

**О МОЩНОСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА  
ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ***С. А. Лосев, В. Н. Макаров**(Москва)*

Решена задача о течении релаксирующей смеси в газодинамическом лазере на углекислом газе. Вычислена удельная мощность генерации инфракрасного излучения при давлении газа на входе в сопло, равном 25 и 100 атм. Отмечен рост мощности генерации с увеличением начального давления при соответствующем подборе состава смеси и начальной температуры.

Одной из возможностей усовершенствования газодинамических лазеров на углекислом газе и увеличения удельной мощности генерации является работа при высоком начальном давлении газовой смеси. Выполненные в [1] расчеты привели авторов к выводу о том, что столкновительная релаксация кладет предел возможности повышения мощности с ростом давления газа; поэтому авторы [1] полагают, что увеличение начального давления (выше 60 атм в рассмотренных условиях) нецелесообразно. Такой вывод не обладает необходимой общностью. Действительно, простые соображения об уровне замораживания колебательной энергии при охлаждении в сопле [2] так же, как и расчет мощности генерации по теории Ригрода [3], показывают, что можно добиться и увеличения генерируемой мощности с ростом давления. Этот вывод подтверждается и в экспериментах с газодинамическими лазерами [3, 4]. Выполненные в [4] эксперименты показали, что, работая с газодинамическим лазером при высоком начальном давлении (до ста атмосфер и более), можно значительно повысить удельную мощность генерации, причем величина мощности растет с увеличением начального давления  $p_0$ : если в расчетах [1] величина мощности, снимаемой с единицы объема резонатора, при  $p_0=30$  атм составляет около  $3 \text{ Вт/см}^3$ , то в экспериментах [4] зарегистрированы величины  $3,3 \text{ Вт/см}^3$  при  $p_0=10$  атм,  $11,9 \text{ Вт/см}^3$  при  $p_0=17,5$  атм и  $83,3 \text{ Вт/см}^3$  при  $p_0=115$  атм.

Задача повышения удельной мощности сводится к тому, что одновременно с увеличением  $p_0$  следует целенаправленно менять и другие параметры, характеризующие работу газодинамического лазера (начальный состав, начальную температуру, геометрию, длину сопла и т. д.). В данной работе приводятся результаты расчета удельной мощности генерации в газодинамическом лазере, иллюстрирующие такой подход к решению проблемы.

Рассмотрим задачу о течении релаксирующей смеси в газодинамическом лазере на углекислом газе в постановке, аналогичной [1], т. е. в предположении одномерного стационарного потока газа неизменного химического состава  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$  через сопло и плоскопараллельный прямоугольный резонатор Фабри — Перо. Как обычно [5, 6], будем предполагать наличие бальцмановского равновесия среди молекул, относящихся к одному и тому же типу колебаний, и пренебрегать влиянием ангармоничности. Для описания кинетики колебательного энергообмена исполь-

зуем схему, принятую в [7, 8], выделяя три релаксирующих компоненты смеси: азот, третий (антисимметричный) тип колебаний  $\text{CO}_2$  и объединенные вследствие резонанса Ферми первый (симметричный) и второй (деформационный) типы колебаний  $\text{CO}_2$ ; принятые при этом допущения указаны в [8].

Релаксационные уравнения для колебательной энергии  $e_i$ , выраженной через среднее число квантов в данном типе колебаний с учетом вырождения ( $e_i = [\exp(\theta_i/T_i) - 1]^{-1}$ , где  $\theta_i$ ,  $T_i$  — характеристическая и текущая температуры для  $i$ -го типа колебаний), приведены в [8]; там же указаны все использованные исходные данные по вероятностям колебательного энергообмена и принятый метод расчета коэффициента оптического усиления малого сигнала (обозначим его через  $k_0$ ) для перехода  $P20(001) \rightarrow (100)\text{CO}_2$ . Эти уравнения можно использовать для описания течения активной среды вне резонатора.

При описании течения в резонаторе было принято приближение постоянного коэффициента усиления  $k_*$ , предложенное в [9], при этом

$$(1) \quad k_* = \frac{\ln(1/r_1 r_2)}{2d},$$

где  $d$  — ширина потока (расстояние между зеркалами резонатора);  $r_1$  и  $r_2$  — коэффициенты отражения зеркал. Предполагалось, что в генерации участвует лишь одна частота, соответствующая центру линии  $P20(001) \rightarrow (100)\text{CO}_2$ . Наличие генерации приводит к появлению дополнительного канала перехода молекул между верхним и нижним лазерными уровнями и канала потерь энергии газа за счет излучения. Поэтому в соответствующие уравнения релаксации колебаний и сохранения энергии были внесены дополнительные члены аналогично тому, как это сделано в [1]\*. Несколько по-иному, чем в [1], решена проблема изменения состояния среды при входе в резонатор. Опираясь на известное кинетическое уравнение для средней плотности электромагнитной энергии при возбуждении резонатора [10], полагаем, что спектральная интенсивность  $I$  излучения в переходной зоне установления стационарного режима генерации меняется вдоль по потоку согласно

$$(2) \quad \frac{dI}{dx} = \frac{I}{u\tau_c} \left( \frac{k}{k_*} - 1 \right),$$

где  $u$  — скорость потока;  $\tau_c$  — время затухания электромагнитных колебаний в резонаторе ( $\tau_c = d/c\alpha$ ,  $c$  — скорость света,  $\alpha$  — коэффициент потерь резонатора);  $k$  и  $k_*$  — текущее и стационарное значения коэффициента усиления в резонаторе. На входе в резонатор  $I = I_0$  ( $I_0$  — интенсивность спонтанного излучения),  $k = k_0$ ; при  $k_0 < k_*$  генерация отсутствует. Уравнение (2) позволяет замкнуть систему уравнений, применяемую для описания течения на входе в резонатор, когда  $k \rightarrow k_*$ ; при  $k = k_*$  это уравнение заменяется на выражение (1). Таким образом, обеспечивается непрерывное изменение всех параметров, характеризующих состояние среды в газодинамическом лазере.

Ради упрощения считаем, что все потери и выход излучения связаны лишь с одним зеркалом, т. е.  $r_1 = r$ ,  $r_2 = 1$ . Тогда, учитывая направление распространения излучения, получаем для мощности, выводимой из

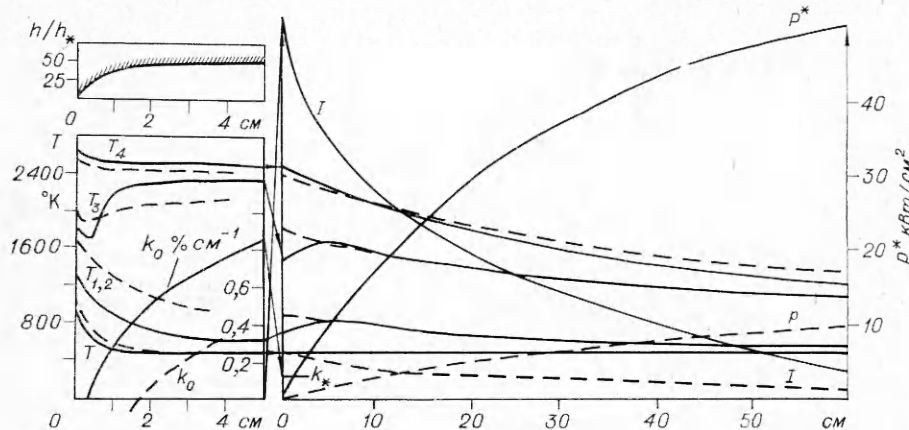
\* В соответствующем выражении в [1] ошибочно взят положительный знак перед членом, учитывающим выход энергии за счет излучения, что приводит к нарушению закона сохранения энергии. Возникшая вследствие этого ошибка, по-видимому, невелика, поскольку вклад излучения в общую энтальпию потока незначителен.

резонатора, величину

$$P = \frac{ht}{1+r} \int_0^l I dl,$$

где  $h$  — высота зеркал резонатора;  $l$  — длина резонатора вдоль потока;  $t$  — коэффициент пропускания зеркала. Более показательна величина мощности генерации, отнесенная к единичной площади критического сечения сопла,  $P^*$  ( $\text{Вт}/\text{см}^2$ ); эта величина и представляет конечную цель расчета.

Совместное решение системы уравнений газодинамики и релаксационных уравнений для колебательной энергии с учетом уравнения (2) на входе в резонатор и соотношения (1) для описания течения в резонаторе проводилось численно с помощью неявной схемы. Полученные результаты иллюстрируются на фигуре, где левая часть относится к течению газа в сопле до входа в резонатор, а правая — к течению в резонаторе. Здесь приведены распределение поступательной  $T$  и колебательной  $T_i$  температур вдоль сопла и резонаторной части (индексы указывают: 1, 2 — первый и второй тип колебаний  $\text{CO}_2$ , 4 — азот), коэффициента оптического усиления  $k_0$  и  $k_*$  в процентах на см, интенсивности генерации  $I$  (в относительных единицах) и удельной мощности  $P^*$  (в расчете на единичную площадь критического сечения сопла). Ширина потока равна 50 см, коэффициент пропускания зеркала  $t=0,11$  и коэффициент потерь  $\alpha=0,01$ . Сплошные



линии характеризуют распределение параметров в потоке при начальном давлении  $p_0=100$  атм, температуре  $T_0=3680$  К для состава смеси 5,3%  $\text{CO}_2$  + 69,3%  $\text{N}_2$  + 25,4%  $\text{He}$ ; штриховые линии относятся к начальному давлению  $p_0=25$  атм, температуре  $T_0=3310$  К и составу 8,1%  $\text{CO}_2$  + 57,9%  $\text{N}_2$  + 34%  $\text{He}$ . Профиль сверхзвуковой части сопла (отношение высот  $h/h_*$ ,  $h_*$  — критическая высота) указан на фигуре слева наверху (для  $p_0=100$  атм). Указанные значения температуры  $T_0$ , состав смеси, профиль и длина сопла были получены в результате решения задачи оптимизации по методу конфигураций, аналогично проведенному ранее вычислению оптимальных условий получения наибольшего значения коэффициента оптического усиления [8]. Отметим, что отношение  $h/h_*$  на выходе из сопла при этом составляет 50 при  $p_0=100$  атм и 33,3 при  $p_0=25$  атм.

Длина резонаторной части взята настолько большой (60 см), что обеспечивает съем практически всей колебательной энергии, превышающей порог генерации. Действительно, из графика видно, что различие между  $T_3$  и  $T_{1,2}$  к выходу из резонатора становится достаточно малым, а интенсивность  $I$  стремится к нулю. Величина удельной мощности  $P^*$ , выводимой из резонатора, увеличивается по мере удлинения резонатора, но к концу резонатора этот рост замедляется. Отметим, что температура газа  $T$  и другие газодинамические характеристики практически не испытывают скачка на входе в резонатор и при течении в резонаторе меняются незначительно.

Приведенные здесь результаты свидетельствуют о том, что можно выбрать такие условия (начальные параметры, состав газа, геометрия сопла), при которых с повышением давления вплоть до больших значений мощность генерации будет возрастать. Большую роль при этом играет подбор начального состава смеси, формы сопла и повышение температуры. Сравнение показывает, что величина мощности генерации, отнесенная к единице объема резонатора, полученная в наших расчетах, в пределах множителя два совпадает с результатами измерений [4]; из-за некоторых различий в начальных условиях и конфигурации сопел и резонаторов такое совпадение следует признать удовлетворительным. Это не только подтверждает правильность выполненных расчетов, но и указывает на то, что условия опытов [4] близки к оптимальным.

Таким образом, целенаправленный поиск оптимальных условий работы газодинамического лазера может привести к заметному увеличению снимаемой удельной мощности при высоких значениях начального давления газовой смеси. При этом роль столкновительной дезактивации колебаний верхнего лазерного уровня оказывается не столь значительной, как это следовало из выводов работы [1]. Важно то, что оптимизации при этом подвергается одновременно целый ряд параметров, а не только один из них. Например, из результатов [11] при фиксировании геометрии сопла (высота критического сечения, начальный угол раствора и др. — см. рис. 3 [11]) удельная мощность, оптимизированная лишь по прозрачности выходного зеркала резонатора, будет падать с увеличением начального давления.

В данном случае дальнейший рост мощности с давлением может быть ограничен лишь неучтенной здесь диссоциацией углекислого газа, протекающей при рассматриваемых температурах.

Поступила 28 XI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Селезнева И. К. Расчет характеристик газодинамического лазера. — ПМТФ, 1972, № 5.
2. Christiansen W. H., Tsongas G. A. Gain kinetics of CO<sub>2</sub> gasdynamic laser mixture at high pressure. — «Phys. Fluids», 1971, vol. 14, N 12.
3. Lee G., Gowen F. E., Hagen J. R. Gain and power of CO<sub>2</sub> gasdynamic lasers. — «AIAA J», 1972, vol. 10, N 1.
4. Kuehn D. M. Importance of nozzle geometry to high pressure gasdynamic lasers. — «Appl. Phys. Lett.», 1972, vol. 21, N 3.
5. Басов Н. Г., Михайлов В. Г., Ораевский А. Н., Щеглов В. А. Получение инверсной населенности молекул в сверхзвуковом потоке бипарного газа в сопла Лавалля. — «Журн. техн. физики», 1968, т. 38, вып. 12.
6. Anderson J. D. Time-dependent analysis of population inversions in an expanding gas. — «Phys. Fluids», 1970, vol. 13, N 8.
7. Лосев С. А., Макаров В. Н., Павлов В. А., Шаталов О. П. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра. — ФГВ, 1973, № 4.

8. Лосев С. А., Макаров В. Н. Оптимизация коэффициента усиления в газодинамическом лазере на углекислом газе. — «Квант. электроника», 1974, т. 1, № 7.
9. Cool T. A. Power and gain characteristics of high speed flow lasers. — «J. Appl. Phys.», 1969, vol. 40, № 9.
10. Пантел Р., Пухов Г. Основы квантовой электроники. М., «Мир», 1972.
11. Напартович А. П., Шарков В. Ф. К расчету мощности газодинамического CO<sub>2</sub>-лазера. — ТВТ, 1974, т. 12, № 3.

УДК 533.951.2:537.56

### САМОСОГЛАСОВАННАЯ ЗАДАЧА ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ, СОЗДАВАЕМЫХ В ВОЗДУХЕ ИМПУЛЬСОМ $\gamma$ -КВАНТОВ

М. Ф. Иванов, А. А. Соловьев, В. А. Терехин

(Москва)

Рассматривается задача о радиальном электрическом поле, возбуждаемом в воздухе мгновенным точечным источником  $\gamma$ -квантов. В работах [1-3] эта задача решалась в предположении, что токи комптоновских электронов, возникающие при рассеянии  $\gamma$ -квантов, заданы. Такое приближение справедливо, если можно пренебречь влиянием возникающего электрического поля на движение комптоновских электронов. Безразмерным параметром, характеризующим влияние электрического поля, является  $\alpha = eel/W$  ( $e$  — характерная величина электрического поля,  $l$  и  $W$  — пробег и кинетическая энергия комптоновского электрона;  $W \sim 1$  МэВ). При  $\alpha \ll 1$  торможением электронов электрическим полем можно пренебречь и для определения поля пользоваться моделью комптоновских токов, предложенной в [1].

В данной работе предлагается модель, применимая для описания радиальных электрических полей при  $\alpha \gg 1$ . Это условие выполняется, в частности, на километровых расстояниях от  $\gamma$ -источника с полным выходом квантов  $N \geq 10^{23}$  [1-3] при плотностях окружающего воздуха  $\rho \leq 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>. В этом случае торможение комптоновских электронов в электрическом поле более существенно, чем ионизационные потери. Действительно,  $\varepsilon \sim \sqrt{8\pi n_e W}$ ,  $\alpha \geq 10$ . Поэтому для описания движения комптоновских электронов можно воспользоваться кинетическим уравнением с самосогласованным полем, в правую часть которого добавлен источник, описывающий рождение комптоновских электронов за фронтом  $\gamma$ -квантов [4].

Число комптоновских электронов, возникающих в единицу времени в единице объема фазового пространства  $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ , на расстоянии  $r$  от источника есть

$$S(r, p) = n_k \delta(p - p_0) \delta\left(t - \frac{r}{c}\right),$$

где  $n_k = \frac{N e^{-r/\lambda}}{4\pi r^2 \lambda}$  — концентрация комптоновских электронов на расстоянии  $r$  от источника;  $N$  — полное число  $\gamma$ -квантов;  $\lambda$  — пробег  $\gamma$ -квантов.

Предполагается, что все электроны рождаются с одинаковым начальным импульсом  $p_0 = \sqrt{\frac{W(W + 2mc^2)}{c^2}}$ , направленным по радиусу. Такое