



ЧАСТОТЫ РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПЕРЕКРЕЩИВАЮЩИМИСЯ КАНАЛАМИ ГЕНЕРАЦИИ

Л.Н. Капцов, А.В. Ростовец

Рассчитываются частоты релаксационных колебаний системы из двух и более твердотельных лазеров с перекрещивающимися каналами генерации. Показано, что как и в многомодовом однопучковом лазере, появление связи между модами системы через пространственное выедание инверсии населенностей практически не меняет значения наивысшей частоты релаксационных колебаний невзаимодействующих изолированных лазеров. Вблизи частоты релаксационных колебаний наблюдаются минимумы порога возбуждения в системе динамического хаоса.

Лазеры с перекрещивающимися в едином активном элементе (АЭ) двумя и более каналами генерации могут найти применение в оптических линиях связи, измерениях, основанных на использовании опорного и пробного лучей, геодезических измерениях, спектороскопии и др. Многопучковая система позволяет наиболее полно использовать весь объем активной области кристалла и обеспечить максимальный коэффициент полезного действия лазера. Воздействие излучения по одному каналу генерации на излучение по остальным каналам позволяет предложить новые способы управления параметрами лазерного излучения. Перечисленное показывает достаточную актуальность разработки и изучения многопучковых лазерных систем. Исследованию такой системы на лазерах АИГ: Nd^{3+} посвящена настоящая работа.

Твердотельные лазеры на АИГ: Nd^{3+} являются автоколебательными системами (генераторами) с инерционной нелинейностью (АСИН) [1-3]. Как показано в этих и других работах, динамика процесса установления стационарного режима генерации, а также других переходных процессов в АСИН определяется в основном соотношением между значениями характерной частоты (или частот) релаксационных колебаний (ЧРК) и обратного времени затухания свободных колебаний в колебательной системе генератора. В отличие от радиотехнических АСИН [3], характеризующихся, как правило, одной ЧРК, твердотельные лазеры, как генераторы с инерционной нелинейностью, уже в одномодовом по поперечному индексу режиме генерации характеризуются числом ЧРК, равным числу генерируемых мод [4]. Это позволяет говорить о наборе или «спектре» ЧРК лазера. Подчеркнем, что набор ЧРК лазера во многом определяет динамику изменения мощности его излучения, то есть процессы, характерные времена которых на много порядков превышают период оптических колебаний.

Ограничиваясь рассмотрением только таких процессов, мы можем

применить для их анализа один из асимптотических методов, например, метод медленно меняющихся амплитуд (ММА), так как форма оптических колебаний остается весьма близкой к гармонической в течение интервалов времени, включающих огромное число периодов оптических колебаний. В лазерной физике приближение, при котором учитываются лишь достаточно медленные изменения мощности излучения, принято называть адиабатическим [5]. С точки зрения теории АСИН асимптотическое приближение допустимо при условии, что характерное время изменения инерционно-нелинейного параметра системы на несколько порядков превышает период автоколебаний. Такие АСИН можно назвать автоколебательными системами с идеальной инерционной нелинейностью в отличие от рассмотренных в монографии [1]. В АС с идеальной ИН динамические процессы сводятся к временному изменению огибающей амплитуды автоколебаний. По этой причине режим динамического хаоса в твердотельном лазере, который является АС с идеальной ИН, наблюдается только в колебаниях мощности излучения.

В настоящей публикации предполагается определить характерные ЧРК в системах двух и n связанных твердотельных лазеров, имеющих общий источник инверсии населенностей. Будет показано, что бифуркационный параметр перехода системы к режиму динамического хаоса имеет дополнительный минимум на частотах, близких к новым релаксационным частотам, появляющимся при взаимодействии лазеров. Переход к хаосу в системе связанных лазеров на АИГ: Nd^{3+} , как и в автономном одномодовом лазере, возможен лишь при внешнем воздействии на систему. Ниже будет рассмотрено поведение системы при внешнем воздействии в виде гармонической модуляции добротности одного из резонаторов системы.

Простейшая модель двух лазеров, содержащая механизм взаимодействия через общий источник инверсии населенности, схематически изображена на рис. 1. На рисунке $M_{1Г}$ и $M_{2Г}$ - глухие зеркала с коэффициентом пропускания $\tau \sim 0.1\%$, $M_{1В}$ и $M_{2В}$ - выходные зеркала первого и второго резонаторов, соответственно, с $\tau = 3\%$, АЭ - общий для обоих резонаторов активный элемент. Внутри АЭ схематически обозначены каустики первого и второго резонаторов, пересекающиеся в заштрихованной области. М - электрооптический модулятор потерь, установленный в первом канале. Напряжение гармонической формы на модуляторе задавалось с генератора Г. Фотодиоды ФД-1 и ФД-2 позволяли наблюдать на экране двухлучевого осциллографа ОСЦ временные изменения мощности излучения. Анализатор спектра колебаний мощности излучения АС использовался при выключенном модуляторе М и позволял находить частоты, на которых наблюдались всплески мощности в спектре шумов. Эти всплески имеют место на ЧРК, что использовалось для измерения этих частот с относительной погрешностью порядка 5%.

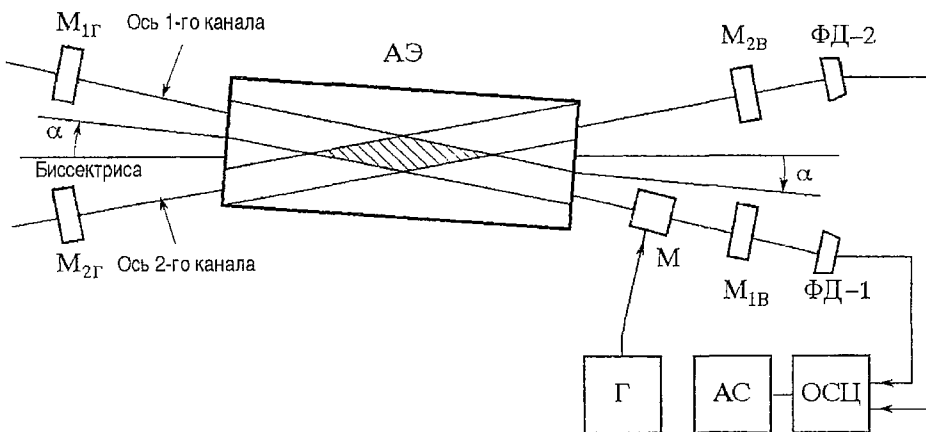


Рис. 1. Структура двух твердотельных лазеров с перекрещивающимися каналами генерации

Экспериментальная установка, подобная представленной на рис. 1, для аналогичных целей была использована в работе [6]. Однако результаты измерений ЧРК, приведенные в этой работе, а также результаты выполненного там теоретического расчета ЧРК в системе связанных лазеров противоречат результатам наших измерений и расчетов и не согласуются с особенностями «спектра» ЧРК, рассчитанного, например, в работе [4].

Ниже для системы n лазеров с перекрещивающимися пучками выводятся уточненные уравнения для расчета частот релаксационных колебаний; экспериментально подтверждается применимость полученных расчетных формул в пределах ошибки измерений; исследуется процесс перехода к динамическому хаосу в системе двух связанных лазеров при гармонической модуляции потерь в одном из каналов генерации.

1. Вывод системы уравнений для n лазеров с перекрещивающимися пучками

Уравнения для лазеров с перекрещивающимися пучками мы получим, основываясь на двухуровневой модели резонансного взаимодействия электромагнитного поля в резонаторе с активным веществом, помещенным в этот же резонатор. Систему уравнений, описывающую это взаимодействие в приближении плоских волн и заданной формы колебаний векторов напряженности электрического поля \mathbf{E} и поляризации вещества \mathbf{P} , можно найти в [7]. Она имеет следующий вид:

$$d^2\mathbf{E}/dt^2 + \gamma_c d\mathbf{E}/dt + \omega_q^2 \mathbf{E} = (-1/\epsilon\epsilon_0) d^2\mathbf{P}/dt^2, \quad (1)$$

$$d^2\mathbf{P}/dt^2 + \gamma_2 d\mathbf{P}/dt + \Omega^2 \mathbf{P} = -\alpha N \mathbf{E}, \quad (2)$$

$$dN/dt = \gamma_1 (N^e - N) + \beta \mathbf{E} \mathbf{P}. \quad (3)$$

Здесь $N = N_B - N_{II}$ - разность населенностей верхних и нижних рабочих уровней модели; N^e - инверсная населенность, создаваемая накачкой в отсутствие стимулированного излучения; ω_q - частота рассматриваемой q -ой формы собственных колебаний резонатора; γ_c - обратное характерное время затухания собственных колебаний q -ой формы в резонаторе; $\gamma_1 = 1/T_1$ - обратное характерное время релаксации инверсии населенностей N в отсутствие стимулированного излучения; $\gamma_2 = 2/T_2$ - обратное характерное время релаксации поляризации при $\mathbf{E}=0$; Ω - циклическая частота рабочего перехода (в центре линии люминесценции); ϵ - диэлектрическая проницаемость вещества, не связанная с поляризацией рабочего перехода; α и β - размерные положительные коэффициенты; ϵ_0 - диэлектрическая постоянная.

Введем комплексные медленно меняющиеся величины E , P и их сопряженные значения E^* и P^* . Тогда, применяя метод ММА, получаем вместо уравнений (1) и (2) следующую систему укороченных уравнений:

$$dE/dt + \gamma_c E/2 = -i\omega P/2\epsilon\epsilon_0, \quad (4)$$

$$dE^*/dt + \gamma_c E^*/2 = -i\omega P^*/2\epsilon\epsilon_0, \quad (5)$$

$$dP/dt + \gamma_2 P = i\alpha N E, \quad (6)$$

$$dP^*/dt + \gamma_2 P^* = -i\alpha N E^*, \quad (7)$$

где $A = \alpha/(2\omega_q)$.

Заметим, что переменная N является медленной и поэтому уравнение (3) в укорочении не нуждается. Подставляя в (3) комплексные значения E , E^* , P и P^* и

исключая быстро осциллирующие (с частотой $2\omega_q$) члены, получим вместо (3) следующее уравнение:

$$dN/dt = \gamma_1(N^e - N) + iB(E^*P - P^*E), \quad (8)$$

где $B = \omega_q\beta/4$. В системе уравнений (4)-(8) сохранены слагаемые, изменяющиеся с характерным временем T_2 , которое для лазера на АИГ: Nd^{3+} составляет приблизительно 10^{-12} с, тогда как характерное время изменения мощности излучения $T_1 \sim 10^{-4}$ с. Очевидно, что различие между T_1 и T_2 в 8 порядков позволяет исключить время T_2 при рассмотрении многих, достаточно медленных динамических процессов. Это соответствует тому, что поляризация P мгновенно следует за изменениями напряженности электрического поля E . Тогда в уравнениях (6) и (7) dP/dt и $dP^*/dt = 0$ и мы можем исключить из уравнений (4), (5) и (8) переменные P и P^* . В этом состоит адиабатическое приближение. В данном приближении динамические процессы в излучении лазера описываются следующей системой уравнений:

$$dE/dt = -\gamma_c E/2 + (A\omega_q T_2/2\epsilon\epsilon_0)NE, \quad (9)$$

$$dE^*/dt = -\gamma_c E^*/2 + (A\omega_q T_2/2\epsilon\epsilon_0)NE^*, \quad (10)$$

$$dN/dt = \gamma_1(N^e - N) - 2ABT_2EE^*N. \quad (11)$$

Напомним, что система уравнений (9)-(11) написана для q -ой формы собственных колебаний резонатора, которой соответствует частота ω_q . При описании мультичастотного режима необходимо число уравнений увеличивать в соответствии с увеличением числа собственных форм колебаний резонатора, по которым производится разложение E и P .

Дальнейшее упрощение системы уравнений (9)-(11) применительно к q -ой форме собственных колебаний резонатора можно осуществить, вводя понятие средней мощности излучения в единице объема резонатора U_q или среднего в единице объема числа фотонов M_q , связанных с данной формой собственных колебаний. Величины U_q и M_q пропорциональны произведениям средних значений E и E^* . Для введения, например, M_q в систему уравнений (9)-(11) достаточно умножить уравнения (9) и (10) на E^* и E , соответственно, и сложить. Тогда после несложных преобразований получим

$$dM_q/dt = -\gamma_{cq}M_q + DN_qM_q, \quad (12)$$

$$dN_q/dt = \gamma_1(N^e - N_q) - 2DN_qM_q, \quad (13)$$

где D - коэффициент Эйнштейна.

Уравнения (12) и (13) соответствуют числу фотонов в q -ой форме колебаний M_q и среднему значению инверсии населенности рабочих уровней N_q , связанной с этой формой колебаний. В этом смысле (12) и (13) соответствуют однолучевой и одночастотной системе. Данной форме колебаний удобно формально присвоить индекс $q=1$. Для перехода к двухлучевой системе, сохраняя условия одночастотности по каждому лучу и присваивая форме собственных колебаний второго резонатора индекс $q=2$, надо написать еще два уравнения с учетом взаимодействия между каналами генерации. Так как оптическую связь между пучками при выводе уравнений (12) и (13) мы не ввели, то среднее число фотонов в стационарном режиме генерации в каждом из каналов не меняется, и мы имеем вместо (12) два независимых уравнения

$$dM_1/dt = -\gamma_{c1}M_1 + DN_1M_1, \quad (14)$$

$$dM_2/dt = -\gamma_{c2}M_2 + DN_2M_2. \quad (15)$$

При этом, однако, надо иметь ввиду, что значения N_1 и N_2 не соответствуют таковым в отсутствие связи между пучками. Сохраняя понятия средних значений N_1 и N_2 для каналов генерации с учетом связи между ними, следует положить

$$dN_1/dt = \gamma_1(N^c - N_1) - 2DN_1M_1 + 2DN_1kM_1 - 2DN_1kM_2, \quad (16)$$

$$dN_2/dt = \gamma_1(N^c - N_1) - 2DN_2M_2 + 2DN_2kM_2 - 2DN_2kM_1. \quad (17)$$

Первые два слагаемых в правой части уравнения (16) учитывают, соответственно, прирост среднего значения инверсии населенностей в первом канале за счет накачки и снятие этой инверсии фотонами первого же канала. Слагаемое $2DN_1kM_1$ учитывает то обстоятельство, что не все фотоны первого канала расходуются на сьем инверсии в первом канале, так как часть их, а именно kN_1 ($k < 1$), снижает инверсию не в первом, а во втором канале. Поэтому в уравнение для первого канала эти слагаемые входят со знаком плюс. Слагаемое $2DN_1kM_2$ учитывает сьем инверсии в первом канале фотонами, принадлежащими второму каналу (kM_2). Коэффициент k учитывает степень взаимодействия между каналами и в первом приближении равен отношению объема совместной для обоих каналов области, заштрихованной на рис. 1, к полному объему канала. Такой же смысл имеют слагаемые уравнения (17).

Рассуждая аналогичным образом, можно предложить следующую систему уравнений для лазеров с n перекрещивающимися каналами генерации:

$$dM_i/dt = -\gamma_{ci}M_i + DN_iM_i, \quad (18)$$

$$dN_i/dt = \gamma_1(N^c - N_i) - 2DN_iM_i(1 - \sum_{i \neq j} k_{ij}) - 2DN_i \sum_{i \neq j} M_j k_{ij}, \quad i, j = 1, 2, \dots, n. \quad (19)$$

Уравнения (16), (17), (18) и (19) позволяют стандартным методом малых возмущений получить формулы для расчета ЧРК многопучкового лазера.

2. Расчет частот релаксационных колебаний двухпучковой системы. Сопоставление с экспериментом

Для получения формулы, определяющей ЧРК двухпучковой системы, мы будем полагать, что каждый из перекрывающихся пучков соответствует одночастотному режиму работы лазеров в отсутствие связи между ними. При этом изолированные лазеры характеризуются каждый своей ЧРК f_1 и f_2 . Тогда при вычислении двух ЧРК системы связанных лазеров F_1 и F_2 мы получим следующую формулу:

$$F_{1,2} = \{(1-k)(f_1^2 + f_2^2)/2 \pm 1/2[k^2(f_1^2 + f_2^2)^2 + (1-2k)(f_1^2 - f_2^2)^2]^{1/2}\}^{1/2}. \quad (20)$$

Из (20) следует, что при $k \rightarrow 0$, то есть при уменьшении коэффициента взаимодействия между лазерами, $F_1 \rightarrow f_1$, а $F_2 \rightarrow f_2$.

Для проверки работоспособности формулы (20) на экспериментальной установке (см. рис.1) был проведен эксперимент, результаты которого отображены на рис.2. В установке предусматривалась возможность поворота оси активного элемента на угол $\pm\alpha$ относительно биссектрисы угла между осями каналов генерации. На рис.2 приводятся зависимости мощности излучения первого канала от угла $W_1 = W_1(\alpha)$ при перекрытии второго канала и мощности излучения второго канала $W_2 = W_2(\alpha)$ при перекрытии первого. Как видно из этих зависимостей, при повороте АЭ меняются эффективные потери в каналах. Соответственно меняются и ЧРК $f_1(\alpha)$ и $f_2(\alpha)$ невзаимодействующих каналов. При включении связи между каналами в соответствии с представленным выше расчетом в системе одновременно регистрируются два значения ЧРК - F_1 и F_2 .

При этом высшая частота F_1 при изменении α практически остается неизменной и с точностью проведенных измерений совпадает либо с f_1 (при $f_1 > f_2$), либо с f_2 (при $f_2 > f_1$). Более низкая частота ЧРК F_2 , как показывают измерения, при всех значениях α меньше частот релаксационных колебаний изолированных лазеров f_1 и f_2 . При этом кривая $F_2 = F_2(\alpha)$ имеет максимум в точке A , соответствующей $\alpha=0$ и $f_1=f_2$.

Для вычисления F_1 и F_2 по формуле (20) необходимо знать значение коэффициента связи k . Определим его на основании экспериментальных данных при $\alpha=0$, подбирая значение k таким образом, чтобы вычисленная по формуле (20) величина $F_{2p}(\alpha=0)$ в точке A совпадала с измеренной величиной $F_2(\alpha=0)$. Для приведенного примера k оказалось равным 0,2, что согласуется с теоретическим значением k , вычисленным как отношение объемов общей части двух каналов к полному объему канала.

Для этого значения k и для измеренных величин частот $f_1(\alpha)$ и $f_2(\alpha)$ по формулам (20) рассчитывались значения $F_{1p}(\alpha)$ и $F_{2p}(\alpha)$. На рис. 2 они представлены кружками. Из рисунка видно, что существенное отклонение расчетных значений $F_{1p}(\alpha)$ и $F_{2p}(\alpha)$ от экспериментальных $F_1(\alpha)$ и $F_2(\alpha)$ имеет место только в области значений $\alpha > 2^\circ$. Это можно объяснить тем, что в данной области резко снижается превышение над порогом генерации во втором канале и, соответственно, резко уменьшается ЧРК f_2 . Очевидно, что вблизи порога самовозбуждения лазер особо чувствителен к внешнему воздействию, что соответствует, по-видимому, росту коэффициента связи между генераторами. Если предположить, что при $\alpha > 2^\circ$ коэффициент связи k увеличивается до значения $k=0,3$, то соответствующее такому коэффициенту значение F_2 , отмеченное на рис. 2 квадратиком, хорошо соответствует измеренному.

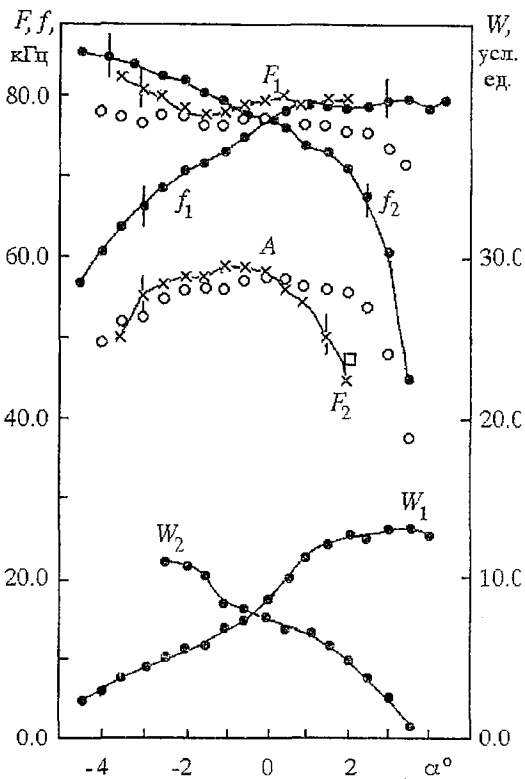


Рис. 2. Изменение мощностей излучения W_1, W_2 и частот релаксационных колебаний невзаимодействующих лазеров f_1, f_2 и взаимодействующих лазеров F_1, F_2 при повороте активного элемента. α - угол между осью активного элемента и биссектрисой угла, образованного осями каналов генерации

3. Расчет частот релаксационных колебаний n -пучковой системы

Принципиально расчет ЧРК n лазеров со скрещивающимися каналами генерации не отличается от расчета для двухпучкового лазера, однако характеристическое уравнение, решение которого определяет собственные частоты системы, при $n > 2$ сильно усложняется и не поддается аналитическому анализу. Для удобства численного решения характеристического уравнения его можно представить в следующем виде:

$$[1 + \sum_{i=1}^n 1/v_i] \times \prod_{i=1}^n v_i = 0, \quad (21)$$

где вспомогательная величина

$$v_i(F) = 1/k [1 - nk - F^2/f_i^2].$$

Здесь F - одно из значений ЧРК. Задавая $i=1,2,\dots,n$, мы получаем n значений F_1, F_2, \dots, F_n частот релаксационных колебаний системы связанных лазеров. При выводе уравнений (21),(22) все коэффициенты связи между лазерами k_{ij} считались одинаковыми и равными k .

Приведем пример расчета ЧРК пятиканальной системы лазеров ($n=5$). Пусть в отсутствие связи между лазерами, то есть при условии, что четыре из пяти каналов генерации перекрыты, относительные значения ЧРК f_i/f_1 имеют значения, представленные во втором столбце таблицы. Здесь f_1 - наивысшая ЧРК при отсутствии связи между каналами. Как следует из данных третьего и четвертого столбцов таблицы, относительные ЧРК первого канала F_1/f_1 с ростом коэффициента связи k незначительно уменьшаются. Такое же уменьшение ЧРК наблюдается и для других каналов F_i/f_1 ($i=2\div 5$), причем если при $k=0$ частоты f_2 и f_3 были одинаковыми, то при введении связи происходит расщепление частот $F_2/f_1 \neq F_3/f_1$.

Выявленный характер изменения ЧРК при введении взаимодействия между модами в каналах через общий источник инверсии населенностей полностью согласуется с характером изменения ЧРК при взаимодействии продольных мод в однолучковом лазере, рассмотренном в работе [4]. Как в первом, так и во втором случае при взаимодействии лазеров или продольных мод одного лазера через общий источник инверсии населенностей ЧРК снижаются, причем уменьшение наивысшей (до включения взаимодействия) ЧРК незначительно.

Таблица

Расчетные значения частот релаксационных колебаний в системе пяти лазеров с перекрещивающимися пучками для двух значений коэффициента связи k

Номер канала, i	f_i/f_1 $k=0$	F_i/f_1 $k=0.05$	F_i/f_1 $k=0.1$
1	1.00	0.90	0.88
2	0.88	0.80	0.67
3	0.88	0.74	0.63
4	0.70	0.62	0.52
5	0.55	0.50	0.42

4. Сценарий перехода к динамическому хаосу при гармоническом воздействии на потери в резонаторе двухлучкового лазера

Как уже указывалось выше, переход к режиму динамического хаоса в системе связанных АИГ: Nd^{3+} лазеров имеет место при увеличении внешнего воздействия на добротность одного из резонаторов системы. Это воздействие осуществлялось электрооптическим модулятором (см. рис. 1). Бифуркационным параметром перехода в этом случае может служить напряжение V , поданное на электрооптический модулятор, при котором скачком в излучении возникает оптический хаос. На рис. 3 показаны снятые экспериментально зависимости V от частот модуляции добротности f . Согласно приведенной на рис. 3, а кривой,

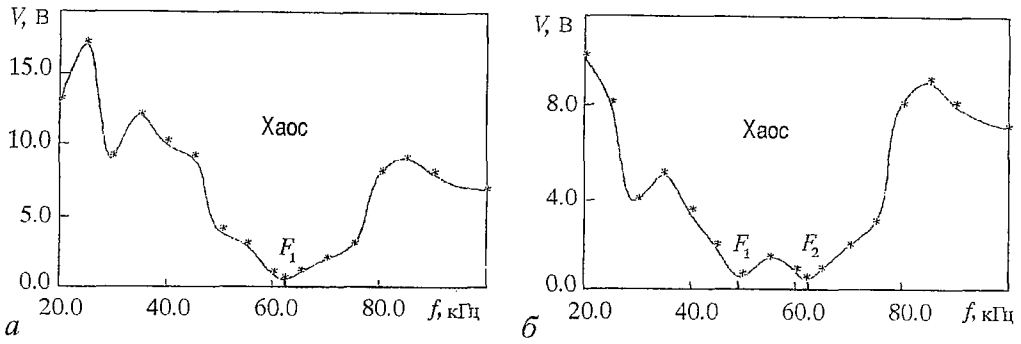


Рис. 3. Зависимость бифуркационного параметра V от частоты: a - в одноканальном, b - в двухканальном лазере

положение минимума V в однолучевой системе практически совпадает с частотой релаксационных колебаний F_1 . В двухлучевой системе (рис. 3, б) к минимуму на частоте F_1 добавляется второй минимум на релаксационной частоте F_2 , возникающий в связанной системе. Таким образом в системе лазеров область регулярной гармонической модуляции интенсивности излучения вблизи частоты F_2 сужается.

Характер перехода к динамическому хаосу при гармоническом воздействии на потери в одном из резонаторов двухлучевой системы иллюстрируется осциллограммами колебаний мощности излучения, показанными на рис. 4. При достаточно малой амплитуде внешнего воздействия колебания мощности излучения имеют почти гармоническую форму (рис.4, а). С ростом амплитуды возникают биения в колебаниях мощности (рис.4, б), то есть в фазовом пространстве рождается аттрактор в виде тора. В конце концов колебания огибающей мощности излучения приобретают вид хаотической последовательности импульсов (рис.4, в, г). Эти осциллограммы аналогичны полученным для одноканального лазера [8], что позволяет предположить, что при добавлении связи между лазерами сценарий перехода к динамическому хаосу не меняется.

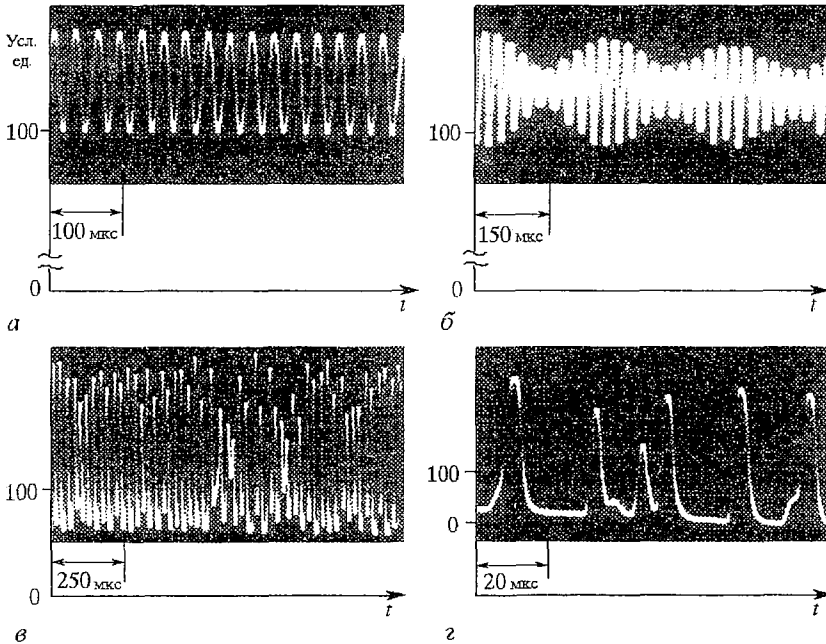


Рис. 4. Изменение временной зависимости мощности излучения системы двух связанных лазеров с ростом амплитуды модуляции потерь в резонансе одного из каналов

Библиографический список

1. Анищенко В.С. Сложные колебания в простых системах. М.: Наука, 1990.
2. Ланда П.С. Колебания в системах с конечным числом степеней свободы. М.: Наука, 1980.
3. Евдокимова О.Н., Капцов Л.Н. Амплитудный порог синхронизации и показатель Ляпунова стохастических колебаний генератора с инерционной нелинейностью // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 12. С. 2558.
4. Евдокимова О.Н., Капцов Л.Н. Спектр релаксационных частот многомодового твердотельного лазера // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 8. С. 1557.
5. Khanin Ya. I. Mechanisms of nonstationary behavior of solid-state lasers. 1988. Vol. 5, № 5. P.889.
6. Зинченко С.А., Лешкевич С.В., Портнягин А.И., Пучек С.П., Филиппов А.Е. Временная структура излучения двухпучкового лазера на АИГ: Nd^{3+} с непрерывной накачкой в режиме малых возмущений // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 7. С. 841.
7. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М: Мир, 1972.
8. Евдокимова О.Н., Капцов Л.Н. Квазипериодический переход к хаосу в многомодовом АИГ: Nd^{3+} лазере при модуляции параметров // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 7. С. 901.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию 29.03.95
после переработки 23.06.95

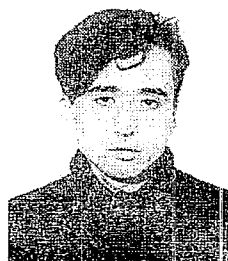
RELAXATION FREQUENCIES IN A SOLID-STATE LASER SYSTEM WITH CROSSING BEAMS

L.N. Kaptsov, A.V. Rostovtsev

Relaxation frequencies of several beams laser system are calculated. It is shown that the appearance of interaction between system modes by means of a common region of inversed population do not variate the highest relaxation frequency. Minimums of limit transition to a dynamic chaos are observed close to relaxation frequency.



Капцов Леонид Николаевич - родился в 1924 году в Москве, окончил физический факультет Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова (1948). После окончания аспирантуры и защиты диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1952) продолжил работу в качестве ассистента, а затем доцента физического факультета. Опубликовал более 100 научных работ по тематике физические основы действия полупроводниковых приборов и лазерная физика.



Ростовцев Алексей Владимирович - родился в 1973 году в Москве, студент 5-го курса кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова.