

В. М. Петникова, И. В. Таубин, М. А. Харченко, В. В. Шувалов

ГЕНЕРАЦИЯ НЕПРЕРЫВНОГО ИАГ-ЛАЗЕРА С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Проведен анализ режимов работы лазера с внутрирезонаторным элементом, обеспечивающим обратную связь по структуре пучка генерации. Показано, что при нелинейности самофокусирующего типа происходит формирование областей двузначных решений и петля гистерезиса по току накачки. Определены необходимые условия для реализации режимов автостабилизации параметров генерации, автоколебаний с периодом порядка времени релаксации нелинейности.

Введение

В активных системах с нелинейными обратными связями возможна реализация различных самосогласованных режимов работы, представляющих интерес с точки зрения как прикладных, так и фундаментальных исследований [1—3]. В [3] исследовались режимы генерации непрерывного ИАГ-лазера с элементом из InP:Fe в резонаторе типа плоскость — плоскость. Установлено, что для такой системы характерен выраженный гистерезис по току лампы-накачки и что в зависимости от положения нелинейного элемента в резонаторе и уровня накачки может быть реализован режим либо неустойчивой во времени генерации, либо автостабилизации пространственных и энергетических параметров выходного пучка. Показано, что все перечисленные особенности связаны именно с тепловой нелинейностью помещенного в резонатор лазера элемента.

Цель настоящей работы — объяснение экспериментальных данных, полученных в [3], и количественная оценка оптимальных характеристик нелинейного элемента, необходимых для практической реализации режима автостабилизации пространственного распределения выходного излучения, соответствующего структуре основной поперечной моды.

1. Схема резонатора

Постановка задачи была максимально приближена к условиям эксперимента [3]. Считалось, что линейный резонатор (рис. 1) длиной 80 см образован двумя плоскими зеркалами — выходным зеркалом 1 с коэффициентом отражения 84% и глухим зеркалом 2. Активный элемент 3, уста-

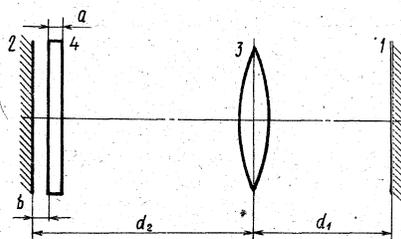


Рис. 1. Схема резонатора

новленный на расстояниях $d_1 = 35$ см, $d_2 = 45$ см от этих зеркал, моделировался тонкой «тепловой линзой» с фокусным расстоянием f_0 , зависящим от тока накачки, а нелинейный элемент 4 — тонкой просветленной пластинкой с пропусканием 99%, размещенной практически вплотную к зеркалу 2. Потери соответствовали экспериментальным для элемента из InP:Fe толщиной $a = 0,35$ мм с коэффициентом поглощения $0,3 \text{ см}^{-1}$ на длине волны генерации. В [3] именно такое положение нелинейного элемента обеспечивало возможность реализации в области петли гистерезиса режима автостабилизации параметров выходного пучка.

2. Нелинейная обратная связь

В соответствии с экспериментальными данными [3] рассматривался следующий механизм формирования петли нелинейной обратной связи. Считалось, что при генерации лазером излучения с некоторой пространственной структурой определенная часть этого излучения поглощается в элементе 4. В результате происходит неоднородный прогрев последнего и формируются соответствующие профили распределения температуры $T(\mathbf{r})$ и показателя преломления $n(\mathbf{r})$, где \mathbf{r} — поперечная координата. Таким образом, в резонаторе появляется еще одна тонкая тепловая линза, характеристики которой непосредственно зависят от пространственной структуры пучка генерации в некоторой плоскости и в свою очередь определяют как распределение интенсивности, так и дифракционные потери.

При расчете параметров этой тепловой линзы полагалось, что лазер работает в режиме генерации на основной поперечной моде. Считалось, что толщина воздушного зазора $b = 0,3$ мм между пластиной 4 и зеркалом 2 мала, а само зеркало настолько велико (диаметр 5 см и толщина 2 см), что может рассматриваться как заполненное стеклом полупространство и выполнять функции резервуара с постоянной температурой T_0 . Далее решалось уравнение теплопроводности с внешним источником:

$$d^2T/dr^2 + r^{-1}dT/dr - \alpha'(T - T_0) + \beta \exp(-r^2/r_2^2) = 0, \quad (1)$$

где $\alpha' = \kappa_2/\kappa_1 ab$; $\beta = P_0/\pi r_2^2 a \kappa_1$; $\kappa_{2,1}$ — коэффициенты теплопроводности воздуха и InP:Fe соответственно; P_0 — мощность поглощаемого в нелинейном элементе излучения; r_2 — радиус перетяжки гауссова пучка на зеркале 2. Приближенное решение (1) находилось в виде разложения по степеням r/r_2

$$T(r) \approx T(0) - \left[\frac{P_0/\pi a \kappa_1 - \kappa_2 r_2^2 (T(0) - T_0)}{ab \kappa_1 / 4} \right] (r/r_2)^2 \quad (2)$$

и определяло искомое фокусное расстояние f тепловой линзы 4:

$$f = -4\kappa_1 / (dn/dT)(P_0/\pi r_2^2 - \kappa_2(T(0) - T_0)/b). \quad (3)$$

Таким образом, последнее может быть записано в виде

$$f = \alpha z_2 / (1 - \gamma z_2), \quad (4)$$

где $\alpha = -4\kappa_1 \lambda / (dn/dT)P_0$ играет роль параметра нелинейности, который определяется свойствами использованного материала (κ и dn/dT) и мощностью P_0 поглощаемого в нем излучения; λ — длина волны генерируемого излучения; $z_2 = \pi r_2^2 / \lambda$ — половина конфокального параметра перетяжки пучка на зеркале 2; $\gamma = \kappa_2 \lambda (T(0) - T_0) b P_0$ — параметр насыщения. Оценки показывают, что для InP:Fe изменениями оптического хода, связанными с тепловым расширением пластины 4, можно пренебречь [5].

3. Формирование петли гистерезиса

Расчет самосогласованных значений параметров $z_{1,2}$ и радиусов $r_{1,2}$ перетяжек пучка генерируемого излучения на зеркалах 1, 2 проводился с использованием традиционного аппарата «лучевых матриц» [4] и позволил определить

$$(z_1)_{1,2} = \frac{\alpha x_1 [-x_1 x_2 + x_3 \pm (f_0^4 + 4\alpha^2 x_1 x_2 x_3)^{1/2}]}{x_1 x_2 (1 + 2\alpha^2) + x_3 \pm (f_0^4 + 4\alpha^2 x_1 x_2 x_3)^{1/2}}, \quad (5)$$

$$(z_2)_{1,2} = [-x_1 x_2 + x_3 \pm (f_0^4 + 4\alpha^2 x_1 x_2 x_3)^{1/2}] / 2\alpha x_1, \quad (6)$$

где $x_1 = f_0 - d_1$; $x_2 = f_0 - d_2$; $x_3 = f_0(d_1 + d_2) - d_1 d_2$. Области существования решений по току лампы-накачки (т. е. по f_0) определяются простым требованием: $f_0^4 + 4\alpha^2 x_1 x_2 x_3 \geq 0$. Отсюда сразу следуют выражения для соответствующих предельных f_0 :

$$f_{1,2} = -\alpha [\pm(1 + \alpha^2)^{1/2} + \alpha] (d_1 + d_2) + \{\alpha^2 [\pm(1 + \alpha^2)^{1/2} + \alpha]^2 (d_1 + d_2)^2 + 2\alpha [\pm(1 + \alpha^2)^{1/2} + \alpha] d_1 d_2\}^{1/2}, \quad (7)$$

$$f_{3,4} = -\alpha [\pm(1 + \alpha^2)^{1/2} + \alpha] (d_1 + d_2) - \{\alpha^2 [\pm(1 + \alpha^2)^{1/2} + \alpha]^2 (d_1 + d_2)^2 + 2\alpha [\pm(1 + \alpha^2)^{1/2} + \alpha] d_1 d_2\}^{1/2}. \quad (8)$$

С учетом того, что тепловая линза в активном элементе 3 положительна, один из этих корней нереализуем. Так, при $\alpha > 0$ не имеет физического смысла корень f_3 . В результате формируются две области изменения f_0 , в которых может происходить генерация.

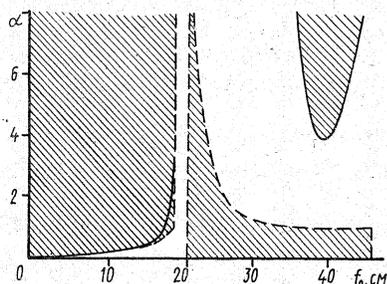


Рис. 2. Области устойчивой генерации (незаштрихованы) по параметру нелинейности α и по f_0 ; границы областей существования решений — сплошные линии, устойчивости — пунктир

На рис. 2 показаны области существования решений (5) и (6) при $\alpha \geq 0$: В отсутствие нелинейности ($\alpha \rightarrow \infty$) диапазон «допустимых» значений f_0 определен известными [4] соотношениями: $f_0 \geq d_2$ и $d_1 \geq f_0 \geq d_1 d_2 / (d_1 + d_2)$. Введение нелинейной обратной связи может его существенно расширить. При $\alpha = \alpha_{кр} = 2d_1 d_2 / (d_2^2 - d_1^2)$ обе эти области сливаются, образуя (при $\alpha \leq \alpha_{кр}$) широкий сплошной интервал значений f_0 , при которых возможна генерация.

Отдельно должен быть рассмотрен момент «включения» лазера, когда нелинейная обратная связь принципиально отсутствует, так как $P_0 = 0$. Поэтому, если пороговый ток накачки, соответствующий f_n , удовлетворяет условию $d_1 \leq f_n < d_2$, генерация начнется лишь в точке $f_0 \approx d_1$. Однако сразу после «прогрева» нелинейного элемента 4 этот ток может быть уменьшен: формируется петля гистерезиса по току лампы-накачки, которая и наблюдалась в [3].

4. Устойчивые и неустойчивые ветви генерации

Как следует из (5) и (6), при любом «допустимом» токе лампы-накачки существуют два стационарных решения. Однако условие $z_{1,2} \geq 0$ всегда отсекает одну из этих ветвей в диапазоне $f_0 < d_1$ и $f_0 > d_2$. Двухзначность кривых сохраняется только в области петли гистерезиса $d_1 \leq f_0 \leq d_2$ (рис. 3). В этом интервале по мере усиления нелинейной обратной связи ветви генерации сначала пересекаются в точке $f_{кр} = 2d_1 d_2 / (d_1 + d_2)$ при $\alpha = \alpha_{кр}$, а затем их характер претерпевает качественное изменение.

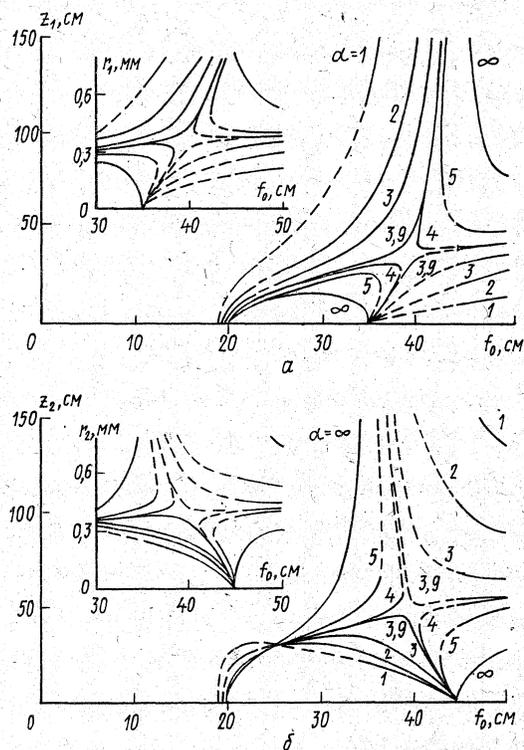


Рис. 3. Параметр $z_{1,2} = \pi r_{1,2}^2 / \lambda$ и радиус $r_{1,2}$ перетяжки пучка на выходном (а) и глухом (б) зеркалах в зависимости от f_0 ; пунктир — неустойчивые решения

Исследование обеих ветвей на устойчивость проводилось стандартным методом. Считалось, что в некоторый момент времени из-за флуктуации параметр z_2 отклонился от стационарного значения (6) на δz_2 . Далее рассчитывалась величина этого отклонения $\delta z_2'$ после обхода резонатора. Критерием устойчивости являлось требование сходимости получающегося ряда: $|\delta z_2'| < |\delta z_2|$. Анализ показал следующее: а) в области двузначности (петля гистерезиса) устойчивой может быть лишь ветвь, соответствующая более жесткой фокусировке пучка генерируемого излучения на нелинейный элемент 4; б) в диапазоне $f_0 \geq d_1 d_2 / (d_1 + d_2)$ формируется область неустойчивости, левая граница которой $f_0 = d_1 + d_2 - (d_1^2 + d_2^2)^{1/2}$ определяется геометрией резонатора, а правая смещается в сторону больших f_0 по мере роста нелинейности; при $\alpha = 1$ она достигает точки $f_0 = d_1$; в) при $f_0 \leq d_1 d_2 / (d_1 + d_2)$ решение может быть устойчиво только в условиях сильной нелинейности ($\alpha \leq 0,5$). На рис. 2, 3 границы соответствующих областей неустойчивости и сами неустойчивые решения (5) и (6) показаны пунктиром.

При фиксированном $f_0 < d_1$ в области неустойчивости (случай б) должен происходить периодический «срыв» генерации лазера. После каждого срыва элемент 4 остывает и фокусное расстояние f его тепловой линзы постепенно растет. Однако как только правая граница области неустойчивости достигнет f_0 , цикл генерации должен возобновиться. Именно такие осцилляции со средним периодом порядка нескольких секунд наблюдались в [3]. В том случае, если f_0 попадает в область петли гистерезиса, срыв генерации необратим [3]. Данные по положению границы области устойчивости показывают, что в эксперименте [3] реализовано $\alpha \sim 1$.

5. Стабилизация параметров генерации

Из рис. 3 следует, что при изменении тока накачки в области петли гистерезиса радиус пучка выходного излучения должен существенно меняться. Однако в [3] именно в этом диапазоне наблюдалась автостабилизация параметров генерации. Это противоречие снимается, если предположить, что α меняется в зависимости от тока накачки и обеспечиваются плавные переходы рабочей точки по параметрическому семейству кривых рис. 3. Причина этого — изменения поглощаемой в элементе 4 мощности P_0 , связанные с тремя факторами. Во-первых, интенсивность излучения в резонаторе должна падать при понижении уровня накачки относительно порога генерации. Во-вторых, с ростом радиуса пучка на апертуре активного элемента 3 должны расти дифракционные потери. И наконец, в режиме жесткой фокусировки излучения в активный элемент P_0 должно уменьшаться за счет эффекта насыщения.

Все эти факторы учитывались в рамках следующей простой модели. Считалось, что мощность излучения в резонаторе и P_0 линейно зависят от превышения током накачки уровня порога генерации ($f_n = 45$ см). В свою очередь фокусное

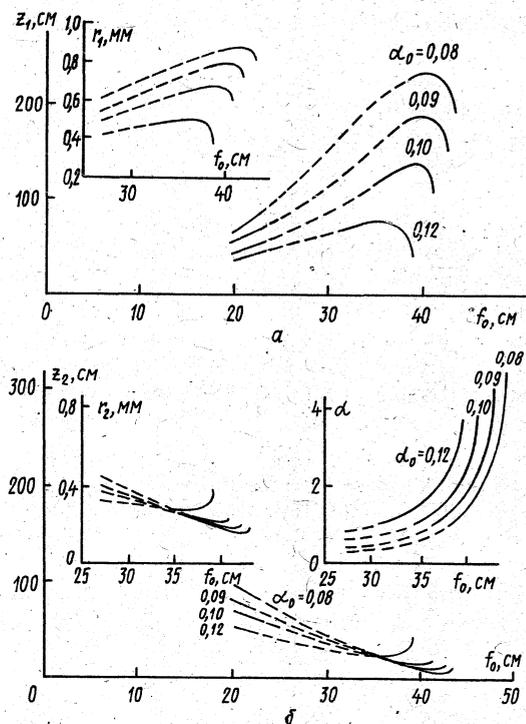


Рис. 4. Параметр $z_{1,2}$ и радиус $r_{1,2}$ перетяжки пучка на выходном (а) и глухом (б) зеркалах в зависимости от f_0 при учете превышения порога генерации ($f_n = 45$ см), эффекта насыщения и диафрагмирования. ($z_0 = 300$ см); пунктир — неустойчивые решения

расстояние f_0 тепловой линзы активного элемента обратно пропорционально току накачки. Зависимость мощности P_0 от радиуса пучка r_3 на апертуре активного элемента моделировалась функцией $(z_3/z_0)/(1 + (z_3/z_0)^2)$, стремящейся к нулю при $z_3 \rightarrow 0$ (эффект насыщения) и $z_3 \rightarrow \infty$ (диафрагмирование). Здесь $z_3 = \pi r_3^2 / \lambda = (z_1^2 + d_1^2) / z_1$; z_0 — параметр, который определяется режимом оптимального «заполнения» апертуры активного элемента. Таким образом, при изменении тока накачки (т. е. f_0) и z_1 параметр α меняется в соответствии с выражением

$$\alpha = \alpha_0 (f_0 / (f_n - f_0)) (z_1 z_0 / (z_1^2 + d_1^2) + (z_1^2 + d_1^2) / z_1 z_0). \quad (9)$$

Коэффициент пропорциональности α_0 оценивался с учетом положения левой границы области неустойчивости (случай б), которая по данным [3] соответствовала $f_0 = 35$ см.

Далее самосогласованные значения $z_{1,2}$ и $r_{1,2}$ находились стандартным методом итераций из соотношений (5) и (6). Результаты расчета для $z_0 = 300$ см представлены на рис. 4. Здесь же показана зависимость текущего параметра нелинейности α от уровня накачки (т. е. от f_0). То, что α обратно пропорционально P_0 (4), дает возможность оценить изменение выходной мощности.

Из рис. 4 следует, что в области петли гистерезиса благодаря самосогласованному изменению нелинейной обратной связи радиус пучка выходного излучения слабо зависит от тока накачки. Это отвечает режиму автостабилизации параметров генерации, наблюдавшемуся в [3].

Заключение

Расчет реализованного в [3] значения параметра нелинейности $\alpha \sim 15$ авторы смогли провести только для нелегированного InP, для которого по данным [5] $(dn/dT)/n = 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$; $n = 3,33$ и $\chi_1 = 0,7 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$. Мощность $P_0 = 0,2 \text{ Вт}$ оценивалась по мощности ($\sim 2 \text{ Вт}$) генерируемого излучения при токе накачки, соответствующем $f_0 = 35 \text{ см}$ [3]. Это значение не позволяет количественно увязать результаты проведенного выше анализа с данными эксперимента [3]. Однако хорошо известно, что многие характеристики полупроводников сильно зависят от степени их легирования [6].

Экспериментально был определен знак параметра нелинейности ($\alpha > 0$), отвечающий самофокусировке пучка, но точность измерения фокусного расстояния f и параметра α оказалась слишком мала из-за низкой мощности излучения вне резонатора. Таким образом, комплекс экспериментальных данных, приведенных в [3], получил пока лишь качественное объяснение.

Проведенный нами анализ показывает, что введение в пассивный резонатор лазера нелинейного элемента, обеспечивающего появление обратной связи по пространственной структуре пучка генерации, существенно меняет режимы его работы. Формируются области двузначных решений и петли гистерезиса по току накачки, а также принципиально новые диапазоны устойчивой и неустойчивой генерации. Возможна ре-

ализация автоколебаний с характерным периодом порядка времени релаксации нелинейности. Отметим, что такие интересные в прикладном плане режимы генерации должны всегда возникать в случае любой (не обязательно тепловой) достаточно сильной нелинейности самофокусирующего типа ($\alpha \sim 1$).

1. Х. Гиббс. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света.— М.: Мир, 1988.
2. В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно. Автоволновые процессы.— М.: Наука, 1987.
3. В. М. Петникова, М. А. Харченко, В. В. Шувалов. *Квантовая электроника*, 18, 632 (1991).
4. Справочник по лазерам.— М.: Сов. радио, 1978. т. 2.
5. Landolt-Börnstein. Numerical data and functional relationships in science and technology.— New series.— Gr. III, v. 17a.— Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1982.
6. Р. Смит. Полупроводники.— М.: Мир, 1978.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
21 июня 1991 г.

V. M. Petnikova, I. V. Taubin, M. A. Kharchenko, V. V. Shuvalov. **The stimulated emission from a CW YAG laser with the intracavity thermal nonlinearity.**

An analysis is performed of operating modes of a laser with an intracavity element which provides for feedback by the emission beam structure. It is shown that regions of two-valued solutions and hysteresis loops by the pump current are formed at the nonlinearity of the self-focusing type. Necessary conditions are determined for realization of self-stabilization of lasing parameters, self-oscillations with the period in the order of nonlinearity relaxation time.

Е. Л. Латуш, Ю. В. Коптев, М. Ф. Сэм, Г. Д. Чеботарев, Д. А. Корогодин

РОЛЬ СТУПЕНЧАТЫХ УДАРОВ ВТОРОГО РОДА В МЕХАНИЗМЕ НАКАЧКИ ГЕЛИЙ-СТРОНЦЕВОГО РЕКОМБИНАЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Исследована роль ступенчатой перезарядки (СПЗ) и ступенчатого пеннинг-процесса (СПП) в накачке уровней ионного He—Sr-лазера ($\lambda = 430,5 \text{ нм}$). На основе проведенных измерений кинетики населенностей метастабильных состояний стронция и гелия, экспериментов по электрическому и оптическому заселению (расселению) этих состояний, а также на основе математического моделирования He—Sr-лазера сделан вывод о незначительной роли СПЗ и преобладании рекомбинационной накачки. СПП может дать заметный вклад (до 30%) в создание двукратных ионов стронция, рекомбинирующих в позднем послесвечении.

Введение

Ионные лазеры на парах стронция и кальция с длинами волн 430,5 и 416,2 нм (SrII), а также 373,7 и 370,6 нм (CaII), впервые реализованные в работах [1, 2], в настоящее время яв-

ляются перспективными источниками когерентного излучения среди газоразрядных лазеров в фиолетовой и УФ областях спектра. Так, для He—Sr-лазера к настоящему времени получен уровень выходной средней мощности $\sim 4 \text{ Вт}$ [3], импульсной мощности — 20 кВт [4], причем энергия импульса генерации составляла 6 мДж [5]. При этом типичная длительность импульса при давлении гелия 500 мм рт. ст. составляет $\sim 300 \text{ нс}$, а частота следования импульсов 5—10 кГц. Такие характеристики делают указанные лазеры перспективными для многих применений, в частности, для накачки лазеров на красителях с хорошими выходными спектральными характеристиками.

Уже в первых работах [1, 2] был предложен, а в последующих [6, 7] обоснован реком-