

$$dE(t)/dt = (kT - E(t))/\tau_e(\infty),$$

где

$$(3.6) \quad \tau_e(\infty) = (kT)^2 \int_0^{D_1} B(\varepsilon) f^0(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Формула (3.6) правильно описывает поведение  $\tau_e(\infty)$  в зависимости от  $W$  и  $\xi_0$ .

Отметим в заключение основные особенности влияния ангармоничности на кинетику процесса колебательной релаксации в бинарной смеси двухатомных молекул. Это влияние определяется главным образом значениями параметра адиабатичности  $\xi_0$  и отношением основных частот  $W$ . Для любых  $W$  при  $\xi_0 \leq 10$ , а также для  $W < 1/3$  и  $W > 3$  при любых  $\xi_0$  доминирующим по скорости является процесс  $V - T$ -обмена. При  $1/3 \leq W \leq 3$  и  $\xi_0 \geq 10$  важную роль (в зависимости от энергий возбуждения) играет процесс колебательно-колебательного обмена, при этом роль ангармоничности возрастает с увеличением  $\xi_0$  и зависит от  $W$  (при целочисленных значениях  $W$  ангармоничность приводит к уменьшению эффективности колебательно-колебательного обмена, при дробных — к его увеличению). Текущее характерное время релаксации средней энергии  $\tau_e$  может изменяться в процессе релаксации на 1—2 порядка.

Поступила 23 IX 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин Е. Е., Осипов А. И. Колебательная релаксация в газах.— Итоги науки и техники ВИНТИ. Кинетика и катализ, 1977, т. 4.
2. Волохов В. М., Сафарян М. Н., Скребков О. В. Диффузионное описание колебательной релаксации ангармонических осцилляторов. Двухкомпонентная система.— ТЭХ, 1978, т. 14, № 4.
3. Волохов В. М., Скребков О. В. Колебательная релаксация двухатомных молекул — ангармонических осцилляторов в больдмановском термостате. Однокомпонентная система.— ФГВ, 1981, т. 17, № 4.
4. Волохов В. М., Скребков О. В. Диффузионное описание колебательной релаксации в бинарной смеси двухатомных молекул — гармонических осцилляторов. Предпринят Т-10812. Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1981.
5. Сафарян М. Н., Скребков О. В. Кинетика колебательно-поступательного обмена двухатомных молекул — ангармонических осцилляторов в среде инертного газа.— ФГВ, 1975, т. 11, № 4.

УДК 532.525.2

### О ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕЗОНАТОРА $\text{CO}_2$ -ГДЛ ОТ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОЙ СМЕСИ

Г. Я. Дынникова

(Москва)

Газодинамические лазеры на двуокиси углерода являются в настоящее время наиболее полно изученными [1]. Разработаны многочисленные методы расчета характеристик ГДЛ, начиная от приближенных аналитических формул, позволяющих делать некоторые оценки, до численных методов решения сложных систем дифференциальных уравнений, описывающих многообразные физические процессы. Тем не менее усовершенствование аналитических формул остается актуальным. Это связано с непрерывно продолжающимся поиском повышения эффективности ГДЛ, применением и разработкой новых способов получения активной среды, что, в свою очередь, связано с необходимостью оптимизации многих параметров.

В данной работе получена аналитическая зависимость предельного значения эффективности резонатора (под эффективностью резонатора здесь понимается отношение числа вышедших из резонатора квантов излучения к числу колебательных квантов, накопленных на верхнем лазерном уровне и в молекулах азота) от характеристик активной среды на входе в резонатор с учетом релаксационных потерь в его полости и отсутствия термо-

динамического равновесия между колебательными модами (четырёхтемпературная модель). При выводе использовано условие равенства полных потерь излучения и полного усиления при постоянной интенсивности во всем объеме резонатора [2]

$$(1) \quad 2\langle k \rangle d = \ln(1/r),$$

где  $\langle k \rangle = (1/S) \int k dS$ ;  $k$  — коэффициент усиления;  $S$  — площадь зоны генерации;  $r$  — эффективный коэффициент отражения резонатора, учитывающий потери, связанные с поглощением в зеркалах и выходом излучения;  $d$  — толщина активной среды вдоль оптической оси. В [2] получено явное выражение для генерируемой мощности в рамках двухтемпературной модели. Анализ этого выражения и оптимизация некоторых параметров резонатора позволяют получить предельные значения эффективности резонатора  $\sigma$  при заданном отношении  $\eta$  усиления активной среды  $k_0 d$  на входе в резонатор к коэффициенту поглощения зеркал  $\delta$ :

$$(2) \quad \sigma = 1 - (1 + \ln \eta)/\eta.$$

Однако формула, приведенная в [2], неправильно отражает характер зависимости мощности генерируемого излучения от состава лазерной смеси (например, максимальное ее значение получается в отсутствие паров воды) и от длины зоны генерации, при уменьшении которой, согласно [2], мощность непрерывно возрастает. Это является следствием использования двухтемпературной модели, которая неприменима при больших значениях интенсивности излучения в резонаторе и малой скорости релаксации нижнего лазерного уровня, имеющей место при недостатке паров. Все это приводит к необходимости рассмотрения четырехтемпературной модели. В [2] представлены линеаризованные уравнения, описывающие систему в соответствии с этой моделью, и намечены пути решения задачи. В данной работе решение доведено до явного выражения для  $\sigma$  и проведен его анализ. Использовалась система линейных уравнений, аналогичная [2]:

$$(3) \quad de/d\xi = A e + B,$$

$$e = (e_1, e_2, e_3), \quad B = (K_1 e_{1*}, 0, 0),$$

$$A = \begin{pmatrix} -(K_1 + \beta_1 I + 3\beta_2^2 K_{1,2}) & \beta_1 I + 3\beta_2 K_{1,2} & 0 \\ \beta I + K_{1,2} \beta_2 & -(x_N + \beta I + K_{1,2}) & x_N \\ 0 & x_C & -(x_C + x_H K_3) \end{pmatrix},$$

где  $\xi = x/v\tau_{06}$ ;  $\beta = K_0 \tau_{06} [x_C N(e_2(0) - e_1(0)) h\nu]^{-1}$ ;  $K_i = \tau_{06}/\tau_i$ ;  $\beta_1 = 2\beta \sqrt{e_{1*}}$ ;  $\beta_2 = \sqrt{e_{1*}}$ . Здесь  $e_2$ ,  $e_2$ ,  $e_1$  — населенности колебательной моды азота, верхнего и нижнего лазерных уровней в расчете на одну молекулу соответствующего сорта;  $x_C$ ,  $x_H$ ,  $x_N$  — концентрации углекислого газа, паров воды и азота в смеси;  $I$  — интенсивность излучения;  $e_{1*}$  — равновесное значение  $e_1$ ;  $\tau_{06}$  — время обмена колебательными квантами между  $N_2$  и  $CO_2$ ;  $\tau_1$ ,  $\tau_{1,2}$ ,  $\tau_3$  — времена колебательной релаксации соответствующих мод. Уравнения (3) отличаются от уравнений [2] наличием члена, описывающего  $V - T$ -релаксацию колебаний азота при соударении с молекулами  $H_2O$ , а также видоизмененным членом, соответствующим  $V - V$ -обмену между верхним и нижним лазерными уровнями.

Можно показать, что для  $CO_2$ -лазера с небольшими концентрациями углекислого газа ( $x_C < 0,2$ ) одно из собственных чисел матрицы  $A$  по абсолютной величине много меньше двух других и все три отрицательны. Благодаря этому при рассмотрении интегральных характеристик резонатора можно пренебречь вкладом в решение собственных векторов матрицы  $A$ , соответствующих большим по модулю собственным числам, и ограничиться исследованием медленно убывающего решения. Можно показать также, что минимальное собственное число  $\lambda$  по абсолютной величине много меньше диагональных элементов второй и третьей строк матрицы  $A$ . Это упрощает нахождение  $\lambda$  и соответствующего ему собственного вектора

( $c_1, c_2, c_3$ ). Так, подставляя в первое и второе уравнения системы (3) решение

$$\mathbf{e} = \mathbf{c} \exp(-\lambda \xi) - A^{-1} \mathbf{B}$$

и пренебрегая величиной  $\lambda$  по сравнению с диагональными элементами, получим значения компонент собственного вектора

$$\mathbf{c} = \text{const} \begin{pmatrix} x_N(\beta_1 I + 3\beta_2 K_{1,2}) \\ x_N(K_1 + \beta_1 I + 3\beta_2^2 K_{1,2}) \\ \beta I [K_1 + 2\beta_2 x_N - \beta_2(1 - \beta_2) K_{1,2}] + K_1 K_{1,2} + x_N(K_1 + 3\beta_2^2 K_{1,2}) \end{pmatrix}.$$

Зная  $\mathbf{c}$ , из первого уравнения можно найти

$$\lambda = x_C \frac{\beta I [K_1 - \beta_2(1 - \beta_2) K_{1,2}] + K_1 K_{1,2}}{\beta I [K_1 + 2\beta_2 x_N - \beta_2(1 - \beta_2) K_{1,2}] + K_1 K_{1,2} + x_N(K_1 + 3\beta_2^2 K_{1,2})} + x_H K_3.$$

Величина интенсивности  $I$  находится из условия (1)

$$\frac{c_2 - c_1}{c_3} \frac{1}{\lambda L} [1 - \exp(-\lambda L)] + K_1 \frac{e_{1*}}{e_3(0)} (\text{Det } A)^{-1} [x_H K_3 (x_N + K_{1,2} - \beta_2 K_{1,2}) + x_C K_{1,2} (1 - \beta_2)] = \frac{e_2^{(0)} - e_1^{(0)}}{2 \tilde{a} k_0 e_3(0)} \ln(1/r).$$

Генерируемая мощность  $W$  соответственно равна [1]:

$$W = (t/2)IS,$$

где  $t$  — коэффициент пропускания. Максимизируя величину  $W$  по  $t$  и  $L$ , можно найти предельное значение эффективности резонатора при заданных параметрах рабочего газа на входе:

$$(4) \quad \sigma = fF(g, \gamma),$$

$$\begin{aligned} f &= x_C a_1 (x_C a_2 + x_H K_3 a_3)^{-1}, \quad g = a_1 a_4^{-1} \eta, \\ \gamma &= (x_H K_3 a_4 + x_C x_N^{-1} K_{1,2}) a_3 a_4^{-1} (x_H K_3 a_3 + x_C a_2)^{-1}, \\ a_1 &= 1 - 3v_1, \quad a_2 = 1 - v_1, \quad v_1 = \beta_2(1 - \beta_2) K_{1,2} K_1^{-1}, \\ a_3 &= 1 + 2\beta_2 x_N K_1^{-1} - v_1, \quad a_4 = 1 + K_{1,2} (x_N^{-1} + 3\beta_2^2 K_1^{-1}), \end{aligned}$$

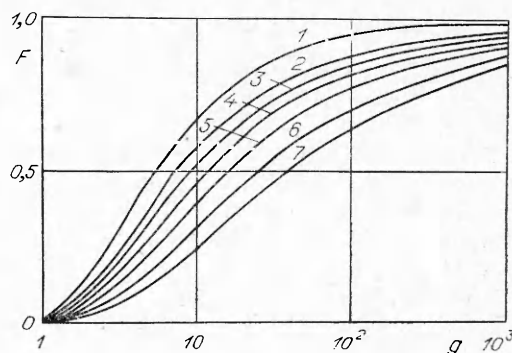
где функция  $F(g, \gamma)$  выражается в параметрическом виде

$$\begin{cases} F = [1 + \gamma \varphi / (g - \varphi)]^{-1} [1 - (1 + \ln \varphi) / \varphi] \\ \gamma = \frac{(g - \varphi)^2}{g \varphi} \frac{\ln \varphi}{\varphi - 1 - (2 - \varphi/g) \ln \varphi} \quad \varphi \leq g. \end{cases}$$

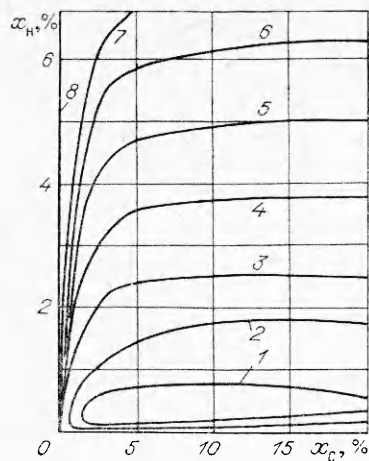
Выражение (4) получено в предположении  $e_3(0) \gg e_{1*}$ .

На фиг. 1 изображен график функции  $F(g, \gamma)$  ( $\gamma = 0; 0,02; 0,04; 0,1; 0,2; 0,5; 1$  — кривые 1—7 соответственно). Из графика видно, что при заданном  $g$  значение  $F$  тем выше, чем меньше  $\gamma$ . При  $f = 1, \gamma = 0$  выражение (4) переходит в (2). Это связано с тем, что в отсутствие колебательной релаксации верхнего лазерного уровня и азота ( $K_{1,2} = 0, K_3 = 0$ ) эффективность резонатора возрастает с ростом  $L$ , при этом  $I$  уменьшается и четырехтемпературная модель становится эквивалентной двухтемпературной.

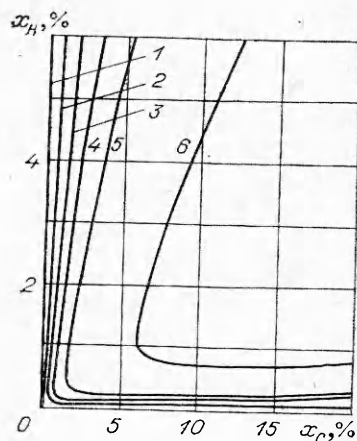
Величина  $\gamma$  является функцией температуры и концентраций компонентов смеси. Заметим, что при изменении  $x_C$  из-



Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

меняется также значение  $\eta$ . На фиг. 2 показана зависимость  $\gamma$  от  $x_C$  и  $x_N$  при температуре 350 К ( $\gamma = 0,04; 0,05; 0,075; 0,1; 0,125; 0,15; 0,175$ ; 1 — кривые 1—8 соответственно).

Для вычисления констант  $K_1, K_{1,2}, K_3$  при этой температуре использовались данные работ [3—5]:

$$K_3 = 1,4 \cdot 10^{-2},$$

$$K_1 = 2,0 \cdot 10^{-2} x_C + 1,2 \cdot 10^{-2} x_N + 24 x_N,$$

$$K_{1,2} = 2,6 \cdot 10^{-2} x_C + 0,7 \cdot 10^{-2} x_N + 2,0 x_N.$$

Зависимость функции  $f$  от состава рабочего газа представлена на фиг. 3 ( $f = 0; 0,9; 0,95; 0,97; 0,98; 0,99$  — кривые 1—6 соответственно). Из графиков видно, что при фиксированных значениях поступательной и колебательных температур на входе в резонатор, а также отношения  $d/\delta$  с ростом  $x_C$ , а следовательно, с ростом  $\eta$  при оптимальном выборе  $x_N$  эффективность резонатора увеличивается. Однако этот рост происходит медленнее и режим, близкий к насыщению, наступает при более высоких значениях  $x_C$ , чем это следует из рассмотрения двухтемпературной модели без учета релаксации верхнего уровня. Зависимость эффективности систем, создающих активную среду, от состава газа и температуры носит иной характер: эффективность, как правило, убывает с увеличением  $x_C$ , поэтому оптимизация параметров ГДЛ в целом должна проводиться с учетом их влияния на эффективность всех элементов генератора. Формула (4) может быть применена при постановке таких задач.

Поступила 11 VIII 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
2. Веденов А. А., Напартович А. П. Теория быстропроточного лазера. — ТВТ, 1974, т. 12, № 5.
3. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  laser system. — Reviews of Modern Physics, 1969, vol. 41, N 2.
4. Rosser W. A., Jr., Gerry E. T. Deactivation of vibrationally excited carbon dioxide ( $v_3$ ) by collisions with carbon dioxide or nitrogen. — J. Chem. Phys., 1969, vol. 50, N 11.
5. Heller F., Moore C. B. Relaxation of the asymmetric stretching vibration of  $\text{CO}_2$  by collisions with  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$  and  $\text{HDO}$ . — J. Chem. Phys., 1970, vol. 52, N 2.