

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ БЫСТРОПРОТОЧНЫХ ЛАЗЕРОВ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Ю.А. Дрейзин, А.М. Дыжне

В работе исследуется устойчивость стационарного режима генерации в быстропроточном газовом лазере с неустойчивым резонатором. Излучение в резонаторе описывается в приближении геометрической оптики, а эволюция коэффициента усиления K активной среды — модельным уравнением (2).

Теоретически показано, что стационарный режим генерации неустойчив. В результате срыва стационарной генерации возникает режим пульсирующей генерации (с периодом пульсаций порядка времени пролета газа через резонатор).

1. За последнее время в лазерной технике широкое распространение получили так называемые неустойчивые резонаторы [1, 2]. В ряде работ высказывается мнение, что они являются универсальными и могут использоваться не только в твердотельных, но и в быстропроточных газовых лазерах (электроразрядных, газодинамических и др.). Мы хотим показать, что сочетание неустойчивого резонатора с быстропроточной активной средой может приводить к своеобразной автоколебательной неустойчивости работы генератора.

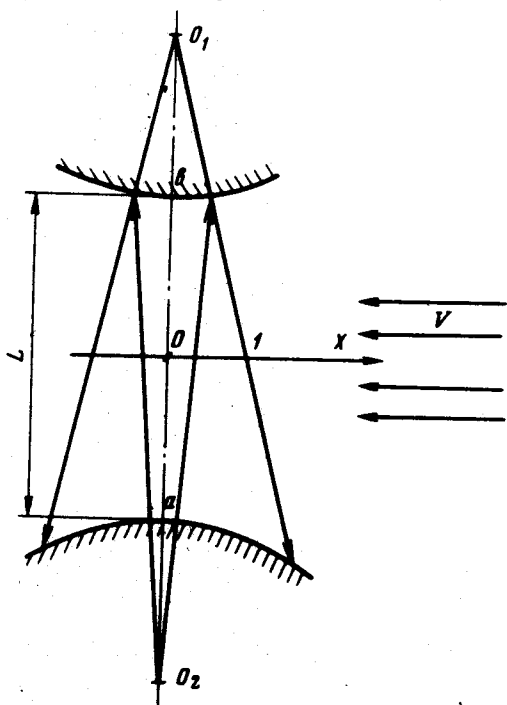


Рис. 1. Схема генератора с протоком газа

2. Схема генератора показана на рис. 1. Поле в неустойчивом резонаторе, как известно [2], можно представить в виде двух сферических

(цилиндрических) волн, амплитуды которых медленно меняются в пространстве. Если амплитуды мало меняются на дифракционном размере ($\sim \sqrt{L\lambda}$), то для описания каждой из волн применима геометрическая оптика:

$$\frac{1}{v_{1,2}^d} \frac{\partial}{\partial v_{1,2}} (v_{1,2}^d I_{1,2}) = KI_{1,2}. \quad (1)$$

Здесь I – интенсивность света, v – расстояние до центра волны, $d = 2$ для сферических и $d = 1$ для цилиндрических зеркал, K – локальный коэффициент усиления. Наряду с уравнениями (1) должны быть записаны граничные условия на зеркалах, соответствующие преобразованию волн друг в друга при отражении. Уравнения (1) справедливы и в случаях, когда K зависит от времени, но мало меняется за резонаторное время L/c . Уравнения (1) должны быть дополнены уравнениями для активной среды, позволяющими найти K и описывающими процессы передачи и релаксации (в том числе излучательной) возбуждений в конкретной среде. Мы воспользуемся простейшим уравнением для K , учитывающим качественно эти процессы:

$$\frac{\partial K}{\partial t} + v \frac{\partial K}{\partial x} = -\delta I K - \gamma K. \quad (2)$$

Здесь v – скорость потока, $I = I_1 + I_2$, константы δ, γ , описывают излучательную и столкновительную релаксацию в зоне резонатора. (Предполагается что в зоне резонатора нет накачки). При заданном K ненулевое решение уравнения (1), конечное на оптической оси, существует только при выполнении условия генерации

$$\exp \left\{ 2 \int_a^b K dl \right\} = M, \quad (3)$$

где M – коэффициент увеличения резонатора, равный произведению коэффици-

ентов увеличения зеркал, $M = \left(\frac{v_{1a}}{v_{1b}} \frac{v_{2b}}{v_{2a}} \right)^d$, а $\int_a^b K dl$ берется вдоль

оптической оси. При выполнении условия генерации (3) решение уравнений (1) для I , конечное на оптической оси, определено с точностью до множителя. Этот множитель "подбирается" таким образом, чтобы за счет выгорания среды во все моменты времени на оси резонатора выполнялось условие (3). Если оно перестает выполняться, и усиление на оси становится меньше коэффициента увеличения, свет в резонаторе гаснет.

3. Опишем качественно, почему стационарный режим работы рассматриваемого лазера может быть неустойчивым. Пусть, например, на входе в резонатор произошла положительная флуктуация коэффициента усиления. Во время движения такой флуктуации к оси на входе будет наблюдаться повышенное (по сравнению со стационарным) излучение. Под действием такого излучения повышенной мощности в верхней по потоку части резонатора произойдет большее выгорание активной среды. Таким образом через время пролета газа через резонатор на входе

будет наблюдаться отрицательная флуктуация K . Такой автоколебательный процесс будет нарастать, если вторичная флуктуация по величине больше исходной. В п. 4 показано, что это действительно имеет место, если K меняется согласно (2).

4. Система (1) – (3) является еще достаточно сложной. Существенного упрощения можно достичь в случае слабо усиливающей среды, для которой $\int K dl \ll 1$. Чтобы получить генерацию в этом случае, необходимо использовать резонатор с $M - 1 \ll 1$. Эти неравенства позволяют пренебречь изменением коэффициента усиления в направлении оптической оси и получить усредненное по этому направлению уравнение для l :

$$\frac{1}{\rho^{d-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho^d l) = \frac{2Kl}{M-1}, \quad (4)$$

где ρ – расстояние от оптической оси. Рассмотрим вначале резонатор с цилиндрическими зеркалами ($d = 1$, $\rho \equiv x$). Проведя масштабное преобразование величин x , t , l , K в уравнениях (2), (4) и сохранив для безразмерных переменных прежние обозначения, получим:

$$x \frac{\partial l}{\partial x} = (K - 1)l, \quad (5)$$

$$\frac{\partial K}{\partial t} - \frac{\partial K}{\partial x} = -KT - \gamma K. \quad (6)$$

Эти уравнения следует решать при условиях: $K = K_{\text{вх}}$ на входе (при $x=1$) и $K = 1$ в центре (при $x = 0$). Последнее равенство выражает условие (3) в безразмерных переменных. Уравнения (5), (6) допускают решение $K_0(x)$, $l_0(x)$, соответствующее стационарному режиму работы генератора. Исследуем устойчивость этого режима. Представив K и l в виде $K = K_0(x)(1 + \beta(x, t))$, $l = l_0(x)(1 + \alpha(x, t))$ и исключив α из линеаризованных уравнений для α и β , получим

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[l_0^{-1} \left(\frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \beta}{\partial t} \right) \right] = \frac{K_0 \beta}{x}. \quad (7)$$

Умножив (7) на $\partial \beta / \partial t$ и проинтегрировав по x от 0 до единицы, получим, с учетом нулевых граничных условий для β , следующее соотношение:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^1 \frac{K_0}{x} \beta^2 + l_0^{-1} \left(\frac{\partial \beta}{\partial x} \right)^2 dx = \int_0^1 l_0^{-2} \frac{dl_0}{dx} \left(\frac{\partial \beta}{\partial t} \right)^2 dx. \quad (8)$$

Учитывая, что при стационарной генерации $K_0(x) \geq 1$, из (6) получим, что $\frac{dl_0}{dx} > 0$. При этом интеграл в левой части (8), а вместе с ним и

возмущение β растет со временем, и стационарный режим оказывается неустойчивым.

5. В случае сферических зеркал даже стационарная задача становится двумерной. Тем не менее анализ устойчивости удается провести и в этом случае. Дело в том, что на оси x уравнения (2), (4) можно решать автономно, без построения решения во всем резонаторе. Основанное на этом замечании исследование проводится так же, как в п.4, и приводит к тем же результатам.

6. В результате срыва стационарной генерации устанавливается, по видимому, "пульсирующий" режим. Особенно наглядно можно проследить за его установлением, если K на входе в резонатор скачком изменяется при запуске от 0 до $K_{\text{вх}}$. В этом случае излучение впервые появляется, когда фронт активного газа подходит к оси резонатора. Поскольку K должно упасть от $K_{\text{вх}}$ (для простоты пренебрегаем релаксацией) до единицы за короткое время порядка времени пролета ширины фронта, в резонаторе вспыхивает мощное излучение. Пока в резонаторе $K \geq 1$, излучение усиливается от оси (см. (5)). Это приводит к тому, что активный газ выгорает всюду сильнее, чем на оси, т. е. K становится меньше единицы, излучение гаснет и отсутствует, пока на оси резонатора находится выгоревший газ. Новая вспышка происходит через время пролета газа через резонатор, когда к оси подходит "свежий" газ.

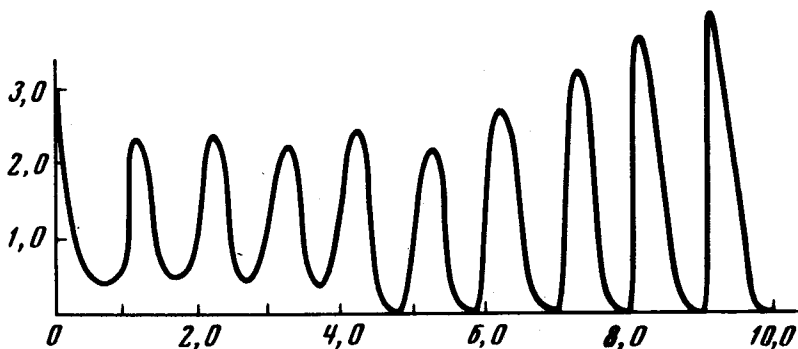


Рис. 2. Расчитанный на ЭВМ график излучения на выходе из резонатора

7. Обсудим качественно не учитываемый в принятом нами модельном уравнении (2) эффект насыщения коэффициента усиления при больших интенсивностях излучения, $I \geq I_0$, где I_0 — мощность насыщения. Для приближенного учета этого эффекта в правых частях уравнений

(1), (2) KI следует заменить на $\frac{KI}{1 + I/I_0}$ [3]. Нетрудно показать, что

если в стационарном режиме $I \gg I_0$, то этот режим устойчив. Однако даже если в стационарном режиме $I \ll I_0$, учет I_0 важен при рассмотрении вспышек, описанных в п. 6. В частности, величина I_0 может определять длительность вспышек τ (при $I_0 \rightarrow \infty$ и пренебрежении расплыванием фронта "свежего" газа $\tau \rightarrow 0$). Решение уравнений (5), (6) с учетом I_0 на ЭВМ подтверждает этот вывод. На рис. 2 представлен график излучения на выходе из резонатора (при $K_{\text{вх}} = 2$, $I_0 = 10$), иллюстрирующий срыв стационарного и выход на пульсирующий режим.

Мы благодарны Л.А.Большову, А.А.Веденову, Е.П.Велихову и А.П.Нартовичу за содержательные обсуждения, а Ю.М.Панченко также за проведение численного расчета.

Поступила в редакцию
26 апреля 1974 г.

Литература

- [1] А.Е. Siegman. Proc. IEEE, 53, 277, 1965.
 - [2] Ю.Ананьев. УФН, 103, 705, 1965.
 - [3] А.В.Елецкий, Б.М.Смирнов. Газовые лазеры, М., Атомиздат, 1971.
-