

корителе на число, близкое к 3, оценка плотности сводится к умножению на 2 величины плотности газа в ускорителе до разряда. Давление же практически остается таким, каким оно было в газе, сжатом ударной волной внутри ускорителя, при условии его полного захвата.

Поступила 22 I 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Комельков В. С., Кузнецов А. П. и др. Разлет плазменной токовой оболочки.— ПМТФ, 1978, № 5.
2. Комельков В. С., Модзолеевский В. И. Формирование плазменной струи в воздухе при атмосферном давлении.— ЖТФ, 1971, т. 41, № 5.
3. Комельков В. С., Модзолеевский В. И. Ускорение плазмы повторным наложением тока.— IV Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тезисы докладов. М., 1978.
4. Комельков В. С. Движение плазмы мощных разрядов в собственном магнитном поле тока.— В кн.: Ядерная физика. Труды II Международ. конф. по мирному использованию атомной энергии. Т. 1. М., 1959.
5. Васильев В. И., Комельков В. С. и др. Устойчивый динамический токовый шнур.— ЖТФ, 1960, т. 30, № 7.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957.
7. Кузнецов А. П., Плешанов А. С. Численное исследование МГД-течения Прандтля—Майера.— Магнитная гидродинамика, 1976, № 4.

УДК 533.9.543.42

### ХАРАКТЕРИСТИКИ СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРНЫХ СРЕД С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ НАКАЧКИ

*В. В. Осипов, В. В. Савин, В. А. Тельнов*

*(Томск)*

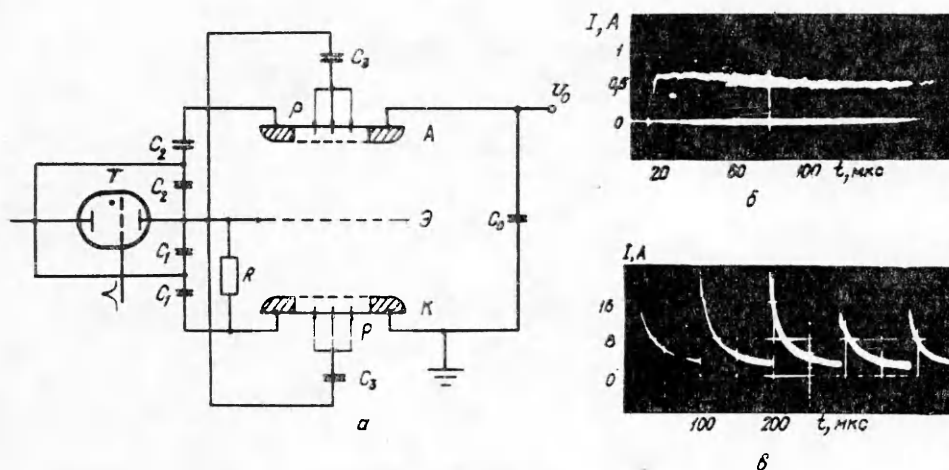
Возможность достижения больших удельных мощностей излучения и КПД стимулирует исследование по непрерывным СО<sub>2</sub>-лазерам. Увеличение мощности излучения лазера связано с повышением мощности накачки и давления рабочей среды, что, как правило, сопровождается локализацией разряда и прекращением поступления энергии в газ. Граница устойчивости разряда в значительной мере определяется применяемыми методами возбуждения. Наибольшие успехи в этом направлении достигнуты при использовании электроионизационного метода возбуждения в СО<sub>2</sub>-лазерах, где реализуются разряды мощностью 10 Вт/см<sup>3</sup> [1].

Значительно большие мощности разряда получены в экспериментах по исследованию объемных разрядов применительно к СО<sub>2</sub>-лазерам при использовании более плотных электронных пучков [2]. Однако увеличению мощности внешних ионизаторов в непрерывных СО<sub>2</sub>-лазерах препятствует разогрев и разрушение тонких металлических фольг, разделяющих газовую кювету и вакуумный диод ускорителя [3]. Ввод электронных пучков в рабочую среду через газодинамические окна [4] пока не нашел широкого применения из-за сложности конструкции устройства по созданию большого перепада давления между газовой кюветой и рабочей зоной ускорителя.

Более перспективным представляется применение для этих целей комбинированного разряда [5—7]. В этом случае основная доля энергии вводится в газ при длительном самостоятельном разряде на стадии рекомбинационного распада плазмы, а создание необходимой концентрации заряженных частиц, поддерживающих протекание тока в рабочем объеме, осуществляется коротким самостоятельным разрядом. Основная трудность при возбуждении газовых сред таким способом на высоком уровне мощности связана с необходимостью применения такой развязки электрических цепей самостоятельного и несамостоятельного разрядов, которая бы не ограничивала ток несамостоятельного разряда.

В данной работе исследуются характеристики комбинированного разряда на высоком уровне мощности, что достигается применением схемы возбуждения разряда, обеспечивающей реализацию вышеупомянутого условия, и рассматриваются возможные лазерные характеристики при высоком уровне накачки, достигаемом в эксперименте.

**1. Экспериментальные результаты.** Повышение мощности комбинированного разряда в условиях, оптимальных для накачки СО<sub>2</sub>-лазеров, сопряжены с необходимостью повышения концентрации зарядоносителей

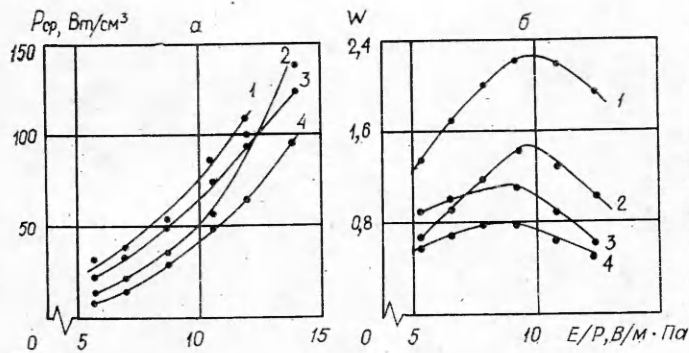


Ф и г. 1

и обеспечения достаточно малых индуктивностей разрядного контура не-самостоятельного разряда, обуславливающего ввод основной доли энергии.

На фиг. 1 приведена схема возбуждения комбинированного разряда, принцип работы которой не накладывает особых ограничений на оба вышеперечисленных условия [7]. Исследуемый разряд возбуждался в основном межэлектродном промежутке ( $A - K$ ) и занимал площадь  $16,6 \text{ см}^2$ . Расстояние между круглыми электродами  $K$  и  $A$ , имеющими профиль Роговского, составляло 5 см. Для обеспечения предварительной ионизации использовался разряд конденсатора  $C_3 = 50 \text{ пФ}$  через острия  $P$  на сетку, встроенную в электроды. Расстояние между остриями  $P$  и рабочими сетчатыми поверхностями электродов 1,5 см. К электродам  $K$  и  $A$  подключался конденсатор  $C_0 = 3 \text{ мкФ}$ , на который подавалось напряжение  $U_0$ , оптимальное для накачки уровней  $00^1 \text{ CO}_2$  и  $\nu = 1 \text{ N}_2$ . Отличительной особенностью предлагаемой схемы является введение в межэлектродный объем  $A - K$  сетки  $\mathcal{E}$ , которая соединялась с конденсаторами  $C_1 = C_2 = 228 \text{ пФ}$ , подключенными к промежуткам  $K - \mathcal{E}$  и  $A - \mathcal{E}$  через тиратрон  $T$  (ТГИ1-1000/25).

При срабатывании тиратрона импульс напряжения амплитудой  $U_1$  поступает на сетку  $\mathcal{E}$ . На фронте импульса проводится предварительная ионизация рабочей среды вспомогательным разрядом в промежутках  $\mathcal{E} - A$  и  $\mathcal{E} - K$ . При достижении пробивного напряжения на сетке в основных газовых промежутках  $\mathcal{E} - A$  и  $\mathcal{E} - K$  возбуждается самостоятельный разряд, обеспечивающий создание требуемой концентрации заряженных частиц  $n_0$  в плазме разряда. После разрядки конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$  до  $\sim U_0/2$  основной ввод энергии обеспечивается за счет энергзапаса  $C_0$  на стадии рекомбинационного распада плазмы. Поскольку прокачка газовой среды не проводилась, локализация разряда была непременно явлением, завершающим ввод энергии в газ. Время запаздывания образования дугового канала существенно зависело от напряженности электрического поля, давления и плотности разрядного тока, но, как правило, попадало на стадию несаостоятельного разряда. Осциллограммы характерных режимов протекания тока несаостоятельного разряда в смеси газов  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 4$  давлением  $5 \cdot 10^3 \text{ Па}$  приведены на фиг. 1, б ( $E/p = 150 \text{ В} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1}$ ) и на фиг. 1, в ( $E/p = 87 \text{ В} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1}$ ). Если плотность начального тока несаостоятельного разряда  $\sim 30 \text{ мА/см}^2$  (фиг. 1, б), то за характерное время между импульсами ( $10^{-4} \text{ с}$ ) изменение тока не превышало  $\sim 10\%$  и мощность разряда может поддерживаться практически постоянной. Для реализации такого режима необходимо, чтобы плотность тока самостоятельного разряда составляла  $0,4 \text{ А/см}^2$  ( $n_0 \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ).



Фиг. 2

В этом случае мощность разряда при оптимальных условиях для накачки  $\text{CO}_2$ -лазеров ( $E/p = 52,5-157 \text{ В}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{Па}^{-1}$ ) незначительна ( $2,0-14 \text{ Вт/см}^3$ ). Однако даже при этих мощностях разряд становится неустойчивым, если разница в межэлектродных расстояниях  $d_{K-\mathcal{E}}$  и  $d_{A-\mathcal{E}}$  превышает 3 мм и условие равенства напряженностей электрических полей  $d_{K-\mathcal{E}}/d_{A-\mathcal{E}} = \{U_1 - (+U_0)\}/U_1$  в промежутке  $K - \mathcal{E}$  и  $A - \mathcal{E}$  не выполнялось. Если эта разница составляла 7 мм, локализация разряда наступала в течение первого импульса несамостоятельного разряда.

По мере роста тока самостоятельного разряда  $j_c$  средняя мощность несамостоятельного разряда увеличивается, однако мощность разряда за время между двумя импульсами может изменяться более чем 10 раз. Пример для плотности тока самостоятельного разряда  $j_c = 25 \text{ А/см}^2$  приведен на фиг. 1, в.

Зависимости средней мощности несамостоятельного разряда от напряженности электрического поля для лазерных смесей приведены на фиг. 2, а для следующих экспериментальных условий:  $j_c = 18 \text{ А/см}^2$ , состав смеси —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 30 : 30$  (кривые 1, 2) и  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 4$  (кривые 3, 4), давление  $p = 10^4 \text{ Па}$  (кривые 1, 3) и  $p = 5 \times 10^3 \text{ Па}$  (кривые 2, 4). Кривые имеют вид, характерный для аналогичных зависимостей, получаемых для несамостоятельных разрядов, инициируемых электронным пучком. Причем мощности, реализованные в разряде для обоих случаев инициирования, оказываются соизмеримыми [4].

На фиг. 2, б показаны зависимости предельной энергии, вводимой в газ, от напряженности электрического поля для тех же экспериментальных условий, что и для фиг. 2, а. Видно, что кривые имеют максимум в области  $9-12 \text{ В}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{Па}^{-1}$  и характер, аналогичный кривым, приведенным в [8], для объяснения которых авторы привлекли механизм ступенчатой ионизации, инициирующий образование дугового канала. Однако без проведения детальных электронно-оптических исследований динамики развития разряда это утверждение остается на уровне гипотезы. Соотношение энергий, вводимых на стадиях самостоятельного  $W_1$  и несамостоятельного  $W_0$  разрядов, составляет  $W_1/W_0 = 0,1$ . Данные, полученные по энерговкладам и мощностям комбинированного разряда, являются достаточно обнадеживающими с точки зрения создания  $\text{CO}_2$ -лазеров с высокой удельной мощностью излучения. Поэтому представляет интерес рассмотреть теоретически возможные характеристики  $\text{CO}_2$ -лазера с реализованным уровнем накачки активной среды.

**2. Математическая модель.** При исследовании лазеров непрерывного действия с постоянной прокачкой активной среды через область возбуждения перпендикулярно оптической оси можно однозначно связать время пребывания единицы объема газовой смеси в области возбуждения с расстоянием, пройденным в направлении прокачки. Таким образом, по зависимости коэффициента усиления, мощности лазерного излучения от вре-

мени можно построить стационарные изменения этих величин в зависимости от координаты по направлению прокачки [9].

Для решения нестационарной задачи лазерной кинетики используется упрощенная кинетическая модель, позволяющая получать кусочно-аналитические решения для колебательных энергий  $W_{12}$  (энергия, заключенная в симметричной и деформационной модах  $\text{CO}_2$ ) и  $W_{34}$  (энергия, заключенная в антисимметричной моде  $\text{CO}_2$  и колебательных уровнях  $\text{N}_2$ ) в смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ . Соответствующие уравнения баланса имеют вид [10]

$$(2.1) \quad dW_{12}/dt = \gamma_{12}P_e + (\bar{W}_{12} - W_{12})/\tau_{12} + W_{34}/\tau_{34}, \quad dW_{34}/dt = \\ = \gamma_{34}P_e - W_{34}/\tau_{34},$$

$$T = T_0 + [(\gamma_{12} + \gamma_{34})P_e t - W_{12} - W_{34} + W_{12}^0 + W_{34}^0]/c^*,$$

где  $P_e$  — мощность накачки, отнесенная к единице объема;  $\bar{W}$  — равновесное значение энергии  $W$ , определяющееся температурой  $T$ ;  $\gamma_{12}$ ,  $\gamma_{34}$  — доли энергии, идущие на возбуждения различных колебательных уровней;  $\tau_{12}$  и  $\tau_{34}$  — времена релаксации  $W_{12}$  и  $W_{34}$ ;  $c^*$  — удельная теплоемкость единицы объема газовой смеси;  $W^0$  и  $T^0$  — начальное значение  $W$  и температуры. Полагая  $T = \text{const}$ , можно получить аналитические решения системы уравнений (2.1) в виде

$$(2.2) \quad W_{12} = \left\{ W_{12}^0 - [(\gamma_{12} + \gamma_{34})P_e + \bar{W}_{12}] \left( 1 - \frac{\tau_{12}\tau_{34}(\gamma_{34}P_e - W_{34}/\tau_{34})}{(\tau_{34} - \tau_{12})[(\gamma_{12} + \gamma_{34})P_e + \bar{W}_{12}]} \right) \right\} e^{-t/\tau_{12}} + [(\gamma_{12} + \gamma_{34})P_e + \bar{W}_{12}] \times \\ \times \left[ 1 - \frac{\tau_{12}\tau_{34}(\gamma_{34}P_e - W_{34}/\tau_{34})}{(\tau_{34} - \tau_{12})[(\gamma_{12} + \gamma_{34})P_e + \bar{W}_{12}]} \right] e^{-t/\tau_{34}}, \\ W_{34} = P_e\gamma_{34}\tau_{34} + (W_{34}^0 - P_e\gamma_{34}\tau_{34})e^{-t/\tau_{34}},$$

откуда для коэффициента усиления в центре  $j$ -й вращательной линии  $P$ -ветви полосы  $00^01-10^00$  получим

$$(2.3) \quad g_j = \frac{S_j A_j c^2}{8\pi\nu_j^2} (2j+1) \frac{2\Theta}{T} \exp\left\{-j(j+1)\frac{\Theta}{T}\right\} N_{\text{CO}_2} \left\{ \frac{KW_{34}}{KW_{34} + 1, 29p_{\text{CO}_2}} - \right. \\ \left. - \left[ \left( \sqrt{1, 44 + W_{12}/2, 22p_{\text{CO}_2}} - 1/12 \right)^2 e^{-146/T} \right] \right\},$$

где  $S_j$  и  $A_j$  — контур спектральной линии и коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения;  $\Theta$  — характеристическая температура вращательного кванта;  $N_{\text{CO}_2}$  — число молекул  $\text{CO}_2$  в единице объема газовой смеси;  $p_{\text{CO}_2}$  — парциальное давление  $\text{CO}_2$  в смеси;  $K = N_{\text{CO}_2}/(N_{\text{CO}_2} + N_{\text{N}_2})$ .

Вообще говоря, при изменении  $W_{12}$ ,  $W_{34}$ , т. е. в процессе ввода и релаксации энергии, температура не остается постоянной и, очевидно, может быть представлена в виде

$$(2.4) \quad T = T_0 + [(\gamma_{12} + \gamma_{34})P_e t - W_{12} - W_{34} + W_{12}^0 + W_{34}^0]/c^*.$$

Изменение температуры необходимо учитывать при решении уравнений (2.1), так как она влияет на скорости релаксационных процессов ( $\tau_{12}$ ,  $\tau_{34}$ ). Это достигалось путем ступенчатого изменения температуры пересчетом по формуле (2.4), а на каждой «ступени» температура считалась постоянной, что позволяло применять аналитическое решение (2.2).

Для применения нестационарной кинетической модели к описанию процессов в лазере с непрерывной прокачкой учтем, что если ось  $x$  направ-

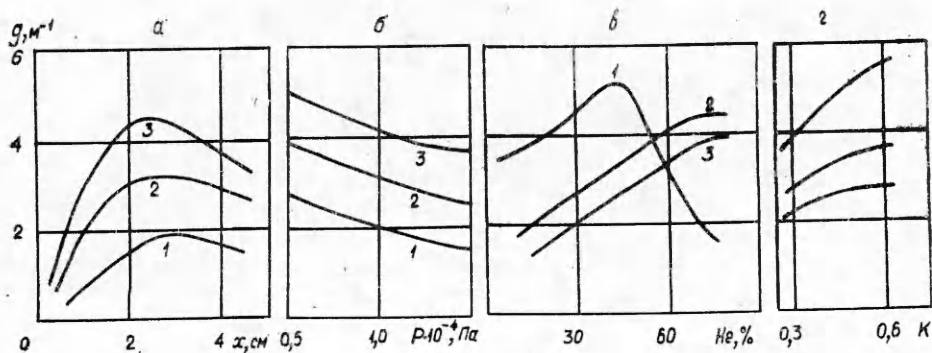
лена вдоль потока газа и для области разряда  $0 < x \leq x_1$ , то уравнение движения элементарного объема газа, поступающего в разрядную область при  $t = 0$ , имеет вид  $x = vt$ , где  $v$  — скорость прокачки. Поэтому, рассчитывая зависимость коэффициента усиления от времени по уравнениям (2.1)—(2.4), одновременно получаем и зависимость стационарного распределения коэффициента усиления вдоль потока, так как  $g(x) = g(vt)$ .

Очевидно, что при расчете стимулированного излучения следует учитывать зависимость коэффициента усиления от координаты вдоль потока. Поскольку же нас не интересует пиковая структура излучения, непрерывная мощность излучения  $\Delta P_{\text{л}}(x)$ , генерируемая каждым элементарным слоем  $\Delta x$ , определяется из условия того, что ее величина обеспечивает поддержание коэффициента усиления в данном слое равным потерям в резонаторе ( $g(x) = g_0$ ) до тех пор, пока вследствие релаксационных процессов не выполнится условие  $g(x) < g_0$ . Разумеется, что генерация начнется лишь при достижении условия  $g(x_0) = g_0$ , где  $x_0$  зависит от мощности накачки и скорости потока. Полную генерируемую мощность получим, интегрируя мощности в отдельных слоях:  $Q_{\text{л}} = \int_0^{x_1} \Delta P_{\text{л}}(x) dx$ .

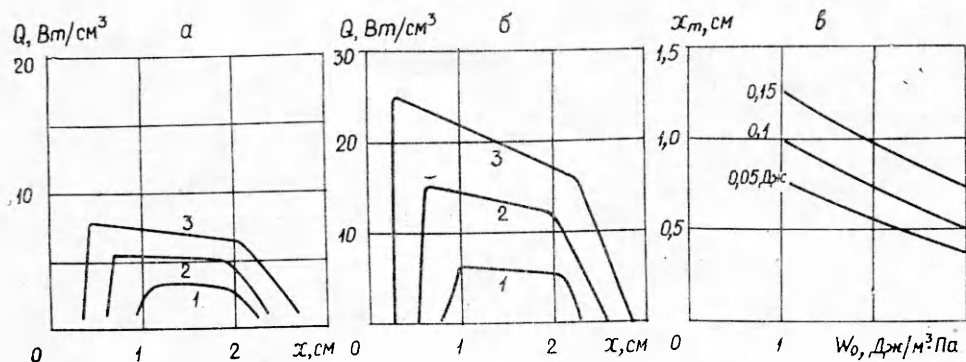
Такой подход позволяет реализовать математическую модель в виде достаточно экономичного алгоритма, поскольку уравнения (2.1)—(2.4) могут решаться с шагом по времени порядка  $10^{-6}$  с, что при скорости прокачки  $v = 100$  м/с соответствует толщине отдельного слоя  $\Delta x = 0,1$  см.

**3. Результаты расчетов.** Расчеты выполнялись для активной зоны площадью  $2,5 \times 100$  см<sup>2</sup> при произведении коэффициентов отражения зеркал  $r_1 r_2 = 0,4$  (глухое зеркало + германий), что соответствует потерям в резонаторе  $g_0 = 0,5$  м<sup>-1</sup>. Основной объем расчетов проведен при скорости прокачки газа  $v = 100$  м/с.

На фиг. 3, а показана зависимость стационарного коэффициента усиления для смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 20 : 50 : 30$  давлением  $5 \cdot 10^3$  Па при энергозкладах 1; 2; 3 Дж·м<sup>3</sup>·Па<sup>-1</sup> соответственно для кривых 1—3. Заметим, что эти зависимости отражают и временную эволюцию коэффициента усиления (1 см — 10 мкс). Видно, что к концу зоны возбуждения  $g(x)$  достигает своего максимального значения. На фиг. 3, б — г приведены зависимости для  $g = g(x_{\text{max}})$  от давления (б) смеси газов  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 15 : 35 : 50$  и содержания He при  $p = 5 \cdot 10^3$  и  $K = 0,5$  (в) при тех энергетических условиях, что и на фиг. 3, а. При этом под  $x_{\text{max}}$  подразумевается координата по  $x$ , в которой  $g$  максимален. Влияние содержания молекулярной компоненты демонстрируется на фиг. 3, г для  $W = 2$  Дж·м<sup>-3</sup>·Па<sup>-1</sup> и концентрации He = 30%. Поведение кривых можно объяснить, исходя из таких конкурирующих процессов: 1) повышение давления или содержания молекулярных компонентов смеси газов при постоянном энергозкладе ведет к уширению спектральных линий, т. е.



Ф и г. 3

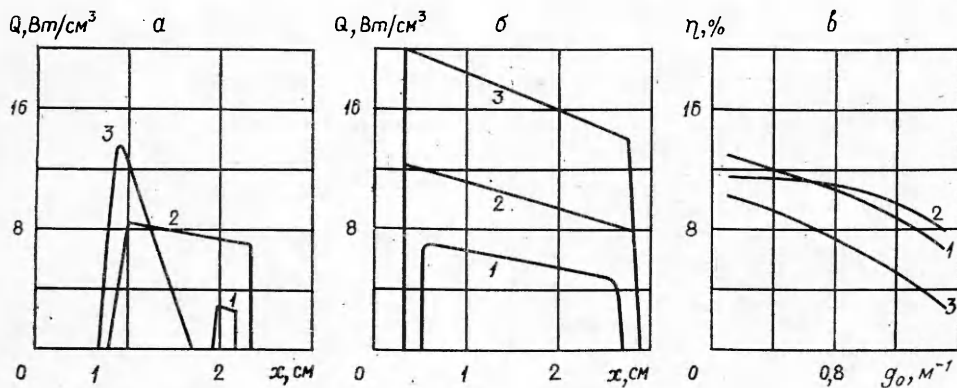


Ф и г. 4

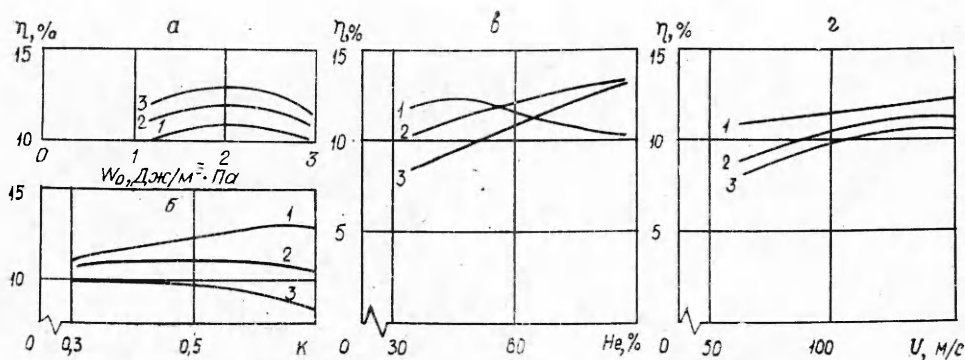
уменьшению  $g$ ; 2) эти же факторы обуславливают снижение газовой температуры, что обуславливает повышение  $g$ .

На фиг. 4, а, б ( $W = 1; 2$  и  $3$  Дж·м<sup>-3</sup>·Па<sup>-1</sup> — кривые 1—3 соответственно) приведены зависимости, характеризующие распределение генерируемой лазером удельной мощности по сечению пучка когерентного излучения. Характерной особенностью этих зависимостей является спад мощности по мере прохождения разрядного промежутка, который объясняется нагревом газа в процессе излучения. Действительно, крутизна спада мощности с ростом энерговыклада или давления увеличивается, в последнем случае возрастает скорость релаксационных процессов, за счет которых энергия, запасенная на колебательных уровнях, переходит в тепло. На фиг. 4, в показано изменение координаты максимума мощности при увеличении энерговыклада для различных давлений. Сравнивая эти данные с приведенными выше результатами для стационарного коэффициента усиления, можно сделать вывод о том, что генерация начинается практически сразу же после того, как коэффициент усиления превысит в резонаторе  $g_0$ , т. е. при  $x < 1$  см для рассматриваемых условий.

На фиг. 5 приведены энергетические характеристики лазера с рабочей смесью  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 15 : 35 : 50$  давлением  $10^4$  Па при различных длинах резонатора  $L_R$  и коэффициентах отражения зеркал  $r_1$  и  $r_2$  (условия и обозначения те же, что и на фиг. 3, в). Фактически в рассматриваемой модели параметры резонатора входят в комбинации  $(\ln r_1 r_2)/L_R$ , что дает коэффициент усиления  $g_0$ . Активная длина изменялась от 50 до 150 см при изменении  $r_1 r_2$  от 0,2 до 0,8, что соответствовало изменению  $g_0$  от 0,07 (фиг. 5, б) до  $1,6$  м<sup>-1</sup> (фиг. 5, а). Зависимость КПД лазера (см. фиг. 3, в) от  $g_0$  отражает тенденцию уменьшения КПД по мере увеличения потерь в резонаторе. Характерно, что при энерговыкладе  $10^4$  Дж·м<sup>-3</sup>·Па<sup>-1</sup>  $g_0 =$



Ф и г. 5



Фиг. 6

$= 1,6 \text{ м}^{-1}$  оказывается близким к предельному значению допустимых потерь в резонаторе.

На фиг. 6 приведены зависимости КПД лазера от энергии, вводимой в газ (а), состава газовой смеси (б, в) и скорости прокачки газа (з) для давлений  $5 \cdot 10^3$ ,  $10^4$  и  $1,5 \cdot 10^4$  Па (кривые 1—3 соответственно) при следующих экспериментальных условиях: а —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 15 : 35 : 50$ ,  $v = 100 \text{ м/с}$ ; б —  $\text{He} = 50\%$ ,  $v = 100 \text{ м/с}$ ,  $W = 2 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1}$ ; в —  $K = 0,3$ ,  $v = 100 \text{ м/с}$ ,  $W = 2 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1}$ ; з —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 15 : 35 : 50$ ,  $W = 2 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1}$ . Поведение зависимостей от состава газа и энергозатрат укладывается в вышеприведенные рассуждения, касающиеся влияния температуры и ширины спектральных линий на энергетические характеристики лазера [11]. Увеличение скорости прокачки одновременно с повышением вводимой в разряд энергии положительно сказывается на энергетике лазера (фиг. 6, з), поскольку при этом уменьшается потеря энергии за счет релаксации верхнего лазерного уровня. Характерно, что для рассматриваемых условий наибольшую роль играет увеличение прокачки от 50 до 100 м/с, при этом реализуется наиболее эффективный режим работы лазера.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод, что создание непрерывных  $\text{CO}_2$ -лазеров с удельной мощностью излучения  $\sim 10 \text{ Вт/см}^3$  и КПД 10% являются вполне реальной задачей.

Авторы благодарят Ю. И. Бычкова за интерес к работе и полезные дискуссии.

Поступила 2 II 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Бодаев И. К. и др. Электроионизационный  $\text{CO}_2$ -лазер замкнутого цикла непрерывного действия.— Квант. электроника, 1979, т. 6, № 4.
2. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Г. Независимый разряд, возбуждающий непрерывные  $\text{CO}_2$ -лазеры.— УФН, 1977, т. 122, № 3.
3. Григорьев Ю. В., Федоров В. И., Шонтурин А. Т. Вывод широких ленточных потоков электронов в атмосферу.— В кн.: Тезисы докл. III Респ. конф. по электронной оптике и ее применениям. Ч. 1. Харьков, 1974.
4. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д. и др. Независимый разряд с вводом низкоэнергетического электронного пучка в кювету через газодинамическое окно.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 9.
5. Reilly J. P. Pulse/sustainer electric-discharge laser.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 8.
6. Hill A. E. Continuous uniform excitation of medium-pressure  $\text{CO}_2$  laser plasmas by means of controlled avalanche ionization.— Appl. Phys. Lett., 1973, vol. 22, N 15.
7. Bichkov Yu. U., Osipov V. V., Telnov V. A. Characteristics of the combined discharge in average pressure gas.— Physique, 1979, vol. 40, N 7.
8. Баиладзе К. В., Вецко В. М. и др. Влияние колебательно-возбужденных частиц на устойчивость независимого разряда в молекулярных газах.— ДАН СССР, 1979, т. 249, № 4.
9. Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. М.: ИЛ, 1949.

10. Тычинский В. П. Мощные газовые лазеры.— УФН, 1967, т. 91, № 3.  
 11. Бычков Ю. И., Кудряшов В. П. и др. Влияние параметров активной среды на энергию излучения электроразрядного CO<sub>2</sub>-лазера.— Квант. электроники, 1976, т. 3, № 7.

УДК 533.6.011.72+536.14

## К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ПРИ КИНЕТИЧЕСКОМ ОХЛАЖДЕНИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ГАЗА

А. М. Старик

(Москва)

Поглощение газом резонансного излучения может приводить к уменьшению его поступательной температуры [1, 2]. Экспериментально этот эффект был зарегистрирован при поглощении лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм в газах, содержащих молекулы CO<sub>2</sub> [3, 4]. Время существования эффекта кинетического охлаждения при импульсном воздействии на среду определяется, по существу, временем колебательно-колебательной ( $V - V'$ ) релаксации верхнего уровня поглощающего перехода (00°1 для CO<sub>2</sub>), а глубина охлаждения — временем колебательно-поступательной ( $V - T$ ) релаксации нижнего уровня (10°0). Поэтому по глубине охлаждения можно судить о времени  $V - T$ -релаксации [4].

Воздействие на среду, движущуюся с заданной скоростью, непрерывного резонансного излучения, как будет показано ниже, может также приводить к изменению поступательной температуры и других макроскопических параметров течения. В данной работе исследуется возможность определения характерных времен как  $V - T$ , так и внутримолекулярных и межмолекулярных  $V - V'$ -процессов по изменению газодинамических параметров потока в зоне воздействия излучения.

Движение среды при наличии поля излучения, интенсивность которого не меняется во времени ( $I = \text{const}$ ), будем рассматривать в приближении невязкого, нетеплопроводного газа. Будем также полагать, что распределение вращательной энергии характеризуется поступательной температурой, а в каждом типе колебаний, моделируемом гармоническим осциллятором, существует локальное термодинамическое равновесие с некоторой колебательной температурой.

Уравнения движения такой среды в канале постоянного сечения в нормальной форме имеют вид

$$(1) \quad \frac{dT}{dx} = \frac{1 - \kappa M_a^2}{(1 - M_a^2) C_p} J, \quad \frac{du}{dx} = \frac{(\kappa - 1) M_a^2}{(1 - M_a^2) u} J,$$

$$\frac{dp}{dx} = - \frac{\rho(\kappa - 1) M_a^2}{(1 - M_a^2)} J, \quad \frac{d\rho}{dx} = - \frac{\kappa p(\kappa - 1)}{(1 - M_a^2)} J,$$

$$J = \frac{I_v r}{\rho u} - \sum_{i=1}^M \frac{de_V^i}{dx}, \quad C_p = \frac{R}{\mu} \left( \frac{5}{2} + \sum_{i=1}^L \gamma_i + \frac{3}{2} \sum_{i=L+1}^M \gamma_i \right),$$

$$\kappa = 1 + \left( \frac{3}{2} + \sum_{i=1}^L \gamma_i + \frac{3}{2} \sum_{i=L+1}^M \gamma_i \right)^{-1}, \quad M_a = \frac{u}{\sqrt{\kappa \frac{R}{\mu} T}}, \quad e_V^i = \gamma_i \sum_{j=1}^n \frac{\Theta_{ij} R}{\mu} \varepsilon_j,$$

где  $\rho$ ,  $p$ ,  $T$ ,  $u$  — плотность, давление, поступательная температура и скорость газа;  $\mu$  — молекулярный вес смеси;  $i_v$  — спектральный показатель поглощения;  $\gamma_i$  — молярная доля  $i$ -го компонента в смеси;  $M$  — полное число молекулярных компонентов в смеси, а  $L$  — их число из линейных жестких молекул;  $n$  — число типов колебаний в  $i$ -м компоненте;  $\varepsilon_j = g_j [\exp(\Theta_j/T_j) - 1]^{-1}$ ;  $\Theta_j$  и  $T_j$  — характеристическая и локальная колебательные температуры в  $j$ -м типе колебаний, а  $g_j$  — его кратность вырождения.

Рассмотрим течение бинарной смеси, один компонент которой состоит из молекул, обладающих, по крайней мере, двумя типами колебаний