

О влиянии возмущений скорости накачки и потерь на динамику генерации лазера с резонатором Фабри – Перо

Н.Кумар, В.И.Леденев

Численно исследован переход от генерации фундаментальной моды к генерации фундаментальной и первой мод под влиянием нестационарных антисимметричных возмущений распределений скорости накачки и потерь в слое активной среды. Показано, что появление возмущений сразу же приводит к возбуждению первой моды с существенной амплитудой. Показано также, что режим двухмодовой генерации под влиянием возмущений возникает при скорости накачки, меньшей пороговой скорости для двухмодовой генерации в отсутствие возмущений. Установлено, что амплитуда первой моды имеет максимум на частоте межмодовых биений незаполненного резонатора Фабри – Перо. Также установлено, что появление нестационарных антисимметричных возмущений приводит к увеличению средней интенсивности фундаментальной моды. Проведено сравнение переходных режимов к двухмодовой генерации при различных типах и периодах возмущений. Рассмотрена работоспособность схемы контроля модового состава генерации лазера.

Ключевые слова: лазер, резонатор Фабри – Перо, динамика генерации, численное моделирование, контроль модового состава генерации.

1. Введение

Нестационарные возмущения параметров лазера являются одним из способов влияния на динамику его генерации. Гармоническая модуляция скорости накачки или потерь резонатора используется для перевода одномодового лазера в режим хаотической генерации [1]. Нестационарные возмущения параметров могут вызываться процессами в активной среде лазера, например самодействием в ней излучения, ударными волнами, возникающими при импульсном вкладе энергии в активную среду газовых лазеров, турбулентными пульсациями плотности газового потока [2–4]. Численная модель многомодовой генерации в лазерах с резонатором Фабри – Перо развита в работе [5]. В работе [6] численно исследован переход от генерации одной фундаментальной моды к генерации фундаментальной и первой мод при скачке однородной скорости накачки и показано, что при переходе возникают нестационарные антисимметричные возмущения распределения коэффициента усиления активной среды. Наличие таких возмущений или их искусственное создание может существенно изменить характеристики перехода к многомодовой генерации. В [6] предполагалось, что возмущения параметров лазера отсутствуют. В настоящей работе исследован переход от одномодовой генерации к двухмодовой под влиянием нестационарных антисимметричных возмущений распределений скорости накачки и потерь в слое активной сре-

ды. Исследована также схема контроля генерации, позволяющая определить модовый состав генерации при появлении упомянутых выше возмущений.

2. Модель генерации при наличии возмущений

Исследование перехода от одномодовой генерации к двухмодовой проводилось на основе численной модели [5, 6], в которой активная среда представляла собой тонкий слой, расположенный вблизи глухого зеркала резонатора (рис.1). В плоской геометрии в малоугловом приближении скалярной теории дифракции электрическое поле внутри резонатора представлялось в виде суммы встречных плоских волн, модулированных плавными огибающими:

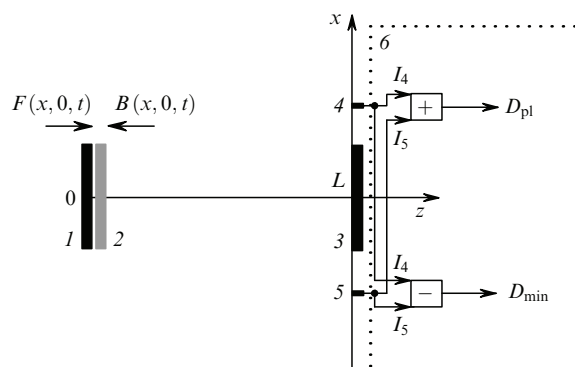


Рис.1. Лазер на основе резонатора Фабри – Перо и система контроля модового состава лазерного излучения:

1 – глухое зеркало; 2 – поглощающий слой и слой активной среды; 3 – выходное зеркало; 4, 5 – расположенные симметрично датчики интенсивности поля I_4 и I_5 ; 6 – процессор, включающий схемы преобразования сигналов датчиков; D_{pl} – суммарный сигнал датчиков; D_{min} – разностный сигнал датчиков; $F(x, 0, t)$, $B(x, 0, t)$ – прямая и обратная волны в слое активной среды; L – длина резонатора.

N.Kumar. Indira Gandhi Centre for Atomic Research, Kalpakkam 603102, Tamilnadu, India; e-mail: nkumar@rambler.ru

В.И.Леденев. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, Святоозерская ул., 1; e-mail: ledenev_ilit@rambler.ru

Поступила в редакцию 12 мая 2010 г., после доработки – 22 июля 2010 г.

$$E(x, z, t) = [F(x, z, t) \exp(ik_0z) + B(x, z, t) \exp(-ik_0z)] \exp(-i\omega_0t). \quad (1)$$

Здесь ω_0 – несущая частота; $k_0 = \omega_0/c$. Ось z направлена параллельно ходу лучей в резонаторе, ось x – вдоль глухого зеркала (рис.1). Динамика огибающих прямой ($F(x, z, t)$) и обратной ($B(x, z, t)$) волн описывалась уравнениями

$$2ik_0 \left(\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{\partial B}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - ik_0gB + ik_0r_L B = 0, \quad (2)$$

$$2ik_0 \left(\frac{1}{c} \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - ik_0gF + ik_0r_L F = 0, \quad (3)$$

где $g(x, 0, t)$ – коэффициент усиления среды; $r_L(x, 0, t)$ – заданная функция, описывающая потери излучения в слое среды. На зеркалах резонатора волны удовлетворяли следующим условиям отражения:

$$F(x, 0, t) = -B(x, 0, t)r_1, \quad (4)$$

$$B(x, L, t) = -F(x, L, t)r_2, \quad (5)$$

где r_1 и r_2 – коэффициенты отражения глухого и выходного зеркал.

Уравнение для коэффициента усиления излучения в активной среде включало в себя процессы вынужденного излучения и релаксации с постоянной времени τ :

$$\tau \frac{\partial g}{\partial t} = g_0 - g(1 + I), \quad (6)$$

$$I(x, 0, t) = |F(x, 0, t)|^2 + |B(x, 0, t)|^2.$$

Здесь $I(x, 0, t)$ – интенсивность излучения в слое активной среды, усредненная по интерференционным биениям встречных волн и нормированная на интенсивность насыщения [7].

Начальные условия для распределений $F(x, 0, 0)$, $B(x, L, 0)$ и $g(x, 0, 0)$ соответствовали установившейся генерации фундаментальной моды при заданной скорости накачки $g_0 = g_{0v}$. Возмущения скорости накачки или потери в слое активной среды вводились в момент времени $t^* = 5$ мкс и представлялись периодической функцией

$$f(x, t) = A_m \sin \left(\frac{2\pi x}{2a} \right) \cos \left[\frac{2\pi(t - t^*)}{T_m} \right], \quad (7)$$

где T_m , A_m – период и амплитуда возмущения скорости накачки или потери в слое среды. На диаметре слоя среды $2a$ укладывалась одна волна возмущения. Скорость накачки менялась как $g_0(x, t) = g_{0v} + f(x, t)$, потери в слое описывались функцией $r_L(x, t) = r_{L0} + f(x, t)$.

Расчеты проводились для резонатора Фабри – Перо с числом Френеля $N_F = 6.25$, плоскими зеркалами радиусом $a = 1$ см и расстоянием между ними $L = 150$ см. Длина волны излучения $\lambda = 10.6$ мкм, коэффициенты отражения глухого и выходного зеркал $r_1 = 1$ и $r_2 = 0.8$, время релаксации $\tau = 6.0 \times 10^{-6}$ с. Параметры $L = 153 \pm 1$ см и $\lambda = 10.6$ мкм примерно соответствовали параметрам экспериментальной установки [8, с.1459]. Лазер [8] имел устойчивый резонатор с радиусами зеркал 5 см и постоян-

ным радиусом пучка в активной среде 0.4 см [8, с.1461]. При $a = 1$ см радиус распределения интенсивности фундаментальной моды на глухом зеркале по уровню 0.5 от максимума составлял 0.5 см, что также близко к радиусу пучка в активной среде в работе [8]. Авторы этой работы проводили вычисления с $\tau = 1.0 \times 10^{-6}$ с [8, с.1461]. Тестовые расчеты, в которых время релаксации менялось от 3.0×10^{-6} до 1.0×10^{-5} с, показали, что характер временных зависимостей при этом не претерпевает существенных изменений. Заметим также, что значение τ не критично при исследовании схемы контроля генерации.

Система уравнений (2)–(6) решалась с помощью метода расщепления по физическим процессам дифракции и усиления [9]. Для решения дифракционной части задачи использовался спектральный подход. Число элементов сетки по оси x составляло 8192, число элементов на зеркале – 512. Интегрирование системы уравнений (2)–(6) по времени осуществлялось с помощью неявной схемы второго порядка аппроксимации.

В численных экспериментах с модуляцией скорости накачки использовались значения g_{0v} ниже порога двухмодовой генерации на 1.5 % и более, потери в слое среды отсутствовали. Пороговый коэффициент усиления g_{th} фундаментальной моды составлял 1.532×10^{-3} см⁻¹, для двухмодовой генерации $g_{th} = 2.023 \times 10^{-3}$ см⁻¹.

В численных экспериментах с модуляцией потерь в слое среды модуляция скорости накачки отсутствовала, постоянные потери в слое $r_{L0} = 5.0 \times 10^{-4}$ см⁻¹, амплитуда возмущения потерь A_L не превышала 5.0×10^{-4} см⁻¹. Пороговый коэффициент усиления фундаментальной моды в отсутствие модуляции и при наличии постоянных потерь в слое $g_{th} = 2.027 \times 10^{-3}$ см⁻¹, для двухмодовой генерации $g_{th} = 2.514 \times 10^{-3}$ см⁻¹.

Превышение скорости накачки g_0 над порогом определялось как $k = g_0/g_{th}$ (при $g_{th} = 1.532 \times 10^{-3}$ см⁻¹).

Два датчика интенсивности излучения, на показаниях которых основывалась работа схемы контроля модового состава генерации, располагались симметрично оси резонатора в плоскости $z = L$ в области $|x| > a$ (см. рис.1). Предполагалось, что характеристики датчиков позволяют проводить измерение за время, много меньшее периода возмущений T_m . Численное определение интенсивности с помощью датчиков осуществлялось на каждом обходе резонатора.

3. Исследование перехода к двухмодовому режиму генерации

Переход от одномодовой генерации к двухмодовой исследовался с помощью проецирования распределений интенсивности и коэффициента усиления на первые два эрмит-гауссовых полинома $\psi_{0,1}(x)$ по формулам

$$I_i(t) = \int_{-a}^a I(x, 0, t) \psi_i(x) dx / \int_{-a}^a \psi_i(x) \psi_i(x) dx, \quad (8)$$

$$g_i(t) = \int_{-a}^a g(x, 0, t) \psi_i(x) dx / \int_{-a}^a \psi_i(x) \psi_i(x) dx,$$

где $i = 0, 1$, а параметр g нормирован на удвоенную длину резонатора. Безразмерные проекции распределений на $\psi_0(x)$ (амплитуды фундаментальных мод) давали информацию о динамике симметричных частей распреде-

лений, проекции на $\psi_1(x)$ (амплитуды первых мод) – о динамике антисимметричных частей распределений, связанной с переходом к двухмодовой генерации и биениям.

Проведенные исследования позволили выявить ряд существенных для практики особенностей процессов перехода от одномодовой генерации к двухмодовой. Во-первых, переходы под влиянием возмущений (7) происходили при скоростях накачки ниже порога двухмодовой генерации для однородной скорости накачки. Во-вторых, появление возмущений скорости накачки или потерь в слое активной среды (7) вызывало отклик в динамике I_1 и g_1 с задержкой, значительно меньшей периода возмущения (рис.2). При этом колебания I_1 и g_1 оказывались сдвинутыми по фазе на $\pi/2$ (как и в работе [6]) и уже на первом периоде имели значительные амплитуды (рис.2). В-третьих, время установления колебаний I_1 после их появления было меньше, чем при скачкообразном увеличении однородной скорости накачки [6]. В случае возмущений пространственного распределения скорости накачки время установления в среднем уменьшалось примерно на 80 % и было минимальным при периоде возмущения, равном периоду биений фундаментальной и первой мод незаполненного резонатора (рис.3,а). Возмущения пространственного распределения потерь в слое среды приводили к процессам установления колебаний I_1 с более глубокими изменениями амплитуды и менее выраженной зависимостью времени установления от периода возмущения (рис.3,б). При возмущениях с периодами T_m в диапазоне $(2.1 - 2.3) \times 10^{-7}$ с динамика I_1 оказывалась хаотической, перехода к гармоническим колебаниям на временах ~ 150 мкс при модуляции потерь не наблюдалось (рис.3,в). В связи со сказанным отметим, что частоты хаотической динамики в данном случае определяются частотой биений двух поперечных мод, т. е. собственными значениями и временем обхода резонатора, и не привязаны к времени релаксации активной среды, что важно для практики. Однако исследование проводилось с помо-

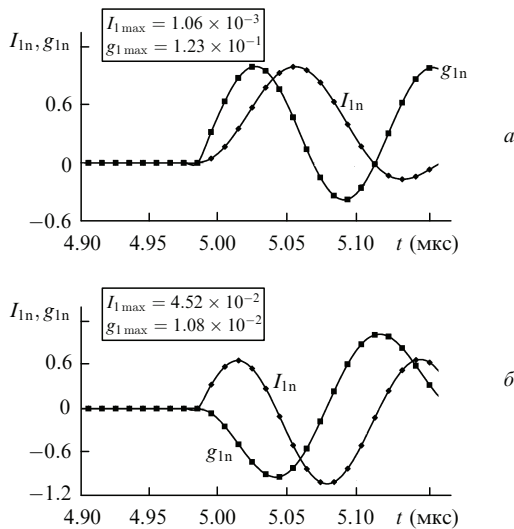


Рис.2. Динамика нормированных интенсивности $I_{1n}(t)$ и коэффициента усиления моды $g_{1n}(t)$ в начале развития двухмодовой генерации ($I_{1n}(t) = I_1(t)/I_{1max}$ и $g_{1n}(t) = g_1(t)/g_{1max}$, где I_{1max} и g_{1max} – максимальные значения $|I_1(t)|$ и $|g_1(t)|$ на интервале $[0, 5.16]$ мкс) в случае модуляции распределения скорости накачки при $g_{0v} = 1.992 \times 10^{-3}$ см⁻¹, $T_m = 1.3 \times 10^{-7}$ с, $A_m = 0.996 \times 10^{-3}$ см⁻¹ (а) и модуляции распределения потерь в слое среды при $g_{0v} = 2.387 \times 10^{-3}$ см⁻¹, $T_m = 1.3 \times 10^{-7}$ с, $A_m = 5.0 \times 10^{-4}$ см⁻¹ (б).

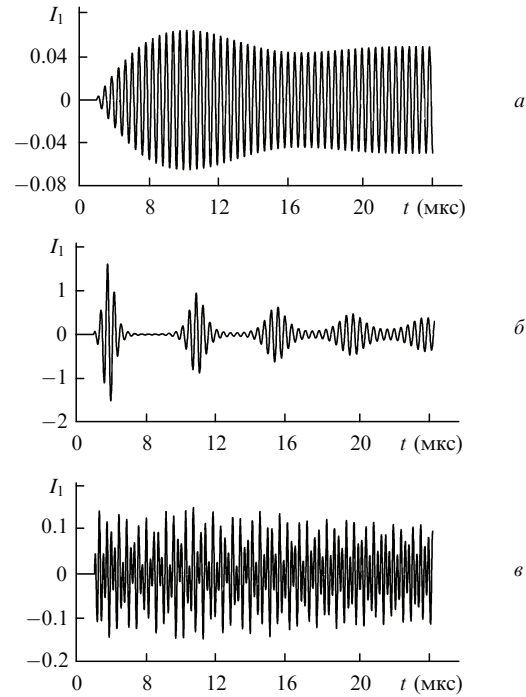


Рис.3. Динамика $I_1(t)$ в течение первых 20 мкс после включения модуляции распределения скорости накачки при $g_{0v} = 1.992 \times 10^{-3}$ см⁻¹, $A_m = 0.996 \times 10^{-3}$ см⁻¹, $T_m = 3.8 \times 10^{-7}$ с (а), после включения модуляции распределения потерь в слое среды при $g_{0v} = 2.387 \times 10^{-3}$ см⁻¹, $A_m = 5.0 \times 10^{-4}$ см⁻¹ (б, в) ($T_m = 3.8 \times 10^{-7}$ с (б) и 2.2×10^{-7} с (в)).

щью схемы второго порядка аппроксимации, и сделанные относительно хаотических колебаний выводы являются предварительными. В-четвертых, расчеты показали, что двухмодовая генерация возникает под влиянием возмущений потерь в слое активной среды (7) при скоростях накачки ниже порога одномодовой генерации (для однородной скорости накачки) (рис.4). В этом случае начальные условия для распределений $F(x, 0, 0)$, $B(x, L, 0)$ и $g(x, 0, 0)$ имели максимальные значения на шумовом уровне ($\sim 10^{-14}$) и переходные процессы в схеме продолжались в течение сотен микросекунд.

Период колебаний проекции интенсивности I_1 совпадал с периодом введенных возмущений. Амплитуда установившихся колебаний проекции интенсивности I_1 имела максимум при периоде возмущения, равном периоду биений фундаментальной и первой мод незаполненного резонатора T_{empt} (рис.5,а, в), и нарастала с увеличением амплитуды возмущения (рис.5,б, г).

Возникновение колебаний I_1 и g_1 под влиянием нестационарных неоднородных возмущений распределений скорости накачки и потерь в слое среды приводило к изменениям величин I_0 и g_0 (рис.6); показаны только

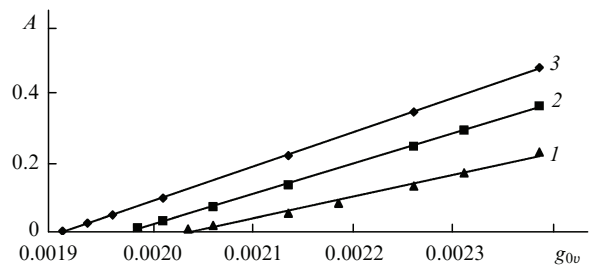


Рис.4. Зависимости амплитуды A установившихся колебаний $I_1(t)$ от заданной скорости накачки g_{0v} при $A_m = 1.0 \times 10^{-4}$ (1), 3.0×10^{-4} (2) и 5.0×10^{-4} см⁻¹ (3); $T_m = 3.8 \times 10^{-7}$ с.

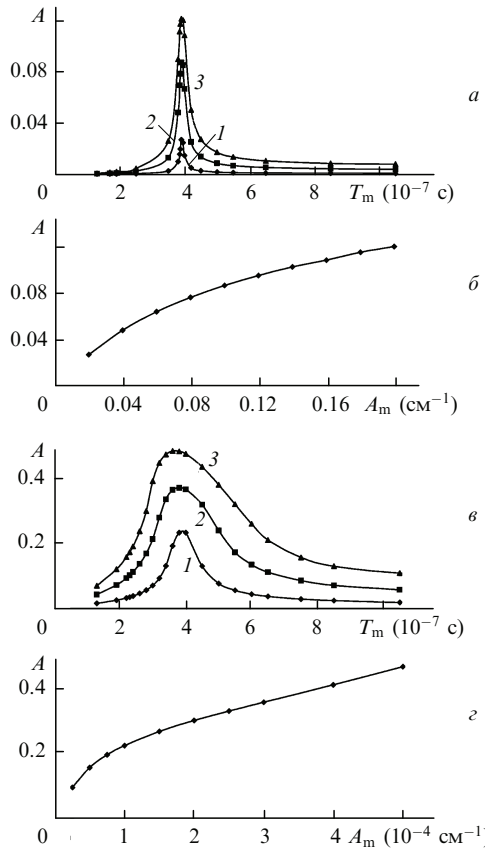


Рис.5. Зависимости амплитуды A установившихся колебаний $I_1(t)$ от периода T_m возмущения при модуляции распределения скорости накачки, $g_{0v} = 1.992 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $T_{\text{empt}} = 3.9 \times 10^{-7} \text{ с}$ ($A_m = 0.199 \times 10^{-3}$ (1), 0.996×10^{-3} (2) и $1.992 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (3)) (а), от амплитуды возмущения A_m при модуляции распределения скорости накачки, $g_{0v} = 1.992 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и $T_{\text{empt}} = 3.9 \times 10^{-7} \text{ с}$ (б), от периода T_m возмущения при модуляции распределения потерь в слое среды, $g_{0v} = 2.387 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $T_{\text{empt}} = 3.8 \times 10^{-7} \text{ с}$ ($A_m = 1.0 \times 10^{-4}$ (1), 3.0×10^{-4} (2) и $5.0 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ (3), постоянные потери в слое равны $5.0 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$) (в) и от амплитуды возмущения A_m при модуляции распределения потерь в слое среды, $g_{0v} = 2.387 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и $T_{\text{empt}} = 3.8 \times 10^{-7} \text{ с}$ (г).

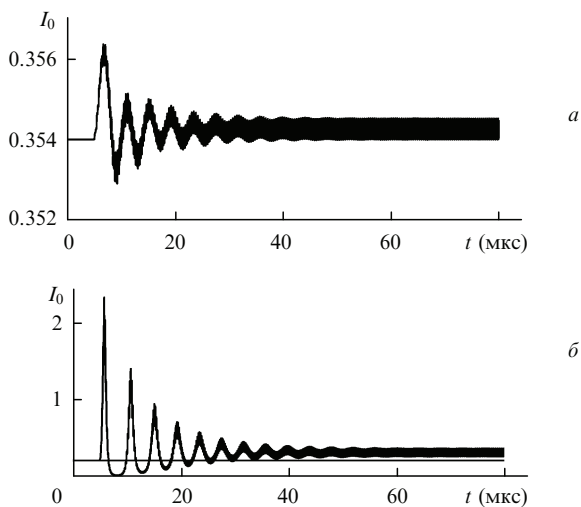


Рис.6. Динамика $I_0(t)$ в течение первых 75 мкс после включения модуляции распределения скорости накачки при $g_{0v} = 1.992 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $T_m = 3.8 \times 10^{-7} \text{ с}$, $A_m = 0.996 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (а) и после включения модуляции распределения потерь в слое среды при $g_{0v} = 2.387 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ($T_m = 3.8 \times 10^{-7} \text{ с}$, $A_m = 5.0 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ (1) и без включения модуляции распределения потерь (2)) (б).

зависимости I_0). Особенно значительными были изменения при модуляции потерь в слое среды. В этом случае при $t < t^*$ величина I_0 могла увеличиваться от уровня $I_0 = \text{const}$ в десять раз (рис.6,б, первый пик). В результате релаксационного процесса устанавливались колебания I_0 и увеличивалась средняя по времени интенсивность генерации фундаментальной моды.

4. О контроле модового состава генерации

В предыдущем разделе показано, что появление нестационарных неоднородных возмущений распределений скорости накачки или потерь в слое среды приводит к возникновению двухмодовой генерации. Схема контроля модового состава генерации должна сигнализировать о появлении первой моды и оценить величины проекций $I_{0,1}(t)$ по сигналам датчиков. Как и в работе [6], определить появление первой моды можно по разностному сигналу $D_{\text{min}}(t) = |I_4(t) - I_5(t)| \geq 0$. Сложнее, однако, установить правила, по которым схема контроля модового состава генерации должна оценить зависимо-

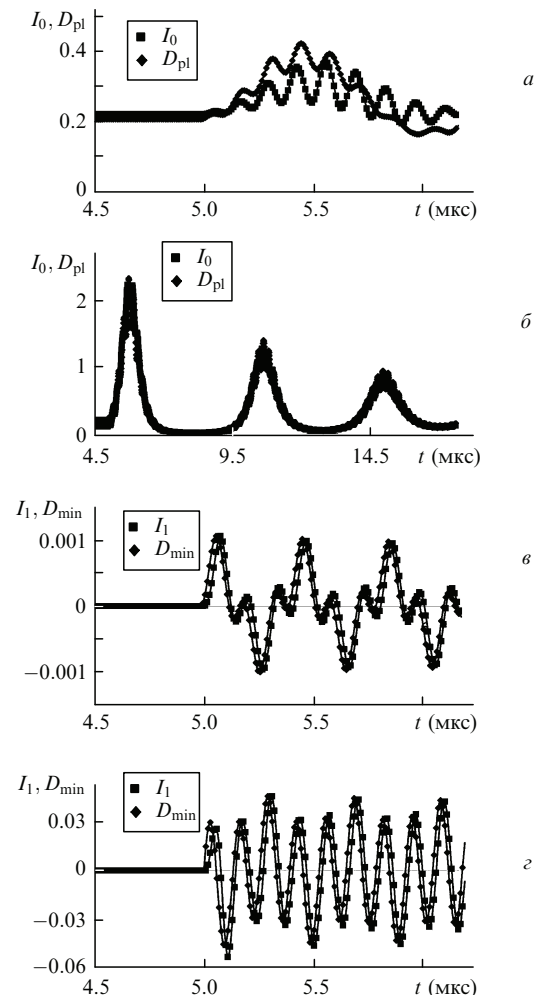


Рис.7. Зависимости $I_0(t)$ и $\alpha D_{\text{pl}}(t) + \delta_1$ при модуляции распределения потерь в слое среды и $g_{0v} = 2.387 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $T_m = 2.6 \times 10^{-7} \text{ с}$, $A_m = 5.0 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 5.04$, $\delta_1 = 0.184$ (а) и $g_{0v} = 2.387 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $T_m = 3.8 \times 10^{-7} \text{ с}$, $A_m = 5.0 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 2.12$, $\delta_1 = 0$ (б), а также зависимости $I_1(t)$ и $\beta D_{\text{min}}(t) + \delta_2$ при модуляции распределения скорости накачки и $g_{0v} = 1.992 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $T_m = 1.3 \times 10^{-7} \text{ с}$, $A_m = 0.996 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\alpha = -10.1$, $\delta_2 = 0$ (в) и при модуляции распределения потерь в слое среды и $g_{0v} = 2.387 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $T_m = 1.3 \times 10^{-7} \text{ с}$, $A_m = 5.0 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $\alpha = -9.39$, $\delta_2 = 0$ (г).

сти $I_{0,1}(t)$. В работе [6] определение $I_{0,1}(t)$ опиралось на расчет процесса установления биений при известном превышении скорости накачки над порогом k . Сходным образом можно поступить и в данном случае. Предположим, что возмущение (7) имеет известную амплитуду A (например, оно создано искусственно) и проведен расчет процесса установления биений. Тогда суммарный ($D_{pl}(t) = I_4(t) + I_5(t)$) и разностный ($D_{min}(t) = |I_4(t) - I_5(t)| \geq 0$) сигналы можно приблизить к $I_0(t)$ и $I_1(t)$ с помощью линейных преобразований $\alpha D_{pl}(t) + \delta_0$ и $\beta D_{min}(t) + \delta_1$. К операциям, выполняемым процессором [6], в результате добавляется сложение, что не должно приводить к существенному увеличению времени расчета, а значения α, β, δ_0 и δ_1 извлекаются из базы данных. Такой способ аппроксимации $I_{0,1}(t)$ использовался для различных типов возмущений с разными периодами и амплитудами. Результаты преобразований показаны на рис.7; видно, что $I_0(t) \approx \alpha D_{pl}(t) + \delta_0$ и $I_1(t) \approx \beta D_{min}(t) + \delta_1$ с удовлетворительной точностью. При неизвестных характеристиках возмущения коэффициенты $\alpha, \delta_0, \beta, \delta_1$ получить не удается. Тем не менее схема контроля может давать важную качественную информацию о появлении биений, об относительном росте их амплитуды и о появлении релаксационных колебаний фундаментальной моды.

5. Заключение

Генерация лазеров, используемых в современных технологических процессах и находящихся под действием

механических вибраций, возмущений в электрических цепях накачки и сложных процессов в активной среде, может существенно отличаться от модельных представлений теории. Проведенные в работе численные исследования показали, что такие характеристики, как пороги одномодовой и двухмодовой генерации для невозмущенной накачки и стационарных потерь, имеют ограниченную область применимости. Выявлена также возможность перевода генерации лазера в хаотический режим при антисимметричной пространственной модуляции потерь излучения в слое среды по гармоническому закону (7). Исследование схемы контроля генерации, использующей два датчика, показало, что ее возможности достаточны для определения характеристик двухмодовой генерации при наличии возмущений.

1. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука 1999).
2. Ковальчук Л.В., Шерстобитов В.Е. *Квантовая электроника*, **4**, 2166 (1977).
3. Ковальчук Л.В., Сергеев В.В., Шерстобитов В.Е. *Квантовая электроника*, **6**, 1164 (1979).
4. Ковальчук Л.В., Малахов Л.Н., Шерстобитов В.Е. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 397 (1983).
5. Елкин Н.Н. *Математическое моделирование*, **10** (4), 91 (1998)
6. Кумар Н., Леденев В.И. *Квантовая электроника*, **40**, 363 (2010).
7. Звелто О. *Принципы лазеров* (М.: Мир, 1990).
8. Coates A.V., Weiss C.O., Green C., et al. *Phys. Rev. A*, **49**, 1452 (1994); Brambilla M., Cattaneo M., Lugiato L.A., et al. *Phys. Rev. A*, **49**, 1427 (1994).
9. Марчук Г.И. *Методы расщепления* (М.: Наука, 1988).