

Режимы генерации твердотельных кольцевых лазеров при модуляции их параметров

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев

Экспериментально и теоретически исследуется нелинейная динамика твердотельных кольцевых лазеров с однородно уширенной линией люминесценции при периодической модуляции их параметров. Рассмотрены основные временные, спектральные и фазовые характеристики излучения встречных волн и дана классификация возникающих нестационарных режимов генерации.

Ключевые слова: кольцевой твердотельный лазер, нелинейная динамика излучения, режимы генерации, автоколебания, динамический хаос.

	Содержание
1. Введение	487
2. Твердотельный кольцевой лазер и его математическая модель	488
2.1. Конструкция высокостабильных ТКЛ	
2.2. Математическая модель ТКЛ	
3. Нестационарные режимы генерации твердотельных кольцевых лазеров	490
3.1. Методы идентификации динамического хаоса	
3.2. Условия возникновения динамического хаоса в кольцевых лазерах	
3.3. Классификация нестационарных режимов генерации в кольцевых лазерах	
4. Параметрические процессы и динамический хаос в автономных кольцевых лазерах	493
4.1. Автомодуляционный режим первого рода	
4.2. Режимы динамического хаоса в двунаправленном автономном лазере	
4.3. Динамический хаос в автономном кольцевом лазере бегущей волны	
5. Режимы генерации кольцевых лазеров при модуляции их параметров	495
5.1. Бифуркации и возникновение хаоса в лазерах бегущей волны	
5.2. Нелинейная динамика в области частот модуляции, включающей параметрический резонанс с автомодуляционными колебаниями	
5.3. Нелинейная динамика в области частот модуляции, включающей параметрический резонанс с релаксационными колебаниями	
5.4. Синхронизация встречных волн в хаотических режимах генерации	
5.5. Фазовая динамика в хаотических режимах генерации	
5.6. Области существования различных режимов генерации	
5.7. Влияние частотной и амплитудной невязимостей на нелинейную динамику	
6. Заключение	503
7. Литература	504

1. Введение

Одним из важнейших достижений последних десятилетий в области нелинейной динамики стало открытие динамического (детерминированного) хаоса. Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показали, что во многих сравнительно простых динамических системах с малым числом степеней свободы наряду со стационарными периодическими и квазипе-

риодическими динамическими режимами могут возникать сложные нестационарные режимы, характеризующиеся нерегулярным, хаотическим изменением динамических переменных во времени. Парадоксальность таких режимов заключается в том, что нерегулярные движения возникают в отсутствие каких-либо внешних случайных факторов и их характеристики полностью определяются начальными условиями. В настоящее время проблеме хаоса уделяется достаточно большое внимание при исследованиях динамических систем различной природы, включая и лазеры разных типов (газовые, твердотельные и полупроводниковые). Множество нестационарных режимов генерации, в том числе хаотических, имеют место и в твердотельных кольцевых лазерах (ТКЛ). Это связано, во-первых, с наличием в таких лазерах нескольких

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелева МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступил в редакцию 20 января 2004 г.

релаксационных частот, а во вторых, со специфическим взаимодействием в них встречных волн. Кроме того, ТКЛ нового поколения – монолитные кольцевые лазеры (кольцевые чип-лазеры) с полупроводниковой накачкой – играют большую роль в современной фундаментальной лазерной физике и лазерной технике.

Будучи сложными нелинейными системами, ТКЛ являются весьма удобным объектом для исследования общих закономерностей нелинейной динамики самых разных нелинейных систем. Эти исследования позволяют также детализировать физические механизмы нелинейного взаимодействия встречных волн в активной среде. Одним из актуальных вопросов является изучение условий и механизмов возникновения динамического хаоса в ТКЛ. Детальные теоретические исследования нелинейной динамики и их сравнение с экспериментом являются основой для развития математической модели этих лазеров. Именно тщательно поставленный физический эксперимент позволяет решить вопрос об адекватности математической модели реальной нелинейной системе и установить на опыте границы ее применимости.

Впервые принципиальная возможность возникновения в квантовом генераторе при определенных условиях (определенном наборе параметров) режима с непериодической модуляцией интенсивности излучения была установлена еще в 1962 г. А.З.Грасюком, И.Г.Зубаревым и А.Н.Ораевским [1, 2].

Детерминированные хаотические режимы генерации в автономных одномодовых ТКЛ долгое время не удавалось обнаружить. Динамический хаос в однонаправленном ТКЛ впервые экспериментально наблюдался в работе [3], где было показано, что при наличии частотной невязимости резонатора существует область параметров кольцевого лазера, в которой возникает резонанс между двумя ветвями релаксационных колебаний, приводящий к их неустойчивости и возникновению детерминированного хаоса. В работах [4, 5] был установлен еще один механизм возникновения динамического хаоса в двунаправленном ТКЛ, связанный с параметрическим резонансом между автомодуляционными (ω_m) и релаксационными (ω_r) колебаниями.

Области лазерных параметров, в которых возникают квазипериодические и хаотические режимы генерации, являются значительно более широкими в ТКЛ с модулируемыми параметрами, и в этом случае возможность реализации условий возникновения динамического хаоса при раскачке релаксационных колебаний существенно упрощается.

Несмотря на значительное число публикаций (см., напр., [6–15]), посвященных исследованиям квазипериодических и хаотических режимов генерации в твердотельных лазерах и системах связанных лазеров, в этой области все еще много белых пятен. Последнее в значительной мере связано с тем, что исследования динамического хаоса аналитическими методами крайне сложны, а численными методами можно исследовать только конкретные частные случаи, что ограничивает возможности как обобщений, так и предсказаний нелинейной динамики лазеров при широком наборе параметров. Немаловажное значение имеет и то, что проведение детальных экспериментов долгое время было затруднено из-за высокого уровня технических флуктуаций параметров твердотельных лазеров при ламповой накачке.

Динамика излучения двунаправленных ТКЛ во мно-

гом схожа с динамикой двух связанных линейных лазеров, исследовавшейся во многих работах. Однако наряду с общими закономерностями в кольцевых лазерах имеется принципиальное отличие в характере связи встречных волн – нелинейная связь на решетках инверсной населенности, наведенных в активной среде. Заметим также, что использование кольцевых лазеров открывает значительно большие возможности управления режимами генерации, обусловленные влиянием фазовой и амплитудной невязимостей кольцевого резонатора.

Напомним, что частотная (фазовая) невязимость проявляется в неравенстве собственных частот кольцевого резонатора ($\omega_1 \neq \omega_2$) для встречных волн. Это имеет место несмотря на то, что продольные и поперечные модовые индексы этих волн одинаковы. При амплитудной невязимости собственные частоты резонатора для встречных волн равны ($\omega_1 = \omega_2$), а неравными оказываются добротности резонатора (т. е. внутрирезонаторные потери) для встречных волн ($Q_1 \neq Q_2$).

В настоящей работе рассмотрены основные характеристики, условия возникновения и эволюция нестационарных режимов генерации в ТКЛ при модуляции их параметров и сделана попытка классификации этих режимов. Подчеркнем, что здесь мы рассматриваем нелинейную динамику излучения только одночастотных ТКЛ с однородно уширенной линией усиления (т. е. кольцевых лазеров, в которых в каждом направлении возбуждается мода с одними и теми же продольным и поперечным индексами).

2. Твердотельный кольцевой лазер и его математическая модель

Современные монолитные ТКЛ с диодной (полупроводниковой) накачкой кардинальным образом отличаются от своих предшественников – традиционных твердотельных лазеров с ламповой накачкой, состоящих из дискретных элементов. Монолитные кольцевые лазеры (кольцевые чип-лазеры) отличаются высокой стабильностью всех параметров, следствием чего является предельно низкий уровень технических флуктуаций и высокая стабильность частоты излучения. Именно это обстоятельство и обеспечивает возможность детального изучения их нелинейной динамики в строго контролируемых условиях.

2.1. Конструкция высокостабильных ТКЛ

Наилучшим образом высокая стабильность характеристик излучения реализуется при использовании моноблочной конструкции кольцевого лазера в сочетании с продольной диодной накачкой. В этом случае обеспечиваются максимальное снижение технических возмущений, максимальная жесткость и стабильность самой конструкции кольцевого лазера, а также возможность хорошей (из-за малых габаритов и небольшого тепловыделения) термостабилизации.

В качестве активной среды в большинстве работ, посвященных исследованиям динамики излучения ТКЛ с однородно уширенной линией люминесценции, используются высококачественные монокристаллы $YAG:Nd^{3+}$, что обусловлено их хорошими эксплуатационными качествами: низким порогом генерации, высокой теплопроводностью, оптической однородностью и значительной жесткостью как конструкционного материала.

Необходимо отметить, что в одном и том же монолитном кольцевом лазере можно возбудить практически все режимы генерации, варьируя коэффициенты связи встречных волн, превышение мощности накачки над порогом, величину частотной и амплитудной невязности или модулируя параметры лазера. Это позволяет при проведении экспериментальных исследований использовать небольшое число кольцевых чип-лазеров на $YAG:Nd^{3+}$, различающихся только неплоскостностью резонатора, коэффициентами отражения выходного зеркала (от которого зависит частота релаксационных колебаний) и эффективными коэффициентами связи встречных волн, определяющими частоту автомодуляционных колебаний.

Экспериментальные исследования, проведенные в настоящей работе (за исключением исследований однонаправленных кольцевых лазеров) были выполнены на кольцевом чип-лазере, изготовленном из высококачественного монокристалла $YAG:Nd^{3+}$ в виде сложной многогранной призмы, одна из граней которой имела сферическую поверхность (рис.1,а). Конфигурация призмы обеспечивала за счет полных внутренних отражений от плоских граней и дихроичного зеркала, нанесенного на сферическую грань, существование внутри нее замкнутого контура, являющегося осью кольцевого резонатора [16 – 18]. Возбуждение кольцевого лазера осуществлялось полупроводниковым лазерным диодом, излучение которого фокусировалось и направлялось в активный элемент через дихроичное зеркало. Высокая стабильность излучения кольцевого чип-лазера обеспечивалась термостабилизацией (с точностью до $0.05^\circ C$) активного эле-

мента и стабилизацией температуры лазерного диода (с точностью до $0.1^\circ C$). Более подробно с конструкцией высокостабильных твердотельных чип-лазеров можно ознакомиться в [18 – 20]. Схема экспериментальной установки показана на рис.1,б.

2.2. Математическая модель ТКЛ

Кольцевой двунаправленный лазер является сложной нелинейной колебательной системой, выходные характеристики которой зависят от большого числа параметров (превышения пороговой мощности накачки, амплитудной и частотной невязности резонатора, его поляризационных свойств, отстройки частоты генерации от центра линии усиления, амплитуды и фазы эффективного коэффициента связи встречных волн, добротностей резонатора для встречных волн).

Теоретический анализ динамики излучения ТКЛ, как правило, ведется при следующих основных допущениях:

- предполагается, что в каждом направлении генерируется только одна (основная) продольная мода (при наличии оптической невязности резонатора частоты встречных волн могут различаться);
- поляризация волн считается линейной и одинаковой для встречных волн;
- предполагается, что пространственная неоднородность в поперечном направлении как для инверсии населенности, так и для накачки отсутствует;
- решетки инверсной населенности, возникающие в процессе насыщения усиления в поле интерферирующих встречных волн, считаются синусоидальными.

Поле излучения в кольцевом резонаторе записывается в виде суммы двух встречных волн, распространяющихся вдоль оси резонатора z:

$$E(z, t) = \text{Re} \left\{ \sum_{1,2} e_{1,2} \tilde{E}_{1,2} \exp[i(\omega t \pm kz)] \right\}, \quad (1)$$

$$\tilde{E}_{1,2} = E_{1,2} \exp i\varphi_{1,2},$$

где $\tilde{E}_{1,2}$, $E_{1,2}$ и $\varphi_{1,2}$ – комплексные амплитуды, модули и фазы полей встречных волн соответственно; $e_{1,2}$ – единичные векторы; ω – оптическая частота; k – волновое число.

Динамика генерации ТКЛ в отсутствие внешних возмущений достаточно хорошо описывается следующей системой дифференциальных уравнений [21 – 23]:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{E}_{1,2}}{dt} = & -\frac{\omega}{2Q_{1,2}} \tilde{E}_{1,2} \pm i\frac{\Omega}{2} \tilde{E}_{1,2} + \frac{i}{2} \tilde{m}_{1,2} \tilde{E}_{2,1} \\ & + \frac{\sigma l}{2T} (1 - i\delta)(N_0 \tilde{E}_{1,2} + N_{\pm 2} \tilde{E}_{2,1}), \\ T_1 \frac{dN_0}{dt} = & N_{th}(1 + \eta) - N_0[1 + a(|E_1|^2 + |E_2|^2)] \\ & - N_{+2} a E_1 E_2^* - N_{-2} a E_2 E_1^*, \\ T_1 \frac{dN_{+2}}{dt} = & -N_{+2}[1 + a(|E_1|^2 + |E_2|^2)] - N_0 a E_2 E_1^*. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь N_{th} – пороговая инверсная населенность; $\omega/Q_{1,2}$ – ширины полос резонатора для встречных волн; L – длина

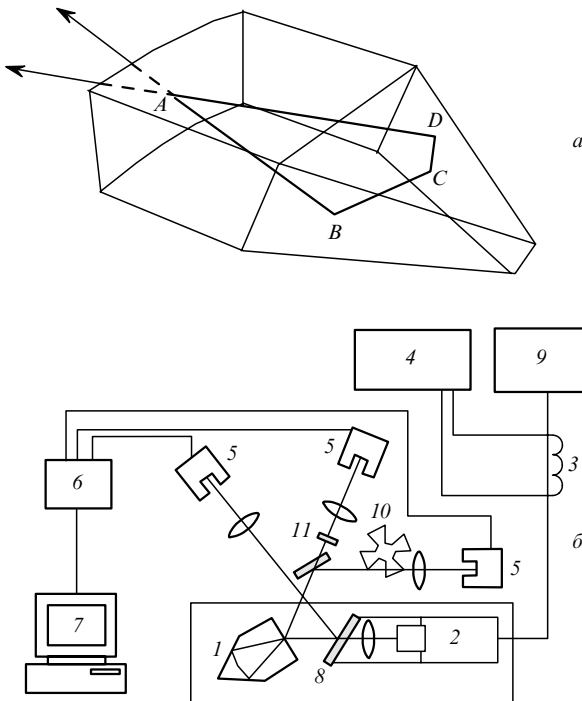


Рис.1. Конструкция активного элемента монолитного кольцевого чип-лазера (ABCD – ось пучка в лазере) (а) и принципиальная схема экспериментальной установки (б): 1 – монолитный кольцевой чип-лазер; 2 – лазерный диод накачки; 3 – трансформатор для модуляции тока накачки; 4 – генератор переменного тока; 5 – фотоприемники (ЛФД-2); 6 – цифровой осциллограф АСК-3151; 7 – компьютер; 8 – селективное зеркало; 9 – блок питания лазерного диода; 10 – обтюратор; 11 – ИК фильтр.

периметра кольцевого резонатора; $T = L/c$ – время обхода резонатора светом; T_1 – время продольной релаксации; l – длина активного элемента; $a = T_1 c \sigma / (8 \omega \pi)$ – параметр насыщения; $\sigma = \sigma_0 / (1 + \delta^2)$ – сечение лазерного перехода; $\delta = (\omega - \omega_0) / \Delta \omega_g$ – относительная отстройка частоты генерации от центра линии усиления; $\Delta \omega_g$ – ширина линии усиления; $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \exp(\pm i \theta_{1,2})$ – комплексные коэффициенты связи встречных волн через обратное рассеяние; $m_{1,2}$ и $\theta_{1,2}$ – модули и фазы коэффициентов связи; $\Delta = \frac{1}{2}(\omega / Q_2 - \omega / Q_1)$ – амплитудная невязанность резонатора. Остальные члены определяют изменение пространственных гармоник N_0 и $N_{\pm 2}$ в процессе насыщения населенностей рабочих уровней полем интерферирующих встречных волн.

При записи этих уравнений оптическая частота ω принималась равной полусумме собственных частот резонатора для встречных волн: $\omega = (\omega_1 + \omega_2) / 2$.

В уравнениях для $\dot{E}_{1,2}$ первый член в правой части определяет скорость затухания полей встречных волн за счет внутрирезонаторных потерь. Второй член учитывает изменения комплексных амплитуд встречных волн с частотами $\omega_1 - \omega = \Omega / 2$ и $\omega_2 - \omega = -\Omega / 2$, где $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ – частотная невязанность резонатора. Третий член в уравнениях для $\dot{E}_{1,2}$ определяет изменение полей встречных волн за счет линейной обратной связи между ними, возникающей вследствие обратного рассеяния волн внутри резонатора. Последний член учитывает усиление и нелинейную связь встречных волн, определяемые поляризацией среды.

При взаимодействии встречных волн с активной средой в последней наводятся решетки инверсной населенности, которые могут быть описаны пространственными фурье-компонентами:

$$N = \sum_{-\infty}^{+\infty} N_s \exp i k_s z.$$

С достаточно хорошей степенью точности можно ограничиться учетом лишь трех первых фурье-компонент,

$$N_0 = \frac{1}{l} \int_0^l N dz, \quad N_{\pm 2} = \frac{1}{l} \int_0^l N e^{\pm i 2 k z} dz, \quad N_{+2} = N_{-2}^*,$$

которые являются комплексными амплитудами пространственных гармоник инверсной населенности N .

В уравнениях для этих компонент скорость накачки представлена в виде $N_{th}(1 + \eta) / T_1$ (η – превышение мощности накачки над порогом).

Как показывают многочисленные исследования, эта модель (см. [24–30] и др. работы) достаточно хорошо описывает реальную ситуацию, хотя в ряде случаев (например, при описании поляризационных характеристик излучения) требует усовершенствования. Математическая модель ТКЛ позволяет найти не только возможные режимы генерации, но и области их существования, а также решить вопрос об устойчивости этих режимов и их бифуркациях.

Эта модель применима как для двунаправленных кольцевых лазеров, так и для лазеров бегущей волны (режим однонаправленной генерации). В последнем случае добротности резонатора для встречных волн надо полагать неравными (например, $Q_1 \gg Q_2$).

3. Нестационарные режимы генерации твердотельных кольцевых лазеров

Все нелинейные системы (каковыми являются и кольцевые лазеры) можно разделить на две группы – автономные и неавтономные. К автономным относятся системы, режимы работы которых полностью определяются только их внутренними свойствами, к неавтономным – системы, свойства и характеристики которых зависят от внешних управляющих воздействий. Таковыми, в частности, являются кольцевые лазеры с модуляцией параметров (например, кольцевые лазеры с модулированной мощностью накачки). Отметим, что неавтономность лазера существенно облегчает (как будет показано ниже) возбуждение нестационарных хаотических режимов генерации.

3.1. Методы идентификации динамического хаоса

Изучение хаотических процессов, возникающих в детерминированных нелинейных системах (в данном случае в ТКЛ), – одна из фундаментальных проблем физики. Многочисленными экспериментами доказано, что в лазерах существуют хаотические детерминированные режимы генерации, причиной возникновения которых являются не внешние и/или внутренние флуктуации (технические или квантовые), а появление при определенном сочетании параметров лазера условий, при которых имеет место экспоненциальное разбегание фазовых траекторий. Отметим, что характеристики излучения в условиях детерминированного хаоса принципиально отличаются от характеристик хаотической генерации, возникающей под действием внешних или внутренних флуктуаций.

Для детального описания всех особенностей детерминированных квазипериодических и хаотических колебаний и анализа механизмов переходов между различными режимами при изменении управляющего параметра недостаточно исследовать какую-либо одну характеристику колебаний. Необходимо, как правило, использовать совокупность различных характеристик (временных реализаций процесса, спектральной плотности мощности, спектра ляпуновских экспонент (коэффициентов), отображений Пуанкаре, бифуркационных диаграмм и т.п.).

Рассмотрим некоторые критерии, позволяющие идентифицировать режим динамического хаоса в ТКЛ. Среди характеристик излучения, позволяющих классифицировать нестационарные режимы генерации кольцевых лазеров, важную роль играют временные зависимости интенсивностей излучения встречных волн $I_{1,2}(t)$, спектры $J_{1,2}(\omega)$ их мощностей и фазовые портреты. Говоря о временных характеристиках, следует иметь в виду, что возможные режимы генерации, в которых интервалы следования хаотических импульсов излучения могут совпадать с периодом модуляции или быть кратными ему; кроме того, импульсы могут следовать с нерегулярными интервалами, не связанными с периодом модуляции.

В зависимости от относительного временного положения импульсов излучения во встречных направлениях и их амплитуд пульсации излучения могут быть синхронны или несинхронны между собой. В случае синхронных колебаний пульсации во встречных направлениях могут быть синфазны (когда большому пичку в одном направлении соответствует больший пичок во встречном направлении) и противофазны (большому пичку соответ-

ствуется меньший во встречном направлении). Наконец, возможен так называемый обобщенный синхронный хаос. В этом случае существует определенная функциональная зависимость между хаотическими интенсивностями встречных волн: $I_2(t) = f(I_1(t))$.

Важной характеристикой, используемой для классификации режимов генерации кольцевых лазеров, является спектр мощности излучения во встречных направлениях. Если спектру мощности периодического или квазипериодического режима соответствует ограниченный набор дискретных спектральных компонент, то в режиме динамического хаоса он характеризуется относительно широкой полосой. В спектре мощности хаотических колебаний на широком шумовом фоне могут присутствовать интенсивные дискретные компоненты с частотами, совпадающими или кратными частотам автомодуляционных и релаксационных колебаний, а также частоте модуляции управляющего параметра. В отдельных случаях спектр мощности может иметь полностью «шумовой» характер. При этом нужно иметь в виду, что спектры мощности излучения во встречных направлениях могут быть как идентичными, так и различными (т. е. возможна спектральная невзаимность). Если же спектр содержит дискретные компоненты, то компоненты с максимальной интенсивностью могут иметь во встречных направлениях разные частоты.

Для классификации режимов генерации могут использоваться также фазовые портреты и сечения Пуанкаре. Критерием, позволяющим установить наличие хаотических колебаний, является вид корреляционной функции $K = \langle I_1(t + \tau)I_1(t) \rangle$, которая в случае динамического хаоса экспоненциально затухает с ростом τ .

Критерием, позволяющим однозначно определить возможность возникновения динамического хаоса, является наличие положительных коэффициентов (показателей) Ляпунова, спектры которых дают возможность получать количественную информацию о средней устойчивости фазовой траектории. Заключение о характере генерации можно сделать непосредственно, вычислив по экспериментальным данным коэффициенты Ляпунова (что, однако, достаточно сложно). Можно также сначала с помощью численного моделирования (при подгонке параметров модели) воспроизвести экспериментальную реализацию нелинейного процесса, а затем вычислить коэффициенты Ляпунова для этой модели.

Заметим, что различие квазипериодических и хаотических режимов генерации в неавтономных кольцевых лазерах может базироваться и на различии в фазовой динамике излучения встречных волн [31–34].

3.2. Условия возникновения динамического хаоса в кольцевых лазерах

С теоретической точки зрения возможность (или невозможность) существования в нелинейной системе хаотических режимов определяется размерностью математической модели, описывающей нелинейную систему, или размерностью соответствующего фазового пространства [35–38].

Так, например, математическая модель автономного однонаправленного кольцевого лазера, генерирующего на частоте в центре однородно уширенной линии усиления, представляет собой дифференциальное уравнение второго порядка. Фазовое пространство в этом случае представляет собой плоскость, а возникающие автоколе-

бания могут быть только периодическими. В фазовом пространстве геометрическим образом установившихся автоколебаний служит аттрактор – некоторая траектория (или множество траекторий), расположенная в ограниченной области фазового пространства и притягивающая к себе все близкие траектории. Поскольку на фазовой плоскости траектории пересекаться не могут, в системе возникает только простейший нетривиальный аттрактор – замкнутая траектория, называемая предельным циклом. Предельный цикл определяет амплитуду, период (время движения изображающей точки по предельному циклу) и форму колебаний.

Более сложная ситуация имеет место в одномодовых ТКЛ с двунаправленной генерацией, математическая модель которых представляет собой в общем случае систему дифференциальных уравнений седьмого порядка [21–23]. Такая модель допускает существование уже не только периодических и квазипериодических, но и хаотических колебаний.

В случае возбуждения динамического хаоса также имеет место аттрактор: все траектории в фазовом пространстве входят в ограниченную область, в которой, однако, нет ни устойчивых состояний, ни предельных циклов. Такой аттрактор называется странным [35–38]. Он представляет собой притягивающее множество траекторий, каждая из которых неустойчива. Странный аттрактор имеет два существенных отличия: траектории такого аттрактора являются непериодическими и не замкнутыми.

Отметим, что хотя нелинейная система уравнений, описывающая двунаправленную генерацию в автономном ТКЛ, допускает существование в таком лазере квазипериодических и хаотических колебаний, тем не менее реализовать динамический хаос в автономном кольцевом лазере можно лишь в достаточно узких областях изменения лазерных параметров [3–5, 22].

Эффективным способом управления нелинейной динамикой и возбуждения квазипериодических и хаотических колебаний является модуляция параметров кольцевого лазера. Специфика двунаправленных кольцевых лазеров состоит в большем по сравнению с однонаправленным кольцевым лазером числе управляющих параметров, модуляция которых может приводить к изменению характера генерации и, в частности, к возникновению ее квазипериодических и хаотических режимов. К таким параметрам можно отнести превышение порогового уровня накачки, внутрирезонаторные потери, частотную и амплитудную невзаимности резонатора, коэффициенты связи встречных волн и ряд других.

Теоретические и экспериментальные исследования ТКЛ показывают, что при модуляции параметров лазера возможен целый ряд неустойчивостей, возникающих до реализации режима динамического хаоса. Среди наиболее вероятных сценариев перехода к хаосу с ростом управляющего параметра можно отметить переход через бифуркации удвоения периода. Вторым распространенным сценарием является квазипериодический переход к хаосу: режим хаоса возникает вследствие неустойчивости квазипериодического режима генерации. Переход к хаосу может происходить и через перемежаемости, характеризующиеся чередованием периодов квазипериодических и хаотических пульсаций излучения [35–37].

Заметим, что при возникновении нового режима возможна потеря устойчивости или даже разрушение

предшествующего режима; при этом возникающий режим может как наследовать некоторые свойства предыдущего, так и принципиально отличаться от него (бифуркация).

Важную роль в нелинейных системах со странными аттракторами играет асимметрия системы [39]. В частности, величина асимметрии (например, амплитудная невязанность резонатора) во многом определяет динамические свойства кольцевых лазеров при параметрическом резонансе [4].

3.3. Классификация нестационарных режимов генерации в кольцевых лазерах

Как показали многочисленные исследования (см., напр., [40–72]), при определенных условиях в ТКЛ возможно существование (наряду с периодическими автомодуляционными режимами генерации) множества разнообразных нестационарных режимов. В настоящей работе основное внимание уделяется квазипериодическим и хаотическим режимам генерации в автономных лазерах, а также в неавтономных лазерах при гармонической модуляции их параметров. Различие режимов генерации проявляется в целом ряде их качественных особенностей: в характере временных зависимостей интенсивностей встречных волн, в их фазовых соотношениях, в различии спектров интенсивностей встречных волн, фазовых портретов, коэффициентах Ляпунова и т. д. Заметим, что для однозначной классификации режимов генерации нельзя ограничиться какой-либо одной характеристикой излучения.

В настоящее время существует четкая классификация возможных нестационарных режимов генерации автономных кольцевых лазеров. Основными нестационарными режимами являются автомодуляционные режимы первого и второго рода, режимы биений встречных волн и режимы динамического хаоса. В лазерах с периодической модуляцией параметров может существовать значительно большее число нестационарных режимов, единая классификация которых пока отсутствует.

Анализируя многочисленные результаты экспериментальных и теоретических исследований, можно выделить следующие нестационарные режимы генерации, возникающие в неавтономных ТКЛ, классификация которых базируется, в основном, на временных и спектральных характеристиках излучения кольцевого лазера:

– Квазисинусоидальные режимы генерации, при которых зависимость интенсивности излучения от времени имеет вид синусоидальных колебаний с периодической низкочастотной огибающей (QS (quasi-sinusoidal)-режимы). Такие режимы возникают при небольшой амплитуде модуляции управляющего параметра, их интенсивность достаточно хорошо описывается формулой $I_{1,2} = I_0 \cos(\omega_p t) \cos(\omega_m t \pm \varphi_{1,2})$. QS-режимы могут быть двух типов: режим QS-I, когда в спектре излучения преобладает компонента с частотой автомодуляционных колебаний автономного лазера ω_m , и режим QS-II, когда доминирующей оказывается компонента с частотой модуляции управляющего параметра ω_p . В определенной области параметров оба типа QS-режимов могут быть устойчивыми (бистабильность). Режим QS-I характеризуется противофазной динамикой возникновения квазипериодических импульсов излучения встречных волн. При этом суммарная интенсивность $I = I_1 + I_2$, пульсации на частоте внешней модуляции ω_p оказы-

ваются подавленными, а при определенных условиях могут полностью отсутствовать. В спектре коэффициентов Ляпунова в случае QS-режимов генерации отсутствуют положительные коэффициенты.

– Режимы вынужденной синхронизации автомодуляционных колебаний (FS (forced-synchronization)-режимы), которые представляют собой гармонические колебания интенсивностей встречных волн на частоте ω_p .

– Периодические и квазипериодические импульсные режимы (QPI (quasi-periodic impulse)-режимы), при которых излучение во встречных направлениях имеет вид достаточно коротких импульсов, следующих через интервалы времени, равные или кратные периоду модуляции управляющего параметра. Пиковая интенсивность импульсов излучения может быть как постоянной, так и иметь низкочастотную огибающую. В последнем случае возможны режимы, при которых огибающие для встречных волн являются синфазными (режим QPI-1A) или противофазными (режим QPI-1B).

Здесь и далее цифра 1 после обозначения режима означает, что имеют место синхронные пульсации интенсивностей встречных волн, цифра 2 – несинхронные. Буквы характеризуют поведение низкочастотных огибающих встречных волн: А – колебания носят синфазный характер, В – противофазный, а С свидетельствует о наличии сложной функциональной зависимости между огибающими интенсивностей встречных волн. Если период огибающей кратен периоду следования импульсов, то такой режим является периодическим, в противном случае – квазипериодическим. Следует отметить, что существуют периодические импульсные режимы, различающиеся числом импульсов n на периоде (nT -режимы). Для QPI-режимов спектр излучения является дискретным. В спектре коэффициентов Ляпунова, так же как и в случае QS- и FS-режимов, отсутствуют положительные коэффициенты.

– Режимы генерации со странным нехаотическим аттрактором (SNA (strange nonchaotic attractor)-режимы). В отличие от периодических и квазипериодических режимов, SNA-режимы характеризуются сложной геометрической структурой аттрактора, нерегулярной временной структурой и сложным спектром излучения. Старший ляпуновский показатель λ_0 нерегулярным образом зависит от времени и его среднее значение оказывается равным нулю. Однако в отдельные промежутки времени локальные значения λ_0 положительны. Распределение локальных значений λ_0 характеризуется функцией, имеющей максимум при $\lambda_0 = 0$.

В случае хаотических режимов две фазовые траектории, находящиеся в некоторой малой области фазового пространства, с течением времени расходятся (перемешиваются) и занимают всю область аттрактора (так называемое перемешивание траекторий, подробнее см., напр., [37]). В случае странного нехаотического аттрактора такого перемешивания не происходит.

– Хаотические режимы с квазидискретным спектром (DSC (discret spectrum chaotic)-режимы), в спектре колебаний которых на относительно слабом «шумовом» фоне выделяются интенсивные дискретные компоненты (например, на частотах, равных или кратных частоте внешней модуляции ω_p , автомодуляционным (ω_m) или релаксационным (ω_r) частотам и их комбинациям). Как и все другие режимы динамического хаоса, DSC-режимы характеризуются экспоненциальной неустойчивостью

фазовых траекторий, определяемой наличием положительных показателей Ляпунова. Возможно существование разнородностей узкополосного хаоса, при которых наиболее интенсивной компонентой в спектре может быть компонента с частотой ω_m либо ω_p . Как правило, DSC-режимы возникают в двунаправленных кольцевых лазерах при частотах модуляции управляющего параметра, меньших основной релаксационной частоты ω_r .

– Режимы хаоса с квазинепрерывным спектром излучения (CSC (continuous-spectrum chaotic)-режимы); для них характерен широкий непрерывный спектр, на фоне которого могут присутствовать спектральные компоненты с частотами ω_p , ω_m и ω_r и небольшой интенсивностью. Для этого режима характерно наличие нескольких положительных коэффициентов Ляпунова.

– Режимы перемежаемого хаоса (IC (intermittent chaotic)-режимы), характеризующиеся тем, что области хаотических колебаний с различным характером излучения сменяют друг друга через нерегулярные промежутки времени.

Приведенная классификация не является исчерпывающей. В частности она не содержит информации о наличии или отсутствии синхронизации встречных волн, учет которой позволил бы разделить перечисленные выше режимы на несколько групп.

Заметим, что процессы синхронизации имеют ряд специфических особенностей в случае хаотических режимов генерации. Казалось бы, синхронизация хаотических колебаний невозможна вследствие неустойчивости фазовых траекторий во взаимодействующих системах. Однако, как показали многочисленные исследования, в этом случае относительное движение фазовых траекторий взаимодействующих подсистем часто оказывается устойчивым, что приводит к синхронизации хаотических колебаний.

Исследования выявили возможность существования в хаотических системах нескольких различных режимов синхронизации. Например, режима идентичного синхронного хаоса, когда временные и спектральные характеристики связанных хаотических систем совпадают. В более общем случае синхронизация хаотических колебаний проявляется в установлении определенной функциональной зависимости между хаотическими колебаниями $x_1(t)$ и $x_2(t)$ подсистем: $x_1(t) = F(x_2(t))$. Такой режим называется режимом обобщенной синхронизации [73].

В режимах синхронного хаоса имеет место корреляция в динамике интенсивностей и/или оптических фаз излучения встречных волн, отсутствующая при несинхронном хаосе. В определенных областях изменения параметров ТКЛ может иметь место переход от синхронного хаоса к несинхронному.

Таким образом, в зависимости от наличия или отсутствия синхронизации во встречных волнах DSC- и CSC-режимы можно разделить на две подгруппы:

- режимы DSC-1 и CSC-1, характеризующиеся синхронизацией хаотических пульсаций во встречных волнах;
- режимы DSC-2 и CSC-2, в которых синхронизация встречных волн отсутствует.

В свою очередь среди режимов синхронного хаоса (режимы первой подгруппы) существуют по крайней мере три различных режима: идентичного синхронного хаоса (DSC-1A и CSC-1A), синхронного хаоса с противофазной динамикой встречных волн (DSC-1B и CSC-1B) и обобщенного синхронного хаоса (DSC-1C и CSC-1C).

В случае хаотических колебаний существуют также режимы фазовой синхронизации, когда корреляция между амплитудами хаотических колебаний может отсутствовать, мгновенные частоты взаимодействующих систем флуктуируют и могут различаться, однако средние значения мгновенных частот оказываются равными. В этом случае разность фаз колебаний в связанных подсистемах изменяется в ограниченном интервале.

В кольцевых лазерах процессы синхронизации могут рассматриваться применительно как к колебаниям на оптических частотах встречных волн, так и к колебаниям их огибающих. Отметим, что в большинстве экспериментальных исследований изучается именно динамика огибающих (интенсивностей) встречных волн, а информация об оптических фазах поля часто отсутствует.

В случае двунаправленного кольцевого лазера взаимодействующими подсистемами являются встречные волны. Как уже отмечалось выше, связь между ними определяется обратным рассеянием и самодифракцией излучения на решетках инверсной населенности, наводимых в активной среде интерферирующими полями. Связь встречных волн на решетках инверсной населенности является нелинейной, и это вносит определенные особенности в фазовую динамику излучения в режимах синхронизации встречных волн. При модуляции параметров кольцевого лазера в качестве взаимодействующих подсистем могут рассматриваться сам кольцевой лазер и внешний генератор, обеспечивающий модуляцию. В этом случае одна из подсистем оказывается полностью независимой.

4. Параметрические процессы и динамический хаос в автономных кольцевых лазерах

В автономных кольцевых лазерах возможен целый ряд стационарных режимов генерации, характеристики которых достаточно хорошо исследованы, а области существования известны. Установлено, что в одночастотных непрерывных ТКЛ в отсутствие внешних воздействий (при различных значениях их параметров) могут иметь место режим бегущей волны (режим однонаправленной одночастотной генерации), автомодуляционные режимы первого и второго рода, режим биений, режим параметрической генерации, режим сильной связи и некоторые другие [42 – 50].

4.1. Автомодуляционный режим первого рода

Наиболее интересным и широко распространенным режимом генерации ТКЛ является автомодуляционный режим первого рода, для которого характерна синусоидальная противофазная модуляция интенсивностей встречных волн по гармоническому закону. Частота автомодуляционных колебаний зависит от величины связи встречных волн, частотной и амплитудной невязанности кольцевого резонатора и ряда других параметров. В отсутствие невязанностей частота автомодуляции в общем случае определяется формулой

$$\omega_{m0}^2 = m_1 m_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) - \delta m_1 m_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + \frac{(1 + \delta^2) m_1^2 m_2^2 \sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos(\theta_1 \theta_2)}. \quad (3)$$

Эта формула значительно упрощается, если частота генерации совпадает с центром линии усиления, а связь

между встречными волнами является симметричной: $\omega_{m0} = m \cos[(\theta_1 - \theta_2)/2]$. Если связь обусловлена, например, неоднородностями диэлектрической проницаемости среды, то $|\theta_1 - \theta_2| \ll 1$. При наличии частотной невязимности Ω частота автомодуляционных колебаний определяется формулой $\omega_m = (\omega_{m0}^2 + \Omega^2)^{1/2}$. Условия возникновения и устойчивости этого режима (в отсутствие невязимности резонатора) определяются неравенствами

$$\left(\frac{\eta\omega}{QT_1}\right)^{1/2} \left|\cos\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right|^{-1} < m < \frac{\eta\omega}{3Q} \left|\sin\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right|^{-1}, \quad (4)$$

которые выполняются в широкой области параметров ТКЛ. Здесь мы для простоты положили $m_1 = m_2 = m$.

Проведенные исследования [21–25] показали, что если в отсутствие частотной невязимности (т. е. при $\Omega = 0$) в кольцевом лазере имеет место автомодуляционный режим первого рода, то с ростом $|\Omega|$ он сохраняется в области $|\Omega| \leq \Omega_1$. Граничное значение Ω_1 может быть найдено из выражения

$$m \left|\sin\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right| = \frac{\omega}{Q} \eta \frac{m(m^2 + \Omega_1^2)^{1/2}}{3m^2 + 2\Omega_1^2}.$$

При $|\Omega| > \Omega_1$ происходит переход от автомодуляционного режима к стационарному режиму генерации с неравными интенсивностями встречных волн. В автомодуляционном режиме первого рода с ростом $|\Omega|$ увеличивается частота автомодуляционных колебаний, а средние значения интенсивностей встречных волн становятся неравными. Частота автомодуляционных колебаний ТКЛ в отсутствие невязимности резонатора определяется, главным образом, величиной связи встречных волн через обратное рассеяние и может изменяться от сотых долей до единиц мегагерц.

Вследствие медленности релаксации инверсной населенности ($\omega/Q_1 \gg 1/T_1$) переходные процессы установления стационарного состояния автомодуляционных колебаний имеют колебательный характер и описываются релаксационными частотами. Число релаксационных частот зависит от размерности (числа независимых переменных) динамической системы.

Релаксационные колебания в ТКЛ, работающем в автомодуляционном режиме первого рода, происходят на двух характерных частотах. Одна из этих частот (основная релаксационная частота)

$$\omega_r = \left(\frac{\omega}{Q} \frac{\eta}{T_1}\right)^{1/2} \quad (5)$$

аналогична релаксационной частоте линейного твердотельного лазера, другая же соответствует низкочастотным релаксационным колебаниям и определяется формулой [21]

$$\omega_{r1} = \left\{ \frac{1}{2} [\omega_r^2 + \omega_m^2 - (\omega_m^4 + 2\omega_r^2\Omega^2)^{1/2}] \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

4.2. Режимы динамического хаоса в двунаправленном автономном лазере

Исследование автомодуляционного режима первого рода показало, что он устойчив во всей области значений m , определяемой условием (4), за исключением областей

параметрических резонансов. В автономном лазере, работающем в автомодуляционном режиме, параметрические процессы взаимодействия между автомодуляционными колебаниями являются основным механизмом, приводящим к возникновению бифуркаций и переходу в режим динамического хаоса. Возбуждение хаотических колебаний возможно, по-видимому, лишь при наличии асимметрии системы: необходимым является условие $m_1 \neq m_2$ и/или $Q_1 \neq Q_2$. В областях параметрического резонанса наблюдается неустойчивость автомодуляционного режима, возникновение бифуркаций удвоения периода, а при некоторых условиях – переход к динамическому хаосу. Как показано в [4, 5], основные параметрические резонансы имеют место при

$$\omega_m \simeq 2\omega_r, \quad \omega_m \simeq 2\omega_{r1} \quad \text{и} \quad \omega_m \simeq \omega_r + \omega_{r1}. \quad (7)$$

Необходимая для возникновения параметрических явлений модуляция параметров лазера появляется вследствие периодической перекачки энергии между встречными волнами, характерной для этого режима генерации.

Потеря устойчивости автомодуляционного режима происходит не только при точном выполнении условий (7), но и в некоторой области вблизи точного резонанса (ширина этой области может достигать нескольких десятков килогерц). Параметрическая раскачка колебаний, например на частоте $\omega_m = 2\omega_r$, происходит, если ω_m попадает в область $\omega_{m1} \leq \omega_m \leq \omega_{m2}$; границы этой области (ω_{m1} и ω_{m2}) при $\theta_1 = \theta_2$ определяются следующими формулами:

$$\omega_{m1} = A - B, \quad \omega_{m2} = A + B, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} A &= 2\omega_r + \frac{\omega_r^2 + \Omega_0^2/4}{16\omega_r} - \frac{(7\Omega_0^2 + 12\omega_r^2)\omega_r}{4(8\Omega_0^2 + 28\omega_r^2)}; \\ B &= \left[\left(\frac{5\omega_r^2}{4\Omega_0^2 + 14\omega_r^2} \right)^2 4h^2\omega_r^2 - \frac{1}{T_1^2} \right]^{1/2}; \\ \Omega_0^2 &= (2\omega_r)^2 - m_1m_2 > 0; \\ h &= \frac{(m_1m_2)^{1/2}(m_1 - m_2)}{2\omega_m(m_1 + m_2)}. \end{aligned} \quad (9)$$

Видно, что ширина зоны параметрической неустойчивости возрастает при увеличении разности модулей коэффициентов связи. В случае симметричной связи ($m_1 = m_2$) ширина зоны неустойчивости обращается в нуль.

Исследования динамики излучения в областях параметрических резонансов показывают, что раскачка релаксационных колебаний и их взаимодействие с автомодуляционными колебаниями приводит к ряду бифуркаций удвоения периода и возникновению хаотических колебаний.

В экспериментах возбуждение режимов динамического хаоса в автономном ТКЛ возможно несколькими путями. Рассмотрим их на примере параметрического резонанса в области $2\omega_r = \omega_m$. Частота автомодуляционных колебаний при наличии частотной невязимности резонатора Ω зависит от параметров кольцевого лазера следующим образом [21]:

$$\omega_m = (\omega_{m0}^2 + \Omega^2)^{1/2} + \Delta\omega, \quad (10)$$

где ω_{m0} определяется формулой (3); $\Delta\omega = \omega_r^2(\Omega^2 + \omega_{m0}^2)/(4\omega_{m0}^3) -$ поправка первого приближения по малому параметру ω_r^2/ω_{m0}^2 ; ω_r – основная релаксационная частота (см. (5)) [4].

При наличии амплитудной невязимности резонатора Δ и при $\Omega = 0$ выражение для автомодуляционной частоты приобретает следующий вид:

$$\omega_m = \left\{ m^2 \cos \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} - \frac{[\omega\eta/(Q(1+\eta))]^2 \Delta^2}{[2m \cos[(\theta_1 - \theta_2)/2]]^2 - \Delta^2} \right\}^{1/2}. \quad (11)$$

Из формул (3), (10) и (11) следует, что управляющим параметром может быть частотная (Ω) и амплитудная (Δ) невязимности резонатора, отстройка частоты генерации от центра линии усиления δ , превышение накачки над порогом, добротность резонатора Q , модули ($m_{1,2}$) и фазы ($\theta_{1,2}$) коэффициентов связи встречных волн.

В работах [40, 52, 53] при исследовании режимов генерации вблизи параметрического резонанса условие $2\omega_r = \omega_m$ выполнялось с помощью внешнего постоянного магнитного поля, наложение которого на активный элемент позволяло в широких пределах изменять частоту автомодуляции ω_m . В отсутствие магнитного поля частота автомодуляции $\omega_m/2\pi = 78$ кГц, а частота релаксационных колебаний $\omega_r/2\pi = 63$ кГц. Наложение магнитного поля на активный элемент чип-лазера позволяло реализовать условия параметрического резонанса $2\omega_r \simeq \omega_m$. Внешнее магнитное поле приводило также к увеличению амплитудной невязимности резонатора Δ . В области параметрического резонанса в зависимости от величины магнитного поля и его ориентации наблюдалось удвоение периода автомодуляционных колебаний, а также возникновение квазипериодических либо хаотических режимов генерации. На рис.2 показаны характерные временные и спектральные характеристики для CSC- и DSC-режимов генерации, которые возникают в таком чип-лазере при двух различных магнитных полях, различающихся значениями напряженностей и их ориентациями относительно моноблока чип-лазера.

Вследствие наличия нескольких областей параметрических резонансов при изменении частотной или амплитудной невязимности резонатора изменение характеристик генерации не является монотонным: режим динамического хаоса сменяется режимом квазипериодических пульсаций, затем снова возникает динамический хаос и т.д. Экспериментально было показано, что для возникновения CSC-режима необходимо наличие амплитудной невязимности Δ , причем с ее ростом ширина зоны параметрического резонанса монотонно увеличивается [22, 40]. Аналогичный результат был получен и при численном моделировании.

4.3. Динамический хаос в автономном кольцевом лазере бегущей волны

Необходимым условием возбуждения квазипериодических и хаотических колебаний в автономном кольцевом лазере, работающем в режиме однонаправленной генерации, является наличие резонанса между двумя релаксационными частотами [3–5, 22, 40]. В случае одно-

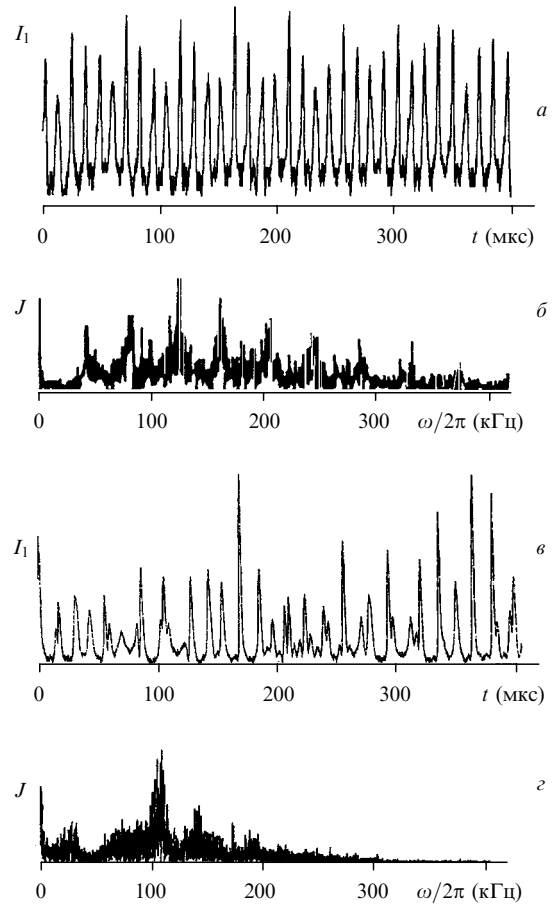


Рис.2. Осциллограммы излучения одной из встречных волн (а, в) автономного кольцевого лазера и ее спектры (б, г) в условиях параметрического резонанса $2\omega_r \simeq \omega_m$ при DSC- (а, б) и CSC-режимах (в, г).

направленного кольцевого лазера существуют три релаксационные частоты, одна из которых (ω_r) совпадает с релаксационной частотой линейного твердотельного лазера (5), а две другие определяются формулами

$$\omega_{r1,2} = \left(\frac{\omega_r^2}{2} + \frac{\Omega^2}{4} \right)^{1/2} \pm \frac{\Omega}{2}. \quad (12)$$

В отсутствие частотной невязимности резонатора частоты ω_{r1} и ω_{r2} вырождены. Как видно из (12), при выполнении условия

$$2\Omega = \omega_r \quad (13)$$

возникает резонанс между двумя релаксационными колебаниями (при этом $\omega_r = \omega_{r1}(\Omega)$). Выполнение условия (13) приводит к потере устойчивости режима бегущей волны и, как показано в [3], к возникновению квазипериодических и хаотических режимов генерации в автономном кольцевом лазере.

5. Режимы генерации кольцевых лазеров при модуляции их параметров

Следствием высокой чувствительности кольцевых лазеров к модуляции параметров является то, что даже относительно слабая периодическая модуляция оказывается достаточной для вывода отклика лазера на внеш-

нее возмущение за рамки линейности, в результате чего возникают разнообразные квазипериодические и хаотические режимы генерации, классификация которых приведена выше.

В ТКЛ с периодической модуляцией параметров помимо параметрических резонансов, присущих автономным лазерам, существуют параметрические резонансы при частотах модуляции параметров, равных или кратных частотам релаксационных и автомодуляционных колебаний. В областях параметрических резонансов имеет место весьма высокая чувствительность к модуляции параметров, и переход к динамическому хаосу происходит при существенно меньших глубинах модуляции управляющих параметров.

В нелинейных системах кроме основного резонанса возможны также резонансы на обертонах и унтертонах вынуждающей силы, что значительно облегчает смену режимов генерации [74]. Возникновению квазипериодических и хаотических режимов генерации способствует и сильная конкуренция встречных волн в активной среде кольцевого лазера.

Перейдем теперь к рассмотрению основных закономерностей поведения ТКЛ, возникающих при внешней гармонической модуляции их параметров [65–69]. Нелинейная динамика неавтономных кольцевых лазеров, работающих в режимах двунаправленной генерации, значительно сложнее динамики генерации однонаправленных кольцевых лазеров. Рассмотрим вначале некоторые особенности динамики лазеров бегущей волны.

5.1. Бифуркации и возникновение хаоса в лазерах бегущей волны

Для получения режима бегущей волны в кольцевом лазере создается амплитудная невязанность резонатора Δ (неравенство добротностей резонатора для встречных волн Q_1 и Q_2). Кроме того, осуществляется периодическая модуляция добротностей:

$$\frac{\omega}{Q_{1,2}} = \pm \frac{\Delta}{2} + h \frac{\omega}{Q} \sin \omega_p t, \quad (14)$$

где ω/Q – среднее значение ширины полосы кольцевого резонатора в отсутствие модуляции потерь; h – глубина модуляции потерь. Динамика генерации в режиме бегущей волны достаточно полно описывается системой уравнений (2) с учетом выражения (14).

Поскольку детальный анализ всех закономерностей нелинейной динамики кольцевого лазера бегущей волны в различных областях параметрических резонансов не является целью настоящей работы, ограничимся рассмотрением эволюции режимов генерации однонаправленного кольцевого лазера на YAG: Nd при модуляции добротности резонатора на частотах, меньших релаксационной частоты ω_r [3, 47]. В этой области возможен резонанс на унтертоне основной релаксационной частоты. При экспериментальных исследованиях режим однонаправленной генерации обеспечивался помещением внутрь резонатора амплитудного невязанного элемента, а потери модулировались с помощью внутррезонаторного амплитудного модулятора, работающего на частоте $\omega_p/2\pi = 8 - 15$ кГц; основная релаксационная частота $\omega_r/2\pi$ составляла 27 кГц.

Экспериментальные исследования и численное моделирование показали [47], что при увеличении глубины

модуляции потерь в лазере смена режимов генерации происходит следующим образом. Вначале отклик на модуляцию оказывается гармоническим, и в спектре излучения появляется компонента с частотой $\omega_p/2\pi$. При увеличении управляющего параметра h плавно растет глубина модуляции выходного излучения и увеличиваются нелинейные искажения, а затем при некотором критическом значении $h = h_{cr}^{(1)}$ ($h_{cr}^{(1)} = 0.021$) режим генерации лазера скачком изменяется: излучение лазера приобретает импульсный характер (возникает QPI-режим), при котором импульсы излучения следуют с периодом $T = 2\pi/\omega_p$. Дальнейшее увеличение h приводит к возникновению бифуркации удвоения периода, а затем, при $h_{cr}^{(2)} = 0.027$, – к возникновению динамического хаоса (DSC-режим); при $h_{cr}^{(3)} = 0.035$ снова возникает QPI-режим генерации, однако его период равен уже $4T$.

5.2. Нелинейная динамика в области частот модуляции, включающей параметрический резонанс с автомодуляционными колебаниями

Рассмотрим теперь квазипериодические и хаотические режимы генерации и их основные характеристики, возникающие в двунаправленном кольцевом лазере при периодической модуляции его параметров с частотой ω_p [31–34, 48, 65–72]. При экспериментальных исследованиях нелинейной динамики в качестве управляющего параметра можно использовать различные параметры кольцевого лазера. Наиболее просто в монолитных кольцевых чип-лазерах осуществляется модуляция мощности накачки. Достаточно легко можно модулировать частотную и амплитудную невязанности резонатора путем модуляции магнитного поля, наложенного на активный элемент. При создании периодических напряжений в активном элементе можно модулировать периметр и добротность резонатора, его поляризационную анизотропию, величину отстройки частоты генерации от центра линии усиления. Использование дополнительной обратной связи встречных волн с помощью внешнего зеркала позволяет изменять модули и фазы коэффициентов связи. К настоящему времени наиболее детально исследована нелинейная динамика излучения двунаправленного кольцевого лазера при модуляции внутррезонаторных потерь и мощности накачки.

Исследования нелинейной динамики неавтономного лазера проводятся при фиксированных значениях всех лазерных параметров, за исключением управляющего параметра, модуляцию которого осуществляют с частотой ω_p и глубиной h . В кольцевом лазере, работающем в автомодуляционном режиме первого рода, области параметрических резонансов имеют место при частотах внешнего воздействия ω_p , равных или кратных релаксационным частотам ω_r и ω_{r1} , автомодуляционной частоте ω_m , а также комбинационным частотам $n\omega_r + m\omega_m$ и др. В различных областях параметрических резонансов возникает ряд особенностей в нелинейной динамике излучения встречных волн.

Рассмотрим вначале нелинейную динамику ТКЛ в области частот модуляции, включающей параметрический резонанс с автомодуляционными колебаниями, т. е. в области частот модуляции, близких к частоте ω_m . В этой области возникает ряд специфических эффектов, отсутствующих в других областях. Среди этих эффектов следует отметить синхронизацию частоты автомодуляционных колебаний внешним модулирующим сигналом,

возможную только при выполнении условия $\omega_p < \omega_m$. В противном случае синхронизация отсутствует [65]. В этой области наблюдаются мультистабильность и гистерезисные явления [70, 71].

Теоретические и экспериментальные исследования динамики излучения двунаправленных кольцевых лазеров при модуляции накачки и потерь резонатора показали, что оба способа модуляции практически идентичны. Единственное отличие заключается в том, что при модуляции добротности эффективная глубина модуляции оказывается существенно больше. Ниже мы ограничимся, в основном, рассмотрением периодической модуляции накачки (поскольку большая часть экспериментальных исследований выполнена именно при таком способе модуляции). Теоретический анализ и численное моделирование в этом случае основываются на стандартной системе уравнений (2), в которой превышение пороговой мощности накачки следует записать в виде

$$\eta = \eta_0 + h \cos \omega_p t, \tag{15}$$

где η_0 – превышение мощности накачки над порогом в отсутствие модуляции.

Экспериментальные исследования динамики излучения проводились на монокристаллических кольцевых чип-лазерах, в которых частота автомодуляционных колебаний изменялась от 100 до 250 кГц, а основная релаксационная частота – от 60 до 100 кГц. Было установлено (рис.3), что с приближением частоты модуляции управляющего па-

раметра ω_p к автомодуляционной частоте ω_m (при этом $\omega_p < \omega_m$) наблюдается захват частоты автомодуляционных колебаний внешним сигналом. В области захвата шириной $\Delta\omega$ частота автомодуляционных колебаний оказывается равной частоте внешней силы ω_p , а спектр излучения состоит из одной компоненты (FS-режим).

Аналогичные результаты были получены и при теоретическом исследовании динамики излучения кольцевого лазера. Система уравнений (2) имеет периодическое решение, описывающее режим синхронизации автомодуляционной частоты внешним сигналом. Отметим, что точное аналитическое решение может быть получено лишь при малых значениях параметра h . Анализ, проведенный в работе [65], дал следующее соотношение для определения ширины области захвата автомодуляционной частоты внешним сигналом:

$$\frac{T_1 \omega_r^4 h \omega_p}{4(1 + \eta_0) \eta_0 \omega_m} = (\omega_m^2 - \omega_p^2)^{1/2} (\omega_p^2 - \omega_r^2). \tag{16}$$

Значения ω_p , удовлетворяющие соотношению (16), определяют левую границу области существования режима синхронизации. Правая же граница оказывается равной частоте автомодуляционных колебаний ω_m . Внутри этой области имеет место синхронизация автомодуляционных колебаний внешним сигналом (излучение представляет собой гармонические колебание с периодом, равным периоду модуляции). Интересной особенностью режима захвата является экспериментально обнаруженное значительное (почти в три раза) сужение спектра автомодуляционных колебаний при их захвате внешним сигналом. Это достаточно четко иллюстрирует рис. 3, на котором показаны спектры излучения кольцевого чип-лазера при модуляции накачки в отсутствие захвата и при его наличии [70,71].

Отличительной особенностью FS-режима является спонтанное возникновение амплитудной невязанности: интенсивности излучения во встречных направлениях становятся неравными. Существуют два FS-режима, различающиеся фазовым сдвигом колебаний интенсивности встречных волн относительно модулирующего сигнала. В одном режиме с увеличением отстройки ($\omega_m - \omega_p$) происходит подавление волны, распространяющейся по часовой стрелке, а в другом – против.

Особенности нелинейной динамики излучения при модуляции накачки для конкретного кольцевого лазера могут быть исследованы методом численного моделирования. В частности, в работах [70, 71] этим методом была исследована динамика излучения кольцевого чип-лазера ($\omega_m/2\pi = 230$ кГц, $\eta_0 = 0.21$, $\omega_r/2\pi = 70$ кГц и $\omega/Q = 7 \times 10^6$ Гц) при модуляции мощности накачки. Были найдены положения правой и левой границ области устойчивости синхронизации и ширины области захвата, а также исследована зависимость этих параметров от глубины модуляции мощности накачки h . Оказалось, что правая граница области синхронизации не зависит от h и совпадает с ω_m . Устойчивый FS-режим наблюдается в значительно более узкой области, чем область его существования, определяемая уравнением (16). При $h > 0.2$ ширина области устойчивой синхронизации может достигать 50 кГц.

Вне области захвата при малых глубинах модуляции управляющего параметра в лазере возникает QS-режим. В этом режиме появляется периодическая модуляция

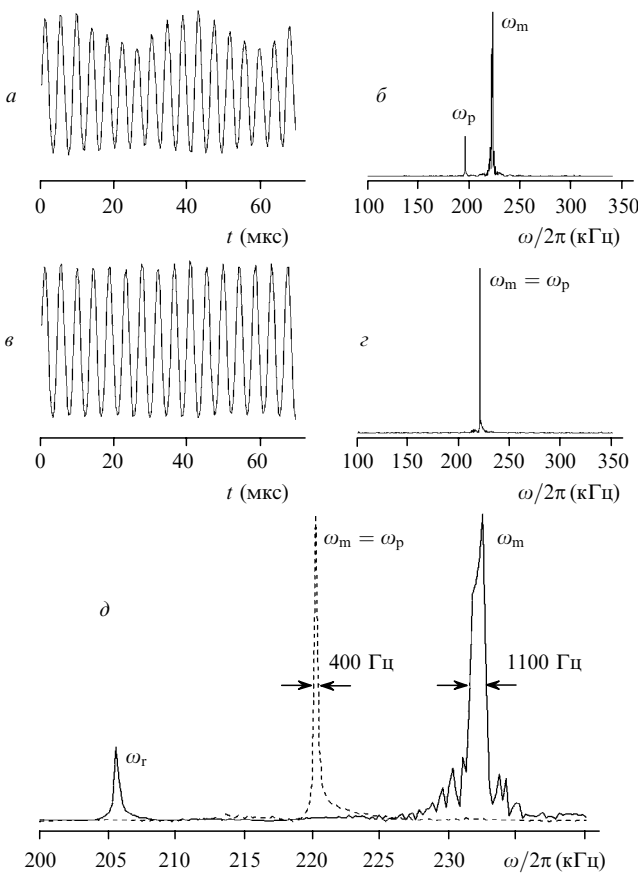


Рис.3. Осциллограммы (а, в) и спектры (б, з) излучения кольцевого чип-лазера в QS- (а, б) и FS- (в, з) режимах, а также поведение спектра автомодуляционных колебаний в QS-режиме (сплошная линия) и FS-режиме (штриховая линия) (д).

амплитуды автомодуляционных колебаний с частотой ω_p , что приводит к возникновению в спектре излучения дополнительных спектральных компонент на комбинационных частотах $\omega_m \pm n\omega_p$, число которых растет с увеличением h .

Вблизи границ области устойчивости режима синхронизации наблюдаются гистерезисные явления. Существует область бистабильности, в которой в зависимости от начальных условий возникает либо FS-, либо QS-режим. Ширины областей бистабильности у левой и правой границ области синхронизации автомодуляционных колебаний существенно различаются, составляя ~ 25 и ~ 5 кГц соответственно.

Проведенные исследования показали, что в этой области модуляции управляющих параметров переход в режим динамического хаоса затруднен. По-видимому, это связано с тем, что при увеличении глубины модуляции накачки происходит рост ширины области синхронизации и сужение областей существования QS- и QPI-режимов.

5.3. Нелинейная динамика в области частот модуляции, включающей в себя параметрические резонансы с релаксационными колебаниями

Перейдем теперь к обсуждению характерных особенностей нелинейной динамики в областях частот модуляции, включающих в себя параметрические резонансы с релаксационными колебаниями. Вначале рассмотрим нелинейную динамику кольцевого лазера при низкочастотной модуляции накачки, когда частота модуляции находится в области резонансов с основной релаксационной частотой ω_r или с дополнительной релаксационной частотой ω_{r1} , а амплитудная и частотная невязанности резонатора отсутствуют.

Последовательность возникновения различных режимов при увеличении глубины модуляции управляющего параметра h зависит не только от параметров самого чип-лазера, но и, в значительной мере, от частоты модуляции управляющего параметра $\omega_p/2\pi$. Рассмотрим в качестве примера последовательность возникновения различных режимов генерации в кольцевом чип-лазере ($\omega_m/2\pi = 170$ кГц, $\omega_r/2\pi = 66$ кГц и $\eta = 0.21$) с увеличением глубины модуляции накачки при фиксированной частоте модуляции $\omega_p/2\pi = 50$ кГц, близкой к релаксационной частоте. В этом случае FS-режим не возникает. При $h = 0$ в лазере существует автомодуляционный режим генерации, который с увеличением h сменяется QS-, а затем QPI-режимами, которые, в свою очередь, могут перейти в CSC- и IC-режимы. При дальнейшем увеличении h в лазере возникают DSC-режимы.

При малых глубинах модуляции может существовать бистабильность и возникают два различных QS-режима. Для одного из них (QS-I) в спектре доминирует компонента на частоте ω_m , а для другого (QS-II) максимальной является компонента на частоте модулирующего сигнала ω_p (рис.4). В режиме QS-I имеет место противофазная динамика излучения: интенсивности встречных волн имеют вид противофазных автомодуляционных колебаний с низкочастотной огибающей, частота которой совпадает с $\omega_p/2\pi$.

С увеличением глубины модуляции ($h > 0.1$) возникают QPI-режимы генерации (рис.5). В этих режимах излучение представляет собой последовательность коротких импульсов длительностью τ , много меньшей пе-

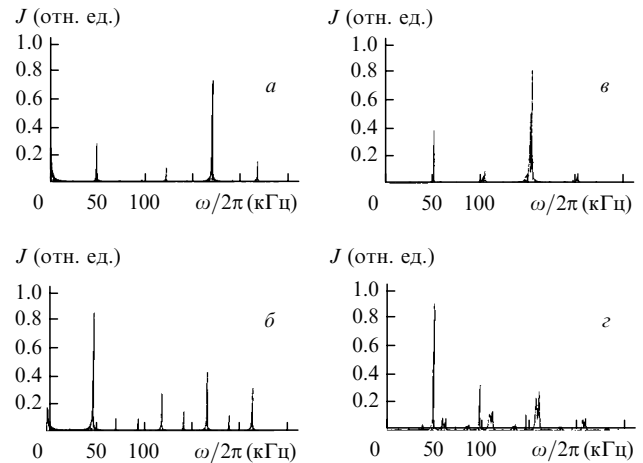


Рис.4. Расчетные (а, б) и экспериментальные (в, з) спектры интенсивности излучения кольцевого лазера в QS-I- (а, в) и QS-II-режимах (б, з) при $h = 0.03$ и $\omega_p/2\pi = 50$ кГц.

риода модуляции T_p , который совпадает с периодом следования импульсов. При наличии частотной невязанности (см. ниже) могут иметь место QPI-режимы с периодом, равным удвоенному периоду модуляции.

Режимы динамического хаоса возникают с превышением некоторого критического значения глубины модуляции h_{cr} , зависящего от частоты модуляции и параметров лазера. Переход к хаосу в этом случае происходит по квазипериодическому сценарию: при $h < h_{cr}$ аттрактор системы представляет собой многомерный тор, который при $h > h_{cr}$ становится неустойчивым и разрушается, превращаясь в странный хаотический аттрактор (т.е. возникает режим динамического хаоса).

При наличии амплитудной невязанности кольцевого резонатора переходу в режим динамического хаоса может предшествовать возникновение режима со сложной временной динамикой излучения, имеющего странный нехаотический аттрактор.

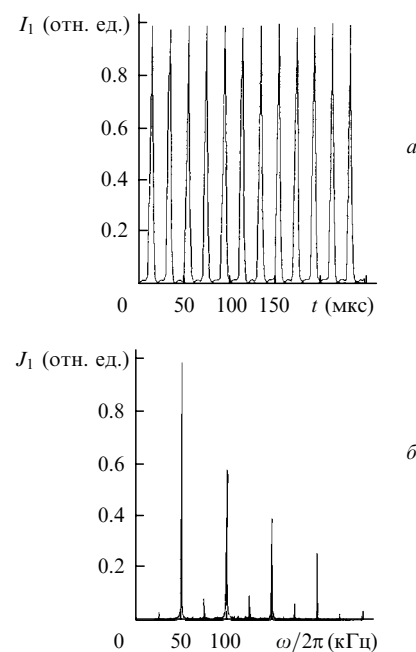


Рис.5. Осциллограмма (а) и спектр (б) излучения кольцевого лазера в QPI-режиме (эксперимент) при глубине модуляции накачки $h = 0.29$ и $\omega_p/2\pi = 50$ кГц.

В рассматриваемой области частот модуляции управляющего параметра могут наблюдаться все три типа хаотических режимов: DSC, CSC и IC. При $h > h_{cr}$ вначале возникает CSC-режим, который с ростом глубины модуляции h сменяется DSC-режимом. Типичная временная зависимость интенсивностей встречных волн и спектр излучения одной из волн в случае режима CSC-2 показаны на рис.6. В этом режиме интервалы между соседними импульсами оказываются нерегулярными, а спектр излучения является практически непрерывным.

На рис.7 приведены аналогичные зависимости для одного из DSC-режимов. Видно, что хаотические по амплитуде импульсы интенсивностей встречных волн следуют через регулярные промежутки времени, равные периоду модуляции, а спектр состоит из интенсивных дискретных компонент на слабом шумовом фоне.

Существует область параметров лазера, в которой имеет место режим перемежаемого хаоса (IC-режим). Временная динамика излучения в этом случае характеризуется попеременным чередованием областей с различными характерами генерации. Например, возможно чередование областей, в которых хаотические интенсивности встречных волн изменяются синхронно с областями несинхронного хаоса во встречных направлениях. Экспериментально такой IC-режим наблюдался в кольцевом чип-лазере со следующими параметрами: $\omega_m/2\pi = 136$ кГц, $\omega_r/2\pi = 90$ кГц, $\eta = 0.5$ и $\omega_p/2\pi = 121$ кГц. На рис.8,а и б для этого режима приведены осциллограммы интенсивностей встречных волн при разных скоростях развертки. Видны чередующиеся участки синхронного хаоса с регулярными интервалами между импульсами (равными периоду модуляции накачки) и участки несинхронного хаоса во встречных направлениях, когда интервалы между импульсами нерегулярны.

При исследовании IC-режимов удобно регистриро-

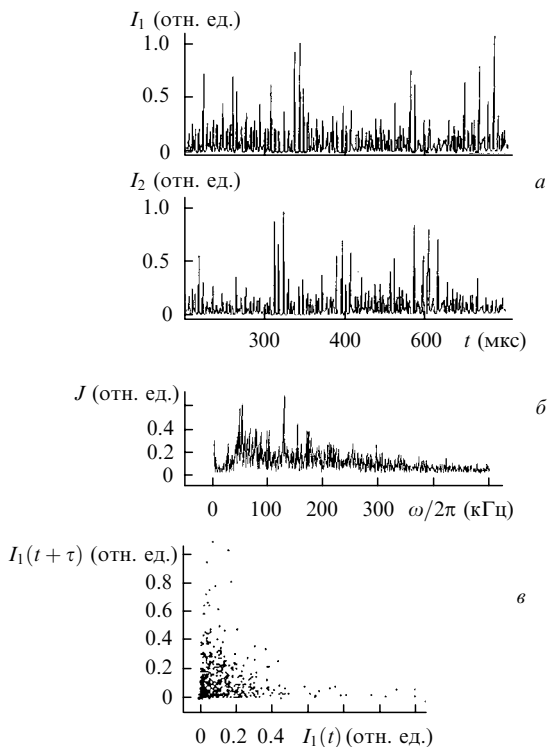


Рис.6. Характеристики излучения в режиме CSC-2 (эксперимент): осциллограммы интенсивностей встречных волн (а), спектр одной из волн (б) и фазовый портрет (в) при $h = 0.34$ и $\omega_p/2\pi = 50$ кГц.

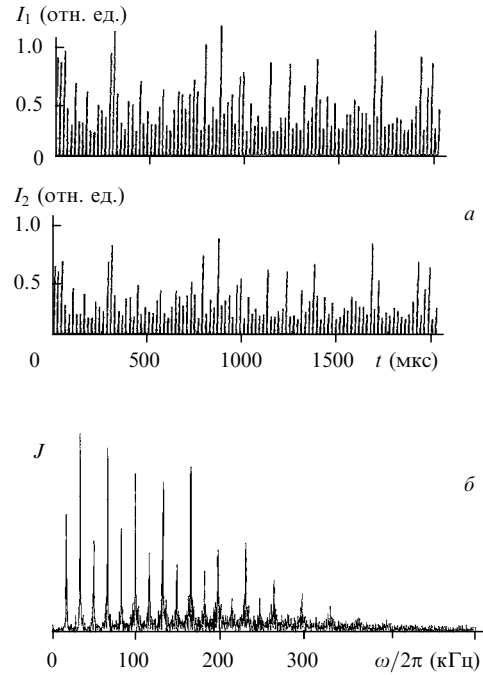


Рис.7. Характеристики излучения в режиме DSC-1A (эксперимент): осциллограммы интенсивностей встречных волн (а) и спектр одной из волн (б) при $\omega_p/2\pi = 50$ кГц и $h = 0.46$.

вать временную зависимость разности интенсивностей встречных волн: осциллограммы разности интенсивностей позволяют обнаружить IC-режим даже в том случае, когда его трудно обнаружить из осциллограмм интенсивностей волн. На рис.8,в показана временная зависимость интенсивности излучения одной из волн, не позво-

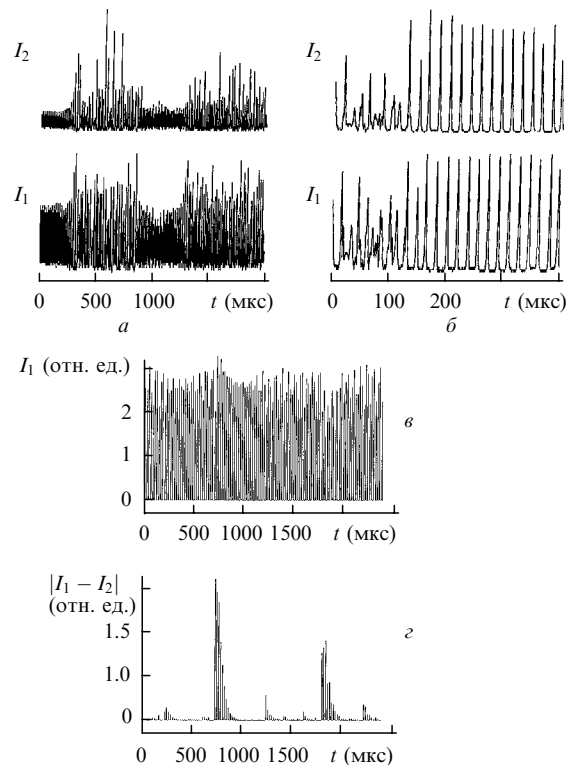


Рис.8. Осциллограммы интенсивностей встречных волн (справа – фрагменты развертки) в IC-режиме (а, б), а также расчетные временные зависимости интенсивности одной из волн (в) и модуля разности интенсивностей встречных волн (д) при $\omega_p/2\pi = 121$ кГц и $h = 0.27$.

ляющая однозначно судить о наличии областей перемежаемости. В то же время временная зависимость разности интенсивностей встречных волн для этого случая (рис.8,з) свидетельствует о наличии областей перемежаемости синхронного и несинхронного хаоса.

Как отмечалось выше, в некоторых областях параметров неавтономных ТКЛ наблюдается бистабильность и возможны квазипериодические бистабильные режимы QS-I и QS-II. С увеличением глубины модуляции накачки они переходят в режимы динамического хаоса при разных значениях h . В результате возможна одновременная устойчивость квазипериодического режима и режима динамического хаоса, могут также оказаться бистабильными два различных режима динамического хаоса.

Отметим, что сценарий перехода к хаосу несколько изменяется при параметрическом резонансе $\omega_p = 2\omega_r$. На рис.9 приведены результаты численного моделирования при параметрах чип-лазера, близких к экспериментальным ($\omega_m/2\pi = 170$ кГц, $\omega_r/2\pi = 66$ кГц, $\omega_p/2\pi = 130$ кГц и $\eta = 0.21$), показывающие изменение сечений Пуанкаре и спектров генерации твердотельного кольцевого лазера при увеличении глубины модуляции потерь. Видно, что переходу в режим динамического хаоса предшествует бифуркация удвоения тора.

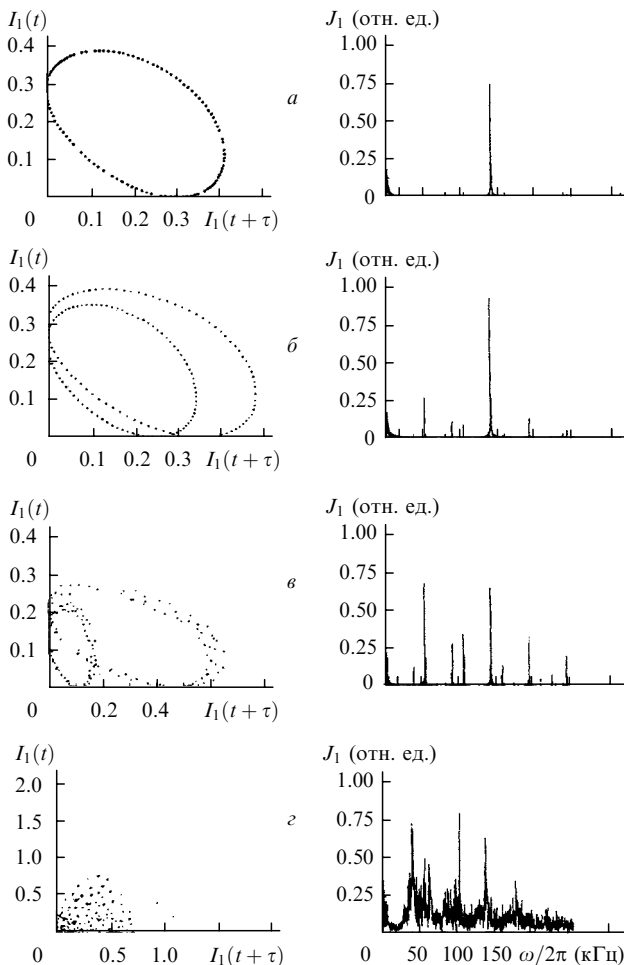


Рис.9. Сценарий перехода к хаосу при модуляции потерь на частоте $\omega_p/2\pi = 130$ кГц: изменение сечений Пуанкаре (слева) и спектров генерации (справа) при увеличении (сверху вниз) глубины модуляции управляющего параметра h (численное моделирование); $I_1(t)$ и $I_1(t + \tau)$ даны в относительных единицах.

5.4. Синхронизация встречных волн в хаотических режимах генерации

Синхронизация – одно из характерных явлений, имеющих место в кольцевых двунаправленных лазерах и во многом определяющих их нелинейную динамику. Традиционно под синхронизацией понимают установление определенных соотношений между частотами или фазами колебаний взаимодействующих подсистем. Синхронизация может быть как внешней (вынужденной), так и внутренней (взаимной). В первом случае синхронизация (захват) колебаний осуществляется внешним управляющим сигналом, во втором она является следствием взаимодействия между равноправными подсистемами. Возникновение синхронизации (как внешней, так и внутренней) в автоколебательных системах, работающих в периодических и квазипериодических режимах, характеризуется наличием режима автоколебаний интенсивностей излучения с постоянным и рациональным значением числа вращения Пуанкаре $\vartheta = \omega_p/\omega = m/n$ (m, n – целые числа). Этот режим сохраняется в некоторой конечной области значений параметров системы, называемой областью синхронизации.

Как уже отмечалось, в случае хаотических режимов синхронизация излучения встречных волн имеет ряд характерных особенностей, с учетом которых возникающие режимы динамического хаоса можно разделить на ряд подгрупп. Проиллюстрируем основные режимы синхронизации хаотических колебаний встречных волн, возникающие в твердотельных лазерах с периодической модуляцией параметров, несколькими примерами. Случай идентичного синхронного хаоса (режим DSC-1A) показан на рис.10. Здесь фазовый портрет в плоскости (I_1, I_2)

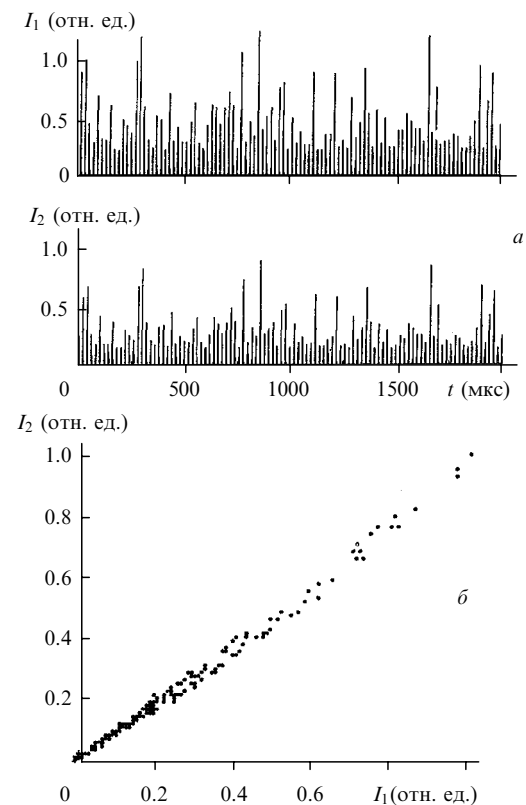


Рис.10. Осциллограммы интенсивностей встречных волн (а) и проекция на плоскость (I_1, I_2) фазового портрета (б) в случае идентичного синхронного хаоса (режим DSC-1A) при $\omega_p/2\pi = 50$ кГц и $h = 0.24$ (эксперимент).

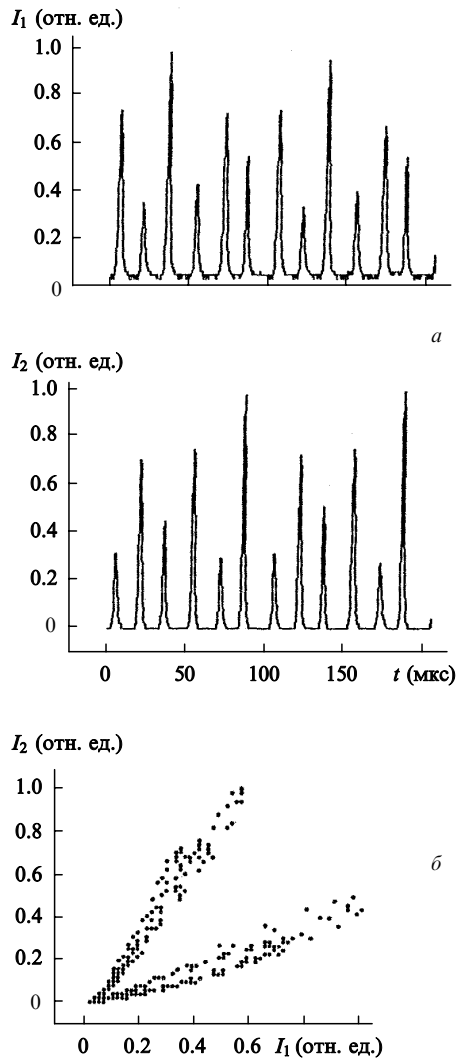


Рис.11. Осциллограммы интенсивностей $I_1(t)$ и $I_2(t)$ (а) и проекция фазового портрета на плоскость (I_1, I_2) (б) в режиме синхронного хаоса с противофазной динамикой хаотических импульсов во встречных волнах (режим DSC-1B)

представляет собой прямую линию $I_1(t) = I_2(t)$. Идентичная синхронизация может иметь место в DSC- и CSC-режимах. Режим идентичного синхронного хаоса возникает в лазере в отсутствие частотной и амплитудной невязанности кольцевого резонатора. При наличии невязанности могут иметь место другие режимы синхронного хаоса (рис.11, 12). Один из них (режим DSC-1B) характеризуется наличием противофазной динамики хаотических импульсов $I_1(t)$ и $I_2(t)$ во встречных волнах (рис.11), которая проявляется в том, что суммарная интенсивность $I_1 + I_2$ оказывается практически постоянной. В этом случае фазовый портрет в плоскости (I_1, I_2) состоит из двух «лепестков»

Режим обобщенной синхронизации (DSC-1C) представлен на рис.12. На рис. 12,а показано временное поведение интенсивностей $I_{1,2}(t)$ встречных волн в этом режиме. Фазовый портрет (рис.12,б) в плоскости (I_1, I_2) показывает, что между интенсивностями $I_1(t)$ и $I_2(t)$ существует функциональная зависимость $I_2(t) = F(I_1(t))$, имеющая вид замкнутой кривой.

Режимы синхронного хаоса существуют в определенных областях лазерных параметров (областях синхронизации хаотических колебаний), которые являются ча-

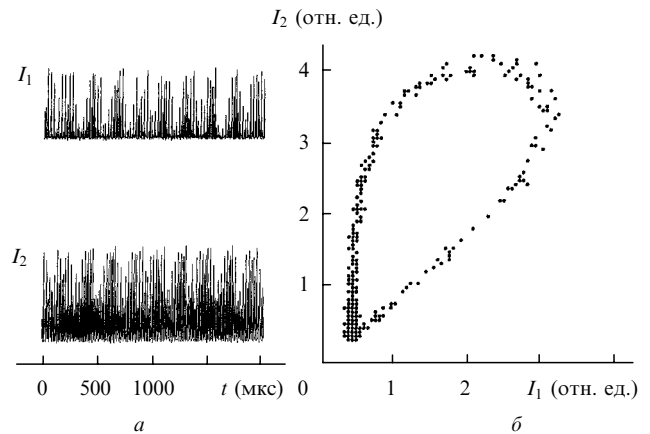


Рис.12. Осциллограммы интенсивностей встречных волн (а) и проекция фазового портрета на плоскость (I_1, I_2) (б) в режиме обобщенного синхронного хаоса с периодической функциональной зависимостью между интенсивностями встречных волн (режим DSC-1C) при $\omega_p/2\pi = 60$ кГц и $h = 0.45$ (эксперимент).

стью области существования динамического хаоса. Вне областей синхронизации встречных волн могут наблюдаться IC-режимы и режимы несинхронного хаоса. Следует отметить, что в режиме несинхронного хаоса возможно возникновение спектральной невязанности: в этом случае спектры генерации встречных волн оказываются различными. Временная эволюция интенсивностей встречных волн и фазовый портрет режима несинхронного хаоса (CSC-2) показаны на рис.6.

Синхронизация интенсивностей встречных волн отсутствует также в возникающем при определенных условиях режиме генерации со странным нехаотическим аттрактором (SNA-режим). Осциллограммы интенсивностей встречных волн и их спектры для этого режима показаны на рис.13. Интересно отметить, что в SNA-режиме возможно возникновение спектральной невязанности (различие спектров огибающих для встречных волн).

5.5. Фазовая динамика в хаотических режимах генерации

Важная информация о характеристиках квазипериодических и хаотических режимов генерации двунаправленных ТКЛ может быть получена при исследовании динамики оптических фаз встречных волн. В последнее время в литературе широко обсуждаются особенности фазовой синхронизации связанных хаотических колебаний [31–34, 74–76]. Однако теоретические исследования в этой области в настоящее время еще не дают однозначных предсказаний особенностей фазовой динамики для конкретных нелинейных систем, поэтому экспериментальное исследование фазовой динамики в хаотических режимах генерации несомненно представляет большой интерес.

Для экспериментального исследования фазовой динамики кольцевых лазеров может быть использована интерференционная методика (рис.14), в которой информацию о фазовой динамике можно получить, регистрируя сигнал фотосмешения встречных волн. Интенсивность этого сигнала можно представить в виде

$$I_{\text{pm}} = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \varphi, \quad (17)$$

где $I_{1,2}$ – интенсивности излучения встречных волн с оди-

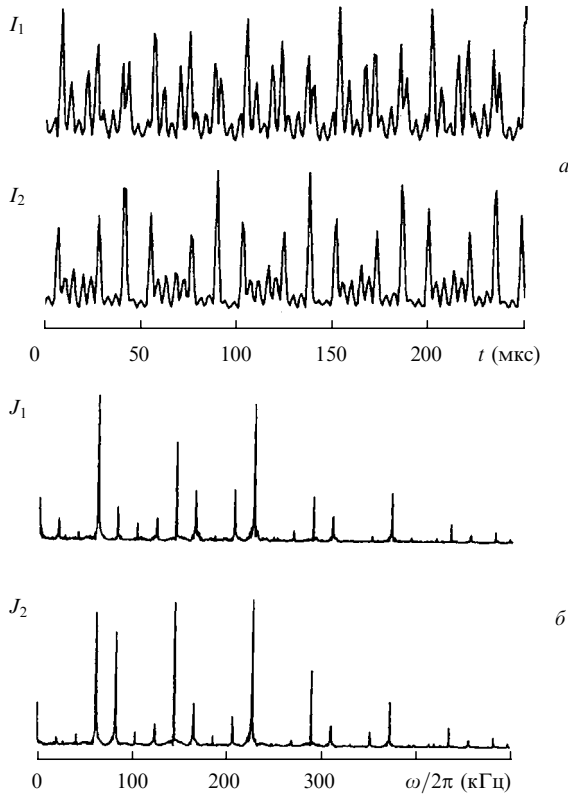


Рис.13. Осциллограммы интенсивностей встречных волн (а) и их спектры (б) в SNA-режиме при $\omega_p/2\pi = 60$ кГц и $h = 0.45$ (эксперимент).

наковой поляризацией; φ – разность оптических фаз интерферирующих волн.

При проведении экспериментов использовался лазер с автомодуляционной частотой $\omega_m/2\pi = 230$ кГц и частотой релаксационных колебаний, равной $\omega_r/2\pi = 53$ кГц при относительном превышении пороговой мощности накачки $\eta = 0.08$. В зависимости от частоты и глубины модуляции накачки в лазере возникали различные режимы генерации (периодические и квазипериодические, а также режимы динамического хаоса). Было установлено, что режим идентичного синхронного хаоса существует в ограниченной области глубин модуляции накачки $h_{\min} < h < h_{\max}$, причем ширина этой области зависит от час-

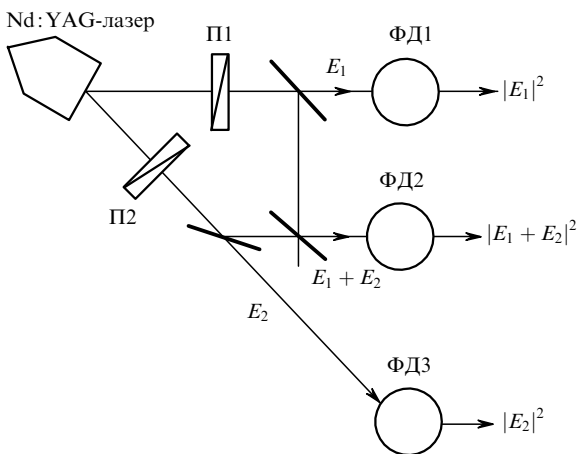


Рис.14. Принципиальная схема установки для исследования фазовых эффектов:
 П1, П2 – поляризаторы; ФД1 – ФД3 – фотоприемники.

тоты модуляции и является наибольшей при $\omega_p/2\pi = 29$ кГц.

На рис.15 показаны характерные осциллограммы интенсивностей встречных волн и сигнала фотосмещения. Видно, что в излучении присутствуют импульсы двух типов. Для импульсов первого типа пиковая интенсивность сигнала фотосмещения примерно в четыре раза превышает пиковую интенсивность интерферирующих волн. Импульсы второго типа в сигнале I_{pm} имеют очень малую интенсивность. Это свидетельствует о том, что оптические колебания во встречных импульсах первого типа происходят в фазе, а в импульсах второго типа – в противофазе, т.е. имеют место периодические скачки разности оптических фаз на π в интервале между соседними хаотическими импульсами [31 – 33].

Численное моделирование динамики излучения кольцевого лазера при параметрах, близких к параметрам экспериментально исследуемого лазера, и учета влияния шумов спонтанного излучения показало, что модель двунаправленного ТКЛ, учитывающая влияние шумов спонтанного излучения, позволяет и в этом случае достаточно хорошо описать временные характеристики кольцевого чип-лазера и его фазовую динамику.

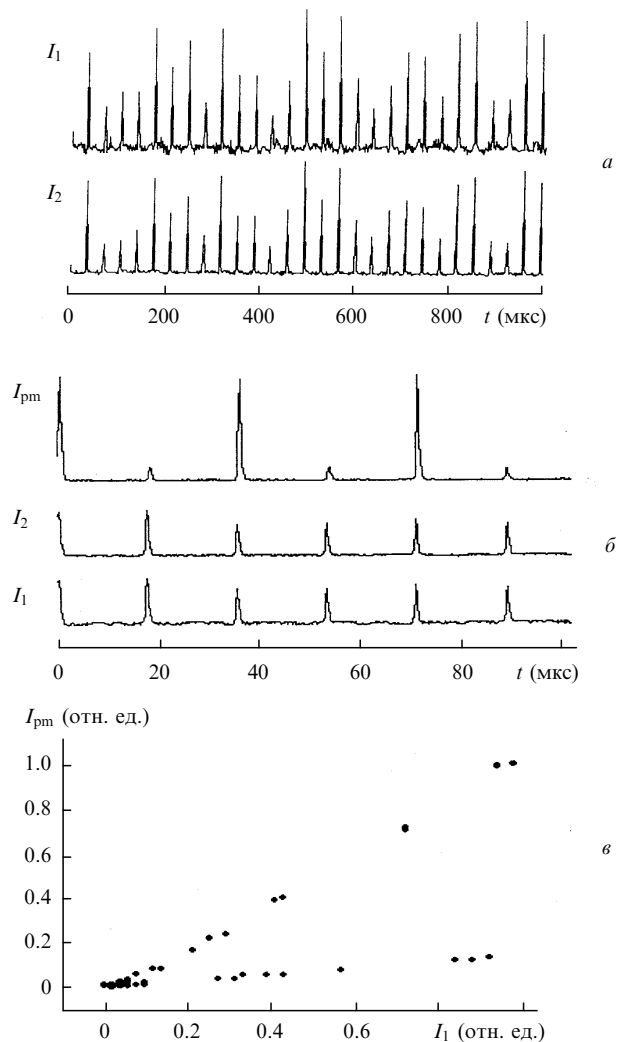


Рис.15. Осциллограммы интенсивностей встречных волн (а), фрагмент этих осциллограмм и сигнала фотосмещения (б) и соответствующие им проекции фазового портрета (в) в режиме идентичного синхронного хаоса (DSC-режим) при $\omega_p/2\pi = 29$ кГц и $h = 0.5$ (эксперимент).

5.6. Области существования различных режимов генерации

Как уже неоднократно отмечалось, основные характеристики квазипериодических и хаотических режимов и области их существования зависят от большого числа параметров, имеющих место при малых значениях h : от превышения накачки над порогом, соотношения релаксационных, автомодуляционных частот и частоты модуляции параметра управления и т. п., поэтому отсутствует какая-либо возможность представить области существования различных режимов генерации, например на плоскости (h, ω_p) , при произвольных параметрах лазера. На рис. 16 в качестве примера показано взаимное расположение областей существования различных режимов генерации кольцевого чип-лазера. Эти результаты были получены экспериментально при отсутствии частотной и амплитудной невязимостей резонатора, частоте автомодуляции $\omega_m/2\pi = 170$ кГц, основной релаксационной частоте $\omega_r/2\pi = 66$ кГц и превышении порогового уровня накачки $\eta = 0.21$ [68].

При малых глубинах модуляции возбуждаются описанные выше два типа QS-режимов (область QS). С увеличением h возникают периодические и квазипериодические режимы импульсной модуляции встречных волн (области QPI). В областях IC, CSC имеют место режимы перемежаемого хаоса и хаоса с квазинепрерывным спектром излучения. В области DSC наблюдается режим синхронного хаоса с квазидискретным спектром излучения.

Наличие частотной невязимости резонатора Ω приводит к сужению области параметров, в которой наблюдается CSC-режим. С ростом Ω в ТКЛ, работающем в DSC-режиме, небольшая частотная невязимости ведет к возникновению противофазной динамики во встречных волнах. При последующем увеличении Ω (при постоянных значениях h и $\omega_p/2\pi$) происходит переход из режима динамического хаоса в квазипериодический противофазный режим импульсной модуляции, т. е. область существования импульсной модуляции расширяется за счет областей синхронного и несинхронного хаоса.

5.7. Влияние частотной и амплитудной невязимостей на нелинейную динамику

Проведенные экспериментальные и теоретические исследования свидетельствуют о том, что использование частотной и/или амплитудной невязимости кольцевого резонатора лазера является одним из возможных путей управления нелинейной динамикой кольцевых лазеров [72, 77]. Интерес к этому связан с тем, что в монолитных кольцевых чип-лазерах нельзя ввести внутрь резонатора какие-либо управляющие элементы, в то время как создать частотную и/или амплитудную невязимости с помощью внешнего магнитного поля оказывается достаточно просто.

Возможности использования частотной невязимости для управления режимами генерации базируются на двух физических механизмах. Одним из них является изменение частоты автомодуляционных колебаний при наложении на активный элемент магнитного поля, обеспечивающее реализацию условий параметрических резонансов как в автономных, так и в неавтономных кольцевых лазерах. Второй механизм связан со снятием частотного вырождения встречных волн в кольцевых лазерах и с появлением в них еще одной степени свободы (или управляющего параметра).

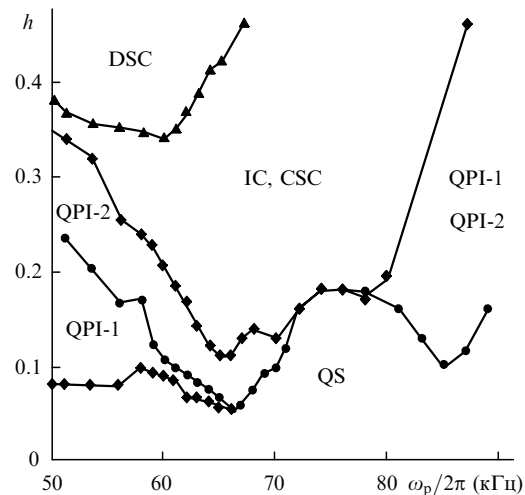


Рис. 16. Области устойчивости различных режимов генерации кольцевого лазера в плоскости $(\omega_p/2\pi, h)$ при частоте автомодуляционных колебаний $\omega_m/2\pi = 170$ кГц, основной релаксационной частоте $\omega_r/2\pi = 66$ кГц и $\eta = 0.21$ (эксперимент).

Целенаправленное использование магнитного поля для управления режимами генерации было продемонстрировано в [72], где показано, что наложение постоянного магнитного поля на активный элемент монолитного кольцевого лазера может существенно изменить динамику генерации. Например, в кольцевом лазере с параметрами $\omega_m/2\pi = 230$ кГц, $\omega_r/2\pi = 60$ кГц, $\eta = 0.21$ и $\omega_p/2\pi = 29.5$ кГц в отсутствие магнитного поля (а следовательно, и частотной невязимости) имеет место режим идентичного синхронного хаоса (CSC-режим). Наложение магнитного поля напряженностью в несколько десятков эрстед переводит этот режим генерации в противофазный синхронный QPI-режим. Характерные осциллограммы интенсивностей встречных волн, а также спектр излучения одной из них в отсутствие магнитного поля и при его наложении показаны на рис. 17.

Возможность использования амплитудной невязимости базируется, главным образом, на создании асимметрии лазера как нелинейной системы: наличие определенной асимметрии является необходимым условием возникновения динамического хаоса при параметрических резонансах. Амплитудная невязимости резонатора также ведет к возникновению неравенства полей встречных волн и, следовательно, к изменению его динамики. В частности, введение амплитудной невязимости кольцевого резонатора необходимо для возникновения «однолепесткового» режима обобщенного синхронного хаоса. Примером такого воздействия является и изменение релаксационных частот при переходе от однонаправленной генерации кольцевого лазера к двунаправленной. В принципе, изменение амплитудной невязимости может быть использовано и для изменения параметров лазера с целью реализации условий параметрического резонанса.

6. Заключение

Таким образом, в настоящей работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследований одномодовых ТКЛ при модуляции их параметров. Показано, что в этом случае в ТКЛ может существовать множество разнообразных нестационарных режимов генерации, включая режимы детерминированного (дина-

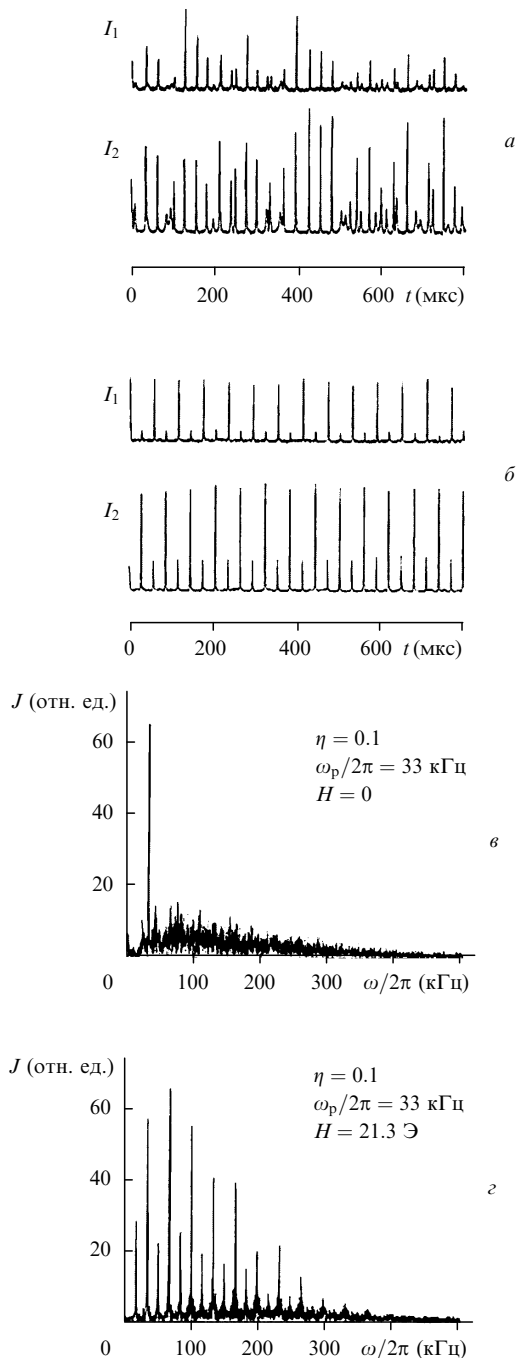


Рис.17. Осциллограммы (а, б) и спектры (в, з) излучения в режиме идентичного синхронного хаоса (CSC-режим, магнитное поле отсутствует) (а, в) и в противофазном QPI-режиме при наличии внешнего магнитного поля $H = 21.3 \text{ Э}$ (б, з).

мического) хаоса. Исследованы временные, спектральные и фазовые характеристики излучения встречных волн в различных нестационарных режимах генерации. Рассмотрена эволюция режимов генерации при изменении управляющих параметров. Найдены области параметров лазера, в которых устанавливаются квазипериодические и хаотические режимы.

Продемонстрирована существенная роль параметрических процессов и процессов синхронизации встречных волн при возбуждении нестационарных режимов генерации в ТКЛ. Проведено сравнение характерных особенностей нелинейной динамики их излучения в различных

областях параметрических резонансов. Исследованы процессы амплитудной и фазовой синхронизации встречных волн в хаотических режимах генерации.

Предложена классификация наблюдаемых нестационарных режимов генерации, основанная на различии временных и спектральных характеристик излучения встречных волн. Эта классификация может оказаться полезной и при исследовании режимов генерации других лазерных систем (например, лазеров с двумя ортогонально поляризованными компонентами излучения, связанных лазеров и т. д.).

Проведенные исследования свидетельствуют о том, что твердотельные кольцевые лазеры, будучи сложными нелинейными системами, являются удобным объектом для исследования общих закономерностей нелинейной динамики самых различных нелинейных автоколебательных систем. Показано, что практически все результаты экспериментальных исследований нелинейной динамики кольцевых твердотельных лазеров достаточно хорошо описываются с помощью стандартной математической модели.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 02-02-16391, № 04-02-16532).

Авторы благодарны И.Г.Зубареву за конструктивные замечания.

7. Литература

1. Grasiuk A.Z., Oraevsky A.N. *Proc. of the IV Intern. Congress on Microwave Tube* (Sheveningen, Holland, 1962, p.446); Зубарев И.Г. *Дипломная работа* (МГУ, физический факультет, 1962).
2. Грасюк А.З., Ораевский А.Н. *Радиотехника и электроника*, **9**, 524 (1964).
3. Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **15**, 1993 (1988).
4. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **22**, 213 (1995).
5. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А. *Квантовая электроника*, **24**, 638 (1997).
6. Ivanov D.V., Khanin Ya.I., Matorin I.I., Pkovsky A.S. *Phys. Lett.*, **89**, 229 (1982).
7. Uchida A., Ogawa T., Shinozuka M., Kannari F. *Phys. Rev. E*, **62**, 1960 (2000).
8. De Shazer D., Breban R., Ott E., Roy R. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 044101 (4) (2001).
9. Krauskopf B., Wicczorek S., Lenstra D. *Appl. Phys.Lett.*, **77**, 1611 (2000).
10. Roy R., Thornburg K.S. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2009 (1994).
11. Thornburg K.S., Moller M., Roy R. *Phys. Rev. E*, **55**, 3865 (1997).
12. Terry J., Thornburg K.S., De Shazer D., Van Wiggeren G., Zhu Sh., Ashwin P., Roy R. *Phys. Rev. E*, **59**, 4036 (1999).
13. Moller M., Forsmann B., Jansen M.J. *Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **2**, 371 (2000).
14. Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **25**, 405 (1998).
15. Ораевский А.Н. *Изв вузов. Сер. Проблемы нелинейной динамики*, № 4, 3 (1996).
16. Kane T.J., Byer R.L. *Opt. Lett.*, **10**, 65 (1985).
17. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 322 (1993).
18. Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **31**, 661 (2001).
19. Fan T.Y., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 895 (1988).
20. Nilsson A.C., Gustafson E.K., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 767 (1989).
21. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **21**, 903 (1994).
22. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G. *Laser Phys.*, **7**, 196 (1997).
23. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 105 (2000).
24. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Shelaev A.N. *Laser Physics*, **3**, 21 (1993).

25. Клочан Е.Л., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **17**, 405 (1973).
26. Голяев Ю.Д., Дельш В.В., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Ливинцев А.Л., Наний О.Е., Надточиев В.Е., Соловьева Т.И., Фирсов В.В., Веселовская Т.В. *Изв. АН. Сер. физич.*, **56**, 163 (1992).
27. Бойко Д.Л., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **25**, 361 (1998).
28. Клочан Е.Л., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *ЖЭТФ*, **65**, 1344 (1973).
29. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **23**, 620 (1996).
30. Zolotoverkh I.I., Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Makarov A.A., Firsov V.V. *Opt. Commun.*, **113**, 249 (1994).
31. Котомцева Л.А., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 654 (2002).
32. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Наумкин Н.И., Чекина С.Н., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **32**, 251 (2002).
33. Lariontsev E.G. *Opt. Express*, **2**, 198 (1998).
34. Kotomtseva L.A., Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Chekina S.N. *Chaos*, **13**, 279 (2003).
35. Анищенко В.С. *Знакомство с нелинейной динамикой* (М. – Ижевск, Институт компьютерных исследований, 2002).
36. Шустер Г. *Детерминированный хаос. Введение* (М.: Мир, 1988).
37. Анищенко В.С. *Сложные колебания в простых системах* (М.: Наука, 1990).
38. Хакен Г. *Лазерная светодинамика* (М.: Мир, 1988).
39. Swift J.W., Wiesenfeld K. *Phys. Rev. Lett.*, **52** (9), 705 (1984)].
40. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **60** (6), 188 (1996).
41. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Шелаев А.Н. *Оптика и спектроскопия*, **35**, 775 (1973).
42. Доценко А.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **4**, 1099 (1977).
43. Клочан Е.Г., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *Радиотехника и электроника*, **19**, 2096 (1974).
44. Клочан Е.Л., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *ДАН СССР*, **215**, 313 (1974).
45. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **21**, 56 (1994).
46. Ханин Я.И. *Динамика лазеров* (М.: Наука, 1999).
47. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 195 (1996).
48. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Сидоров С.С., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 189 (2001).
49. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Koryukin I.V. *Opt. Commun.*, **81**, 297 (1996).
50. Доценко А.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **8**, 1504 (1981).
51. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G. *BRAS, Suppl. Phys. Vibration*, **58** (3), 134 (1994).
52. Парфенов В.А., Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **15**, 1985 (1988).
53. Bandy D.K., Narducci L.M., Lugiato L.A., Abragam N.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 56 (1985).
54. Маторин И.И., Пиковский А.С., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **11**, 2096 (1984).
55. Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **23**, 36 (1996).
56. Khandohin P.A., Khanin Ya.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 226 (1985).
57. Hoffer L.M., Lippi G.L., Abraham N.B., Mandel P. *Opt. Commun.*, **66**, 219 (1988).
58. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Пашинин П.П., Сидоров С.С., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **34**, 325 (2004).
59. Кравцов Н.В., Сидоров С.С., Пашинин П.П., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **34**, 329 (2004).
60. Lugiato L.A., Prati F., Bandy D.K., Narducci L.M., Ru P., Tredicce J.R. *Opt. Commun.*, **64**, 167 (1987).
61. Mayr M., Risken H., Vollmer H.D. *Opt. Commun.*, **36**, 480 (1981).
62. Zhang J., Haken H., Ohno H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 141 (1985).
63. Narducci L.M., Tredicce J.R., Lugiato L.A., Abragam N.B., Bandy D.K. *Phys. Rev. A*, **33**, 1842 (1986).
64. Abraham N.B., Lugiato L.A., Narducci L.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 7 (1985).
65. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **23**, 625 (1996).
66. Vladimirov A.G. *Opt. Commun.*, **149**, 67 (1998).
67. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 938 (1996).
68. Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 649 (1997).
69. Клименко Д.Н., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **25**, 369 (1998).
70. Кравцов Н.В., Пашинин П.П., Сидоров С.С. *Квантовая электроника*, **32**, 562 (2002).
71. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Pachinin P.P., Sidorov S.S. *Laser Phys.*, **13**, 305 (2003).
72. Кравцов Н.В., Пашинин А.П., Сидоров С.С., Чекина С.Н., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **33**, 321 (2003).
73. Rulkov N.F., Sushchik M.M., Tsirring L.S., Abarbanel D. *Phys. Rev. E*, **51**, 980 (1995).
74. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний* (М.: Наука, 1974).
75. Rosenblum M.G., Pikovsky A.S., Kurths J. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1804 (1996).
76. Pikovsky A.S., Rosenblum M.G., Osipov G., Kurths J. *Physica D*, **104**, 219 (1997).
77. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 98 (1999).