо с РОС встречных волн, использованные для представленного в статье численного моделирования лазерной генерации при непрерывной накачке сверхизлучающей активной среды:  $L$  — длина резонатора,  $\beta$  — коэффициент РОС,  $R \exp(i\varphi)$  — коэффициент отражения,  $b = \beta L$  — параметр РОС,  $\pi/L$  — межмодовый спектральный интервал,  $T_2/T_E$  — отношение времени некогерентной релаксации поляризации активной среды ко времени жизни фотона в наиболее добротной моде резонатора,  $n_L \approx (\omega_c^2 T_2^* T_E)^{-1} \equiv \Delta_0 \Gamma_E$  — оценка порога лазерной генерации. Строго говоря, исследованные лазеры с резонаторами № 7 и 11 относятся к классу С, а с остальными резонаторами — к классу D, хотя для всех рассматриваемых лазеров  $T_2 \sim T_E$

| №  | $L$  | $\beta$ | $R \exp(i\varphi)$  | $b = \beta L$ | $\pi/L$ | $T_2/T_E$ | $n_L \approx \Delta_0 \Gamma_E$ |
|----|------|---------|---------------------|---------------|---------|-----------|---------------------------------|
| 1  | 18,0 | 0,040   | $0,17 \exp(i\pi/2)$ | 0,72          | 0,17    | 2,26      | 0,82                            |
| 2  | 18,0 | 0,040   | 0,17                | 0,72          | 0,17    | 2,37      | 0,85                            |
| 3  | 20,0 | 0,125   | $0,1 \exp(i\pi/2)$  | 2,50          | 0,15    | 1,07      | 0,42                            |
| 4  | 20,0 | 0,125   | 0,10                | 2,50          | 0,150   | 1,05      | 0,41                            |
| 5  | 20,0 | 0,100   | $0,1 \exp(i\pi/2)$  | 2,00          | 0,150   | 1,33      | 0,52                            |
| 6  | 20,0 | 0,086   | 0,15                | 1,73          | 0,150   | 1,36      | 0,53                            |
| 7  | 20,0 | 0,250   | 0,20                | 5,00          | 0,150   | 0,34      | 0,13                            |
| 8  | 22,5 | 0,040   | $0,1 \exp(i\pi/2)$  | 0,90          | 0,140   | 2,02      | 0,78                            |
| 9  | 25,0 | 0,010   | $0,1 \exp(i\pi/2)$  | 0,25          | 0,125   | 2,64      | 1,00                            |
| 10 | 25,0 | 0,040   | $0,1 \exp(i\pi/2)$  | 1,00          | 0,125   | 1,71      | 0,67                            |
| 11 | 25,0 | 0,200   | $0,1 \exp(i\pi/2)$  | 5,00          | 0,125   | 0,35      | 0,14                            |

интенсивным боковым и сопровождается формированием квазипериодических последовательностей из цугов импульсов коллективного спонтанного излучения Дике. Эти импульсы создаются сверхизлучательными модами (рис. 1в и 2в) и из проходящих через зеркала частей сложно устроенного полевого комплекса (ещё не солитоноподобного), обтекающего резонатор и образованного синхронизовавшейся частью квазистационарных мод. В областях пиков интенсивности сверхизлучательных мод усиливается возбуждение ближайших к ним мод, которое постепенно достигает мод, всё дальше отстоящих по частоте от центра спектра. Следует отметить, что намеренно некорректное численное моделирование и формирования, и установившейся лазерной генерации при формальном обнулении решётки инверсии населённостей ( $n_z \equiv 0$ ) показывает, что последняя значительно влияет на параметры, взаимное расположение и корреляционные свойства импульсов в последовательностях, отвечающих различным модам, прежде всего за счёт изменения фазовых соотношений между ними и в меньшей степени за счёт вариации интенсивностей мод, которые могут как возрастать, так и убывать при учёте этой решётки в корректном моделировании.

В общем случае установившийся спектр лазера является несимметричным и при интересующем нас достаточном, но не слишком сильном превышении накачкой порога генерации  $n_L$  содержит по крайней мере одну-две сильно нестационарные сверхизлучательные моды, немного близких к ним по частоте автомодуляционных мод и обычно значительное число квазистационарных мод на «крыльях» генерируемого спектра. Естественно, число мод разного типа зависит от уровня накачки и параметров резонатора, в частности, как уже отмечалось в работе [12] на примере асимметричного спектра генерации, оно возрастает в условиях достаточно выраженного параметрического резонанса биений каких-либо компонент двух уширенных центральных сверхизлучательных или автомодуляционных мод с биениями пар соседних квазистационарных, квазимонохроматических мод, когда межмодовый интервал для последних примерно вдвое меньше разности частот между какими-либо компонентами двух центральных мод, «раздвинутых» по

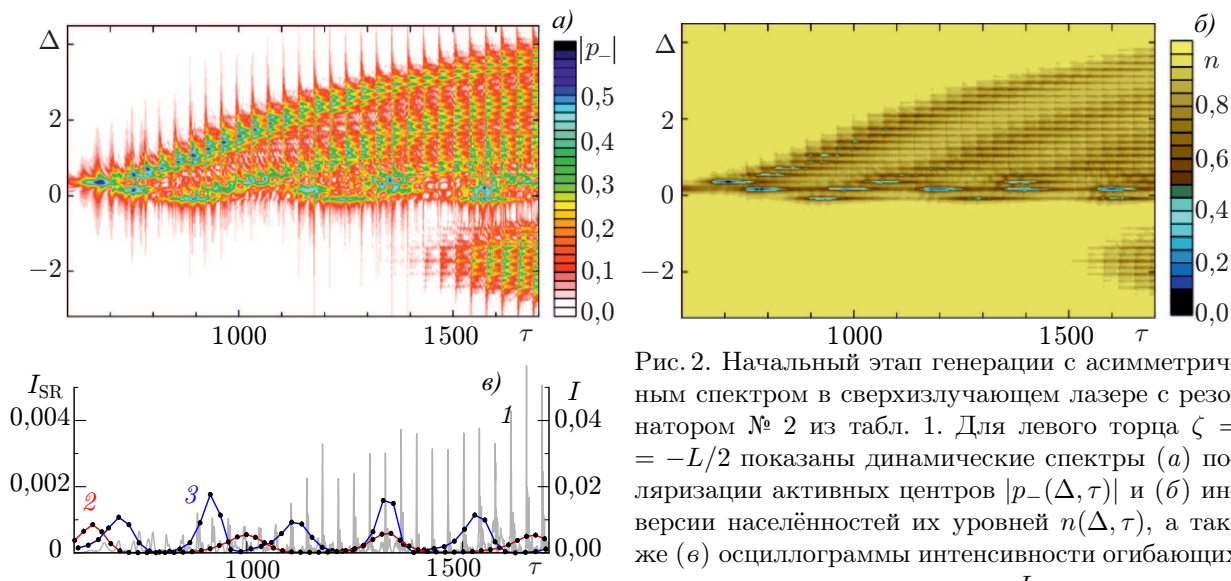


Рис. 2. Начальный этап генерации с асимметричным спектром в сверхизлучающем лазере с резонатором № 2 из табл. 1. Для левого торца  $\zeta = -L/2$  показаны динамические спектры (а) поляризации активных центров  $|p_-(\Delta, \tau)|$  и (б) инверсии населённости их уровней  $n(\Delta, \tau)$ , а также (в) осциллограммы интенсивности огибающих поля сверхизлучательных мод  $I_{SR}$  спектральных каналов  $-0,4 < \Delta < 0$  (красная линия 2) и  $0 < \Delta < 0,27$  (синяя линия 3) и полного излучения лазера (серая линия 1)

спектру благодаря имеющейся запрещённой фотонной зоне. Примеры симметричного и асимметричного спектров установившейся генерации при наличии такого параметрического резонанса представлены соответственно на рис. 3а, в и рис. 4а, б, отвечающих вариантам резонатора 1, 8 и 2, 4 из табл. 1, как обычно в данной работе, при  $n_p = 1$ . Проверочные расчёты показали, что в этих вариантах при меньшем уровне накачки начиная примерно с  $n_p = 0,75$  присутствуют только две центральные сверхизлучательные моды, являющиеся сильно нестационарными, а при ослаблении накачки  $n_p$  до значения вблизи  $n_L$  на их месте в генерации остаются лишь одна-две автомодуляционные моды с умеренной нестационарностью, зависящей от уровня накачки. При достаточно высоком уровне накачки, возбуждающей много мод, имеет место влияние указанного параметрического резонанса на ширину спектра, занятого квазистационарными модами. Оно установлено численно, в частности путём анализа почти симметричных спектров генерации при увеличении коэффициента РОС  $\beta$  (см. варианты 9–11 в табл. 1), приводящем, правда, не только к росту ширины запрещённой фотонной зоны комбинированного резонатора и его добротности, но и к изменению интенсивности и спектрального уширения наиболее добротных нестационарных мод лазерного излучения.

### 3. РАЗНОПЕРИОДНЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ И ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ЧАСТИ МОД

Каждая из сильно нестационарных сверхизлучательных мод лазера при постоянной накачке создаёт свою квазипериодическую последовательность цугов импульсов коллективного спонтанного излучения Дике активных центров, имеющих парциальные частоты в спектральной полосе данной моды. Эти цуги могут обладать сложной формой, меняющейся от цуга к цугу, благодаря дополнительному фазированию активных центров с парциальными частотами в разных частях этой полосы под действием созданного ими общего электромагнитного поля, ведущего к осцилляциям Раби в инверсии населённости и согласованной с ними сложной собственной динамике спектральной плотности поляризации среды; см. примеры на рис. 5 для вариантов 2 и 3

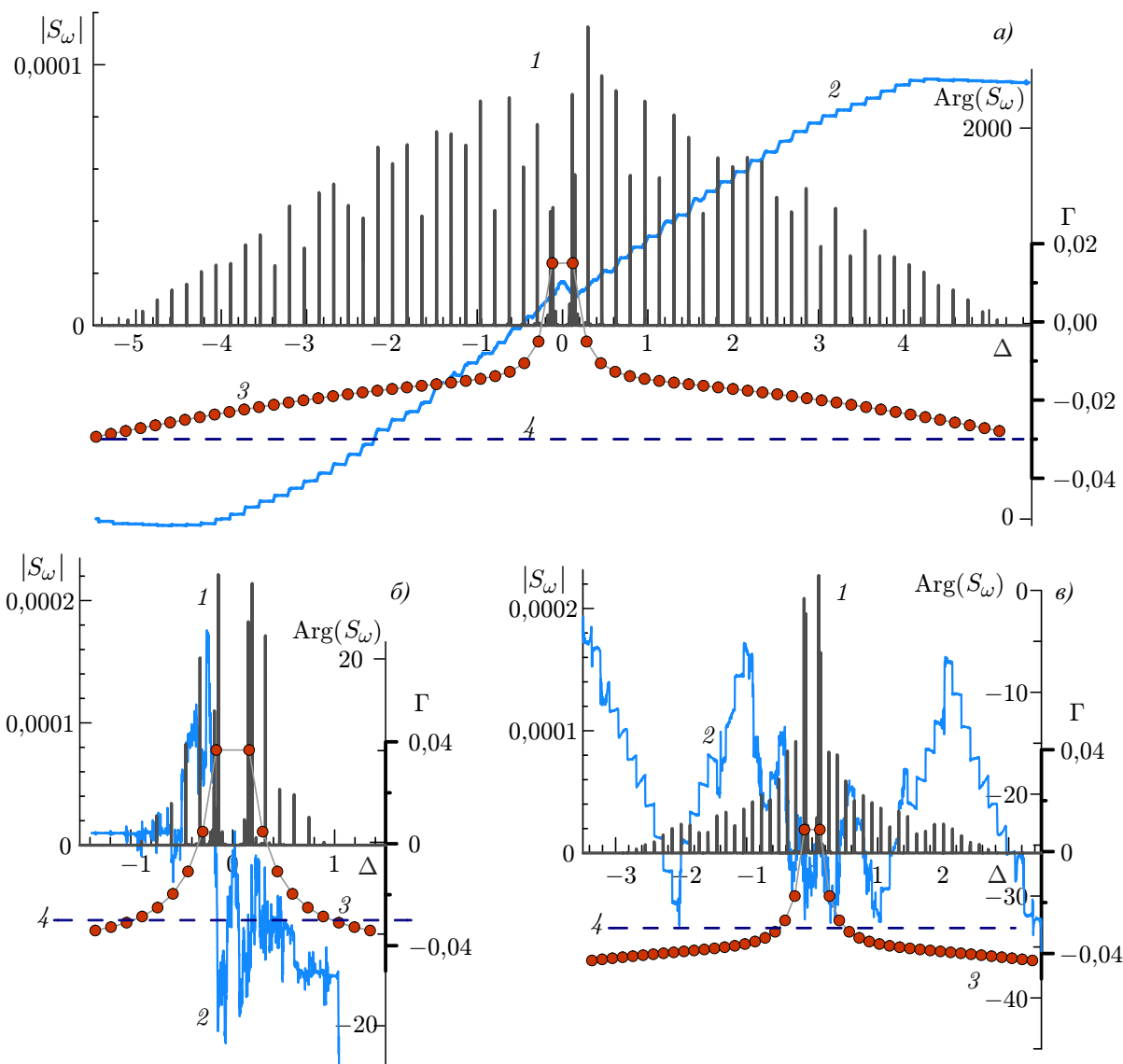


Рис. 3. Варианты почти симметричных спектров установившейся генерации сверхизлучающего лазера. Сопоставление инкрементов/декрементов горячих мод лазера (точки 3) с фактическим амплитудным  $|S_\omega|$  (чёрные столбики 1) и фазовым  $\text{Arg}(S_\omega)$  (голубые линии 2) спектром излучаемого поля для трёх вариантов резонаторов из табл. 1: (а) № 1; (б) № 5; (в) № 8. Штриховой линией 4 показан уровень декремента  $-\Gamma_2 = -0,03$

из табл. 1 (см. также раздел 5, где обсуждаются динамические спектры для других вариантов резонатора). По самому характеру сверхизлучательного процесса подобные импульсы и их цуги являются очень короткими, с длительностью меньше или порядка времени некогерентной релаксации поляризации активной среды  $T_2$ , и спектры их полей простираются на несколько или даже много соседних мод, влияя на амплитуду и фазу последних, т. е. обеспечивая нелинейное взаимодействие мод и возможность их самофазировки. Максимальная частота Раби таких импульсов может достигать и даже превышать величину межмодового интервала квазимонохроматических мод ( $I^{1/2} \sim \pi/L$ , т. е.  $\omega_R \sim \pi(c/\sqrt{\epsilon})/B$ , для приводимых ниже примеров сверхизлучательных импульсов), так что осцилляции Раби могут влиять на синхронизацию этих мод и модулировать связанные с ними импульсы.



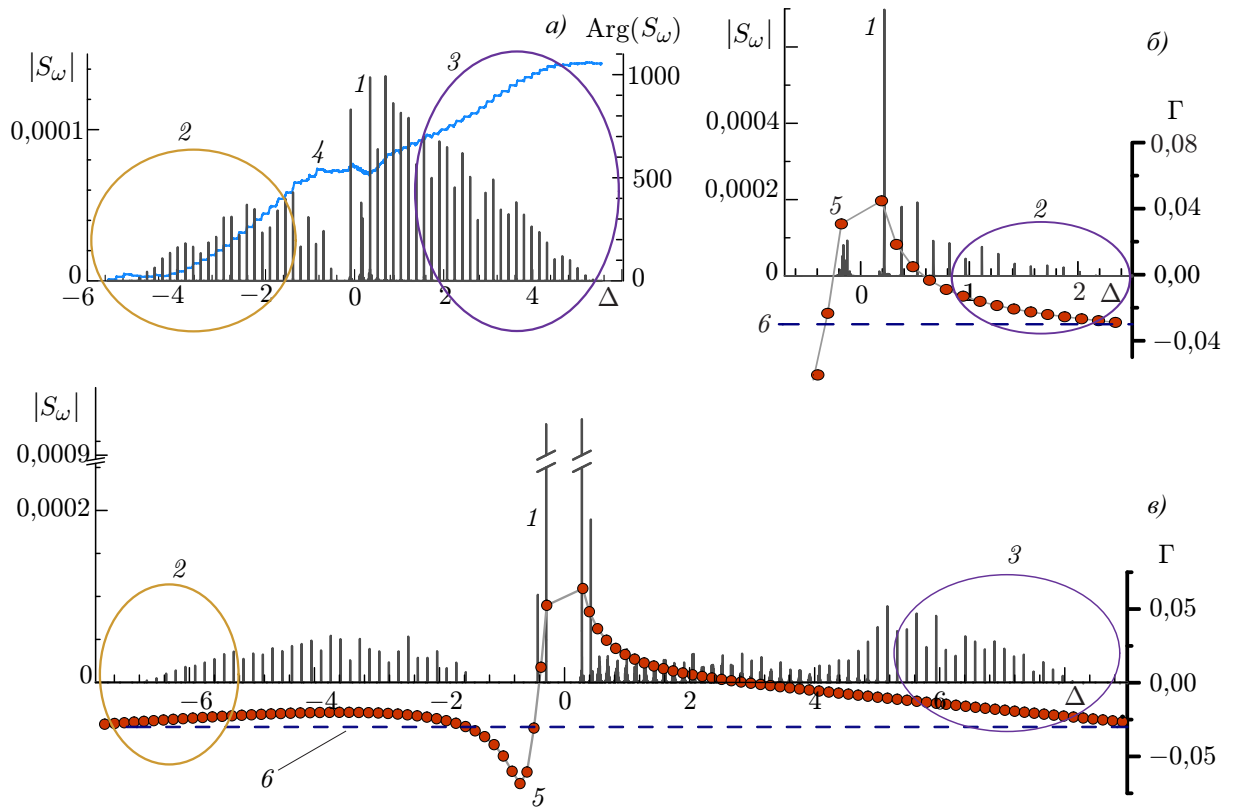


Рис. 4. Варианты асимметричных спектров установившейся генерации. Овалами 2 и 3 отмечены области спектра с наиболее эффективной синхронизацией мод. (а) Амплитудный  $|S_\omega|$  (чёрные столбики 1) и фазовый  $\text{Arg}(S_\omega)$  (голубая линия 4) спектры излучаемого поля для параметров резонатора № 2 из табл. 1. Сопоставление инкрементов/декрементов  $\Gamma$  горячих мод лазера (точки 5) с фактическим амплитудным спектром  $|S_\omega|$  (чёрные столбики 1) излучаемого поля для двух вариантов резонаторов из табл. 1: (б) № 4; (в) № 7. Штриховой линией 6 показан уровень декремента  $-\Gamma_2 = -0,03$

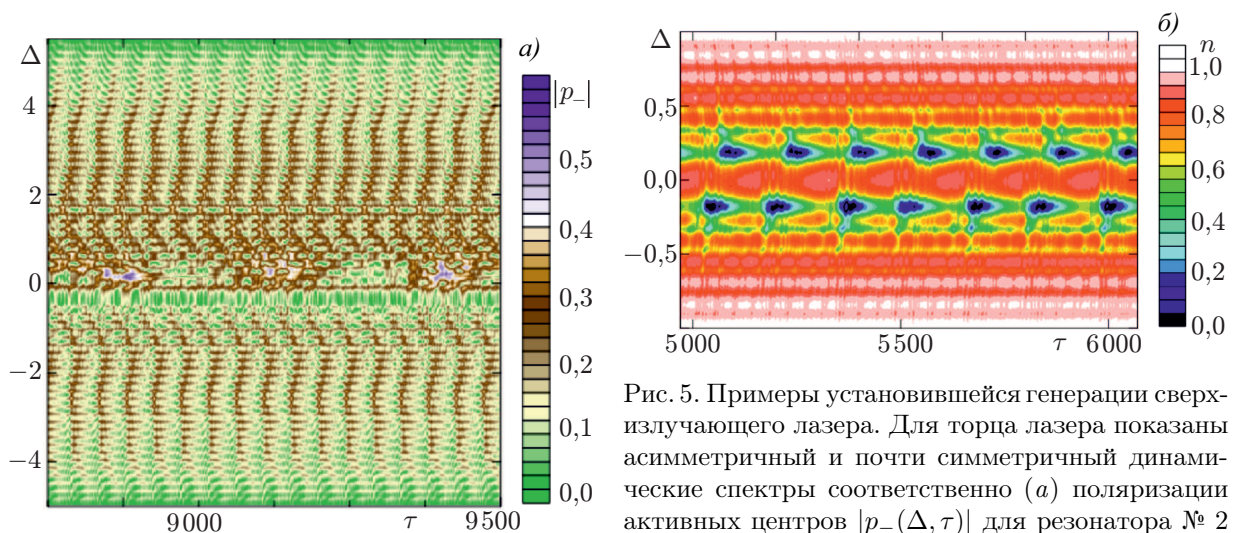


Рис. 5. Примеры установившейся генерации сверхизлучающего лазера. Для торца лазера показаны асимметричный и почти симметричный динамические спектры соответственно (а) поляризации активных центров  $|p_-(\Delta, \tau)|$  для резонатора № 2 и (б) инверсии населённости уровней  $n(\Delta, \tau)$  для резонатора № 3 из табл. 1

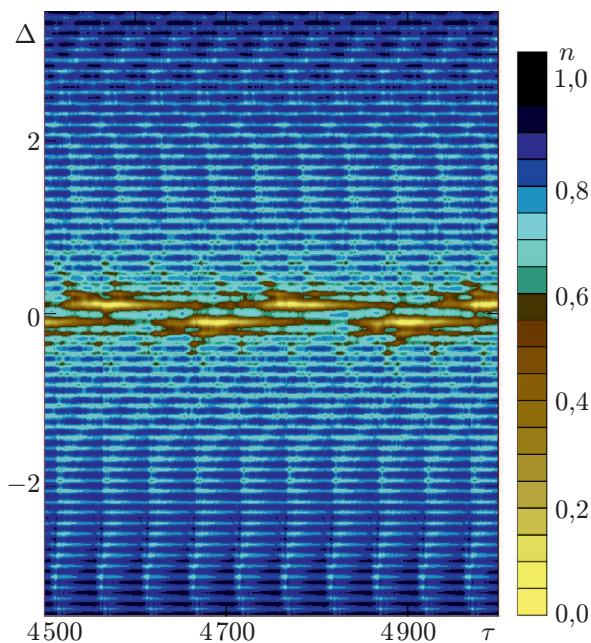


Рис. 6. Пример установившейся генерации сверхизлучающего лазера с почти симметричным полным спектром и существенно несимметричным динамическим спектром. Последний представлен инверсией населённостей уровней  $n(\Delta, \tau)$  (на торце лазера) для резонатора № 10 из табл. 1

шейся лазерной генерации, обсуждаемых ниже, и в случае наличия всего двух сверхизлучательных мод может приводить, в зависимости от параметров резонатора и вида установившегося спектра, к существенно несинфазному и даже почти противофазному следованию цугов в соседних последовательностях, как это продемонстрировано на рис. 6 для варианта резонатора 10 из табл. 1.

Более того, в общем случае, независимо от асимметрии лазерного спектра, при наличии двух существенно нестационарных мод (сверхизлучательных или автомодуляционных) на краях запрещённой фотонной зоны биения создаваемых ими даже разнопериодных импульсных последовательностей могут заметно влиять на фазы и, следовательно, на синхронизацию полей квазистационарных мод на «крыльях» спектра генерации [11, 12]. Согласно проведённым нами расчётам получающаяся в результате самосинхронизация групп мод может иметь место как на одном, так и на обоих «крыльях» генерируемого спектра, создавая одну, две или даже несколько независимых последовательностей импульсов, которые имеют солитоноподобный вид и следуют с периодом, примерно равным времени обхода резонатора. Соответствующие примеры ряда параллельных последовательностей импульсов, созданных разными по характеру модами, представлены на рис. 7 для вариантов 2 и 6 из табл. 1 и на рис. 8 для вариантов 4 и 7 из табл. 1, причём все эти варианты отвечают сильно асимметричному спектру лазера.

Выделение последовательностей солитоноподобных импульсов проводилось с использованием обратного преобразования Фурье для соответствующей области спектра лазерного излучения, занимаемой синхронизованной частью квазистационарных мод, т. е. всеми модами за исключением сверхизлучательных, ближайших к ним автомодуляционных и части квазистационарных мод, которые оказались подверженными большому нерегулярному, флуктуационному воздействию со

Периоды следования цугов импульсов для таких последовательностей, созданных различными сверхизлучательными модами, тоже могут быть различными, зависящими от интенсивности и степени нестационарности мод, но по порядку величины они определяются временем  $T_1$  создания накачкой значительной инверсии населённостей, начинающейся от низкого, возможно отрицательного, значения сразу после предыдущего импульса и кончающейся высоким значением, заметно превосходящим среднюю величину инверсии населённостей в спектральной полосе данной моды. Согласно известным результатам численного моделирования подобные процессы создания непрерывной накачкой последовательностей цугов импульсов сверхизлучения в спектральных полосах даже соседних сверхизлучательных мод во многом проходят независимо [10, 11, 13, 14]. При близких характеристиках мод и, следовательно, близких периодах следования, определяемых этими модами, похожих друг на друга огибающих цугов последние могут испытывать заметное взаимовлияние и подстраиваться друг к другу. Сказанное особенно характерно для почти симметричных спектров установившейся лазерной генерации, обсуждаемых ниже, и в случае наличия всего двух сверхизлучательных мод может приводить, в зависимости от параметров резонатора и вида установившегося спектра, к существенно несинфазному и даже почти противофазному следованию цугов в соседних последовательностях, как это продемонстрировано на рис. 6 для варианта резонатора 10 из табл. 1.

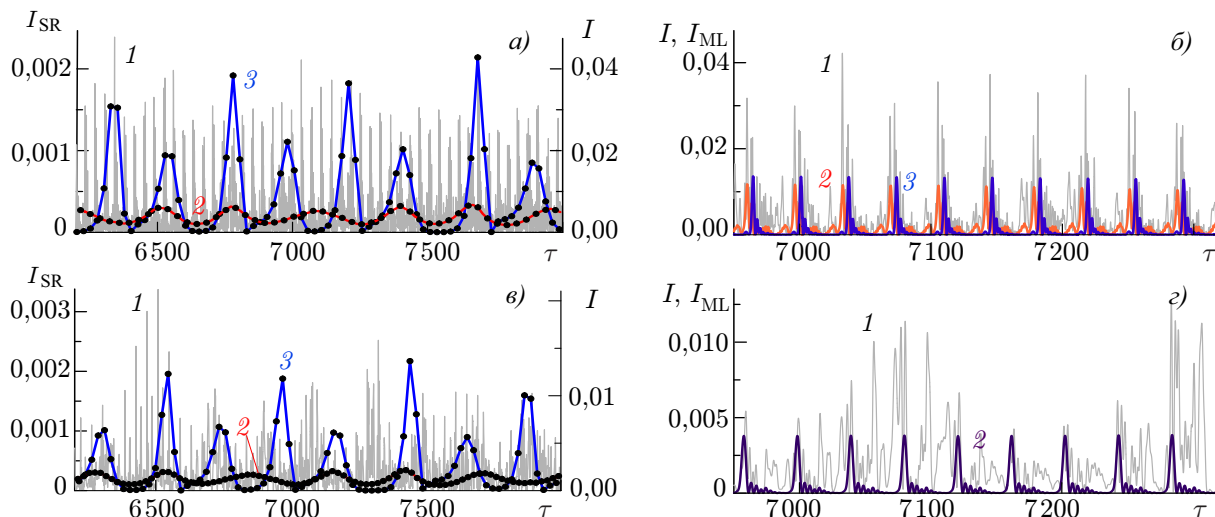


Рис. 7. Варианты установившейся генерации с асимметричным спектром. Осциллограммы интенсивности полей сверхизлучательной и автомодуляционной мод  $I_{SR}$  (левый столбец) и самосинхронизованных мод  $I_{ML}$  (правый столбец) на левом торце  $\zeta = -L/2$  сверхизлучающего лазера с вариантами резонаторов № 2 (верхняя строка) и № 6 (нижняя строка,  $n_p = 0,9$ ) из табл. 1. На фоне осциллограммы интенсивности излучения лазера  $I$  (серая линия 1) показаны осциллограммы интенсивностей: (а) огибающих поля сверхизлучательной и автомодуляционной мод  $I_{SR}$  спектральных каналов  $-0,4 < \Delta < 0$  (2) и  $0 < \Delta < 0,27$  (3); (б) полей самосинхронизованных мод  $I_{ML}$  спектральных областей  $\Delta < -1,3$  (2) и  $\Delta > 1,1$  (3), отмеченных на рис. 4а овалами 2 и 3 соответственно; (в) огибающих поля сверхизлучательных мод  $I_{SR}$  спектральных каналов  $-25 < \Delta < 0$  (2) и  $0 < \Delta < 0,27$  (3) и (г) поля самосинхронизованных мод  $I_{ML}$  спектральной области  $\Delta > 1,2$  (2)

стороны близлежащих нестационарных (сверхизлучательных) мод или общего квазинепрерывного поля излучения лазера. В зависимости от параметров резонатора и накачки, средние интенсивности (мощности) различных последовательностей импульсов сверхизлучательных и самосинхронизованных мод могут быть сравнимы или заметно отличаться, а суммарная средняя интенсивность (мощность) импульсной компоненты лазерного излучения может быть того же порядка величины или даже больше, чем средняя интенсивность (мощность) его квазинепрерывной, не сильно меняющейся компоненты, обусловленной квазистационарными несинхронизованными, автомодуляционными и отчасти сверхизлучательными модами.

Более интенсивные и более стабильные последовательности солитоноподобных импульсов самосинхронизованных мод возникают в указанных в конце раздела 2 условиях параметрического резонанса двух рассматриваемых нестационарных (сверхизлучательных или автомодуляционных) мод с рядом пар соседствующих синхронизованных квазистационарных мод. Тогда запускается параметрический механизм раскачки сфазированных биений пар соседних квазимонохроматических мод на межмодовой частоте  $\pi/L$  под действием колебаний инверсии населённостей уровней резонансно взаимодействующих с ними активных центров, возбуждаемых биениями двух указанных нестационарных мод примерно на удвоенной частоте  $2\pi/L$ . В значительной мере этот механизм работает уже в представленных вариантах 2, 4, 6, 7 из табл. 1 с асимметричным спектром лазера, однако сильнее и многообразнее он может выражаться в вариантах с почти симметричным лазерным спектром 1, 3, 5, 8, 10, когда возможна взаимная (хотя и довольно неустойчивая) фазировка двух и более групп синхронизованных мод даже на противоположных «крыльях» лазерного спектра, как это показано в следующем разделе.

Только для трёх вариантов (7, 9, 11) из табл. 1 условие параметрического резонанса в яв-

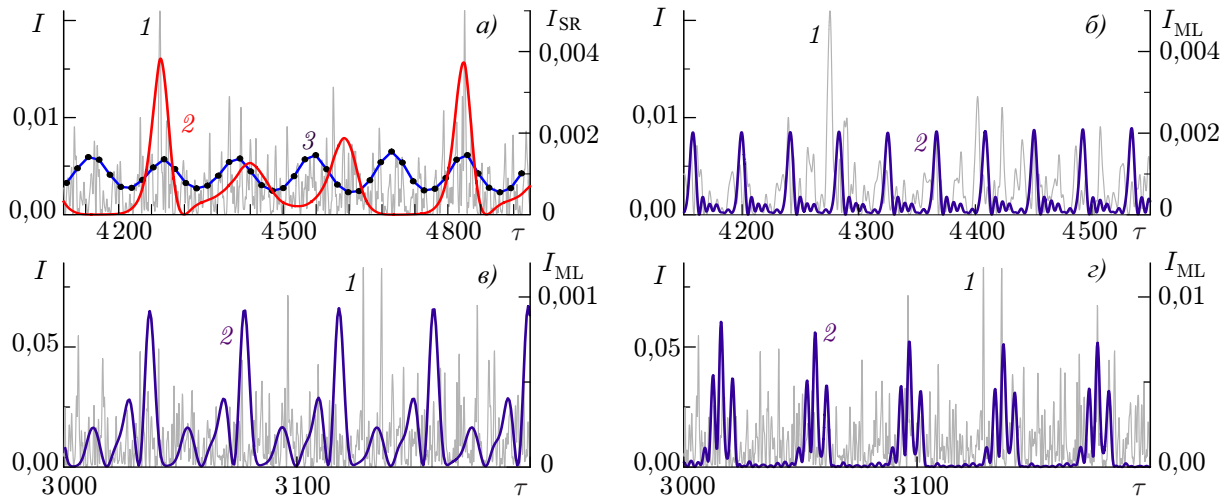


Рис. 8. Варианты установившейся генерации с асимметричным спектром. Осциллограммы интенсивности полей сверхизлучательной и автомодуляционной мод  $I_{SR}$  (а) и самосинхронизованных мод  $I_{ML}$  (б–д) на левом торце сверхизлучающего лазера с вариантами резонаторов № 4 (верхняя строка) и № 7 (нижняя строка) из табл. 1. На фоне осциллограммы интенсивности излучения  $I$  лазера (серая линия 1) показаны осциллограммы интенсивности: (а)  $I_{SR}$  огибающих поля сверхизлучательной и автомодуляционной мод спектральных каналов  $-25 < \Delta < 0$  (2) и  $0 < \Delta < 0,3$  (3); (б)  $I_{ML}$  поля самосинхронизованных мод спектральной области  $\Delta > 0,7$  (2), отмеченной на рис. 4б овалом 2; (в)  $I_{ML}$  поля самосинхронизованных мод спектральной области  $\Delta < -5,2$  (2), отмеченной на рис. 4в овалом 2; (д)  $I_{ML}$  поля самосинхронизованных мод спектральной области  $\Delta > 5,2$  (2), отмеченной на рис. 4в овалом 3

ном виде не выполнено и параметрическая синхронизация квазистационарных мод невозможна, а внутрирезонаторный солитонподобный импульс не образуется. Для варианта 9 запрещённая фотонная зона практически отсутствует вследствие малой величины параметра РОС  $b = \beta L$ , определяющего интегральный коэффициент отражения всей брэгговской структуры резонатора ( $b = 1/4$ ), так что межмодовый интервал  $\pi/L$  не вдвое, а лишь немного меньше разности частот двух центральных наиболее интенсивных мод, имеющих к тому же слабо выраженный автомодуляционный характер. Для варианта 11, напротив, запрещённая фотонная зона слишком велика вследствие большой величины параметра РОС,  $b = 5$ , и превышает межмодовый интервал  $\pi/L$  в несколько раз (как и для варианта 7), так что две центральные наиболее интенсивные моды, несмотря на весьма сильную автомодуляцию, слабо воздействуют на соседние квазимонохроматические моды.

Конечно, наряду с параметрическим эффектом, синхронизации части квазистационарных мод, попадающих в область широкого динамического спектра импульсов сверхизлучения, способствует образование последними провалов инверсии населённостей, которые при подходящем циркулировании по резонатору солитонподобного импульса могут предотвращать нежелательное развитие возмущений, разваливающих его, т. е. препятствовать расфазировке образующих его мод. Однако последний эффект ещё не исследовался и вряд ли самостоятельно может привести к формированию долгоживущего внутрирезонаторного солитонподобного импульса в сколь угодно значительной области параметров лазера, особенно с учётом неизбежного наличия осцилляций Раби, способных в определённых условиях сильно влиять на нелинейное взаимодействие квазистационарных мод и устойчивость их синхронизации.

### 4. ДИНАМИКА ЛАЗЕРА С СИММЕТРИЧНЫМ СПЕКТРОМ МОД И ЕЁ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАТОРА И НАКАЧКИ

Как отмечено выше, в вариантах с почти симметричным спектром синхронизоваться друг с другом благодаря параметрическому резонансу могут квазистационарные моды на противоположных «крыльях» спектра, т. е. по разные стороны от запрещённой фотонной зоны, образуя в результате единый солитоноподобный импульс, оббегающий резонатор и обуславливающий единую последовательность импульсов лазерного излучения. При этом, как показано на рис. 9 для варианта 1 и на рис. 10 для варианта 8 из табл. 1, основополагающим является то обстоятельство, что последовательности цугов импульсов двух сверхизлучательных мод тоже синхронизируются между собой (в обоих вариантах почти противофазно) и образуют другую, более длиннопериодную, единую последовательность цугов импульсов, сравнимых по интенсивности с солитоноподобными импульсами, создаваемыми синхронизованными квазистационарными модами. Обе последовательности являются весьма регулярными (по крайней мере на временах порядка  $10 \div 100$  времён обхода резонатора), т. к. соседние цуги импульсов сверхизлучения хоть и не сильно, но систематически перекрываются и интерферируют, а следовательно, создают биения электромагнитного поля и инверсии населённостей на частоте около  $2\pi/L$ , требуемые для эффективного параметрического воздействия на достаточно близко расположенные пары соседних квазистационарных мод, имеющих межмодовый интервал около  $\pi/L$ . Для этих мод не только полные (вычисленные для большого интервала времени), но и динамические спектры поля, поляризации и инверсии

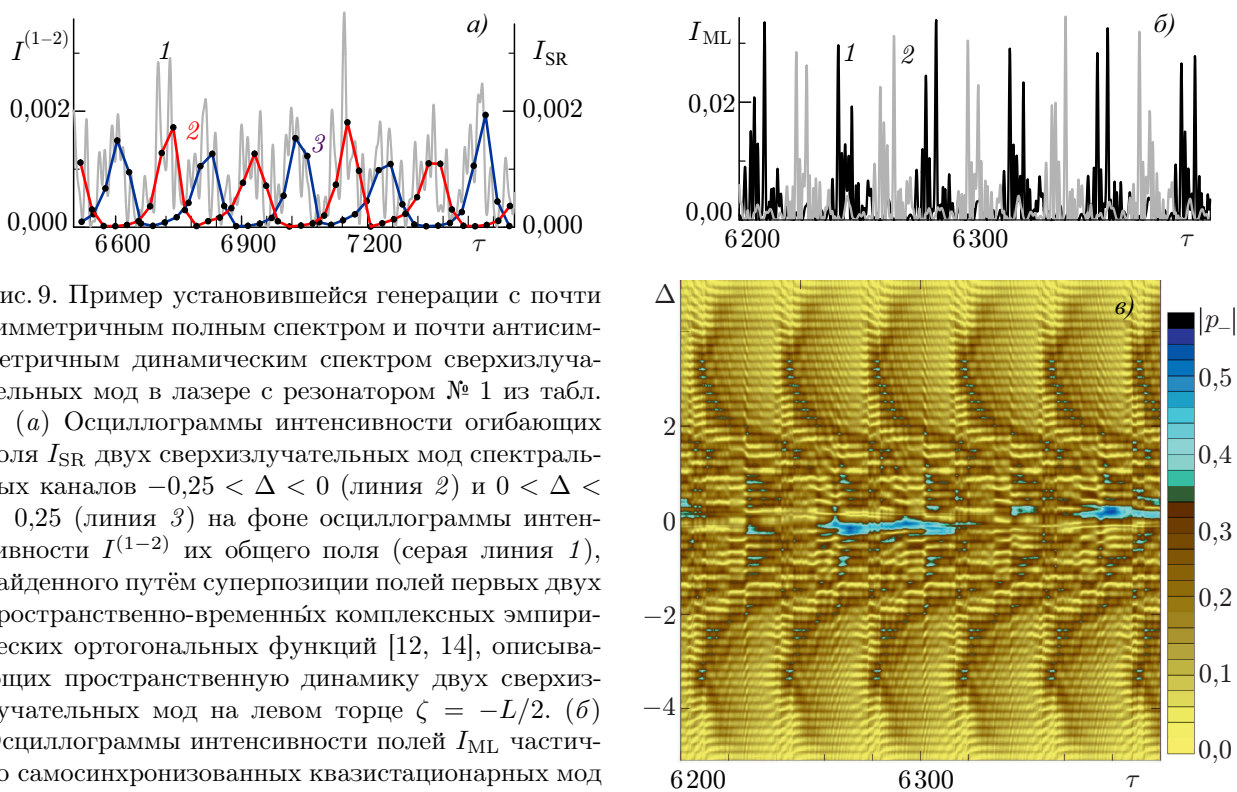


Рис. 9. Пример установившейся генерации с почти симметричным полным спектром и почти антисимметричным динамическим спектром сверхизлучательных мод в лазере с резонатором № 1 из табл. 1. (а) Осциллограммы интенсивности огибающих поля  $I_{SR}$  двух сверхизлучательных мод спектральных каналов  $-0,25 < \Delta < 0$  (линия 2) и  $0 < \Delta < 0,25$  (линия 3) на фоне осциллограммы интенсивности  $I^{(1-2)}$  их общего поля (серая линия 1), найденного путём суперпозиции полей первых двух пространственно-временных комплексных эмпирических ортогональных функций [12, 14], описывающих пространственную динамику двух сверхизлучательных мод на левом торце  $\zeta = -L/2$ . (б) Осциллограммы интенсивности полей  $I_{ML}$  частично самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $|\Delta| > 1$ , включающими оба «крыла» лазерного спектра, на левом,  $\zeta = -L/2$  (1), и правом,  $\zeta = L/2$  (2), торцах. (в) Динамический спектр поляризации активных центров  $|p_{-}(\Delta, \tau)|$  на левом торце лазера  $\zeta = -L/2$  (сп. спектр поля на рис. 3а)

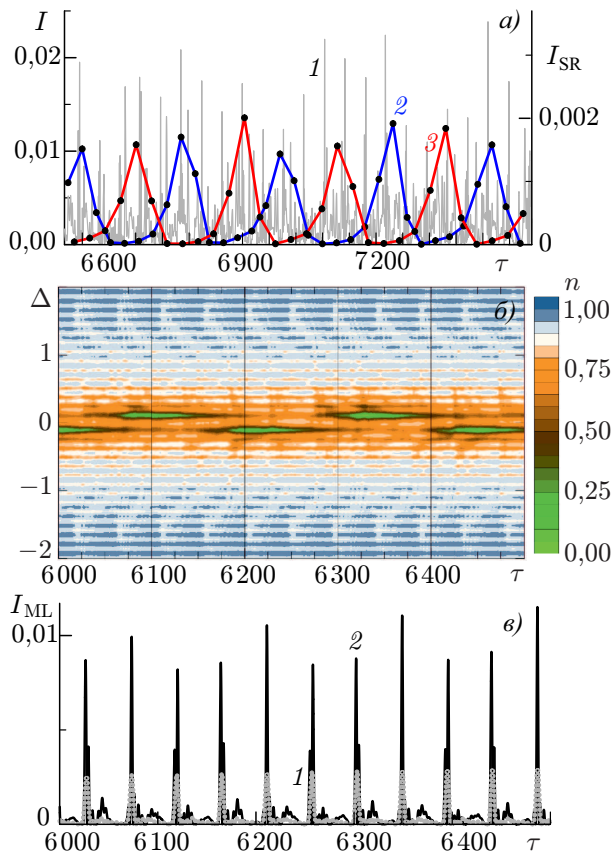


Рис. 10. Пример установившейся генерации с почти симметричным полным спектром и почти антисимметричным динамическим спектром сверхизлучательных мод в лазере с резонатором № 8 из табл. 1. Для левого торца ( $\zeta = -L/2$ ) показаны: (а) осциллограммы интенсивности огибающих поля  $I_{SR}$  двух сверхизлучательных мод спектральных каналов  $-0,2 < \Delta < 0$  (линия 2) и  $0 < \Delta < 0,2$  (3) на фоне осциллограммы интенсивности излучения лазера  $I$  (серая линия 1); (б) динамический спектр инверсии населённостей уровней  $n(\Delta, \tau)$  активных центров (ср. спектр поля на рис. 3в); (в) осциллограммы интенсивности полей  $I_{ML}$  самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $\Delta < -1$  левого «крыла» спектра (1) (практически совпадающей с интенсивностью поля мод с частотами  $\Delta > 1$ ) и самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $|\Delta| > 1$ , включающими оба «крыла» лазерного спектра (2)

ция оказывается не строго регулярной или квазипериодической и демонстрирует медленную модуляцию и биения солитоноподобных импульсов с характерным временем порядка десятков времён обхода резонатора (см. раздел 6), при этом амплитуда последних может быть многократно выше амплитуды импульсов сверхизлучения.

населённостей оказываются практически симметричными, т.е. одинаковыми на левом и правом «крыльях» (см. рис. 9в и 10б при  $|\Delta| > 0,5$ ).

Для рассматриваемых параметров сверхизлучающей среды и комбинированных резонаторов типичные энергосодержания последовательностей импульсов синхронизованных и сверхизлучательных мод составляют  $10 \div 30 \%$ , периоды следования определяются удвоенной длиной резонатора  $\tau_{\text{round}} \approx 2L$  (т.е. порядка или даже меньше продолжительности цуга импульсов сверхизлучения) и в  $3 \div 5$  раз большей величиной соответственно, а длительности солитоноподобных импульсов и цугов импульсов сверхизлучения оказываются в несколько раз короче указанных соответствующих периодов следования. Заметим, что в установившейся генерации в зависимости от параметров активной среды, накачки и резонатора следование цугов импульсов двух сверхизлучательных мод может существенно отличаться от противофазного (хотя во всех проведённых расчётах оно не было близко к синфазному). Тогда соответствующие динамические спектры этих мод будут существенно отличаться от антисимметричных (ср. рис. 9в и 10б при  $|\Delta| < 0,5$ ), а амплитуды и ширины их спектров, вычисленных на временах с большим числом периодов следования, будут значительно различаться (несмотря на равенства как инкрементов, так и частотных отстроек от центра запрещённой фотонной зоны, имеющие место для двух горячих мод лазера, соответствующих двум сверхизлучательным модам). Указанное обстоятельство, с одной стороны, усиливает перекрытие импульсов сверхизлучательных мод и, следовательно, их параметрическое воздействие на остальные квазистационарные моды, а с другой стороны, обуславливает некоторую асимметрию спектра последних и, следовательно, отличие соответствующих солитоноподобных импульсов, создаваемых группами синхронизованных мод на левом и правом «крыльях» спектра генерации. В подобных условиях, как правило, установившаяся генерация

Для всех рассмотренных вариантов табл. 1, кроме указанных 7, 9 и 11, было продемонстрировано, что при изменении параметров резонатора и/или накачки, исключая возможность такого параметрического резонанса, т. е. нарушающем двукратное отличие средней межмодовой частоты квазистационарных мод от разности частот каких-либо компонент двух сверхизлучательных мод (с учётом уширения спектра последних благодаря их нестационарности), существенно уменьшается число генерируемых квазистационарных мод, и становится малоэффективной их синхронизация, а образуемый ими импульс теряет солитоноподобную форму и оказывается сильно переменным, флуктуирующим. Последнее может быть связано, в частности, с наличием слабоустойчивой или эпизодической синхронизации небольших групп квазистационарных мод, в том числе на одном и том же «крыле» спектра генерации.

## 5. ДИНАМИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ И СИНХРОНИЗОВАННЫХ МОД И ВЛИЯНИЕ ПОСЛЕДНИХ НА ПЕРВЫЕ

Упомянутое примерно двукратное отличие периода биений сверхизлучательных мод и периода биений пары соседних квазимонохроматических мод, а также другие существенные особенности установившейся многомодовой генерации позволяет выявить анализ динамических спектров поляризации  $p_-(\Delta, \tau)$  (см. рис. 5а и 9б) и инверсии населённостей (см. рис. 5б, 6, 10б и 11а и б), которые для определённости взяты на краю активной среды и получены моделированием лазерной динамики для вариантов 1–3, 5, 8, 10 из табл. 1. (Для определённости мы рассматриваем преимущественно динамические спектры инверсии населённостей, а не поля и поляризации, которые дают во многом аналогичную информацию.) Отметим, прежде всего, широкие по частоте и хорошо локализованные по времени провалы инверсии населённостей до почти нулевых значений, вызванные выходящими из лазера импульсами поля сверхизлучательных мод и невозможные в обычных лазерах с высокодобротными резонаторами, когда  $T_2 \ll T_E$ . Эти провалы отслеживают одну или две квазипериодические последовательности цугов импульсов сверхизлучения соответствующих одной или двух наиболее добротных мод (на краях запрещённой фотонной зоны) с периодами следования в диапазоне  $\tau_{SR} \sim 150 \div 250$ .

Пересекающиеся во времени импульсы сверхизлучения вызывают глубокие биения инверсии населённостей в области нахождения нескольких соседних квазистационарных мод на частоте, примерно вдвое превышающей их межмодовый интервал, что и обуславливает возникновение указанной выше параметрической когерентной синхронизации мод. В итоге возбуждаемые таким образом моды, связанные комбинационным четырёхволновым взаимодействием за счёт нелинейности активной среды, образуют бегущий по резонатору солитоноподобный импульс когерентных поля и поляризации, проявляющийся в хорошо различимой на рис. 5б, 6, 10б, 11а, б модуляции инверсии населённостей со временем обхода резонатора, т. е. с циклической частотой  $1/\tau_{ground} \sim 1/(2L)$ , в областях спектра, далеко отстоящих от сверхизлучательных мод.

Следуя работе [13], мы провели корреляционный анализ результатов численного моделирования генерируемых сверхизлучающим лазером полей и показали, что получающиеся во всех вариантах табл. 1 внутрирезонаторные солитоноподобные импульсы могут быть вполне стабильны на временах порядка десятков, а в ряде случаев и сотен времён обхода резонатора (см. также следующий раздел). В этих особых случаях стабильному существованию солитоноподобного импульса, по-видимому, способствует его обратное воздействие на импульсы коллективного спонтанного излучения Дике, точнее, их инициирование, обуславливающее примерную кратность среднего периода  $\tau_{SR}$  следования импульсов сверхизлучательных мод времени обхода резонатора  $\tau_{ground} \approx 2L$ . Подобную кратность с индексом порядка нескольких единиц можно установить сравнением соответствующих осциллограмм на рис. 9 и 10, а также с использованием обсуждавшихся выше

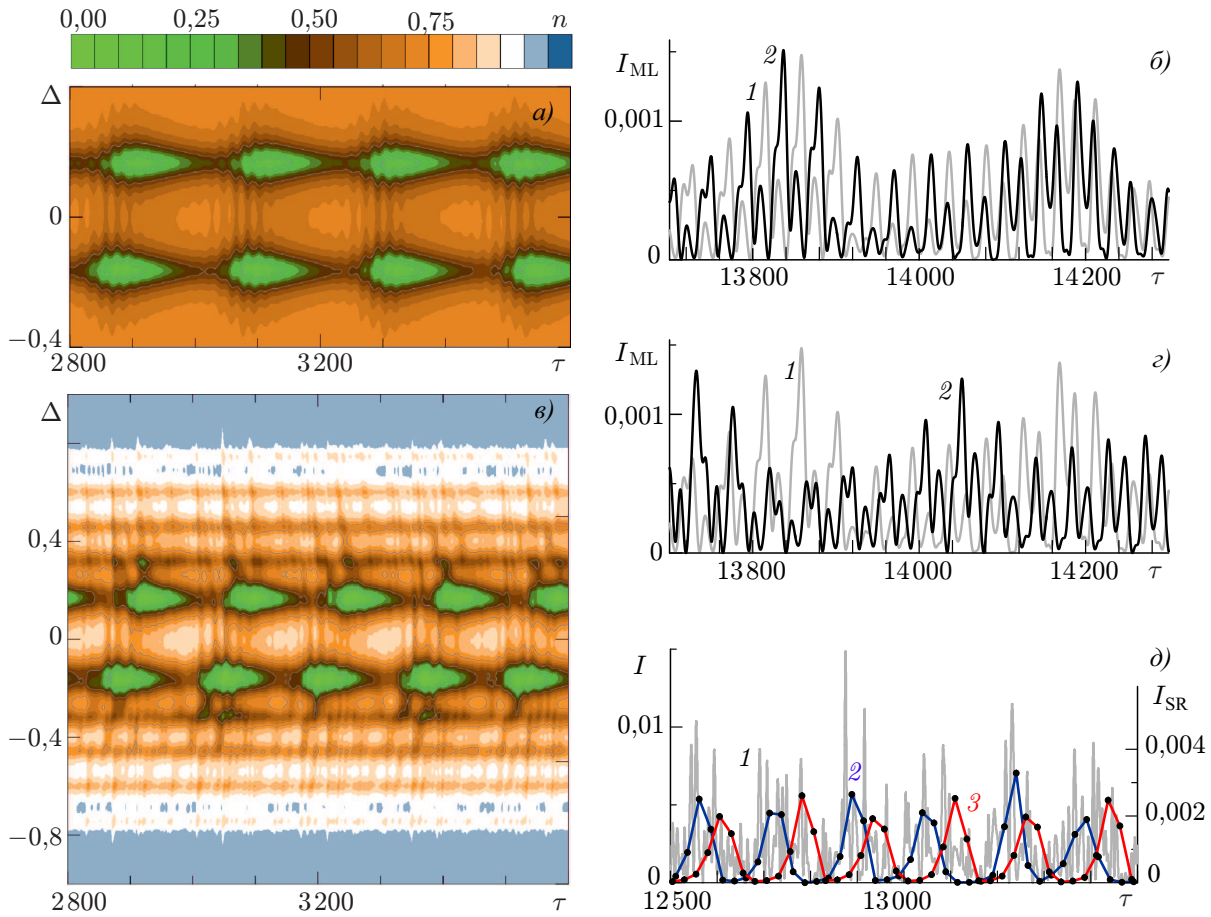


Рис. 11. Пример установившейся генерации с почти симметричным полным спектром в сверхизлучающем лазере с резонатором № 5 из табл. 1. (а и в) Динамические спектры инверсии населённости уровней  $n(\Delta, \tau)$  для двух уровней накачки,  $n_p = 0,75$  и  $n_p = 1$  (ср. спектр поля на рис. 3б). Для наибольшей накачки,  $n_p = 1$ , показаны: (б) осциллограммы интенсивности полей  $I_{ML}$  самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $\Delta < -1$  левого «крыла» спектра на левом,  $\zeta = -L/2$ , (1) и правом,  $\zeta = L/2$ , (2) торцах; (г) осциллограммы интенсивности полей  $I_{ML}$  на левом торце  $\zeta = -L/2$  самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $\Delta < -0,25$  левого (линия 1) и  $\Delta > 0,25$  правого (2) «крыльев» спектра; (д) осциллограммы интенсивности огибающих поля  $I_{SR}$  двух сверхизлучательных мод спектральных каналов  $-0,25 < \Delta < 0$  (2) и  $0 < \Delta < 0,25$  (3), на фоне осциллограммы интенсивности излучения лазера  $I$  (серая линия 1) на левом торце  $\zeta = -L/2$

динамических спектров инверсии населённости рабочих уровней активной среды (см. рис. 5б, 6, 10б и 11а и в). Кроме того, стабилизации солитоноподобных импульсов при определённых условиях могут способствовать вызываемые ими осцилляции Раби.

### 6. СТАТИСТИКА ИМПУЛЬСОВ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ МОД И СОЛИТОНОПОДОБНЫХ ИМПУЛЬСОВ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ МОД

Для выяснения простейших статистических свойств тех или иных квазипериодических импульсных последовательностей нами использовались расчёты и временное усреднение установившейся лазерной генерации на больших интервалах, порядка тысячи времён обхода резонатора, для различных вариантов из табл. 1.



Статистические характеристики цугов импульсов сверхизлучательных мод определяются не только лазерной динамикой, в частности, известной сверхизлучательной неустойчивостью (ср. [1–6, 11]), но и квантовыми, тепловыми и различными техническими шумами лазера, не учтёнными в использованных полуклассических уравнениях Максвелла—Блоха рассматриваемой двухуровневой модели активной среды в одномерном комбинированном резонаторе. В расчётах неявно присутствовали лишь вычислительные, скрытые шумы, возможно слабо влиявшие, как и другие шумы (см. конец раздела 1), но качественно не изменявшие динамические флуктуации времени появления, амплитуды, длительности и даже формы импульсов коллективного спонтанного излучения лазера с одной, двумя или несколькими сверхизлучательными модами. Подобные флуктуации свойственны рассматриваемому локально неустойчивому режиму установившегося иницированного сверхизлучения, т. к. каждый следующий цуг импульсов сверхизлучательной моды появляется и начинает экспоненциально нарастать в результате восстановления непрерывной накачкой достаточного уровня инверсии населённостей активной среды, которая была деактивирована предыдущим цугом импульсов, но ещё сохранила оставшееся от него сильно ослабленное поле благодаря наличию резонатора, пусть и низкодобротного. Данные флуктуации ухудшают стабильность солитоноподобного импульса, создаваемого группой синхронизирующихся квазистационарных мод, но ни в коем случае не отменяют рассматриваемый грубый механизм их когерентного параметрического фазирования, пусть и не совсем устойчивого, за счёт биений двух нестационарных сверхизлучательных мод или одной сверхизлучательной моды и автомодуляционной моды, расположенных по разные стороны запрещённой фотонной зоны комбинированного резонатора Фабри—Перо с РОС, ширина которой примерно вдвое превышает спектральный интервал между квазистационарными модами. При этом роль любых слабых шумов мала.

Для примера ограничимся здесь статистикой огибающих цугов импульсов сверхизлучательных мод в установившейся генерации лазера с почти симметричным и сильно асимметричным спектрами для вариантов резонаторов 1 и 2 из табл. 1 соответственно. В первом случае (см. рис. 9а) цуги импульсов двух сверхизлучательных мод следуют примерно на равных расстояниях друг от друга, т. е. практически противофазно, с периодом около 210 и скважностью 3,5, хорошо повторяя себя в подпоследовательности каждой из мод и отличаясь друг от друга по длительности и амплитуде в смежных, противофазных подпоследовательностях двух мод всего на несколько процентов; при этом в независимых одинаково проведённых расчётах наблюдается случайный выбор той моды слева или справа от запрещённой фотонной зоны (см. рис. 3а), цуги импульсов которой на протяжении всего расчёта оказываются чуть интенсивнее и чуть короче своих соседей — цугов импульсов другой, симметричной моды. Во втором случае (рис. 7а) только одна мода справа от запрещённой фотонной зоны (рис. 4а) генерирует цуги импульсов сверхизлучения, которые идут с периодом около 220 и скважностью 3,3 и поочередно оказываются по амплитуде огибающей меньше или больше предшественника примерно в полтора раза; при этом автомодуляционная мода с другой стороны запрещённой фотонной зоны в максимуме излучения оказывается в пять раз менее интенсивной и колеблется с периодом около 300, изменяясь по интенсивности излучения примерно вдвое.

Вариации параметров и даже формы солитоноподобных импульсов, образованных одной или несколькими группами синхронизованных квазистационарных мод, выражены сильнее и обусловлены не столько флуктуациями поля под действием тех или иных шумов, сколько сверхизлучательной неустойчивостью и связанной с ней медленной сменой фаз указанных мод в группе, а особенно интерференцией сосуществующих солитоноподобных импульсов при наличии двух и более слабо связанных групп таких синхронизованных мод, амплитуды которых практически не меняются. В наличии подобных двух-трёх слабо связанных групп мод нетрудно убедиться путём анализа динамических спектров лазерной генерации, например на рис. 5а, 6, 9в для вариантов

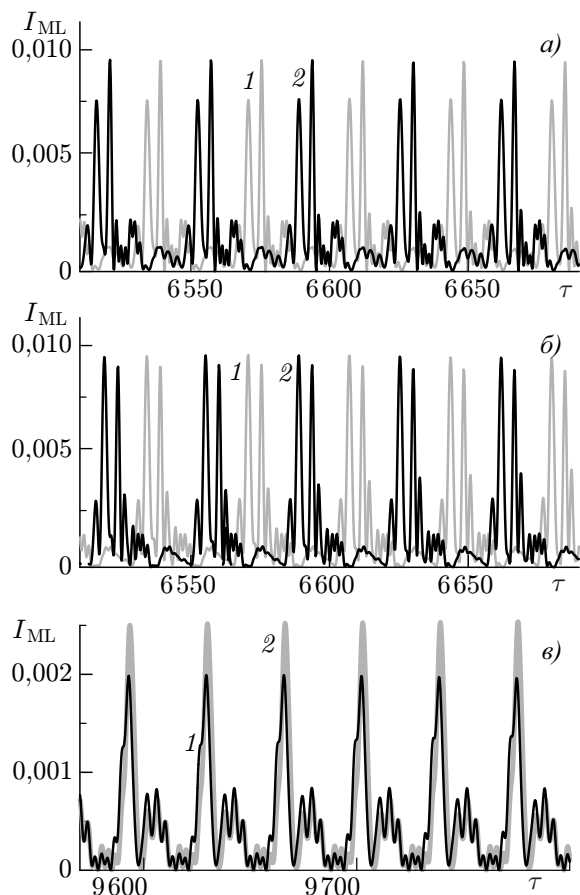


Рис. 12. Особенности полей самосинхронизованных мод в установившемся режиме генерации с почти симметричным спектром в сверхизлучающем лазере с резонатором № 1 из табл. 1 (см. также рис. 9). Показаны типичные осциллограммы интенсивности: (а) поля  $I_{ML}$  самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $\Delta < -1$  левого «крыла» спектра для левого (серая линия 1),  $\zeta = -L/2$ , и правого (чёрная линия 2),  $\zeta = L/2$ , торцов; (б) поля  $I_{ML}$  самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $\Delta > 1$  правого «крыла» спектра для левого (серая линия 1),  $\zeta = -L/2$ , и правого (чёрная линия 2),  $\zeta = L/2$ , торцов; (в) полей  $I_{ML}$  самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $\Delta < -3$  левого (чёрная линия 1) и  $\Delta > 3$  правого (серая линия 2) «крыльев» спектра для левого  $\zeta = -L/2$  торца

дальности создаваемых ими импульсов — на 10÷20 %.

Довольно сильные вариации параметров солитоноподобных импульсов обычно присутствуют в расчётах установившейся генерации с почти симметричным спектром, т. к. тогда параметрическая синхронизация квазистационарных мод приводит к образованию по крайней мере двух похожих, но слабо связанных групп синхронизованных мод на левом и правом «крыльях» спек-

резонаторов 2, 10, 1 из табл. 1 соответственно. При этом параметрическое воздействие сверхизлучательных (или сверхизлучательной и автотондуляционной) мод на квазистационарные моды в указанных группах служит важным стабилизирующим фактором в формировании солитоноподобных импульсов и ослабляет флуктуационные проявления сверхизлучательной неустойчивости, особенно (см. раздел 5) когда период следования цугов импульсов сверхизлучения кратен времени обхода резонатора импульсами, созданными вместе всеми частично синхронизованными модами.

Вариации параметров циркулирующего по резонатору солитоноподобного импульса в расчётах обычно оказывались минимальными в случае сильно асимметричного спектра установившейся генерации с не очень большим числом квазистационарных мод порядка 10÷30, которые расположены в основном на одном из «крыльев» «спектра», т. е. с одной стороны запрещённой фотонной зоны резонатора, и почти все входят в единственную группу синхронизовавшихся мод. Примером является уже рассматривавшийся нами ранее [12, 13] вариант резонатора 6 из табл. 1 с указанными в разделе 2 параметрами активной среды при уровне накачки  $n_p = 0,9$ , когда сверхизлучательная мода, расположенная ближе к синхронизирующимся модам, создаёт последовательность цугов импульсов с периодом следования около 200 и скважностью 4, а менее мощная сверхизлучательная мода с другой стороны запрещённой фотонной зоны — последовательность цугов импульсов вдвое меньшей амплитуды с периодом около 280 и скважностью 3. При этом синхронизируется примерно дюжина квазистационарных мод, образующих квазипериодическую последовательность солитоноподобных импульсов с периодом 40, скважностью 6÷8 и амплитудой, близкой к амплитуде наиболее мощных импульсов сверхизлучения. В независимых одинаково проведённых расчётах число хорошо синхронизованных мод менялось на 2–3, а амплитуды и длительности создаваемых ими импульсов — на 10÷20 %.

тра. В свою очередь, группа мод на каждом «крыле» спектра может разбиваться на две и более подгруппы по-разному синхронизованных мод. На рис. 12 и 13 даны два примера солитоноподобных импульсов, формируемых группами мод на различных «крыльях» в целом симметричного спектра (рис. 3а и в), для вариантов симметричных резонаторов 1 и 8 из табл. 1 при одинаковых параметрах активной среды и накачки.

В первом примере импульсы со спектром в симметричных спектральных областях  $\Delta < -1$  и  $\Delta > 1$  или  $\Delta < -3$  и  $\Delta > 3$  и обладают чётко выраженной дву- и одногорбой формой с 3–4 второстепенными пиками и имеют небольшие, но заметные отличия (около 20 %), медленно меняющиеся со временем. На соответствующем динамическом спектре поляризации активной среды (см. рис. 9б) легко идентифицировать три пары подгрупп синхронизованных мод с различными структурами в частотных интервалах  $(-5,0; -3,6)$ ,  $(-3,6; -1,8)$ ,  $(-1,8; -1,0)$  и  $(1,0; 1,8)$ ,  $(1,8; 3,6)$ ,  $(3,6; 5,0)$ . Вследствие фазовых эффектов интерференции большую часть времени полное поле всех подгрупп мод с частотами  $|\Delta| > 1$  представляет собой не вполне упорядоченную и довольно быстро эволюционирующую комбинацию создаваемых ими солитоноподобных импульсов (см. рис. 9б) с длительностью всего в несколько раз меньшей времени обхода резонатора  $\Delta\tau \approx 36,5$ . Тем не менее, амплитуда отдельных «конкурирующих» пиков такой комбинации может многократно превышать амплитуду импульсов сверхизлучательных мод (ср. рис. 9а) и длительность этих пиков может быть в десятки раз меньше, а характерное время их эволюции — в десятки раз больше времени обхода резонатора, сравнимого для данного лазера с длительностью импульсов сверхизлучения. Последнее показано на рис. 14, представляющем долговременную динамику поля лазера на частотах  $|\Delta| > 2$  вне центральной части спектра, содержащей сверхизлучательные моды и подверженные их нестационарному воздействию, плохо синхронизованные квазимонохроматические моды. При этом на длительных интервалах времени порядка десятков времён обхода резонатора (см. рис. 14) указанные частично сфазированные подгруппы мод могут обеспечивать циркуляцию по резонатору трёх-четырёх медленно эволюционирующих солитоноподобных импульсов, имеющих сравнимые амплитуды, пропадающих, вновь возникающих и сопровождающихся примесью слабых подимпульсов.

Во втором примере импульсы со спектром в симметричных спектральных областях  $\Delta < -0,45$  и  $\Delta > 0,45$  (рис. 13а) или  $\Delta < -1$  и  $\Delta > 1$  (рис. 13б) тоже обладают чётко выраженной дву- и одногорбой формой с 3–4 второстепенными пиками, но практически неразличимы между собой и заметно эволюционируют. Определяющие эти последовательности импульсов две пары подгрупп частично синхронизованных мод прослеживаются на динамическом спектре инверсии

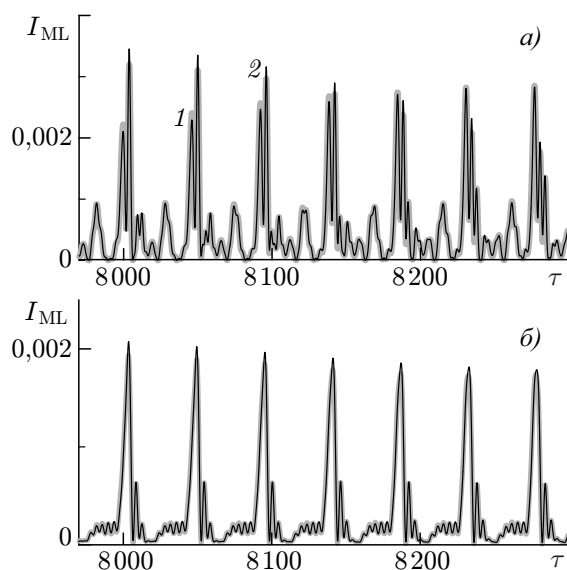


Рис. 13. Особенности полей самосинхронизованных мод в установившемся режиме генерации с почти симметричным спектром в сверхизлучающем лазере с резонатором № 8 из табл. 1 (см. также рис. 10). Для левого торца  $\zeta = -L/2$  показаны типичные осциллограммы интенсивности: (а)  $I_{ML}$  полей самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $\Delta < -0,45$  левого (серая линия 1) и  $\Delta > 0,45$  правого (чёрная линия 2) «крыльев» спектра; (б)  $I_{ML}$  полей самосинхронизованных квазистационарных мод с частотами  $\Delta < -1$  левого (чёрная линия) и  $\Delta > 1$  правого (серая линия) «крыльев» спектра (на рис. 10в пунктирной линией 1 показаны аналогичные осциллограммы на другом интервале времени)

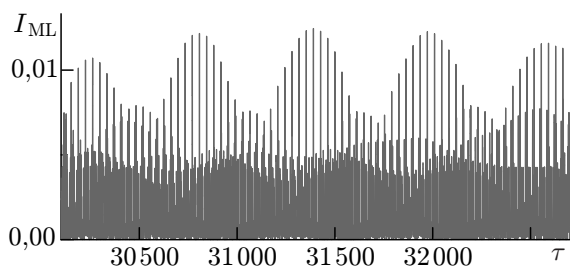


Рис. 14. Пример осциллограммы интенсивности солитоноподобных импульсов, образованных квазимонохроматическими квазиэквидистантными модами с частотами вне центральной части спектра  $|\Delta| > 2$  (см. рис. 3а), в установившемся режиме генерации с почти симметричным спектром для правого торца сверхизлучающего лазера с резонатором № 1 из табл. 1. Благодаря плавным огибающим хорошо видны не менее четырёх различных последовательностей импульсов с малыми длительностями,  $\Delta T \sim 1,0 \div 1,5$ , следующих примерно с одним и тем же периодом,  $\Delta \tau \approx 36,5$ , и с высокой скважностью (вплоть до 32 для наиболее интенсивных коротких импульсов на уровне 0,005)

вычисляемыми усреднением по времени произведения двух комплексно-сопряжённых исходных либо спектральных компонент поля или поляризации активной среды, взятых в конечном числе точек резонатора либо конечном числе частот  $D$  и для конечного числа моментов времени  $M = T/T_0$ , сдвинутых с шагом  $T_0$  внутри временного окна  $T$ , длительность которого задаёт интересующий нас корреляционный масштаб времени. В качестве иллюстрации мы ограничимся примерами спектров пространственно-временной комплексной эмпирической ортогональной функции (ПВКЭОФ) электромагнитного поля и примерами частотно-временной комплексной эмпирической ортогональной функции (ЧВКЭОФ) поляризации активной среды. Обе эти функции находятся как собственные векторы специальных ковариационных матриц, построенных на основе указанных дискретизованных и упорядоченных данных о пространственно-временной структуре поля внутри резонатора и динамического спектра поляризации активных центров на торце лазера соответственно.

Именно, на рис. 15а и б показаны спектр ПВКЭОФ № 20 поля (на фоне полного спектра генерации) и подходящий динамический спектр ЧВКЭОФ № 20 поляризации активной среды на торце лазера для варианта резонатора 1, а на рис. 15в и г — спектр ПВКЭОФ № 11 поля (тоже на фоне полного спектра генерации) и подходящий динамический спектр ЧВКЭОФ № 12 поляризации активной среды на торце лазера для варианта резонатора 8 из табл. 1. Оба результата получены из соответствующих данных моделирования путём усреднения с корреляционным масштабом (временным окном)  $T \approx 18$  и характеризуют когерентные свойства самосинхронизованных квазистационарных мод лишь в одной из пар указанных выше подгрупп. Как видим, в них имеется значительная корреляционная связь примерно десяти мод с левого и десяти мод с правого «крыльев» лазерного спектра, возникающая в результате эффективной параметрической когерентной синхронизации и обуславливающая циркуляцию в резонаторе довольно стабильного импульса (см. рис. 9б, 12в и 10в, 13 соответственно), причём для устойчиво синхронизовавшихся квазимонохроматических мод в данной подгруппе межмодовая разность фаз постоянна и при-

населённостей (рис. 10б) в частотных интервалах  $(-2,0; -1,4)$ ,  $(-1,4; -0,9)$  и  $(0,9; 1,4)$ ,  $(1,4; 2,0)$ . Однако теперь, в отличие от предыдущего случая, как продемонстрировано на рис. 10в, большую часть времени полное поле всех подгрупп мод с частотами  $|\Delta| > 1$  представляет собой гораздо лучше упорядоченную и слабо меняющуюся одногорбую комбинацию создаваемых ими солитоноподобных импульсов с длительностью в 12 раз меньше времени обхода резонатора  $\Delta \tau \approx 46$ , тоже сравнимого с длительностью цугов импульсов сверхизлучения, и с амплитудой в несколько раз больше амплитуды последних.

Спектрально-временную статистику различных импульсных последовательностей и взаимодействующих мод позволяет выяснить корреляционный анализ, развитый в работах [13, 15] и использующий метод пространственно-временных либо частотно-временных комплексных эмпирических ортогональных функций, которые определяются с помощью собственных функций тех или иных ковариационных матриц с элементами,

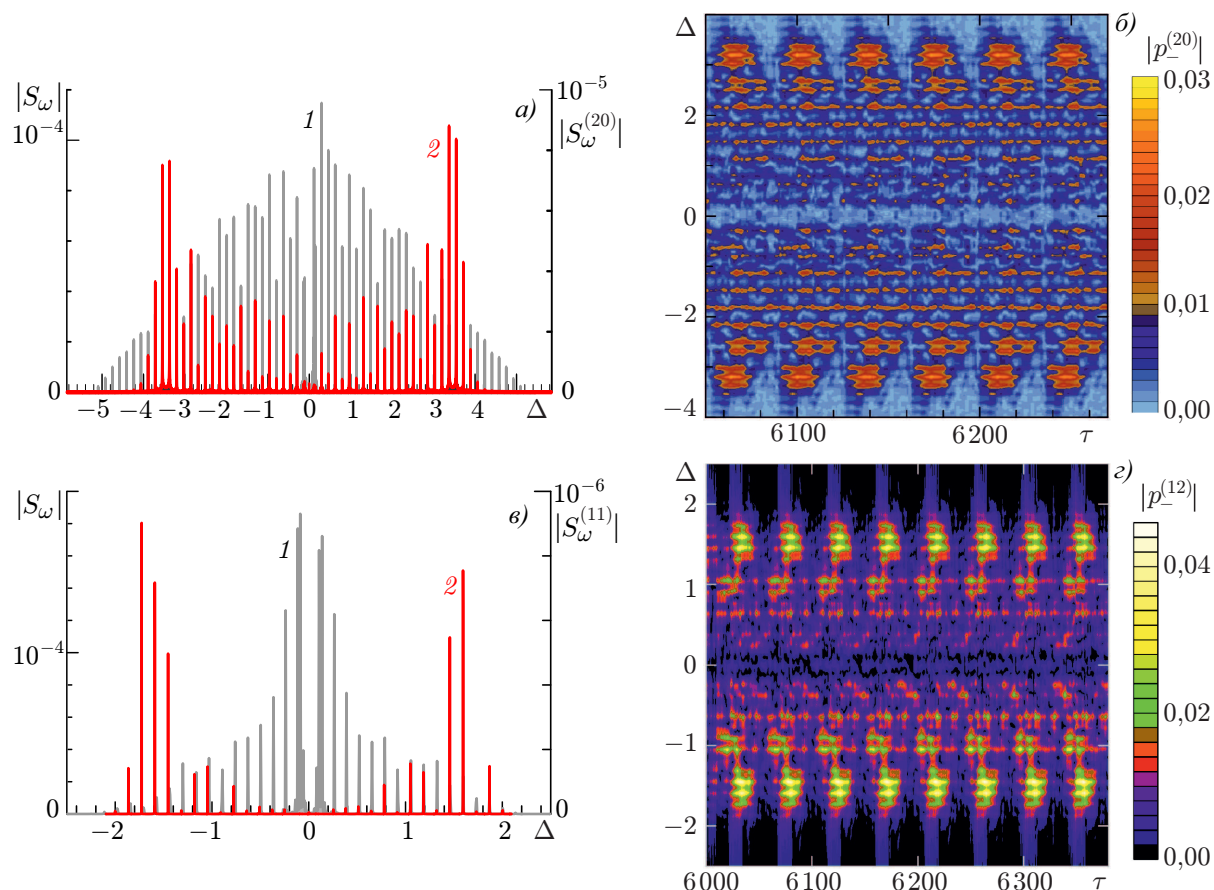


Рис. 15. Варианты установившейся генерации с почти симметричным спектром. Для левого торца  $\zeta = -L/2$  показаны: спектры полного поля (серая линия 1) и ПВКЭОФ поля (красная линия 2) (левый столбец) и динамические спектры ЧВКЭОФ поляризации активной среды (правый столбец) сверхизлучающего лазера с вариантами резонаторов № 1 (верхняя строка) и № 8 (нижняя строка) из табл. 1. (а) Спектры полного поля (1) и 20-й ПВКЭОФ поля (2). (б) Динамический спектр 20-й ЧВКЭОФ поляризации активной среды. (в) Спектры полного поля (1) и 11-й ПВКЭОФ поля (2). (г) Динамический спектр 12-го ЧВКЭОФ поляризации активной среды

мерно равна  $\pi$  (см. рис. 3а и в соответственно).

Более подробный корреляционный анализ сосуществующих солитоноподобных импульсов в условиях параметрической когерентной самосинхронизации мод в сверхизлучающем лазере, а также роли сопутствующих осцилляций Раби инверсии населённости и поляризации активной среды будет проведён в отдельной работе.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, путём численного моделирования показано, что многомодовый сверхизлучающий лазер класса D или C с низкодобротным резонатором при достаточно мощной постоянной накачке может, наряду с квазинепрерывным излучением набора некоррелированных мод, одновременно генерировать квазипериодические последовательности коротких пучков импульсов коллективного спонтанного излучения Дике сверхизлучательных мод и квазипериодические последовательности ещё более коротких и чаще следующих солитоноподобных импульсов, образованных частично самосинхронизованными квазимонохроматическими модами. Длительность последних импульсов,

в отличие от аналогичных импульсов синхронизованных мод в существующих лазерах класса А и В, может быть гораздо меньше времён некогерентной релаксации поляризации и инверсии населённостей уровней активной среды, а сам процесс самосинхронизации мод не нуждается ни во внешней модуляции параметров лазера или накачки, ни в использовании дополнительных нелинейных ячеек или других элементов.

В исследованном варианте эффективной самосинхронизации той или иной группы мод ключевую роль играет параметрический механизм, обусловленный биениями двух сверхизлучающих или автомодуляционных мод с периодом, примерно вдвое меньшим времени обхода светом резонатора, и обеспечивающий образование одного или нескольких солитоноподобных импульсов, в которых определённые разности фаз той или иной группы квазистационарных мод поддерживаются за счёт их резонансного четырёхволнового взаимодействия в самой нелинейной лазерной среде. Такое естественное совмещение методов активной и пассивной синхронизации мод можно назвать методом параметрической когерентной самосинхронизации. В общем случае подобный режим частичной самосинхронизации мод лазера не является вполне устойчивым и характеризуется медленной автомодуляцией параметров солитоноподобных импульсов, особенно при наличии более одной группы синхронизовавшихся квазистационарных мод. Последнее обусловлено в первую очередь сверхизлучательной, неустойчивой динамикой лазера и наиболее свойственно лазерам с почти симметричным спектром установившейся генерации, в котором моды правого и левого «крыльев» слабо связаны друг с другом. В проведённых расчётах самая устойчивая параметрическая когерентная самосинхронизация мод наблюдалась в лазерах с сильно асимметричным спектром установившейся генерации, когда, благодаря подходящим фазам, в формировании единого солитоноподобного импульса участвует большинство генерируемых квазистационарных мод общим числом около  $10 \div 30$ .

Процесс сверхизлучения при импульсной накачке в последние годы был экспериментально реализован для самых различных ансамблей активных центров, причём особенно заманчивыми в этом отношении являются полупроводниковые гетероструктуры с плотными ансамблями квантовых точек, примесных центров или экситонов. По-видимому, в ближайшие годы на основе таких активных образцов, помещённых в комбинированные резонаторы, будут созданы сверхизлучающие лазеры с непрерывной накачкой. Исследованный режим параметрической когерентной самосинхронизации части мод в подобных лазерах и различные возможности её стабилизации представляют несомненный интерес, т. к. обеспечивают наличие в выходящем излучении качественно различных импульсных последовательностей, разнесённых по спектру, но в значительной мере сфазированных, когерентных и обладающих сравнимыми средними интенсивностями (мощностями). Нелинейное взаимодействие и интерференция различных импульсов в активной среде сверхизлучающего лазера может приводить к образованию ещё более коротких и мощных всплесков излучения с уникальными спектрально-корреляционными свойствами. Развитие исследований подобной лазерной генерации, вероятно реализуемой в широкой области параметров, представляется важным как для фундаментальной физики неравновесных многочастичных систем с радиационным взаимодействием, так и для практических приложений в динамической спектроскопии различных сред, информационной оптике и оптоэлектронике.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 19-32-90037 (разделы 1–5) и 20-02-00872 (раздел 6).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ханин Я. И. Основы динамики лазеров. М. : Наука-Физматлит, 1999. 368 с.

2. Instabilities and Chaos in Quantum Optics / ed. by F. T. Arecchi, R. G. Harrison. London : Springer-Verlag, 2011. 268 p.
3. Siegman A. E. Lasers. Mill Valley : Univ. Science Books, 1986. 1 283 p.
4. Lugiato L., Prati F., Brambilla M. Nonlinear Optical Systems. Cambridge : Cambridge Univ. Press, 2015. 454 p.
5. Weiss C. O. // Instabilities and Chaos in Quantum Optics II. New York : Plenum Press, 1988. P. 41–52. [https://doi.org/10.1007/978-1-4899-2548-0\\_3](https://doi.org/10.1007/978-1-4899-2548-0_3)
6. Roldán E., de Valcárcel G. J., Prati F., et al. // Spatiotemporal Dynamics in Lasers. Instabilities, Polarization Dynamics, and Spatial Structures. Research Signpost : Trivandrum, 2005. P. 1–80.
7. Haus H. A. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2000. V. 6, No. 6. P. 1173–1185. <https://doi.org/10.1109/2944.902165>
8. Комаров А. К., Комаров К. П., Дмитриев А. К. Нелинейная динамика формирования и взаимодействия ультракоротких импульсов в лазерах с пассивной синхронизацией мод. Новосибирск : Изд-во Новосибирского гос. техн. ун-та, 2017. 288 с.
9. Belyanin A. A., Kocharovskiy V. V., Kocharovskiy V. V. // Quantum Semicl. Opt. J. Eur. Opt. Soc. B. 1997. V. 9, No. 1. P. 1–44. <https://doi.org/10.1088/1355-5111/9/1/002>
10. Kocharovskiy V. V., Belyanin A. A., Kocharovskaya E. R., Kocharovskiy V. V. // Advanced Lasers. Laser Physics and Technology for Applied and Fundamental Science. Dordrecht : Springer, 2015. P. 49–69. [https://doi.org/10.1007/978-94-017-9481-7\\_4](https://doi.org/10.1007/978-94-017-9481-7_4)
11. Кочаровский В. В., Железняков В. В., Кочаровская Е. Р., Кочаровский В. В. // Успехи физ. наук. 2017. Т. 184, № 4. С. 367–410. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.03.038098>
12. Кочаровский В. В., Мишин А. В., Селезнёв А. Ф. и др. // Теоретическая и математическая физика. 2020. Т. 203, № 1. С. 56–77. <https://doi.org/10.4213/tmf9831>
13. Кочаровская Е. Р., Гаврилов А. С., Кочаровский В. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 11. С. 906–936.
14. Кочаровская Е. Р., Мишин А. В., Рябинин И. С., Кочаровский В. В. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 10. С. 1329–1337. <https://doi.org/10.21883/FTP.2019.10.48285.31>
15. Kocharovskaya E. R., Gavrilov A. S., Kocharovskiy V. V., et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 740. Art. no. 012007. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/740/1/012007>
16. Комаров А. К., Дмитриев А. К., Комаров К. П., Санчес Ф. // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 121, № 6. С. 995–1000. <https://doi.org/10.7868/S003040341612014X>
17. Braham F. B., Semaan G., Niang A., et al. // Laser Phys. Lett. 2018. V. 15, No. 9. Art. no. 095401. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/aaccb2>
18. Komarov A., Dmitriev A., Komarov K., et al. // Phys. Rev. A. 2019. V. 99, No. 5. Art. no. 053848. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.053848>
19. Turitsyn S. K., Bogdanov S., Redyuk A. // Opt. Lett. 2020. V. 45, No. 19. P. 5352–5355. <https://doi.org/10.1364/OL.402286>
20. Ideguchi T., Holzner S., Bernhardt B., et al. // Nature. 2013. V. 502, No. 7471. P. 355–358. <https://doi.org/10.1038/nature12607>
21. Qin Y., Cromey B., Batjargal O., Kieu K. // Opt. Lett. 2021. V. 46, No. 1. P. 146–149. <https://doi.org/10.1364/OL.413431>
22. Andrianov A. V., Anashkina E. A. // Laser Phys. Lett. 2021. V. 18, No. 2. Art. no. 025403. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/abd8da>
23. Nonlinear Optical Cavity Dynamics: From Microresonators to Fiber Lasers / ed. by P. Grelu. Weinheim : Wiley-VCH, 2016. 456 p.

Поступила в редакцию 1 сентября 2020 г.; принята в печать 30 ноября 2021 г.

**COEXISTENCE OF COHERENT PULSES FORMED BY SUPERRADIANT AND QUASISTATIONARY MODES IN A LASER WITH LOW-Q CAVITY**

*E. R. Kocharovskaya, A. V. Mishin, A. F. Seleznev, V. V. Kocharovsky, and Vl. V. Kocharovsky*

Numerical simulations and qualitative analysis of the predicted simultaneous generation of different quasiperiodic pulse trains in a CW multimode superradiant laser with self-locking of some of the modes are carried out. For typical parameters of a superradiant active medium with a strong inhomogeneous broadening of the spectral line, the main features of the dynamic spectra of the generated modes and the statistics of the pulses formed by them are indicated in a number of characteristic examples of the combined low-Q Fabry–Perot cavities with distributed feedback of waves. Lasers with both substantially asymmetric and almost symmetric spectrum of modes are considered, which in the most interesting case of moderate exceeding of the lasing threshold consists of two superradiant and a large number of quasi-stationary modes and matches the simultaneous, comparable in power sequences of (i) superradiant pulse trains and (ii) mode-locked soliton-like pulses.