

Таким образом, приведенные выше результаты экспериментов наглядно показывают, что энергетические и оптические характеристики CO_2 -лазеров, имеющих замкнутый цикл, чувствительны к скорости обновления рабочего газа. Уменьшение скорости обновления, начиная с некоторого «порогового» значения, приводит к резкому падению предельной мощности, вкладываемой в разряд, а также к ухудшению оптических характеристик среды, что проявляется прежде всего в уменьшении КПД системы (при любом уровне вкладываемой электрической мощности). Это обстоятельство необходимо учитывать при определении основных рабочих характеристик конвективных лазеров с замкнутым циклом, причем «пороговое» значение g , по-видимому, будет сильно зависеть от конкретной конструкции системы прокачки и системы электродов, от размеров зоны разряда и т. п. В заключение отметим, что отсутствие данных по скорости обновления в публикациях различных авторов, посвященных исследованиям в режиме замкнутого цикла, приводит к определенным трудностям при анализе и сопоставлении результатов этих исследований.

Авторы выражают благодарность Г. М. Жарковой за проведение химических анализов.

Поступила 17 V 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Eckbreth A. C., Bluszuk P. A. Closed-cycle CO_2 -laser discharge investigation. AIAA Paper, 1972, N 723.
2. Bletzinger P., Hughes M., Tanner P. D., Garscadden A. Species compositions in the CO_2 -discharge laser.— «IEEE J. Quantum Electronics», 1974, vol. QE-10, N 1, p. 6.
3. Bletzinger P., Laborde D. A., Bailey I., Long W. H., Tanner P. D., Garscadden A. Influence of contaminants on the CO_2 electric discharge laser.— «IEEE J. Quantum Electronics», 1975, vol. QE-11, N 7, p. 317.
4. Беломестнов П. И., Иванченко А. И., Солоухин Р. И., Якоби Ю. А. Использование протяженного тлеющего разряда в CO_2 -лазере замкнутого цикла с конвективным охлаждением.— ПМТФ, 1974, № 1, с. 4.
5. Smith N. S. Effects of contaminants in CO_2 -lasers. AIAA Paper, 1973, N 52, p. 1.
6. Nighan W. L., Wiegand W. J. Influence of negative-ion processes on steady-state properties and striations in molecular gas discharges.— «Phys. Rev.», 1974, vol. A10, N 3, p. 922.
7. Воронцов С. С., Иванченко А. И., Солоухин Р. И., Якоби Ю. А. Оптические методы диагностики активной среды газовых лазеров.— В кн.: Лазерные системы. Новосибирск, «Наука», 1976.

УДК 621.378.334

ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ КОРОТКИХ И ДЛИННЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В CO_2 -ЛАЗЕРАХ

В. Н. Тищенко

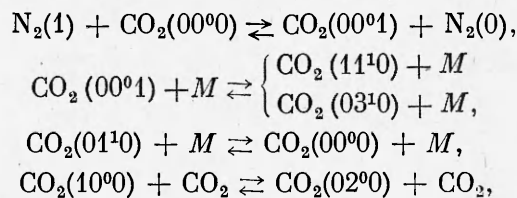
(Новосибирск)

В настоящее время значительное развитие получили CO_2 -лазеры, возбуждаемые электрическим разрядом. Достигнуты высокие значения КПД, удельной и абсолютной энергий излучения [1, 2]. Интенсивно развиваются теоретические методы исследования CO_2 -лазеров, позволяющие

определить динамику возбуждения и генерации и влияние компонентного состава на основные параметры оптических квантовых генераторов [1, 3—8]. При этом значительное внимание уделяется вопросам оптимизации режима возбуждения лазерных систем, обладающих некоторой общей совокупностью существенных отличительных особенностей. Типичным примером такого выделенного класса лазерных систем являются импульсные электроионизационные CO_2 -лазеры, работающие при высоком содержании CO_2 в смеси. В этом случае могут быть получены импульсы излучения длительностью $\sim 10^{-7}$ с при значительной плотности энергии излучения, что позволяет использовать их в экспериментах по нагреву плазмы [9].

Цель данной работы — исследование оптимальных условий формирования коротких и длинных импульсов излучения в CO_2 -лазерах указанного типа. В качестве характерного масштаба для характеристики длительности излучения удобно выбрать время релаксации верхнего лазерного уровня $\tau \simeq 5 \cdot 10^{-6}$ с·атм. При этом короткие и длинные импульсы излучения будут определяться соответственно соотношениями $pt_n \ll \tau$ и $pt_n \gg \tau$, где конкретно в расчетах были выбраны значения $pt_n \simeq 10^{-7}$ и $3 \cdot 10^{-5}$ с·атм.

Поиск оптимальных режимов преобразования электрической энергии в когерентное излучение проводился с помощью математического моделирования лазерных процессов. На ЭВМ решалась система уравнений, описывающих накачку активной среды электронами разряда, вынужденное излучение на вращательно-колебательном переходе $P(20)$, нагрев газа и релаксационные процессы для следующих переходов:



где M — любая из молекул CO_2 , N_2 , He , H_2 , H_2O . Для простоты указаны переходы только между нижними колебательными уровнями. Модель учитывает также одно- и многоквантовые переходы между более высокими колебательными состояниями. Релаксация колебательной энергии описывалась при помощи уравнений, предложенных в работе [5]. Используемая в расчетах модель не учитывает расширение газа и его теплопроводность, что справедливо для длительностей генерации ≤ 50 мкс. Подробное описание математической модели приведено в работе [10], в данной работе для определения коэффициента усиления использовались более точные данные для констант скорости релаксации энергии из асимметричной моды CO_2 и констант уширения линии $P(20)\text{CO}_2(00^1) - \text{CO}_2(10^0)$ [11, 12].

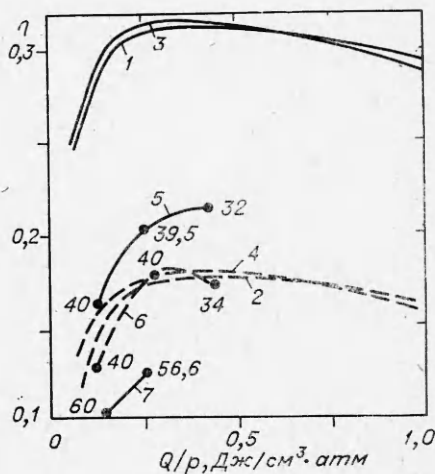
Математическое решение поставленной задачи значительно упрощается введением параметров (исключающих из рассмотрения давление активной среды): отношение удельной мощности разряда к квадрату начального давления $\text{CO}_2 + \text{N}_2 - W/p^2$, произведение длительности накачки на давление $t_n p$ и относительная напряженность электрического поля в разряде E/p . В работе [10] показано, что изменение давления активной среды не влияет на коэффициент усиления, КПД, а также на величины Q_r/p , I/p^2 , pt_n , если параметры W/p^2 , pt_n и E/p (при прочих равных условиях) не меняются с переходом к другому давлению (I , Q_r — интенсивность излучения и энергия излучения, снимаемая с единицы объема активной среды

ды). Поэтому представленные в работе данные верны для $p = (0,1-5)$ атм, хотя расчеты проводились при $p=2$ атм для смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$. Следует отметить, что режим накачки и генерации может определяться не только параметрами W/p^2 и pt_n , но и одним из них и относительной плотностью поглощаемой в разряде электрической энергии Q/p , поскольку $(W/p^2)pt_n = Q/p$. При исследовании CO_2 -лазеров с несамостоятельным разрядом удобно ввести (вместо W/p^2) параметр — относительную концентрацию электронов в разряде n/p , так как $W/p^2 = A(n/p)(E/p)^2$, при фиксированном E/p имеем $W/p^2 \sim n/p$ (A — постоянная величина). В данной работе использовались параметры Q/p и pt_n или n/p и pt_n .

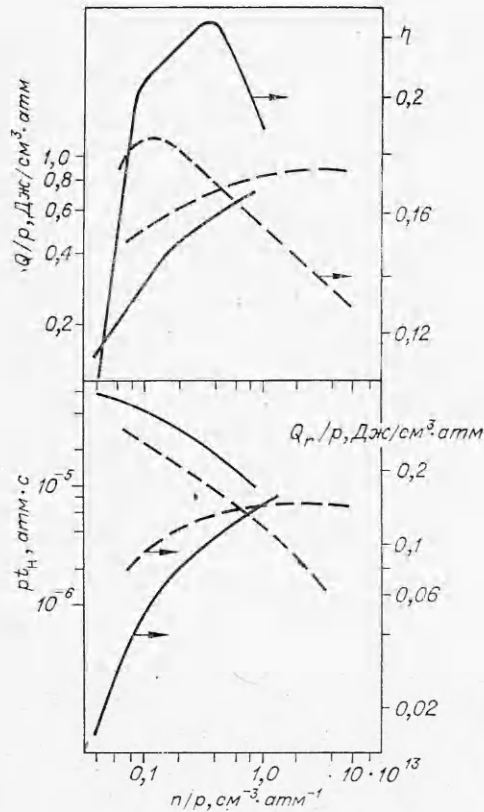
Исследовался типичный импульсный генератор на CO_2 : длина активной среды $L = 100$ см, отношение L к длине резонатора равно 0,8, распределенные потери приняты равными 10^{-4} см $^{-1}$, одно зеркало резонатора полностью отражающее, другое — полупрозрачное (коэффициент отражения 0,38). Предполагалось, что возбуждение активной среды происходит при постоянном во времени значении напряженности электрического поля и концентрации n электронов в разряде. Величина n задается внешним источником ионизации.

Расчеты показали, что для формирования длинных ($pt_n = 3 \cdot 10^{-5}$ с·атм) и коротких ($pt_n = 10^{-7}$ с·атм) импульсов излучения наиболее подходящими оказываются смеси, в которых соотношение между CO_2 и N_2 равно соответственно 1:2 и 1:1/4. Исследовано также влияние газов He, H_2 , H_2O на эффективность генерации в указанных режимах длительности. Было установлено, что для получения длинного импульса излучения в среде $1\text{CO}_2:2\text{N}_2$ оптимальными являются соотношения: $p_{\text{He}} = 0,4p$, $p_{\text{H}_2} = 0,04p$, $p_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot 10^{-3}p$. При формировании импульсов длительностью $pt_n = 10^{-7}$ с·атм, как будет показано ниже, требуется быстрая накачка активной среды ($pt_n = 10^{-7}$ с·атм) при $Q/p = 0,5-1$ Дж/см 3 ·атм. Оптимальное содержание добавочных газов для состава $1\text{CO}_2: 1/4 \text{N}_2$ в этом случае равно: $p_{\text{He}} = p$, $p_{\text{H}_2} = 0,1p$, $p_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot 10^{-2}p$. (Во всех случаях предполагается, что в активную среду добавляется только один из газов: He, H_2 или H_2O .) Как показали расчеты, оптимальные парциальные давления He, H_2 , H_2O слабо зависят от относительной напряженности электрического поля $E/p = (10-20)$ В/см·мм рт. ст. и плотности поглощаемой в разряде энергии $Q/p = (0,01-1)$ Дж/см 3 ·атм.

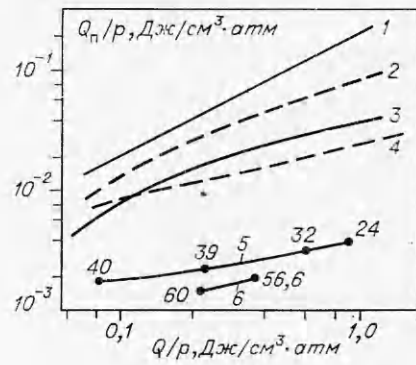
Эффективности преобразования электрической энергии в когерентное излучение при оптимальных составах активной среды представлены на фиг. 1, где сплошные линии соответствуют значению относительной напряженности электрического поля $E/p = 10$ В/см·мм рт. ст., а штриховые — $E/p = 20$ В/см·мм рт. ст. Кривые 1-4 относятся к смеси $1\text{CO}_2:1/4\text{N}_2$: : 1,25He (режим коротких импульсов). В этих расчетах задавалось pt_n и варьировалось значение концентрации электронов в разряде. В случаях 1, 2 $pt_n = 1,3 \cdot 10^{-6}$, а в 3, 4 — $1,3 \times 10^{-7}$ с·атм. Кривые 5-7 относятся к смеси $1\text{CO}_2:2\text{N}_2:6 \cdot 10^{-3}\text{H}_2\text{O}$ (режим длинных импульсов). При расчетах



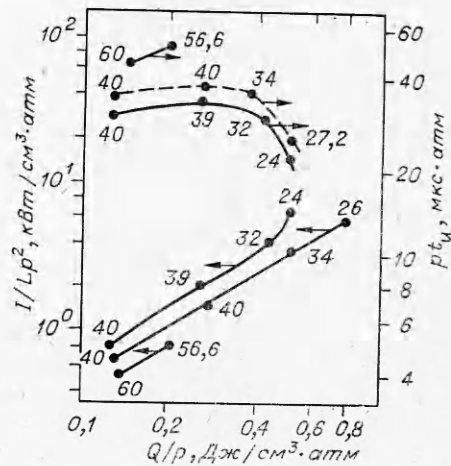
Фиг. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

этих зависимостей также задавались длительности накачки ($pt_n = 4 \cdot 10^{-5}$ и $6 \cdot 10^{-5}$ с·атм) и варьировалась величина концентрации электронов в разряде, а значит, и относительная плотность поглощаемой в разряде энергии (Q/p). Увеличение концентрации электронов приводит к тому, что с некоторого значения n генерация срывается в момент времени $pt' < pt_n$. Уменьшение pt' обусловлено тем, что повышение мощности разряда приводит к более быстрому разогреву газа, заселению нижнего лазерного уровня, а следовательно, и к срыву генерации. Очевидно, возбуждать активную среду при $pt > pt'$ не следует. Значения pt_n и pt' , соответствующие некоторым значениям Q/p , указаны цифрами на кривых 5—7 около точек (см. фиг. 1). Во всех случаях величина КПД относится к моменту прекращения генерации.

Как видно из фиг. 1, наибольший КПД = 0,32 достигается в смеси $1\text{CO}_2 : 1/4\text{N}_2 : 1,25\text{He}$ при $Q/p = 0,4$ Дж/см³·атм, $E/p = 10$ В/см·мм рт. ст. При $E/p = 20$ В/см·мм рт. ст. КПД значительно меньше, что обусловлено более низкой эффективностью преобразования электрической энергии в колебательное возбуждение асимметричной моды CO_2 [4]. В смеси $1\text{CO}_2 : 2\text{N}_2 : 6 \cdot 10^{-6}\text{H}_2\text{O}$ максимальный КПД достигается при $Q/p = 0,35$ Дж/см³·атм и $E/p = 10$ В/см·мм рт. ст. О влиянии напряженности электрического поля на КПД и величину плотности энергии, снимаемой с единицы объема в этой смеси при квазистационарном режиме генерации,

можно судить из фиг. 2, где представлены зависимости КПД, Q_r/p , pt_n и Q/p от относительной концентрации электронов в разряде n/p . Сплошные линии соответствуют значению $E/p = 10$ В/см·мм рт. ст., штриховые — $E/p = 20$ В/см·мм рт. ст. При этом предполагается, что накачка активной среды осуществляется до момента срыва генерации, поэтому зависимость pt_n от n/p позволяет определить режимы накачки, при которых достигается максимальное значение энергии излучения, снимаемой с единицы объема активной среды.

Как видно из фиг. 2, в области $n/p \leq 10^{13}$ см⁻³·атм⁻¹ при $E/p = 20$ В/см·мм рт. ст. плотность энергии излучения, снимаемой с единицы объема, выше, а КПД незначительно меньше, чем при $E/p = 10$ В/см·мм рт. ст. Кроме того, использование высоких E/p облегчает поддержание разряда большой длительности за счет ионизации газа в электрическом поле. Следовательно, накачка при $E/p = 20$ В/см·мм рт. ст. является более предпочтительной.

В квазистационарном режиме накачки, как видно из фиг. 2, уменьшение относительной концентрации электронов в разряде влечет за собой увеличение длительности импульса излучения, уменьшение плотности излучаемой энергии и с некоторого n/p понижение величины КПД. Уменьшение КПД и Q_r/p обусловлено релаксационными потерями колебательной энергии из асимметричной моды CO₂. Следовательно, увеличение длительности импульса излучения будет сопровождаться потерей КПД и плотности излучаемой энергии.

Основными характеристиками формы импульса излучения являются: длительность первого пика генерации, энергия излучения, снимаемого с единицы объема за время этого пика, длительность импульса излучения в режиме, устанавливаемом после первого пика. На фиг. 3 представлена зависимость Q_n/p от Q/p . Кривые 1—4 относятся к смеси 1CO₂ : 1/4N₂ : 1,25 He, длительности накачки равны соответственно $pt_n = (0,13; 0,13; 1,3; 1,3) \cdot 10^{-6}$ с·атм. Кривые 5, 6 относятся к смеси 1CO₂ : 2N₂ : 6·10⁻³H₂O, значения pt_n , как и на фиг. 1, указаны на графиках.

Из фиг. 3 видно, что в смеси с высоким содержанием N₂ реализуется низкое значение $Q_n/p = 10^{-3}$ (1—2) Дж/см³·атм (кривые 5, 6). Расчеты показывают, что в этом случае длительность первого пика составляет $\sim 10^{-6}$ с. В смеси с высоким содержанием CO₂ при увеличении Q/p значение Q_n/p растет приблизительно по линейному закону (см. фиг. 3, кривые 1—4). Такой характер зависимости обусловлен линейным увеличением энергии в асимметричной моде CO₂ к моменту начала генерации, так как при фиксированном pt_n увеличение Q/p достигается за счет повышения концентрации электронов в разряде. При фиксированном Q/p уменьшение pt_n приводит к увеличению Q_n/p , что также объясняется повышением мощности накачки. Большая плотность излучения в первом пике $Q_n/p = 0,2$ Дж/см³·атм при $E/p = 10$ В/см·мм рт. ст. достигается за счет высокой эффективности ($\sim 0,5$ [4]) прямого процесса передачи энергии от электронов в асимметричную моду CO₂. Длительность первого пика излучения в этом случае равна $\sim 1,2 \cdot 10^{-7}$ с и почти не зависит от Q/p . Аналогичный характер зависимости отмечен в экспериментах [13]. Длительность генерации при увеличении Q/p возрастает, но, начиная с $Q/p = 0,2$ Дж/см³·атм, остается практически постоянной, $pt_n = 7 \cdot 10^{-7}$ с·атм при $pt_n = 1,3 \cdot 10^{-7}$ с·атм, а при $pt_n = 1,3 \cdot 10^{-6}$ с·атм $pt_n = 1,4 \cdot 10^{-6}$ с·атм.

При формировании импульса излучения большой длительности важно знать интенсивность излучения в установившемся режиме генерации.

На фиг. 4 представлена зависимость от Q/p отношения максимальной интенсивности в установившемся режиме (после первого пика) к произведению Lp^2 , а также длительность генерации pt_n . Состав активной среды

$1\text{CO}_2 : 2\text{N}_2 : 6 \cdot 10^{-3} \text{H}_2\text{O}$, сплошные линии соответствуют значению $E/p = 10 \text{ В/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$, штриховые — $E/p = 20 \text{ В/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$, длительность накачки, как и на фиг. 1, указана на графиках цифрами у точек. В расчетах задавались значения длительности накачки ($pt_n = 4 \cdot 10^{-5}$ и $6 \cdot 10^{-5} \text{ с} \cdot \text{атм}$) и варьировалась величина концентрации электронов в разряде (а значит, и Q/p). При $Q/p < 0,25 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$ в рассматриваемых режимах накачки ($pt_n \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ с} \cdot \text{атм}$) генерация происходит практически только в течение времени возбуждения активной среды. Поэтому увеличение длительности импульса излучения происходит за счет сокращения времени запаздывания генерации относительно начала накачки. При $Q/p \approx 0,25 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$ мощность разряда достаточно велика и срыв генерации обусловлен нагревом газа и заселением нижнего лазерного уровня. Поэтому увеличение Q/p (за счет повышения мощности разряда) приводит к уменьшению длительности импульса излучения. При оптимальном значении $Q/p = 0,35 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$ интенсивность излучения, отнесенная к единице длины активной среды и квадрату давления, равна $\sim 2 \text{ кВт/см}^3 \cdot \text{атм}^2$, произведение длительности импульса излучения на давление составляет $\sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ с} \cdot \text{атм}$.

Таким образом, проведенное исследование позволило установить оптимальные условия формирования коротких и длинных импульсов излучения. Для получения импульсов длительностью $pt_n = 3 \cdot 10^{-5} \text{ с} \cdot \text{атм}$ оптимальной является смесь $1\text{CO}_2 : 2\text{N}_2$ при добавке одного из газов в количестве: $p_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot 10^{-3} p$, $p_{\text{He}} = 0,4p$ или $p_{\text{N}_2} = 0,04p$. Наибольшая плотность излучаемой энергии реализуется при $E/p = 20 \text{ В/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$ Оптимальная плотность поглощаемой в разряде энергии $Q/p = 0,35 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$, КПД = 0,18. Формирование коротких мощных импульсов излучения $pt_n = 10^{-7} \text{ с} \cdot \text{атм}$, $Q_n/p = 0,2 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$ потребует высоких мощностей накачки: $Q/p = 0,5-1 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$, $pt_n = 10^{-7} \text{ с} \cdot \text{атм}$, $E/p = 10 \text{ В/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$ Оптимальный состав активной среды $1\text{CO}_2 : 1/4\text{N}_2$ при добавке одного из газов в количестве $p_{\text{He}} = p$, $p_{\text{N}_2} = 0,1p$, $p_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot 10^{-2} p$. Приводимые в работе данные справедливы для давлений $p = 0,1-5 \text{ атм}$, что облегчает выбор параметров для конкретных лазеров на CO_2 .

Автор выражает благодарность Р. И. Солоухину за поддержку данной работы, А. Г. Пономаренко за помощь в работе.

Поступила 3 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе. — «Усп. физ. наук», 1974, т. 114, вып. 2, с. 213.
2. Бугаев С. П., Бычков Ю. И., Карлова Е. К., Карлов Н. В., Ковальчук Б. Н., Кузьмин Г. П., Курбатов Ю. А., Месяц Г. А., Орловский В. М., Прохоров А. М., Рыбалов А. М. Импульсный CO_2 -лазер с энергией 500 Дж. — «Письма в ЖТФ», 1975, т. 1, № 10, с. 492.
3. Nighan W. L. Electron energy distributions and collision rates in electrically excited N_2 , CO_2 and CO . — «Phys. Rev.», 1970, vol. 2a, N 5, p. 1989.
4. Лобанов А. Н., Сучков А. Ф. Функция распределения и баланс энергии электронов в электроионизационном лазере на двуокиси углерода. — «Квант. электроника», 1974, т. 1, № 7, с. 1527.
5. Бирюков А. С., Гордиец В. Ф. Кинетические уравнения релаксации колебательной энергии в смеси многоатомных газов. — ПМТФ. 1972, № 6, с. 29.
6. Дубовой Л. В., Зайцев В. А., Попович В. Н., Шанский В. Ф. К выбору оптимальной мощности накачки импульсного CO_2 -лазера с несамостоятельным разрядом. — «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 7, с. 1415.
7. Ведерников Г. А., Каршошин В. Н., Солоухин Р. И. О квазистационарном режиме генерации CO_2 -лазера, возбуждаемого несамостоятельным электрическим разрядом. — ПМТФ, 1975, № 2, с. 3.

8. Дубовой Л. В., Зайцев В. А., Попонин В. П. Влияние добавки водорода на эффективность генерации импульсного CO_2 -лазера, возбуждаемого несамостоятельным разрядом. — «Письма в ЖТФ», 1975, т. 1, вып. 9, с. 441.
9. Басов Н. Г., Бережной И. А., Бойко В. А., Данилычев В. А., Зворыкин В. Д., Игнатьев В. В., Холин И. В., Чугунов А. Ю. Об одной возможности применения электроионизационных CO_2 -лазеров для целей ЛТС. — «Письма в ЖТФ», 1975, т. 1, вып. 24, с. 1105.
10. Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Тищенко В. П. Оптимизация и предельные энергетические характеристики CO_2 -лазеров. — ПМТФ, 1975, № 5, с. 120.
11. 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, вып. 4, с. 1248.
12. 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 CO_2 , N_2 , He . — ПМТФ, 1972, № 6, с. 24.
13. Афонин Ю. В. Компактный источник ускоренных электронов и электроионизационный CO_2 -лазер для космических исследований. — Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск, ИТПМ СО АН СССР, 1975.

УДК 621.375.826

О ВЛИЯНИИ НАГРЕВА СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА НА КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ЛАЗЕРЕ НА УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ

С. А. Лосев, В. Н. Макаров

(Москва)

В данной работе постановка задачи такая же, как и в работе [1], т. е. оптимизация проводилась методом конфигураций по начальным условиям, составу и геометрии сопла. Переход к безразмерным переменным показывает, что в рассматриваемой задаче параметрами оптимизации являются величины p_0 , T_0 , ξ_i , λ , \bar{r}_j , где p_0 , T_0 — начальное давление и начальная температура; ξ_i — молярные доли; $\lambda = p_0 l$ (l — характерная длина); β_j — параметры, определяющие безразмерную функцию A/A_* , где A и A_* — площадь сечения сопла соответственно в произвольной точке и геометрической критике. В работе [1] в качестве \bar{r}_j выбраны значения производных в некоторых фиксированных узлах разбиения $\bar{x}_j = x_j/L$, здесь \bar{x} — безразмерное расстояние по оси x , отнесенное к длине сопла L . Для определения A/A_* между узлами проводилась квадратичная аппроксимация. Выберем $l = L$, тогда для плоскопараллельных течений $\beta_j = \alpha_j L = \frac{2 \operatorname{tg} \theta_j}{i_*} L$, где θ_j — углы наклона контура сопла в точках $x_j = \bar{x}_j L$; h_* — высота в критическом сечении сопла. Будем рассматривать фиксированные значения начального давления p_0 , тогда в качестве параметров оптимизации можно выбрать величины T_0 , ξ_i , α_j , L [1]. В отличие от [1] параметры α_j ($j = 1, 2$) могли принимать отрицательные значения.

На фиг. 1 приведены результаты оптимизации для смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ по указанным параметрам в зависимости от начального давления p_0 . Приведенные результаты показывают, что вслед за значительным расширением сверхзвукового потока в области геометрической критики сопла вниз по потоку в оптимальном режиме наблюдается некоторое сужение, т. е. α_1 и α_2 могут принимать отрицательные значения. При малых начальных