ЛИТЕРАТУРА

1. **Герлах, Кнопфель.** Создание магнитных полей порядка мегагаусс путем сжатия потока в устройствах с зарядами ВВ.—«Приб. для науч. исследований», 1965, № 8.
2. **Биченков Е. И.** Взрывные генераторы.—«Докл. АН СССР», 1967, т. 174, № 4.
3. **Auvray E., Besançon J. E., Ducauze A.** Calculs et optimisation des generateurs de courant helicoidaux par explosif.— «Revue de physique appliquee», 1970, vol. 5, p. 301.
4. **Биченков Е. И., Войтенко А. Е., Лобанов В. А., Маточкин Е. П.** Схема расчета и включение на нагрузку плоских взрывомагнитных генераторов.—ПМТФ, 1973, № 2.
5. **Биченков Е. И., Лобанов В. А.** Ускорение металлических пластин взрывом.— ФГВ, 1974, т. 10, № 2.
6. **Биченков Е. И., Маточкин Е. П.** Диффузия потока при магнитной кумуляции в узких полостях.— ПМТФ, 1974, № 4.
7. **Кнопфель Г.** Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
8. **Биченков Е. И., Лобанов В. А.** Потери потока при сжатии магнитного поля плоскими шинами.— ПМТФ, 1975 № 2.

УДК 621.375.82

ОПТИМИЗАЦИЯ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ CO_2-ЛАЗЕРОВ

А. Г. Пономаренко, Р. И. Солоухин, В. Н. Тищенко

(*Новосибирск*)

Показано, что удельные характеристики CO_2-лазеров определяются в основном двумя параметрами: удельной мощностью электрического разряда, отнесенной к квадрату давления активной среды, и произведением времени действия накачки на давление газа. Исследована зависимость КПД и форма импульса излучения в широкой области этих параметров. Впервые отмечено, что энергия с нижнего лазерного уровня может отводиться на вышерасположенные колебательные состояния симметричной и деформационной мод, что позволит, как показывают расчеты, реализовать высокие плотности излучения $\sim 0{,}2$ Дж/см^3·атм. За счет перераспределения энергии в ассиметричной моде предельный коэффициент усиления в CO_2-лазерах составляет $\sim 0{,}12$ см$^{-1}$.

Эксперименты, проведенные ранее [1—6], позволили установить предельные значения наиболее важных величин, характеризующих эффективность лазерных систем на CO_2, в которых создание оптически активной среды осуществляется с помощью электрического разряда. Показано, что в лазерах электроионизационного типа коэффициент усиления K достигает 12% при удельной плотности поглощаемой электрической энергии $Q/p \simeq 1$ Дж/см^3·атм. В лазерах с двойным поперечным разрядом (ТЕА-системы) вследствие более высокого начального значения параметра E/p, которое необходимо для создания объемного разряда, предельный коэффициент усиления не превышает 5% при $Q/p=1$ Дж/см^3·атм. Однако, как показывает эксперимент, независимо от способа создания инверсной среды с помощью электрического поля, существует предельная энергия, поглощаемая в электрическом разряде, $Q/p=0{,}8$—1 Дж/см^3·атм, начиная с которой наблюдается развитие неустойчивости и переход разряда в искру. Минимальное время развития неустойчивости при давлении 1 атм составляло

величину $t^*=2\cdot10^{-7}$ с. Предварительные эксперименты, проведенные в условиях интенсивной накачки, которая осуществлялась за время, меньшее времени развития неустойчивости $t_н < t^*$, показали, что существует реальная возможность достигнуть весьма высоких значений $Q/p=3-5$ Дж/см$^3\times$ $\times$атм. Очевидно, что перспективы дальнейшего развития компактных усилительных и генераторных систем на CO_2 определяются возможностью использовать предельные характеристики получаемой инверсной среды.

Данная работа посвящена математическому моделированию процессов, определяющих динамику создания инверсной среды в CO_2, с целью установить наиболее общий подход при решении практических задач, связанных с исследованием и производством конкретных лазерных систем.

1. Для поиска оптимальных и предельных характеристик CO_2-лазеров, в которых возбуждение активной среды осуществляется электрическим разрядом, на ЭВМ решалась система уравнений, описывающих объемный разряд и активную среду в поле лазерного излучения. Расчеты проводились для импульсных систем с постоянным уровнем мощности, вкладываемой в разряд электрической энергии. Эксперименты, проведенные с электроионизационными и ТЕА-лазерами показали, что указанный режим может быть в большинстве случаев реализован.

В работе рассматривалась следующая схема: в начальный момент времени в разрядный промежуток, заполненный смесью $CO_2 : N_2=1 : 2$, при давлении $p=1$ — 10 атм инжектируется электронный пучок с постоянной плотностью тока и энергией 100 кэВ. Одновременно на разряд подается импульс напряжения от источника, способного поддерживать постоянное значение $E/p=21$ В/см·тор в течение всего времени действия электронного пучка. Резонатор длиной $l=1$ м образован двумя зеркалами (полностью отражающим и полупрозрачным) с коэффициентом отражения $R=0{,}38$, длина L активной среды выбиралась равной 70 см.

Как установлено из приводимых ниже расчетов, предельная плотность излучаемой энергии $Q_r/p=0{,}2$ Дж/см^3·атм может быть достигнута только в смесях без гелия при достаточно быстрой накачке за время, меньшее времени развития неустойчивости $\sim$ 200 нс. Принятое в расчетах $E/p=$ $=21$ В/см·тор удовлетворяет требованиям эффективной передачи электрической энергии молекулам CO_2, N_2 [7, 8] и позволяет при высоком уровне мощности разряда достигнуть предельных энергетических характеристик, расширить область применимости данных расчетов для других лазерных систем. Так, в ТЕА-лазерах наиболее оптимальный режим поглощения электрической энергии реализуется при $E/p=25$ В/см·тор [6].

В основу вычислений, проводившихся на ЭВМ, положена модель, в представлении которой молекулы CO_2, N_2 рассматриваются как набор гармонических осцилляторов с больцмановским распределением заселенности по колебательным уровням [9, 10]; релаксация колебательной энергии учитывалась по схеме, предложенной в работе [11]. Релаксационные уравнения записывались относительно среднего числа колебательных квантов e_i молекул CO_2 и N_2, где $i=1$, 2, 3 соответствует симметричной, деформационной и асимметричной колебательным модам CO_2, $i=4$ соответствует N_2, и учитывались следующие процессы:

$$CO_2(00^00)+N_2(1) \leftrightarrows CO_2(00^01)+N_2(0) \quad W_{3.4};$$
$$CO_2(00^01)+X \rightleftarrows CO_2(11^10)+X \quad W_{3.1};$$
$$CO_2(00^01)+X \leftrightarrows CO_2(03^00)+X \quad W_{3.2};$$
$$CO_2(01^10)+X \rightleftarrows CO_2(00^00)+X \quad W_{2.0};$$
$$CO_2(10^00)+CO_2 \rightleftarrows CO_2(02^00)+CO_2 \quad W_{1.2};$$
$$CO_2(00^01)+h\nu \rightleftarrows CO_2(10^00)+2h\nu \quad W_\nu.$$

Известные из литературы константы скорости релаксации $CO_2(00^01)$ приравнивались $W_{3.1}=W_{3.2}$, что допустимо, так как $W_{1.2} \gg W_{3.1}$. Здесь X — любая из частиц CO_2, N_2, индексы + и — относятся к молекулам CO_2, N_2 соответственно, причем $W_{3.1} = W_{3.1}^- + W_{3.1}^+$; $W_{3.2} = W_{3.2}^- + W_{3.2}^+$; $W_{2.0} = W_{2.0}^- + W_{2.0}^+$; температурная зависимость констант скорости релаксационных процессов W_j выбиралась на основании работ, указанных в табл. 1, в которой значения W_j отнесены к $T=300$ К и давлению 1 атм. При описании нагрева газа учитывался основной канал — релаксация колебательной энергии в поступательную.

Константы	$W_{3\cdot4}$	$W_{1\cdot2}$	$W_{3\cdot1}^+$	$W_{3\cdot1}^-$	$W_{2\cdot0}^+$	$W_{2\cdot0}^-$
Значения констант скорости релаксации	$4{,}8\cdot10^6$	$7{,}2\cdot10^8$	$2\cdot10^5$	$7\cdot10^4$	$1{,}5\cdot10^5$	$7\cdot10^4$
Литература	30, 22, 24	30, 26	30, 23—25	30, 23—25	30, 27, 28	30, 29

$W_j\left[\text{с}^{-1}\cdot\text{атм}^{-1}\right]$

Расчет интенсивности излучения проводился в предположении одномодового режима генерации на одном 20-м вращательно-колебательном переходе P-ветви [12, 13]. При образовании плазмы объемного разряда предполагалось однородное распределение электрического поля и концентрации электронов [1], рассчитывавшейся с учетом ионизации электронным пучком и в электрическом поле, а также рекомбинации и прилипания.

Заселенность колебательных состояний определяется энергией, содержащейся в моде, и концентрацией молекул, поэтому накачка M_i активной среды выражалась через удельную мощность разряда $M=enVE$ и долю энергии, идущую на возбуждение i-й колебательной моды; $M_i=B_iM$, где e, n, V — заряд, концентрация и дрейфовая скорость электрона; E — напряженность электрического поля. Зависимости B_i от состава смеси и E/p приведены в работе [8]. При $Q/p > 1$ Дж/см^3·атм необходимо учитывать девозбуждение электронами разряда колебательных состояний N_2, CO_2. Значения констант скорости $\nu_{\lambda i}$ многоквантовых переходов молекул при столкновении с электроном определялись приближенно на основании известных сечений [14] и функции распределения электронов в N_2 [7], что, по-видимому, допустимо, так как для данных E/p и смеси газов энергетический баланс определяется в основном азотом. Скорость изменения среднего числа колебательных квантов i-й моды имела вид

$$g_i = M_i/E_iN_\pm^1 \quad n\sum_{\lambda=1}\lambda\nu_{\lambda i}\exp(\lambda E_i/U)\sum_{m=\lambda}N_{mi},$$

где T_i, E_i — температура и энергия колебательного кванта i-й моды; N_+, N_- — концентрация молекул CO_2, N_2; λ — количество колебательных квантов, возбуждаемых при единичном электронном ударе; U — средняя эффективная энергия электронов; N_{mi} — отношение заселенности m-го колебательного уровня к N_+ для CO_2 и N_- для N_2. В CO_2 $\lambda=1$, так как сечение возбуждения для $\lambda=2$ мало; в азоте учитывались процессы с $\lambda=1$—6. С учетом указанных предположений система уравнений, описывающих динамику лазерных процессов, имела следующий вид:

$$de_1/dt=-W_{3.1}\Gamma_3+W_{1.2}\Gamma_2+g_1+KI/C_0p;$$

$$de_2/dt=-3W_{3.2}\Gamma_1 - W_{3.1}\Gamma_3+2W_{2.0}\Gamma_4 - 2W_{1.2}\Gamma_2+g_2;$$

$$de_3/dt = -W_{3.4}(e_3 - e_4)\psi_- + W_{3.2}\Gamma_1 + W_{3.1}\Gamma_3 + g_3 - KI/C_0p;$$

$$de_4/dt = W_{3.4}(e_3 - e_4)\psi_+ + g_4;$$

$$dT/dt = \frac{N_+\left[-\left(E_3 - E_1'\right)W_{3.1}\Gamma_3 - 3\left(E_2 - E_2'\right)W_{3.2}\Gamma_1 - 2E_2W_{2.0}\Gamma_2\right]}{p\left(c_+\rho_+\psi_+ + c_-\rho_-\psi_-\right)};$$

$$dI/dt = CI(K - |\ln R|/2L)L/l;$$

$$dn/dt = (\alpha - \alpha')Vn + \langle \sigma_0V_0\rangle n_0N - \beta n^2;$$

$$e_i = r_i \exp(-E_i/k'T_i)/(1 - \exp(-E_i/k'T_i).$$

При $t=0$ $e_i = e_{i0}$;

$$\Gamma_1 = {}^1/_2[\exp(-500/T)(1+e_3)(e_2/2)^3 - e_3(1+e_2/2)^3;$$

$$\Gamma_2 = \exp(-80/T)(1+e_1)(e_2/2)^2 - e_1(1+e_2/2)^2;$$

$$\Gamma_3 = 1/2[\exp(-420/T)(1+e_3)e_1e_2/2 - e_3(1+e_1)(1+e_2/2)];$$

$$\Gamma_4 = (e_{02} - e_2)/(2+e_{02}),$$

где r_i, E_+, T, I — степень вырождения колебаний, энергия кванта излучения, газовая температура активной среды и интенсивность излучения в резонаторе соответственно; c_+, c_-, ρ_+, ρ_- —теплоемкости и плотности CO_2, N_2; $\psi_+ = N_+/N$, $\psi_- = N_-/N$; $C_0 = 2{,}4\cdot10^{19}\psi_+E_+$; σ_0— сечение ионизации молекул активной среды электронным пучком с концентрацией электронов n_0 и скоростью V_0. При постоянном $E/p = 21$ В/см·тор коэффициенты ионизации равнялись в азоте $\alpha/p = 5\cdot10^{-4}$ см$^{-1}$ [15], в CO_2 $\alpha/p = 4\cdot10^{-3}$ см$^{-1}$ [16], прилипание в CO_2—$\alpha'/p = 2\cdot10^{-3}$ см$^{-1}$ [17], рекомбинация $\beta = 2\times\times10^{-7}$ с$^{-1}$·см$^{-3}$, дрейфовая скорость электронов в разряде $V = 6\cdot10^6$ см/с [8]. Коэффициент усиления может быть выражен в виде [13]

$$(1.1)\quad K = \sigma[N(00^01) - N(10^00)]/p;$$

$$\sigma = 10^{-17}(25{,}8 - 8{,}98\cdot10^{-2}T + 1{,}2\cdot10^{-4}T^2 - 5{,}8\cdot10^{-8}T^3).$$

Заселенности колебательных состояний записывались через среднее число колебательных квантов и квантовые числа v, v_1, v_2, v_3 для азота и CO_2 соответственно для симметричной, деформационной, асимметричной мод

$$N(v) = N_-e_4^v/(1+e_4)^v;$$

$$N(v_1v_2v_3) = \frac{4N_+(1+v_2)\,e_1^{v_1}e_2^{v_2}e_3^{v_3}}{(1+e_1)^{1+v_1}(2+e_2)^{2+v_2}(1+e_3)^{1+v_3}}.$$

Решение системы дифференциальных уравнений, составляющих математический код, проводилось на ЭВМ методом Рунге — Кутта. Эффективность модели проверялась [4] путем сравнения с известными экспериментальными результатами [1, 3, 18, 19]. Оказалось, что, несмотря на некоторую неопределенность в величинах констант, использовавшихся в модели, результаты расчетов отличаются от экспериментальных не более чем н 25%, что может считаться удовлетворительным в настоящее время.

2. Анализ и оптимизация CO_2-лазеров существенно упрощается введением параметров, определяющих КПД и коэффициент усиления независимо от давления и способа поддержания электрического разряда. В самом деле, уравнение математического кода можно представить в структурном виде, разделив правую часть на концентрацию соответствующих

молекул, выраженную через начальное давление рабочей смеси p:

$$de_i/d\tau = \sum_j \varphi_j f_j(e_1, e_2, e_3, e_4) + g_i/p + \delta K I^*/C_0; \tag{2.1}$$

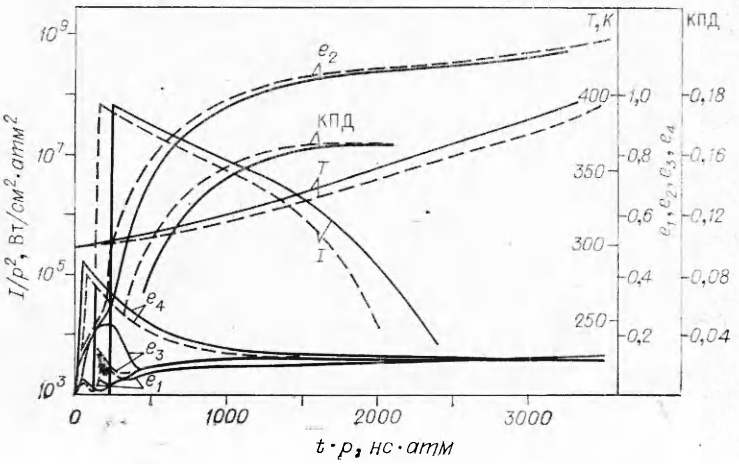
$$dI^*/d\tau = I^*(K - |\ln R|/2L)cL/lp; \tag{2.2}$$

$$dT/d\tau = f(e_1, e_2, e_3, e_4), \tag{2.3}$$

где $\tau = pt$, $I^* = I/p^2$, $\delta = \pm 1$ для $i = 1,3$ и $\delta = 0$ для $i = 2,4$.

В уравнениях (2.1) — (2.3) предполагается, что концентрация молекул CO_2 и N_2, выраженная через начальное давление, в течение длительности импульса излучения не изменяется, так как рассматриваются процессы, времена которых значительно меньше времени расширения газа за счет нагрева. Выражения вида $\sum_j \varphi_j f_j$ определяют релаксацию через j-й канал, вероятность которой представлена в виде $W_j = p\varphi_j\psi_\pm$, где φ_j—температурная зависимость вероятности релаксации через j-й канал; f_j — коэффициенты, зависящие от колебательных температур молекул CO_2 и N_2. Таким образом, правая часть уравнений, описывающих динамику инверсии и лазерных переходов, состоит из членов вида: $\varphi_j f_j$, g_i/p, KI^*/C_0, f. Очевидно, что решение не будет зависеть от давления, если при переходе к другому p сохраняются $g_i/p \sim M/p^2$ и KI^*, а также время действия M/p^2, т. е. $pt_н$. Подбирая M и время действия накачки, можно добиться сохранения M/p^2 и $pt_н$, и, как будет показано ниже, величина KI^* при этом также не зависит от p, так как $I \sim p^2$, а $K \sim Q/p = M/p^2 pt_н$.

Следовательно, при $I^* = 0$ решение системы (2.1) — (2.3) не зависит от давления газа и определяется двумя параметрами: отношением удельной мощности электрического разряда к квадрату давления активной среды M/p^2 и произведением времени накачки на давление $pt_н$. При $I^* \neq 0$ автомодельность вначале может нарушаться, так как в уравнение для I^* входит множитель L/lp, зависящий от p, и переход к иному давлению эквивалентен изменению соотношения между длинами активной среды



Фиг. 1

и резонатором. На фиг. 1 представлены решения системы уравнений для двух давлений 5 и 10 атм и постоянного значения M/p^2, $pt_н$. Как видно из фиг. 1, увеличение давления приводит к запаздыванию импульса излучения, сдвигу других решений. Однако через время τ, зависящее от давления, решения практически совпадают.

Проведенные расчеты показали, что КПД и удельные энергетические характеристики CO_2-лазеров в области линейной от давления зависимости ширины линии вращательно-колебательного перехода (p=0,1 — 10 атм) действительно определяются величинами M/p^2 и $pt_н$. Отношение плотности вкладываемой энергии в разряд к давлению выражается через эти же параметры.

Уравнение для концентрации электронов не входит в систему (2.1)—(2.3), так как динамика лазерных процессов, удельные энергетические характеристики в используемом в модели приближении задаются величинами M/p^2 и $pt_н$. Решение проводилось с целью определения эффективности использования электронного пучка в качестве ионизатора активной среды.

Как будет показано ниже, в области Q/p=0,2— 1 Дж/см^3·атм КПД не очень чувствителен к изменению M/p^2 и $pt_н$, поэтому для многих CO_2-лазеров можно ввести среднее значение этих величин. CO_2-лазеры непрерывного действия можно рассматривать как импульсные с длительностью накачки, определяемой временем обмена или охлаждения активной среды. Это существенно упрощает анализ CO_2-лазеров: оптимизация сводится к подбору таких значений M/p^2 и $pt_н$, при которых КПД максимален. Изменить M/p^2 можно с помощью приложенного электрического поля или внешнего источника ионизации.

Остановимся на одном важном обстоятельстве, которое необходимо учитывать при практическом использовании модели, особенно при больших значениях Q/p. Система уравнений, описывающих динамику создания инверсной среды и лазерного перехода, не содержит в явном виде закона сохранения энергии. Это указывает на то, что использованное дрейфовое приближение и выражение для скорости передачи энергии внешнего электрического поля колебательным состояниям молекул N_2 и CO_2 требуют дополнительного обоснования.

Как показали проведенные расчеты, уже при Q/p=1 Дж/см^3·атм значительное число молекул находится в возбужденном колебательном состоянии, так что существенным оказывается процесс их девозбуждения электронным ударом. Этот процесс, как показано в работе [7], приводит к росту высокоэнергетичной части функции распределения электронов, вследствие чего и становится возможным развитие неустойчивости объемного разряда [2, 5]. Для правильного учета влияния степени заселенности колебательных состояний и их температур на функцию распределения электронов необходимо строго решить уравнение Больцмана для нахождения правильного значения величин M/p^2, $pt_н$. Однако в работе [7] показано, что дрейфовое приближение может быть использовано даже при высоких колебательных температурах вплоть до T=4000 К (это соответствует Q/p=0,8 Дж/см^3·атм), поскольку, несмотря на появление высокоэнергетичной части функции распределения, средняя эффективная энергия электронов изменяется незначительно с ростом колебательных температур.

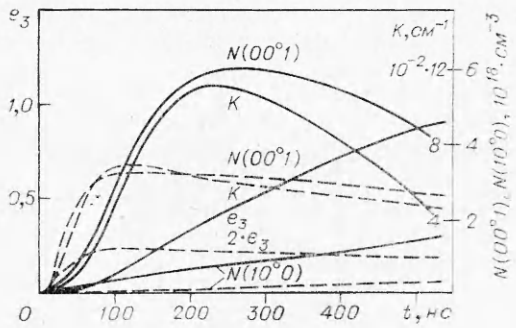
3. Большинство теоретических и экспериментальных исследований, посвященных анализу CO_2-лазеров [1, 3, 5, 10, 18,19], было проведено для режимов с недостаточно высоким уровнем поглощаемой энергии в разряде Q/p=0,2—0,5 Дж/см^3·атм и значением колебательных температур N_2 и CO_2 $T_i < 4000$ К.

В данной работе предпринята попытка изучить возможности CO_2-лазеров в более широком интервале плотностей вкладываемой энергии Q/p=0,01—3 Дж/см^3·атм, который соответствует и более высоким достигаемым колебательным температурам.

Область $Q/p > 1$ Дж/см^3·атм характеризуется тем, что в процессе накачки активной среды значительная часть молекул CO_2 и N_2 находится

в возбужденном колебательном состоянии. Начиная с некоторого момента, когда происходит обеднение нулевого колебательного уровня, дальнейшее увеличение энергии данного типа колебаний может происходить за счет роста средней колебательной энергии молекул, т. е. заселения более высоких колебательных состояний при переходе молекул с ниже расположенных уровней, что приводит к уменьшению заселенности последних. При наличии больцмановского распределения по колебательным уровням внутри мод заселенность любого колебательного состояния имеет максимум при определенной колебательной температуре, выше которой заселенность уменьшается. Наличие максимума заселенности колебательных уровней может обусловливать два важных для CO_2-лазеров эффекта: существование предельно достигаемого коэффициента усиления $\sim 0{,}12$ см$^{-1}$ и возможность получения высоких плотностей излучаемой энергии.

Фиг. 2 иллюстрирует существование предельного коэффициента усиления и зависимости характерного времени изменения коэффициента усиления от Q/p. Представлены два режима в отсутствие генерации: сплошные линии соответствуют $Q/p=2{,}5$ Дж/см^3·атм, штриховые — $Q/p=0{,}26$ Дж/см^3·атм. В первом случае накачка активной среды продолжается в течение всего времени, представленного на фиг. 2, поэтому e_3 — среднее число колебательных квантов асимметричной моды CO_2 растет, тогда как заселенность $N(00^01)$ и, как следствие, коэффициент усиления, достигнув максимума, уменьшаются. Это происходит из-за того, что в процессах $CO_2(00^00)+N_2(1) \rightleftarrows CO_2(00^01)+N_2(0)$ заселенность $CO_2(00^00)$ уменьшается и при $e_3 \approx 0{,}5$ значительная часть молекул уже возбуждена.



Фиг. 2

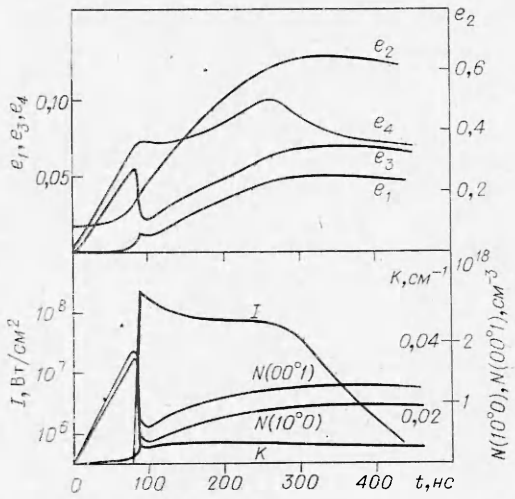
Дальнейшее увеличение e_3 может идти за счет возбуждения более высоких колебательных состояний $CO_2(00^0\ v_3)$, $v_3 > 1$, что приводит к уменьшению заселенности $CO_2(00^01)$ и коэффициента усиления. При $Q/p > 1$ Дж/см^3·атм значительная часть молекул, имеющих асимметрический тип колебаний, находится на связанных состояниях CO_2 $(01\ v_3)$, CO_2 $(02\ v_3)$ и др. Расчет показывает, что предельный коэффициент усиления CO_2-лазеров ($K=0{,}12$ см$^{-1}$) достигается при $Q/p=1$ Дж/см^3·атм. Этот результат экспериментально был впервые получен в работе [2]. Максимальное значение коэффициента усиления зависит от E/p, при котором осуществляется возбуждение активной среды. Например, в TEA CO_2-лазерах, где $E/p \simeq 30$ В/см·тор, $K=0{,}03-0{,}05$ см$^{-1}$, что обусловлено уменьшением эффективности возбуждения азота.

Для сравнения на фиг. 2 представлен режим, когда в течение времени $t_н=50$ нс поглощается энергия $Q/p=0{,}26$ Дж/см^3·атм. При малых Q/p заселенность CO_2 (00^01) и коэффициент усиления достигают наибольшего значения в максимуме e_3, а дальше уменьшаются с характерным временем релаксации. На фиг. 2 видно, что величина коэффициента усиления $K \sim Q/p$, а время существования усиления уменьшается с ростом Q/p. Последнее связано с тем, что при больших Q/p скорость передачи энергии от N_2 на CO_2 (00^01) выше, а следовательно, быстрее уменьшается заселенность $N(00^01)$. Зависимость характерного времени существования усиления от плотности вкладываемой энергии была отмечена впервые в экспе-

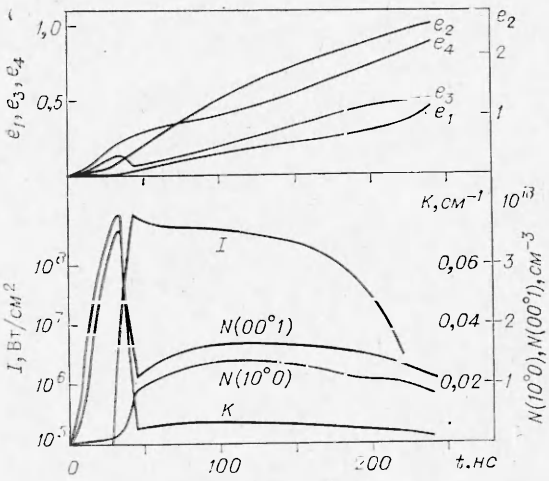
риментах [20]. Зависимость времени существования усиления от Q/p должна приводить к ограничению длительности зондирующего сигнала в случае использования активной среды $Q/p>1$ Дж/см^3·атм в качестве усилителя.

Рассмотрим работу CO_2-лазера в режиме генерации с тем, чтобы установить процессы, определяющие КПД и форму импульса излучения при различных M/p^2 и $pt_н$. На фиг. 3 представлено изменение лазерных характеристик в течение импульса для условий, часто реализующихся в CO_2-лазерах: $Q/p=0{,}2$ Дж/см^3·атм, $M/p^2=0{,}27$ Вт/см^3·тор, $p=5$ атм.

Из фиг. 3 видно, что в процессе генерации устанавливаются почти постоянное значение коэффициента усиления, задающееся потерями в резонаторе, и заселенности нижнего лазерного уровня. Величина CO_2 (10⁰0) определяется равновесием двух процессов: скоростью заселения CO_2 (00⁰1)$+h\nu \rightarrow CO_2$ (10⁰0)$+2h\nu$, которая пропорциональна (e_3-e_1), т. е. Q/p, противоположный процесс — опустошение симметричной и деформационной мод CO_2. Очевидно, чем больше заселенность уровня CO_2 (10⁰0), тем больше величина $e_3=e_4$, остающаяся после прекращения генерации, и тем меньше КПД. Следовательно, при малых Q/p добавлением газов H_2, He, H_2O можно понижать заселенность CO_2 (10⁰0), и тогда КПД должен быть выше.



Фиг. 3



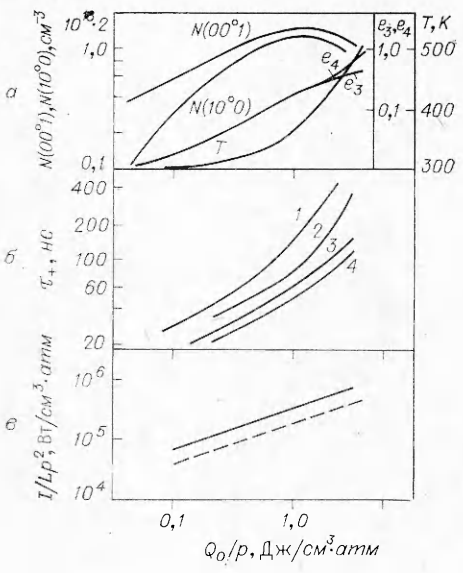
Фиг. 4

Процессы, происходящие в CO_2-лазерах при высоком $Q/p>1$ Дж/см^3·атм, иллюстрируются на примере фиг. 4 ($M/p^2=2{,}7$ Вт/см^3·тор^2, $Q/p=2$ Дж/см^3·атм, $p=5$ атм). Основной особенностью генерации в данной области Q/p является наличие максимума заселенности нижнего лазерного уровня, что позволяет реализовать значительные плотности энергии, излучаемой единицей объема активной среды, используя состояния CO_2 ($v_1$00), CO_2 (0$v_2$0), ($v_1>1$, $v_2>2$) как резервуар, в который отводится энергия с CO_2 (10⁰0). На фиг. 4 представлен режим, когда релаксация в теплоэнергии симметричной и деформационной мод отстает от заселения за счет излучения. Это приводит к росту среднего числа колебательных квантов e_1, e_2 и соответствующему росту заселенности нижнего лазерного

уровня, однако при 150 нс CO_2 (10⁰0) начинает уменьшаться, хотя генерация продолжается и e_1, e_2 растут. Это связано с тем, что в процессе генерации обедняется нулевое колебательное состояние CO_2 за счет процессов, указанных выше и при $t=150$ нс на нулевом колебательном уровне CO_2 (00⁰0) остается 30% молекул CO_2. Следовательно, молекула CO_2 (10⁰0) сталкивается в основном с возбужденными молекулами и отвод энергии с уровня CO_2 (10⁰0) осуществляется на более высокие колебательные состояния. По этой же причине уменьшается при $t > 150$ нс заселенность CO_2 (00⁰1), хотя e_3 увеличивается. При $t > 240$ нс газ уже достаточно нагрет, и потери на релаксацию из CO_2 (00⁰1) превышают мощность накачки, поэтому e_3 уменьшается. Генерация прекращается при $t > 200$ нс из-за перегрева газа ($T=600$ К) и уменьшения заселенности верхнего лазерного уровня.

Таким образом, для реализации высоких удельных характеристик излучения энергии, возбуждение активной среды и преобразование колебательной энергии CO_2, N_2 в излучение необходимо осуществлять достаточно быстро, чтобы не успевала релаксировать энергия из симметричной и деформационной мод CO_2 и газ не успевал нагреваться. Видимо, He, H_2O, H_2, эффективно опустошающие нижний лазерный уровень, будут при $Q/p > 1$ Дж/см³·атм уменьшать КПД.

Второй важной особенностью генерации при высоком Q/p является высокий и почти постоянный уровень интенсивности излучения. Это обеспечивается высокой скоростью передачи энергии от N_2 в CO_2 (00⁰ v_3) и тем, что высокий уровень мощности излучения не приводит к росту заселенности нижнего лазерного уровня, а, начиная с некоторого момента, когда заметно опустошится CO_2 (00⁰0), даже приводит к уменьшению CO_2 (10⁰0).



Фиг. 5

Какими процессами определяются при различных Q/p КПД и момент прекращения генерации, можно видеть из фиг. 5, *а*, на которой представлена зависимость от Q/p величин N (10⁰0), N (00⁰1), e_3, e_4 и T в момент прекращения генерации.

При $Q/p < 0{,}1$ Дж/см³·атм нижний лазерный уровень успевает опустошиться, так как мощность излучения мала, поэтому N (10⁰0) не влияет на генерацию, которая прекращается из-за уменьшения заселенности верхнего лазерного уровня. При бо́льших $Q/p=0{,}1-0{,}5$ Дж/см³·атм скорость передачи энергии от N_2 на CO_2 (00⁰1) и интенсивность излучения выше, что приводит к большему значению уровня заселенности N (10⁰0). Поскольку $N(00^01) - N(10^00)=\text{const}$, что определяется равенством в процессе генерации коэффициента усиления потерям в резонаторе, то заселенность N (00⁰1) и e_3 в момент прекращения генерации будут больше, что приводит при $Q/p > 0{,}2$ Дж/см³·атм к уменьшению КПД. В данном диапазоне Q/p величина КПД зависит от заселения нижнего лазерного уровня и в определенной степени от нагрева газа, следовательно, КПД может быть повышен добавлением в смесь газов, эффективно

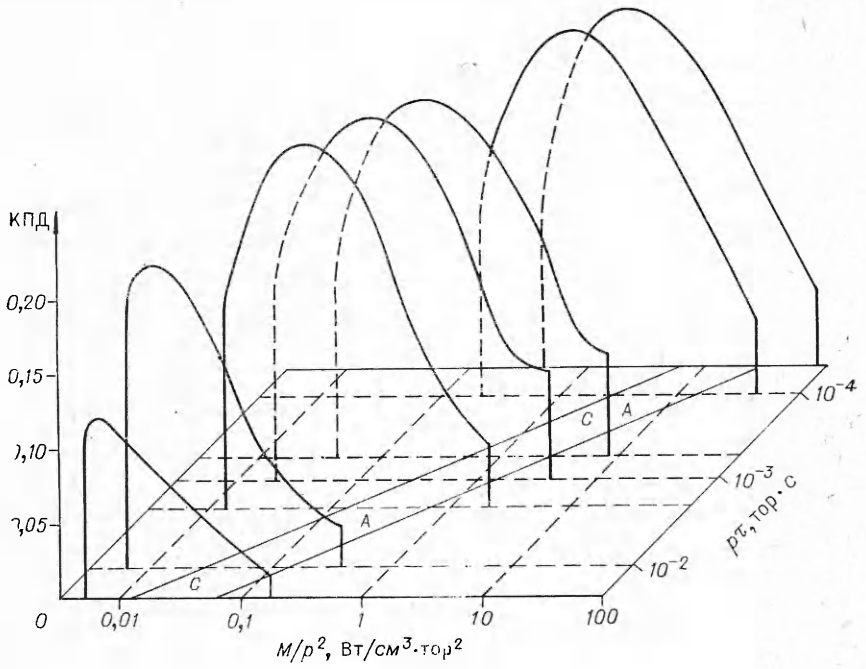
тушащих $CO_2(10^00)$. При $Q/p > 1$ Дж/см^3·атм заселенность N (10^00) уменьшается и прекращение генерации определяется нагревом газа и уменьшением N (00^01). В момент прекращения генерации e_3 растет $(e_4 > e_3)$, однако N (00^01) уменьшается, так как возбуждаются в основном высокоэнергетичные колебательные состояния CO_2 $(00^0\ v_3)$. С увеличением Q/p значения e_3, e_4, остающиеся после прекращения генерации, увеличиваются, что приводит к уменьшению КПД.

Остановимся теперь на исследовании формы импульса излучения в зависимости от M/p^2 и $pt_н$. На фиг. 5, *в* представлена зависимость от Q/p пиковой интенсивности излучения, отнесенной к произведению квадрата давления p^2 на длину активной среды (сплошная линия—M/p^2=30 Вт/см^3× ×тор^2, штриховая—M/p^2=2Вт/см^3·тор^2). Возрастание интенсивности определяется тем обстоятельством, что с увеличением Q/p заселенность N_2 и скорость передачи энергии от N_2 на CO_2 $(00^0\ v_3)$ возрастают. По этой же причине возрастает I/Lp^2 при увеличении M/p^2. Расчеты показывают, что величина I/Lp^2 от давления практически не зависит.

Зависимость ширины импульса излучения от Q/p при различных M/p^2=2; 5; 10; 20 Вт/см^3·тор^2 представлена на фиг. 5, *б* (кривые *1—4*). При фиксированном M/p^2 переход к большему Q/p означает увеличение времени накачки активной среды, что приводит к уширению импульса излучения. Увеличение M/p^2 при Q/p=const приводит к сужению импульса излучения, так как колебательная энергия не успевает передаваться от N_2 на CO_2 $(00^0\ v_3)$ и накапливается в N_2, поэтому скорость этого процесса увеличивается и колебательная энергия быстрее преобразуется в излучение.

4. Исследование зависимости КПД от M/p^2 и $pt_н$ представлено на фиг. 6.

Рассмотрим основные зависимости, представленные на фиг. 6. Линии *A—A*, *C—C* соответствуют постоянным Q/p—1; 0,2 Дж/см^3·атм. При Q/p>0,01 Дж/см^3·атм возникает генерация и увеличение КПД с ростом Q/p, при $pt_н$=const связано с возрастанием превышения вкладываемой



Фиг. 6

в разряд энергии над пороговым значением. Увеличение порогового значения Q/p, уменьшение КПД при $pt_н > 10^{-3}$ обусловлены увеличением потерь на релаксацию колебательной энергии асимметричной моды CO_2. КПД достигает максимального значения при $Q/p=0{,}18$ Дж/см^3·атм, причем при $pt_н < 10^{-3}$, где релаксация CO_2 (00^01) проявляется слабо, КПД практически не зависит от $pt_н$ и составляет $\sim 0{,}24$. Уменьшение КПД в области $Q/p=0{,}2$—1 Дж/см^3·атм обусловлено при $pt_н > 10^{-3}$ нагревом газа, при $pt_н < 10^{-3}$ заселением в процессе генерации нижнего лазерного уровня, так как pt релаксации CO_2 (10^00) больше 10^{-3} с·тор, и в определенной степени нагревом газа. При $Q/p > 1$ Дж/см^3·атм КПД существенно уменьшается из-за потерь энергии на дезактивацию электронами разряда колебательных степеней CO_2, N_2, уменьшения заселенности CO_2 (00^01) за счет обеднения нулевого колебательного состояния CO_2. При $Q/p > 1$ заселенность CO_2 (10^00) в максимуме перестает расти, так как энергия отводится на вышерасположенные колебательные состояния симметричной и деформационной мод CO_2. Данное обстоятельство позволяет реализовать высокие плотности излучения $Q_r/p=0{,}2$ Дж/см^3·атм при КПД=0,1, что может быть важно при создании малогабаритных CO_2-лазеров.

Таким образом, проведенные исследования показали, что КПД и удельные энергетические характеристики CO_2-лазеров определяются для данной смеси газов двумя параметрами M/p^2 и $pt_н$. Это существенно упрощает поиск оптимальных режимов работы CO_2-лазеров. Анализ свойств CO_2-лазеров при высоких Q/p показал, что предельно достижимый коэффициент усиления CO_2-лазеров составляет $\sim 0{,}12$ см$^{-1}$. При достаточно быстром возбуждении активной среды и $Q/p > 1$ Дж/см^3·атм могут быть получены высокие параметры излучаемой энергии 0,2 Дж/см^3·атм при КПД 0,1. Добавлять пары He, H_2 и H_2O в этом случае не следует, так как это будет приводить к нагреву газа и уменьшению КПД. Оптимальные параметры внешней цепи можно выбирать, используя зависимость КПД от M/p^2 и $pt_н$.

Эксперименты подтверждают основные выводы данной работы [3, 6, 21], однако к зависимости КПД при $Q/p > 2$ Дж/см^3·атм следует подходить осторожно, так как модель не учитывает влияния на функцию распределения тушения электронами колебательных уровней молекул CO_2.

Авторы выражают благодарность за помощь в работе В. Н. Ветлуцкому, А. В. Афонину, А. М. Оришичу.

Поступила 31 III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. **Басов И. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Подсосонный А. С., Сучков А. Ф.** Электроионизационные лазеры.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, вып. 1, с. 108.
2. **Афонин Ю. В., Бышевский В., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Тищенко В. Н.** Исследование энергетических характеристик мощных лазерных систем электроионизационного типа.— В кн.: Труды XI Международной конференции по явлениям в ионизованных газах. Прага, 1973, т. 1, с. 166.
3. **Afonin Yu. V., Byszewski W., Ponomarenko A. G., Soloukhin R. I., Tieschenko V. N.** Gain and Power Characteristics of an Electron-Beam Controlled Discharge TEA CO_2-Laser.—«Optics Communications», 1974, vol. 10, N 1, p. 11.
4. **Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Тищенко В. Н.** Вопросы оптимизации и предельные энергетические характеристики импульсных лазерных систем на CO_2 электроионизационного и электроразрядного типа. Первая Всесоюзная школа-конференция «Применение лазеров в машиностроении и других областях техники и физические вопросы разработки газовых лазеров». Тезисы докладов. М., «Наука», 1974, с. 18.

5. **Baranov V. Yu., Golubev S. A., Kingsep S. S., Novobrantsev I.V., Pismeny V. D., Smirnov V. P., Spector A. M., Starostin A. N., Streltsov A. P., Velikhov E. P.** A Study of Combined Discharge Exciting the CO_2 Laser with a High-Current Electron Beam. — In: XI International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Vol. 1. Prague, 1973, p. 162.
6. **Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И.** О предельных энергетических характеристиках импульсных ТЕА-лазеров на CO_2.— ПМТФ, 1975, N 1, с. 89.
7. **Nighan W. L.** Electron Energy Distributions and Collision Rates in Elecrtically Excited N_2, CO_2 and CO.—«Phys. Rev., A», 1970, vol. 2, n. 5, p. 1989.
8. **Лобанов А. Н., Сучков А. Ф.** Функция распределения и баланс энергии электронов в электроионизационном лазере на двуокиси углерода. —«Квантовая электроника», 1974, т. 1, вып. 7, с. 1527.
9. **Гордеец В. Ф., Соболев Н. Н., Шелепин А. А.** Кинетика физических процессов в ОКГ на CO_2.—ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 1822.
10. **Басов Н. Г., Михайлов В. Г., Ораевский А. П., Щеглов В. А.** Получение инверсной населенности молекул в сверхзвуковом потоке бинарного газа в сопле Лаваля.— ЖТФ, 1968, т. 38, вып. 12, с. 2031.
11. **Бирюков А. С., Гордеец В. Ф.** Кинетические уравнения релаксации колебательной энергии в смеси многоатомных газов.— ПМТФ, 1969, N 6, с. 29.
12. **Vlases G. C., Moeny W. M.** Numerical Modelling of Pulsed Electric CO_2-Lasers.— «J. Appl. Phys.», 1972, vol. 43, N 3, p. 1840.
13. **Kast S. J., Cason C.** Performance Comparison of Pulsed Discharge an (E-Beam Controlled CO_2 Lasers.—«J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, N 4, p. 1631.
14. **Schulz G. L.** Vibrational Excitation of N_2, CO and H_2 by Electron Impact.— «Phys. Bev., A», 1964, vol. 135, N 4, p. 988.
15. **Афонин Ю. В., Зимин Ю. С., Пономаренко А. Г.** Компактный импульсный электроионизационный CO_2-лазер. Первая Всесоюзная школа-конференция «Применение лазеров в машиностроении и других областях техники и физические вопросы разработки газовых лазеров». Тезисы докладов. М., «Наука», 1974.
16. **Браун С.** Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961.
17. **Ретер Г.** Электронные лавины и пробой в газах. М., ИЛ, 1960.
18. **Месяц Г. А., Бычков Ю. П., Кремнев В. В., Королев Ю. Н., Курбатов Ю. А., Савин В. К.** CO_2-лазер высокого давления с предионизацией коротким электронным пучком. Препринт Ин-та оптики атмосферы СО АН СССР, 1972, № 2.
19. **Fenstermacber C. A., Nutter M. J., Lelano W. T., Boyer K.** Electron Beam-Controlled CO_2-Laser Amplifiers.—«Appl. Phys. Lett.», 1972, vol. 20, N 2, p. 157.
20. **Carmichael C. H. H., Garnsworthy R. K., Mathias L. E. S.** High Gain at 10,6 μ from an Electron-Beam-Controlled Pulsed Discharge.—«Appl. Phys. Lett.», 1974, vol. 24, N 12, p. 608.
21. **Басов Н. Г., Данилычев В. А., Ионин А. А., Ковш И. Б., Соболев В. А.** Электроионизационный импульсный ОКГ с энергией излучения 200.— ЖТФ. 1973 т. XIII, вып. 11, с. 2357.
22. **Moore C. B., Wood R. E., Hu B. L., Yardley J. T.** Vibrational Energy Transfer in CO_2 Laser.—«J. Chem. Phys.», 1967, vol. 46, p. 4222.
23. **Бирюков А. С., Конюхов В. К., Луковников А. П., Сериков Р. И.** Релаксация колебательной энергии уровня (00°1) молекулы CO_2.—ЖЭТФ 1974 .т. 66. вып. 4. с. 1238.
24. **Rosser W. A., Jr, Wood A. D., Gerry E. T.** Deactivation of Vibrationally Excited Carbon Dioxide by Collisions with Carbon Dioxide or with Nitrogen.—«J. Chem. Phys.», 1969, vol. 50, N 11, p. 4996.
25. **Rosser W. A., Jr. and Gerry E. T.** De-excitation of Vibrationally Excioted CO_2 (00°1) by Collisions with CO_2, H_2, NO_2 and Cl_2.— «J. Chem. Phys.», 1971, vol. 54, N 9, p. 4131.
26. **Rhodes C. K., Kelly M. J., Javan A.** Collisional Relaxation of the 10°0 State in Pure CO_2. —«J. Chem. Phys.», 1968, vol. 48, p. 5730.
27. **Gebhardt E. G., Smith D. C.** Kinetic Cooling of a Gas by Absorbtion of CO_2 Laser Radiation.—«Appl. Phys. Lett.», 1972, vol. 20, p. 129.
28. **Merrill K. M., Amme R. C.** Deactivation of the CO_2 Bending Mode by Collisions with N_2 and O_2. — «J. Chem. Phys.», 1969, vol. 51, N 2, p. 844.
29. **Cheo P. K.** Effects of CO_2, He and N_2 on the Lifetimes of the 00°1 and 10°0 CO_2 Laser Levels and on Pulsed Gain at 10.6. — «J. Appl. Phys.», 1967, vol. 38, N 9, p. 3563.
30. **Taylor R. L., Bitterman S.** Survey of Vibrational Relaxation Data For Processes Important in the CO_2—N_2 Laser System.—«Rev. of Mod. Phys.», 1969, vol. 41, N 1, p. 26.