

**О КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ
СО₂-ЛАЗЕРА, ВОЗБУЖДАЕМОГО НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫМ
РАЗРЯДОМ***Г. А. Ведерников, В. Н. Карнюшин, Р. И. Солоухин**(Новосибирск)*

В рамках сравнительно простой теоретической модели исследована динамика работы СО₂-лазера при возбуждении несамостоятельным разрядом. Определены параметры квазистационарного режима генерации для широкого диапазона контролируемых условий.

Несамостоятельный электрический разряд в газе является одним из наиболее перспективных методов накачки СО₂-лазеров. В условиях такого разряда средняя энергия электронов и их концентрация являются независимыми величинами, что позволяет реализовать наиболее выгодный режим возбуждения верхнего лазерного уровня. Кроме того, внешний источник ионизации облегчает осуществление однородного разряда при высоких давлениях рабочей среды. Дополнительным аргументом в пользу применения комбинированного разряда является то, что оптимальные в смысле эффективности лазерной накачки значения напряженности электрического поля оказываются несколько ниже, чем требуемые для поддержания самостоятельного разряда в типичных лазерных смесях, в результате чего система в целом становится менее чувствительной к развитию перегревно-ионизационной неустойчивости. В качестве примера практического использования разряда указанного типа для накачки СО₂-лазера можно указать работы [1,2], в которых объемная ионизация разрядного промежутка осуществлялась соответственно с помощью электронного пучка и последовательности коротких высоковольтных импульсов.

При наличии характерной для несамостоятельного разряда возможности независимого варьирования электронной плотности n принципиальное и практически важное значение приобретает вопрос о зависимости параметров лазерной системы от величины n при фиксированном значении параметра E/N основного разряда. Для каждого заданного состава и давления рабочей смеси должна существовать оптимальная величина электронной концентрации n^* , соответствующая максимальному значению лазерного КПД. Учитывая, что напряженность электрического поля основного разряда выбирается из условия максимальной эффективности возбуждения верхнего уровня лазерного перехода, можно утверждать, что величина n^* будет определять соответствующие «оптимальные» значения всех основных параметров лазера с несамостоятельным разрядом. Существенный интерес представляет также вопрос о возможности осуществления квазистационарного режима генерации в условиях несамостоятельного разряда. Варьирование величины n может быть использовано для управления длительностью и мощностью импульса лазерного излучения.

В соответствии со сказанным необходимость количественного анализа зависимости свойств лазерной системы от величины электронной плотности в условиях комбинированного разряда является очевидной. В данной работе была предпринята попытка проведения такого анализа при сравнительно простой общей постановке задачи. При этом использовались следующие дополнительные предположения о характере разряда.

1. Начальная электронная концентрация возникает мгновенно в момент $t=0$ и входит в уравнения в качестве варьируемого параметра. Рассматривались варианты с квазистационарным и импульсным режимом работы источника ионизации. В первом случае относительная электронная концентрация n/N считается постоянной во времени, во втором — учитывается диссоциативная рекомбинация.

2. Напряженность электрического поля в процессе разряда изменяется так, что величина E/N остается постоянной. В конкретных расчетах использовалось значение $E/N=3 \cdot 10^{-16}$ В · см². Соответствующее значение средней энергии электронов, вычисленное с учетом немасвелловского характера функции распределения по скоростям, составляет около 2,5 эВ [3,4].

3. Интенсивность накачки достаточно велика, вследствие чего можно пренебречь процессами диффузии и теплообмена во время импульса генерации, длительность которого в указанных условиях определяется теплоемкостью лазерной среды.

4. Плотность газа в зоне разряда остается однородной в процессе нагрева и расширения, изменяясь во времени по закону

$$(1) \quad N=N_0[T_0/T+(1-T_0/T)e^{-t/\tau}],$$

где T — температура газа, $\tau \sim l/c_s$; l — поперечный размер разряда; c_s — скорость звука. Элементарные газодинамические оценки показывают, что величину τ можно взять равной $1,5 l/c_s$. Такая аппроксимация позволяет значительно упростить решение задачи, сохраняя наиболее существенные особенности рассматриваемого явления. В предельных случаях при $t \ll \tau$ и $t \gg \tau$ соотношение (1) переходит соответственно в $N=N_0=const$ и $N=N_0T_0/T$. Начальные значения температуры и плотности газа в проводившихся расчетах составляли $T_0=300^\circ\text{K}$ и $N_0 \geq 3,54 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($P_0 \geq 100$ тор).

При указанных предположениях задача в целом является нестационарной и решается путем численного интегрирования системы кинетических уравнений для заселенностей колебательных уровней N_2 и CO_2 совместно с уравнениями для температуры газа и электронной концентрации. Уравнение для температуры газа в зоне разряда записывается на основе соотношения $dQ/dt=c_V N dT/dt - kT dN/dt$ и с учетом (1) принимает вид

$$\frac{dQ}{dt} = c_V N_0 T_0 \left[\frac{\gamma}{W} + \left(1 - \frac{\gamma}{W}\right) e^{-t/\tau} \right] \frac{dW}{dt} + \frac{N_0 k T_0}{\tau} (W - 1) e^{-t/\tau},$$

где Q — энергия, вкладываемая в единицу объема разряда за счет процессов $V-T$ -релаксации и упругих столкновений электронов с молекулами, $\gamma=c_p/c_V$; $W=T/T_0$; k — постоянная Больцмана. Плотность мощности, выделяемой в результате упругих электронных столкновений, вычисляется по формуле $dQ_e/dt = nm^{1/2} (2\varepsilon)^{3/2} \sum_k \frac{\sigma_k N_k}{M_k}$, где ε и m — соответственно средняя энергия и масса электрона; M_k — масса молекулы k -й компоненты смеси; N_k — парциальные концентрации; σ_k — средние

сечения упругих столкновений электронов с CO_2 , N_2 и He , равные соответственно $8,5 \cdot 10^{-16}$, $1,7 \cdot 10^{-15}$ и $5,1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [5]. При умеренных электронных концентрациях роль канала упругих потерь незначительна.

Уравнение для электронной концентрации имеет вид

$$(2) \quad \frac{dn}{dt} = -\beta n^2 - n_0 \left[\frac{1 - e^{-t/\tau}}{W^2} \frac{dW}{dt} + \left(1 - \frac{1}{W} \right) \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} \right],$$

где β — коэффициент диссоциативной рекомбинации. В расчетах использовались значения $\beta = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ для импульсного источника ионизации и $\beta = 0$ для стационарного (ионизацией за счет основного электрического поля в рассматриваемых условиях можно пренебречь). Второй член в правой части уравнения (2) описывает изменение электронной концентрации за счет изменения плотности газа в соответствии с соотношением (1).

При записи кинетических уравнений необходимо учитывать следующие обстоятельства. Сечения электронного возбуждения нижних колебательных уровней молекул N_2 (вплоть до $v=5$) являются величинами одного порядка [6]. Это означает, что в условиях любого разряда происходит эффективное заселение большой совокупности колебательных уровней азота. Поэтому наиболее подходящей моделью для описания роли N_2 в системе кинетических уравнений является модель гармонического осциллятора с бoльцмановским заселением колебательных уровней и соответствующей колебательной температурой. Что касается колебательных уровней основных мод молекул CO_2 , то для них характерно резкое уменьшение сечений электронного возбуждения с ростом номера уровня [7]. Заселение верхних уровней в этом случае происходит в основном за счет процессов колебательного обмена в пределах каждой моды, конкурирующих с довольно интенсивными процессами вынужденного излучения и колебательно-поступательной дезактивации нижних уровней. Поэтому для описания кинетики колебательного обмена и релаксации молекул CO_2 может быть использована как модель, основанная на предположении о бoльцмановском заселении уровней в пределах каждой из мод, интерпретируемых как гармонические осцилляторы [8], так и модель, в которой учитываются только уровни, непосредственно связанные с верхним и нижним уровнями лазерного перехода.

В данной работе при обработке программы машинного счета использовались обе указанные модели. Было установлено, что оба варианта дают близкие результаты. Основная часть последующих расчетов проводилась по первому варианту. Следует заметить, что сравнение указанных двух моделей представляет и самостоятельный интерес, так как в применении к условиям стационарной задачи вторая модель приводит к более простой системе алгебраических уравнений и поэтому оказывается более предпочтительной.

В таблице указаны реакции возбуждения, обмена и дезактивации колебательных уровней, которые учитывались при записи скоростных уравнений, и приведены эмпирические формулы для температурной зависимости соответствующих кинетических коэффициентов, полученные в результате обработки данных из обзора [9] и более поздних работ [10-15]. При этом использованы следующие обозначения: k^+ , k^- — константы скоростей прямого и обратного процесса; $h\nu_i$, T_i ($i=1, 2, 3, 4$) — соответственно энергия колебательного кванта и колебательная температура для моды $(n00)$, $(0n0)$, $(00n)$ CO_2 и $(v=n)\text{N}_2$; $\Delta_{34} = h(\nu_3 - \nu_4)$; T_e — температура электронов ($1,85 \cdot 10^4 \text{ K}$). Цифрами I и II указаны соответственно реакции для модели с гармоническими осцилляторами и комби-

№ п/п	Прямой и обратный процесс	k^+ (\rightarrow)	k^- (\leftarrow)	Литература
1	$N_2 + e \rightleftharpoons N_2^* + e$	$k_e N = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$1,2 \exp\left(-\frac{h\nu_A}{kT_A}\right) k^+$	[3, 4, 6]
2	$CO_2 + e \rightleftharpoons CO_2^*(001) + e$	$0,25 k_e N$	$\exp\left(\frac{h\nu_3}{kT_e}\right) k^+$	[3]
3	$CO_2 + e \rightleftharpoons \begin{cases} CO_2^*(100) + e \\ CO_2^*(020) + e \end{cases}$	$0,5 k_e N$	$\exp\left(\frac{h\nu_1}{kT_e}\right) k^+$	[3]
4	$CO_2 + e \rightleftharpoons CO_2^*(010) + e$	$0,2 k_e N$	$\exp(h\nu_2/kT_e) k^+$	[3]
5	I $N_2^*(n+1) + CO_2 \rightarrow N_2^*(n) + CO_2^*(001)$ $CO_2^*(00n) + N_2^*(1) \leftarrow CO_2^*(00n+1) + N_2$ II $N_2^*(n+1) + CO_2 \rightarrow N_2^*(n) + CO_2^*(001)$ $CO_2 + N_2^*(1) \leftarrow CO_2^*(001) + N_2$	$\left(0,2 + \frac{2}{W}\right) 10^5 k_e N$	$\exp\left(\frac{\Lambda_{14}}{kT}\right) k^+$	[9-11, 14]
6	$CO_2^*(001) + CO_2 \rightarrow \begin{cases} CO_2^*(030) + CO_2 \\ CO_2^*(110) + CO_2 \end{cases}$	$50 \exp\left(16,3 W^{-\frac{2}{3}} - 35 W^{-\frac{1}{3}}\right) k_e N$		[9, 11, 13-15]
7	$CO_2^*(001) + He \rightarrow \begin{cases} CO_2^*(030) + He \\ CO_2^*(110) + He \end{cases}$	$9,2 \cdot 10^{-4} \exp\left(-10 W^{-1/3}\right) k_e N$		[9, 12, 14, 15]
8	I $CO_2^*(0n+10) + He \rightleftharpoons CO_2^*(0n0) + He$ $CO_2^*(10) + He \rightleftharpoons CO_2 + He$ II $CO_2^*(020) + He \rightleftharpoons CO_2^*(010) + He$	$2 \cdot 10^{-3} \exp\left(-6,1 W^{-1/3}\right) k_e N$	$2 \exp\left(-\frac{h\nu_2}{kT}\right) k^+$	[9, 14]
9	II $CO_2^*(020) + CO_2 \rightleftharpoons 2CO_2^*(010)$	$6,3 \cdot 10^{-4} W^{1/2} k_e N$	$0,5 k^+$	[9]
10	Вынужденное излучение (001) \rightarrow (100) CO_2			

лированной модели с отдельными уровнями молекулы CO_2 . В обоих случаях учитывались только одноквантовые переходы в процессах обмена и релаксации. Предполагалось, что экспериментально измеренные величины сечений относятся к переходам между нижними уровнями, а для вычисления сечений переходов типа $(n+1) \rightarrow (n)$ применялось обычное соотношение $k_{n+1,n} = (n+1)k_{1,0}$.

Коротко остановимся на основных особенностях использованных в расчетах реакций.

1. Скорость передачи возбуждения от N_2 к CO_2 (см. таблицу, процесс (5)) в модели II оказывается явно завышенной. Как показали проверочные расчеты, это различие является основным для двух рассмотренных моделей.

2. Процессы, обратные (6) и (7), не учитывались, так как скорости этих реакций малы по сравнению с другими, определяющими заселенности соответствующих уровней. Прямые же процессы существенны для порога генерации и при малых электронных концентрациях.

3. Процесс (8) соответствует основному каналу $V - T$ -релаксации в проводившихся расчетах. При этом в модели с отдельными уровнями учитывались одноквантовые переходы с первого и второго уровней изгибной моды CO_2 . Роль добавки паров воды не учитывалась. Простые оценки показывают, что оптимальная добавка паров H_2O увеличивает скорость дезактивации нижнего лазерного уровня примерно в 1,5—2 раза.

4. В модели с гармоническими осцилляторами предполагалось равенство колебательных температур изгибной и симметричной моды CO_2 вследствие наличия резонанса Ферми между уровнями (100) и (020). В модели с отдельными уровнями учитывалась быстрая реакция «распада» $\text{CO}_2(020)$, $2\text{CO}_2(010)$.

5. В выражении для лазерного перехода учитывалась температурная зависимость сечения неупругих молекулярных столкновений, сопровождающихся изменением вращательного квантового числа [4,16]. Это дает более резкое изменение коэффициента усиления с температурой, чем классическая модель со столкновительно уширенной линией. Общее соотношение для коэффициента усиления может быть записано в виде $\alpha = g(T)\alpha_c$, где $g(T)$ описывает указанную дополнительную температурную зависимость; α_c — коэффициент усиления, вычисленный в предположении о постоянстве газокинетических сечений. Формула для $g(T)$ была получена в результате обработки данных работы [4]

$$g = 1,635 W^{-2} \exp(-0,49/W).$$

В области давлений $p \geq 100$ тор вкладом доплеровского уширения в контур линии можно пренебречь. Величина α_c в центре столкновительно уширенной линии P — ветви лазерного перехода — определяется соотношением

$$(3) \quad \alpha_c = \frac{A\lambda^2(2j-1)hcB}{2\pi^2\Delta\nu_c kT} \exp\left[-\frac{hcB}{kT} j(j-1)\right] (n_2 - n_1 e^{-2j\frac{hcB}{kT}}),$$

где $A = 0,165 \text{ с}^{-1}$ [17,18] — вероятность спонтанного излучения; $\lambda = 1,06 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ — длина волны лазерного перехода; j — номер вращательного уровня нижнего колебательного состояния; $B \approx 0,39 \text{ см}^{-1}$ — вращательная постоянная; n_2, n_1 — заселенности уровней (001) и (100) CO_2 ; $\Delta\nu_c$ — ширина на полувысоте контура линии; h — постоянная Планка;

c — скорость света (предполагается, что заселение вращательных уровней является бальцмановским с температурой T). Для газовой смеси с парциальными концентрациями N_i $\Delta\nu_c$ вычисляется по формуле $\Delta\nu_c = \sum \Delta\nu_i N_i$, где $\Delta\nu_i$ — удельные (на одну частицу) ударные полуширины. Значения $\Delta\nu_i$ для столкновений $\text{CO}_2 - \text{CO}_2$, $\text{CO}_2 - \text{N}_2$, $\text{CO}_2 - \text{He}$ были взяты из работ [18, 19]. Расчеты проводились для линии P (20) лазерного перехода. Подстановка соответствующих числовых значений в уравнение (3) дает

$$\alpha_c (\text{см}^{-1}) = \frac{6,78W^{-3/2} e^{-\frac{0,71}{W}}}{(1,8N_c + 1,7N_N + 1,3N_H)} (n_2 - n_1 e^{-7,5 \cdot 10^{-2}/W}).$$

Для простоты предполагалось, что коэффициент усиления одинаков по объему резонатора и потери излучения связаны только с потоком через выходное зеркало. Пороговые условия генерации определяются обычным соотношением $2\alpha L = -\ln R$, где L — длина разряда и резонатора; R — коэффициент отражения выходного зеркала.

Уравнение для плотности излучения в резонаторе ρ имеет вид $d\rho/dt = \alpha c \rho - \delta$, где δ — потери, отнесенные к единице объема. Нетрудно убедиться, что даже при постоянном коэффициенте усиления величина ρ изменяется по длине резонатора. С целью упрощения в качестве ρ бралось среднее геометрическое из значений плотности излучения у зеркал резонатора. При этом простые выкладки дают для величины потерь соотношение

$$\delta = \frac{\rho c}{L} \left[\frac{1-R}{1+R} \frac{e^{\alpha L}}{2} \right]^{1/2}.$$

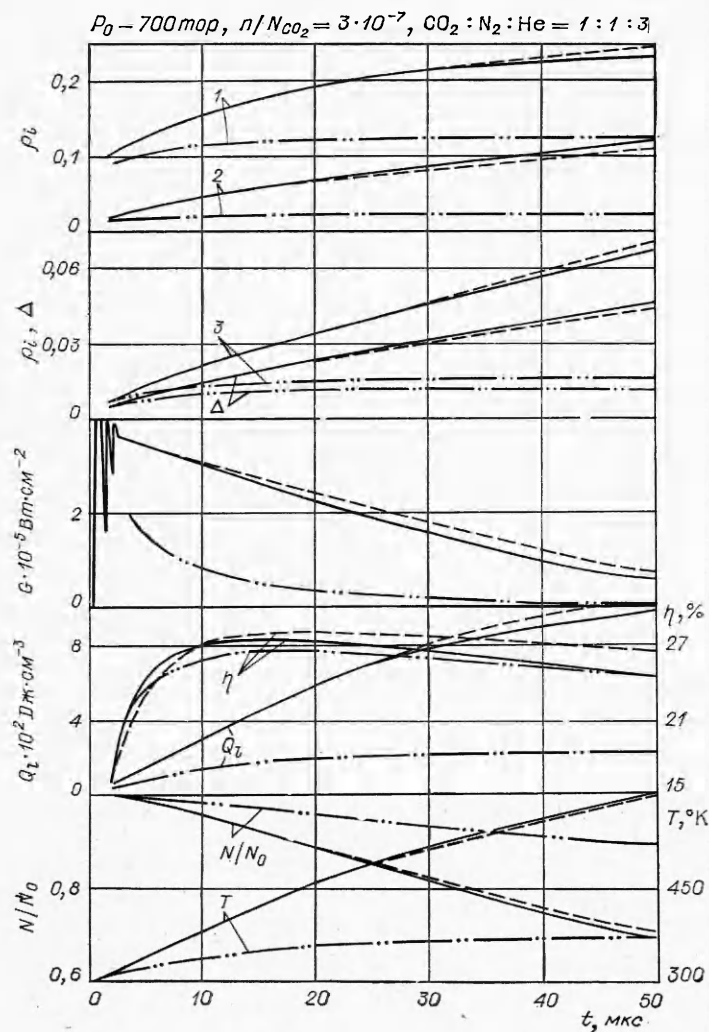
В численных расчетах использовались значения $R=0,5$, $L=10^2$ см, поперечный размер разряда $l=2$ см.

Система кинетических уравнений совместно с приведенными соотношениями для электронной концентрации, температуры газа и интенсивности излучения решалась на ЭВМ БЭСМ-6 методом Рунге — Кутты. Среднее время счета на один вариант составляло ~ 1 мин.

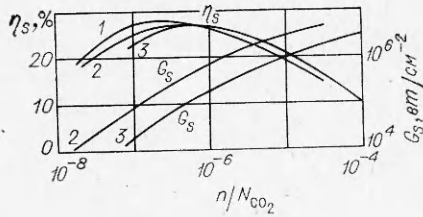
Типичные кривые временного хода для относительных заселенностей ρ_i уровней N_2 и CO_2 , относительной инверсии Δ , интенсивности выходного излучения G , лазерной энергии, снимаемой с единицы объема активной среды Q_l , лазерного КПД η , а также температуры T и относительной плотности N/N_0 газа представлены на фиг. 1. Сплошными и пунктирными линиями указаны соответственно результаты для моделей (I) и (II) при стационарном источнике ионизации, штрихпунктирная линия соответствует результатам для импульсного источника ионизации (модель I). Кривые 1—3 соответствуют относительной заселенности уровней (010) CO_2 , ($\nu=1$) N_2 и (001) CO_2 . Особенности приведенных динамических характеристик могут быть суммированы следующим образом:

1. Обе модели дают качественно сходные и количественно близкие результаты. Несколько более высокие лазерные параметры в модели (II) связаны с завышенной скоростью передачи возбуждения от N_2 к CO_2 .

2. Практически линейный рост относительной заселенности уровней ($\nu=1$) N_2 и (001) CO_2 после установления режима генерации при стационарном источнике ионизации обусловлен постоянством скорости электронного возбуждения и сравнительно слабой зависимостью константы скорости реакции $\text{CO}_2 + \text{N}_2^* \rightleftharpoons \text{CO}_2^* + \text{N}_2$ от температуры в области $T=$



$= (300 + 500)^\circ\text{K}$. Относительная заселенность нижнего лазерного уровня нарастает значительно медленнее, что связано с быстрой передачей возбуждения в изгибную моду и ростом скорости $V - T$ -деактивации при увеличении температуры газа в процессе генерации. Указанные обстоятельства определяют почти линейный рост инверсии, обеспечивающий существование участка квазистационарного режима генерации, несмотря на рост температуры и уменьшение плотности активной среды. Для приведенных на фиг. 1 условий длительность квазистационарного режима генерации τ_S , определенная как время уменьшения интенсивности излучения в 2 раза по сравнению с установившейся вначале, составляет около 30 мкс. (Колебательная структура начального участка $G(t)$ и других величин особого интереса не представляет, так как является обычным следствием быстрого перехода системы от одного квазиравновесного состояния к другому.) Заслуживает внимания тот факт, что лазерный КПД в момент τ_S близок к максимальному ($\eta_m \approx 27\%$), а излучаемая единицей объема энергия Q_i для $t > \tau_S$ растет сравнительно слабо. Очевидно, что



Фиг. 2

мена и $V-T$ -релаксации. Этим объясняется временный ход всех соответствующих величин, показанный на фиг. 1. Полученные данные интересны с точки зрения возможности применения генераторов высоковольтных импульсов для ионизации газа в несамостоятельном разряде [2].

Для квазистационарного режима генерации зависимость основных лазерных параметров — КПД η_s и средней за время τ_s интенсивности излучения G_s — от величины электронной концентрации представлена на фиг. 2. Здесь цифрами 1, 2, 3 обозначены результаты, полученные для составов смеси: $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 15 : 25 : 60$; $1 : 1 : 3$ и $1 : 1 : 8$. Кривые G_s построены для $p_0 = 700$ тор.

При заданном составе смеси лазерный КПД практически не зависит от давления. Характерной особенностью зависимости η_s от электронной плотности является наличие широкого максимума. Слева от максимума, в области малых электронных концентраций, уменьшение η_s связано с возрастанием роли процесса столкновительной дезактивации верхнего лазерного уровня. По этой причине при увеличении содержания гелия в смеси максимум КПД смещается вправо, уменьшаясь одновременно по абсолютной величине (см. фиг. 2).

Уменьшение лазерного КПД с ростом электронной плотности справа от максимума обусловлено возрастанием относительной величины потерь энергии на возбуждение симметричной и изгибной моды CO_2 . Интересно отметить, что существование этого канала энергозатрат определяет реальное значение предельного КПД электроразрядных CO_2 -лазеров в соответствии с соотношением

$$\eta_{\max} = \frac{\nu_l}{\nu_3} \left[\sum_i \frac{\nu_i}{\nu_3} \frac{k_i}{(k_3 + k_4)} \right]^{-1},$$

где ν_l — частота излучения лазерного перехода; ν_i и k_i ($i=1, 2, 3, 4$) — соответственно частоты одноквантовых переходов и константы скоростей электронного возбуждения основных мод молекул CO_2 и N_2 . Подстановка значений k_i , приведенных в [3], дает величину $\eta_{\max} \approx 30\%$. При достаточно больших электронных концентрациях ($n/N_c \geq 10^{-5}$) заметное влияние на величину лазерного КПД начинают оказывать рекомбинационные потери. Характер зависимости G_s от n (см. фиг. 2) практически полностью определяется перечисленными факторами и не требует дополнительных пояснений.

При фиксированном значении n/N величина G_s зависит от начальной плотности газа по закону $G_s \sim N_0^2$. Результаты расчета величин G_s/L и τ_s для разных значений N_0 и n/N_c представлены в виде номограмм на фиг. 3. Для каждого графика указаны значения параметра n/N_{CO_2} и содержание гелия в смеси (в скобках) при соотношении $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 1$. Сплошные линии соответствуют «оптимальным» режимам лазерной накачки, при которых реализуются максимальные значения лазерного КПД.

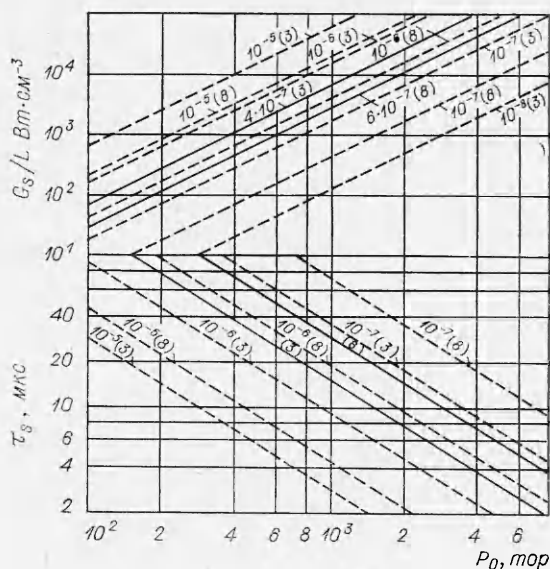
при практической реализации лазерной системы подобного типа момент τ_s должен соответствовать выключению разряда.

3. При импульсном источнике ионизации рекомбинационные потери электронов приводят к довольно быстрому выравниванию скоростей процессов электронного возбуждения со скоростями колебательного об-

Так, для состава смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$ при начальном давлении 10^3 тор длительность участка квазистационарной генерации в оптимальных условиях будет составлять около 30 мкс при плотности потока выходного излучения порядка $3 \cdot 10^5$ Вт/см².

Подводя итог, отметим, что в рамках сравнительно простой модели можно исследовать динамику возбуждения CO_2 -лазера комбинированным разрядом и определить параметры квазистационарного режима генерации, длительность которого может регулироваться путем изменения величины n . Наиболее существенной особенностью

зависимости параметров лазерной системы от величины электронной плотности при $E/N = \text{const}$ является существование области значений n/N , при которых величина лазерного КПД максимальна. Полученные количественные данные о характеристиках CO_2 -лазеров для широкого диапазона контролируемых условий могут быть использованы при прогнозировании параметров разрабатываемых лазерных систем с комбинированным разрядом.



Фиг. 3

Поступила 13 IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Велихов Е. П., Голубев С. А., Земцов Ю. К., Паль А. Ф., Перспанцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. Несамостоятельный стационарный газовый разряд в смесях N_2-CO_2 при атмосферном давлении с ионизацией электронным пучком. ЖЭТФ, 1973, т. 65, в. 2(8), с. 543.
2. Hill A. E. Continuous uniform excitation of medium — pressure CO_2 laser plasmas by means of controlled avalanche ionisation.— «Appl. Phys. Lett.», 1973, v. 22, N 12, p. 670.
3. Nighan W. L. Electron energy distributions and collision rates in electrically excited N_2 , CO and CO_2 .—«Phys. Rev. A.», 1970, v. 2, N 5, p. 1989.
4. Bullis R. H., Nighan W. L., Fowler M. C., Wiegand W. J. Physics of CO_2 electric discharge Lasers.—«AIAA J.», 1972, v. 10, N 4, p. 407.
5. Мак — Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., «Мир», 1967.
6. Schulz G. J. Vibrational excitation of N_2 , CO and H_2 by electron impact.—«Phys. Rev.», 1964, v. 135, N 4 A, p. A988.
7. Boness M. J. W., Schulz G. J. Vibrational excitation of CO_2 by electron impact.—«Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 21, N 15, p. 1031.
8. Гордиец В. Ф., Соболев Н. Н., Шелепин Л. А. Кинетика физических процессов в ОКГ на CO_2 .— ЖЭТФ, 1967, т. 53, в. 5 (II), с. 1822.
9. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO_2-N_2 laser system.—«Rev. Mod. Phys.», 1969, v. 41, N 1 p. 26.
10. Taylor R. L., Bitterman S. Experimental measurements of the resonant vibrational energy transfer between mode of CO_2 and N_2 .—«J. Chem. Phys.», 1969, v. 50, N 4, p. 1720.

11. Rosser W. A., Wood A. D., Gerry E. T. Deactivation of vibrationally excited carbon dioxide (ν_3) by collisions with carbon dioxide or with nitrogen.—*J. Chem. Phys.*, 1969, v. 50, N 11, p. 4996.
 12. Rosser W. A., Gerry E. T. De-excitation of vibrationally excited $\text{CO}_2(\nu_3)$ by collisions with He, O_2 and H_2O .—*J. Chem. Phys.*, 1969, v. 51, N 5, p. 2286.
 13. Rosser W. A., Gerry E. T. De-excitation of vibrationally excited $\text{CO}_2(001)$ by collisions with CO_2 , H_2 , Ne and Cl_2 .—*J. Chem. Phys.*, 1971, v. 54, N 9, p. 4131.
 14. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация в газах и молекулярные лазеры.—*УФН*, 1972, т. 108, в. 4, с. 655.
 15. Бирюков А. С., Конюхов В. К., Луковников А. И., Сериков Р. И. Релаксация колебательной энергии уровня (00^01) молекулы CO_2 .—*ЖЭТФ*, 1974, т. 66, в. 4, с. 1248.
 16. Chan F. T., Tang C. L. Rotational transition of CO molecule by collisions.—*J. Appl. Phys.*, 1969, v. 40, N 7, p. 2806.
 17. Moore C. B., Wood R. E., Hu B. L., Yardley J. T. Vibrational energy transfer in CO_2 lasers.—*J. Chem. Phys.*, 1967 v. 46. N 11, p. 4222.
 18. Данилов В. В., Кругляков Э. П., Шунько Е. В. Измерение вероятности перехода $P(20)$ (00^01-10^00) CO_2 и ударного уширения при столкновениях с CO_2 , N_2 и He .—*ПМТФ*, 1972, № 6, с. 24.
 19. Patel V. S. Collision broadening of high pressure CO and CO_2 laser transitions.—*Phys. Lett.*, 1973, v. A 45. N 2, p. 137.
-