

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА

Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева

(Москва)

Исследованию зависимости мощности излучения от характеристик оптических резонаторов в случае проточных систем посвящен ряд теоретических работ [1-3], в которых предполагалось, что инверсная заселенность лазерных уровней получается до входа в резонатор. В [1] анализировалась работа резонатора в приближении геометрической оптики с учетом колебательной релаксации, имеющей место в потоке газа. В предположении постоянства температуры, плотности и скорости потока была решена упрощенная система релаксационных уравнений в условиях стационарной генерации и получено выражение для выходной мощности лазерного излучения.

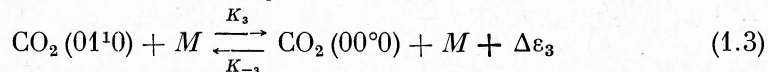
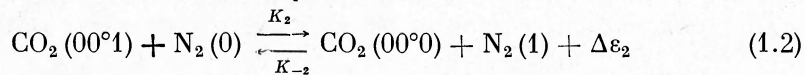
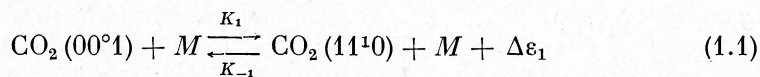
В работах [2, 3] процессы колебательной релаксации в самом резонаторе не учитывались. В этих исследованиях показано, что решение в рамках используемой модели имеет особенность на входе в резонатор.

В настоящей работе рассчитываются характеристики газодинамического лазера на смеси CO₂-N₂-He с плоским резонатором. С этой целью анализируется и численно решается система уравнений, описывающих процессы в резонаторе. Инверсная заселенность лазерных уровней CO₂ создается за счет предварительного расширения данной смеси через плоское гиперболическое сопло.

Получены зависимости выходной мощности от коэффициентов отражения зеркал, длины резонатора, давления и состава рабочей газовой смеси.

1. Рассматривается адиабатическое одномерное течение смеси CO₂ — N₂—He через плоское гиперболическое сопло специальной конфигурации, которое заканчивается плоскопараллельным каналом. Расширенная через такое сопло смесь поступает в полость резонатора Фабри — Перо.

На основании расчетов инверсной заселенности молекул CO₂ в расширяющемся потоке газа, выполненных авторами для осесимметричного сопла в [4], можно сделать вывод, что основными процессами, определяющими столкновительную релаксацию в смеси CO₂—N₂—He, являются следующие:



Здесь M — любая из частиц CO₂, N₂, He; $\Delta\varepsilon_m$ — теплота m -й реакции ($m = 1, 2, 3$); $K_m = \sum_n P_m^{(n)} Z^{(n)} \alpha^{(n)}$; $P_m^{(n)}$ — вероятность дезактивации или об-

мена квантами нижнего уровня в m -й реакции при одном столкновении молекулы CO₂ с n -й частицей; $Z^{(n)}$ — частота соударений молекул CO₂ с молекулами сорта n при единичной концентрации; $\alpha^{(n)} = N^{(n)} / N$ — молярная доля n -й компоненты смеси. Индексы $n=1, 2, 3$ относятся соответственно к молекулам CO₂, N₂, He.

В дальнейшем используется методика, развитая в [5], т. е. предполагается, что как при расширении, так и в резонаторе существует локаль-

ное термодинамическое равновесие внутри колебательных степеней свободы молекул CO_2 и N_2 , так что каждой колебательной моде можно поставить в соответствие колебательную температуру T_i ($i = 1, \dots, 4$). Значения $i = 1, 2, 3$ относятся к трем типам колебаний молекулы CO_2 ; $i = 4$ соответствует колебательному движению молекулы N_2 . Колебательные температуры T_1 и T_2 можно с хорошей точностью считать равными.

Уравнения сохранения массы, количества движения, энергии, уравнение состояния и релаксационные уравнения для одномерного стационарного движения идеального газа до входа в резонатор имеют вид

$$A(x) \rho u = A_* \rho_* u_* \quad (1.4)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{5}{2} kT + (\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}) kT + \alpha^{(1)} \sum_1^3 E_i + \alpha^{(2)} E_4 + \frac{1}{2} mu^2 \right] = 0 \quad (1.6)$$

$$P = \rho m^{-1} kT \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dy_2}{dx} = \frac{\rho}{mu} \frac{(1+y_2)^2(1-y_2)}{1+4y_2+y_2^2} \left\{ -\frac{1}{2} K_3 [y_2 - \exp(-\Delta\varepsilon_3/kT)] + \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \frac{K_1}{\alpha^{(1)}} \frac{y_3 - y_2^3 \exp(-\Delta\varepsilon_1/kT)}{(1-y_2)(1+y_2)(1-y_3)} \right\} \quad (1.8) \end{aligned}$$

$$\frac{dy_3}{dx} = \frac{\rho}{mu} (1-y_3) \left[-K_2 \frac{y_3 - y_4 \exp(-\Delta\varepsilon_2/kT)}{(1-y_4)} - \frac{K_1}{\alpha^{(1)}} \frac{y_3 - y_2^3 \exp(-\Delta\varepsilon_1/kT)}{(1-y_2)^2(1+y_2)} \right] \quad (1.9)$$

$$\frac{dy_4}{dx} = \frac{\rho}{mu} (1-y_4) K_2 \frac{\alpha^{(1)}}{\alpha^{(2)}} \frac{y_3 - y_4 \exp(-\Delta\varepsilon_2/kT)}{(1-y_3)} \quad (1.10)$$

Здесь ρ , u , T , p , A — соответственно плотность, скорость, температура, давление и площадь поперечного сечения сопла; $m = \sum_n \alpha^{(n)} m_n$; m_n — масса молекулы n -го сорта; E_i — колебательная энергия i -й колебательной степени свободы, отнесенная к одной частице газа; k — постоянная Больцмана. Значения величин в критическом сечении сопла помечены звездочкой.

Релаксационные уравнения (1.8) — (1.10) записаны в переменных $y_i = \exp(-h\nu_i/kT_i)$, где $h\nu_i$ — энергия колебательного кванта i -й моды. При написании уравнений (1.8) — (1.10) предполагалось, что плотность молекул CO_2 , находящихся в колебательном состоянии (m , n , p), описывается обычным соотношением, приведенным в [6]

$$N^{(1)}(m, n, p) = N^{(1)} [y_1^m (1-y_1)] [(n+1) y_2^n (1-y_2)^2] [y_3^p (1-y_3)] \quad (1.11)$$

а релаксация колебательных температур осуществляется только за счет столкновений. Спонтанными переходами можно пренебречь, так как радиационные времена жизни уровней намного превышают характерные времена прохождения газа через систему.

Энергии колебательных степеней свободы в предположении модели гармонического осциллятора имеют вид

$$E_i = \frac{h\nu_i y_i}{1-y_i} \quad (i = 1, 3, 4), \quad E_2 = \frac{2h\nu_2 y_2}{1-y_2} \quad (1.12)$$

Вероятности процессов (1.1) — (1.3) брались такими же, как в работе [4].

2. Расширенная через сопло смесь поступает в плоскопараллельный резонатор, оптическая ось z которого перпендикулярна направлению движения газа. Зеркала резонатора расположены в точках $z = 0$ и $z = L$. Коэффициенты отражения зеркал равны

$$r_1 = 1 - a_1 - t_1, \quad r_2 = 1 - a_2 - t_2 \quad (2.1)$$

где a_1, a_2 — коэффициенты потерь за счет диссипации энергии, а t_1, t_2 — коэффициенты пропускания первого и второго зеркал соответственно.

Для установившегося течения газа через резонатор уравнения сохранения массы (1.4), импульса (1.5) и уравнение состояния (1.7) остаются такими же, как и при расширении через сопло. Уравнение энергии с учетом выхода излучения и диссипации на зеркалах принимает вид

$$\frac{\rho u}{m} \frac{d}{dx} \left[\frac{5}{2} kT + (\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}) kT + \alpha^{(1)} \sum_1^3 E_i + \alpha^{(2)} E_4 + \frac{1}{2} mu^2 \right] = G \quad (2.2)$$

Здесь G — энергия, теряемая 1 см³ газа в секунду. В условиях стационарной генерации

$$G = \int K_\nu I_\nu d\nu \quad (2.3)$$

где K_ν — оптический коэффициент усиления среды, I_ν — спектральная интенсивность излучения. В силу того, что на ширине лазерной линии коэффициент усиления мало меняется, выражение для G можно записать в виде

$$G = K_{\nu_0} I \quad (2.4)$$

где K_{ν_0} — коэффициент усиления в центре линии, I — полная интенсивность излучения.

Релаксационные уравнения в резонаторе с учетом вынужденных переходов имеют вид

$$\frac{dy_2}{dx} = \varphi_1 + \frac{1}{u} \frac{(1+y_2)^2(1-y_2)^2}{1+4y_2+y_2^2} \frac{K_{\nu_0} I}{h\nu N^{(1)}} \quad (2.5)$$

$$\frac{dy_3}{dx} = \varphi_2 - \frac{1}{u} (1-y_3)^2 \frac{K_{\nu_0} I}{h\nu N^{(1)}} \quad (2.6)$$

$$\frac{dy_4}{dx} = \varphi_3 \quad (2.7)$$

Здесь функции φ_1, φ_2 и φ_3 представляют собой правые части уравнений (1.8), (1.9) и (1.10) соответственно.

Чтобы замкнуть систему (1.4), (1.5), (1.7), (2.2), (2.5) — (2.7), необходимо еще одно уравнение. Этим уравнением является условие стационарной генерации, полученное в [1]

$$2LK_{\nu_0} = -\ln(r_1 r_2) \quad (2.8)$$

которое является следствием равенства потерь и усиления излучения за двойной проход луча через полость резонатора.

3. Оптический коэффициент усиления среды K_ν согласно [7] определяется следующим образом:

$$K_\nu = \frac{1}{I^+} \frac{\partial I^+}{\partial z} = -\frac{1}{I^-} \frac{\partial I^-}{\partial z} \quad (3.1)$$

где I^+ и I^- — интенсивности световых потоков в положительном и отрицательном направлениях оси z .

Согласно [8] выражение для K_ν можно записать в виде

$$K_\nu = \frac{c^2 A (\ln 2)^{1/2}}{8\pi\nu^2 \Delta\nu'} (n_2 - n_1) U \left(\frac{\Delta\nu (\ln 2)^{1/2}}{\Delta\nu'}, \frac{(\nu - \nu_0) (\ln 2)^{1/2}}{\Delta\nu'} \right) \quad (3.2)$$

Здесь A — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения; c — скорость света; ν_0 — частота перехода в центре линии; n_2, n_1 — столкновительная и доплеровская полуширина линии; n_2, n_1 — заселенности верхнего и нижнего лазерных уровней соответственно; U — функция Фойгта.

Плотность молекул на колебательно-вращательном уровне $n_\nu(J)$ при равновесии вращательных и поступательных степеней свободы равна

$$n_\nu(J) = n_\nu \frac{hcB}{kT} (2J + 1) \exp \left[- \frac{hcBJ(J+1)}{kT} \right] \quad (3.3)$$

где n_ν — полная заселенность колебательного уровня, J — вращательное квантовое число, h — постоянная Планка, B — вращательная постоянная.

Наиболее интенсивны линии перехода P -ветви ($\Delta J = -1$) соответствующие значениям J_0 , дающим максимум (3.3).

Для смеси газов столкновительная полуширина линии определяется следующим образом:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \sum_n N^{(n)} \sigma^{(n)} v^{(n)} \quad (3.4)$$

где $\sigma^{(n)}$ — сечение уширения линии молекулами n -го сорта, $v^{(n)}$ — относительная скорость молекулы CO_2 и молекулы n -го сорта. Значения $\sigma^{(n)}$ для молекул CO_2 , N_2 и He можно получить из работ [9, 10].

Выражение для доплеровской полуширины линии имеет вид

$$\Delta\nu' = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{2kT}{m_1} \ln 2 \right]^{1/2} \quad (3.5)$$

где λ — длина волны рассматриваемого перехода.

4. Одной из наиболее существенных характеристик, подлежащих определению, является мощность P излучения, выходящего из резонатора. Если W и H — размеры резонатора вдоль осей x и y , то

$$P = \int_{x_0}^{x_0+W} I_t H dx \quad (4.1)$$

Здесь I_t — интенсивность излучения, выводимого из резонатора

$$I_t = I^+(L) t_2 + I^-(0) t_1 \quad (4.2)$$

где $I^+(L)$ и $I^-(0)$ — значения интенсивностей при $z = L, 0$ соответственно.

В стационарном поле излучения выполняются соотношения

$$\frac{I^+(L)}{I^-(L)} r_2 = \frac{I^+(0)}{I^-(0)} r_1 = 1 \quad (4.3)$$

Замечая, что число вынужденных переходов в 1 см^3 в единицу времени можно представить в виде

$$\frac{K_{\nu_0} I}{h\nu} = \frac{1}{h\nu L} \int_0^L K_{\nu_0} (I^+ + I^-) dz = \frac{1}{h\nu L} [I^+(L) - I^+(0) - I^-(L) + I^-(0)] \quad (4.4)$$

получим с учетом (3.1) и (4.3)

$$I_i = K_{\nu_0} I L \left\{ 1 - \frac{a_1 + a_2 (r_1 / r_2)^{1/2}}{[1 - (r_1 r_2)^{1/2}] [1 + (r_1 / r_2)^{1/2}]} \right\} \quad (4.5)$$

Окончательно выражение для мощности излучения, выходящего из резонатора, имеет вид

$$P = LH \int_{x_0}^{x_0+W} K_{\nu_0} I \left\{ 1 - \frac{a_1 + a_2 (r_1 / r_2)^{1/2}}{[1 - (r_1 r_2)^{1/2}] [1 + (r_1 / r_2)^{1/2}]} \right\} dx \quad (4.6)$$

5. Численное решение системы (1.4) — (1.10), описывающей расширение смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$, проводилось для плоского гиперболического сопла, отношение площадей которого описывается формулой

$$A / A_* = \sqrt{1 + x^2 / b^2} \quad (5.1)$$

где $b = h / 2 \operatorname{tg} \theta$ (h — высота щели, θ — асимптотический полуугол расширения сопла). Расчеты проводились для сопла с $h = 0.1 \text{ см}$ и $\theta = 15^\circ$. Из предыдущей работы [4] следует, что при достаточно больших плотностях, которые и представляют интерес, течение до критической точки можно считать равновесным. Уравнения для равновесного течения легко интегрируются, что позволяет получить равновесное значение расхода газа через сопло. Использование равновесного решения до критической точки существенно упрощает задачу и сокращает время расчета одного варианта.

На фиг. 1 представлены распределения инверсных заселенностей по длине сопла для наиболее интересных режимов. (По оси ординат отложена величина $\delta = [N(00^4) - N(10^0)] \cdot 10^{-15}$). Кривые 1, 2, 3 относятся к вариантам со следующими начальными условиями:

$$P_0 = 15 \text{ атм}, \quad T_0 = 2000^\circ \text{ К}, \quad 10\% \text{ CO}_2 - 40\% \text{ N}_2 - 50\% \text{ He} \quad (5.2)$$

$$P_0 = 30 \text{ атм}, \quad T_0 = 2000^\circ \text{ К}, \quad 5\% \text{ CO}_2 - 45\% \text{ N}_2 - 50\% \text{ He} \quad (5.3)$$

$$P_0 = 60 \text{ атм}, \quad T_0 = 2000^\circ \text{ К}, \quad 2.5\% \text{ CO}_2 - 47.5\% \text{ N}_2 - 50\% \text{ He} \quad (5.4)$$

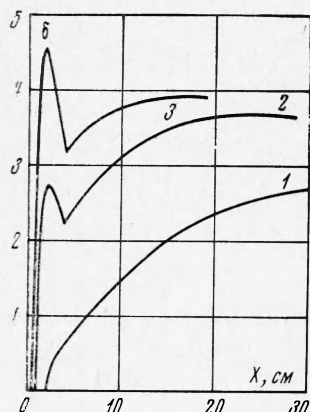
Отметим, что во всех вариантах абсолютное число частиц CO_2 на входе неизменно.

Из фиг. 1 следует, что при более высоких давлениях инверсная заселенность возникает раньше по длине сопла, что связано с увеличением содержания He и, отсюда, более быстрой релаксацией нижнего лазерного уровня.

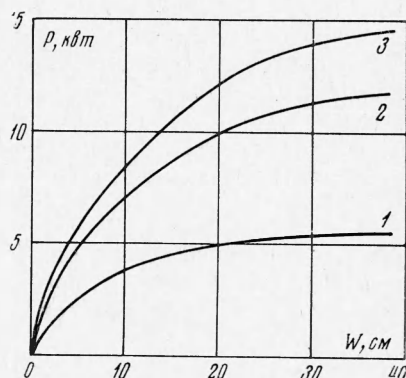
При решении системы (1.4), (1.5), (1.7), (2.2), (2.5) — (2.8), описывающей течение релаксирующего газа через резонатор, возникает трудность, связанная с тем, что при заранее заданных коэффициентах отражения r_1 и r_2 уравнение (2.8), вообще говоря, не выполняется при произвольных условиях на входе в резонатор. В связи с этим в работе [1] предполагалось, что заселенности лазерных уровней на входе в резонатор терпят разрыв, в то время как все другие переменные непрерывны.

Чтобы устранить разрывность заселенностей на входе в резонатор, в данной работе расчеты проводились для переменного коэффициента отражения $r_2(x)$, задаваемого некоторой растущей на длине l функцией, принимающей затем (при $x - x_0 \geq l$) постоянное значение r_2^+ .

При заданных на входе величинах T_i, T, u, ρ уравнение (2.8) выполняется, лишь начиная с некоторого значения r_2^0 на расстоянии l_0 от входа в резонатор. При $x - x_0 \leq l_0$ уравнение (2.8) не используется; стационарная интенсивность не может существовать, поскольку в этой области потери превышают усиление. При $x - x_0 \geq l_0$ совместное решение уравнений (2.5) — (2.8) определяет функцию $I(x)$. Следует отметить, что из уравнений (2.5) — (2.8) видно, что $I(x)$ является разрывной функцией в точке $x = x_0 + l_0$, причем ее значение в этой точке зависит от вида функции $r_2(x)$.

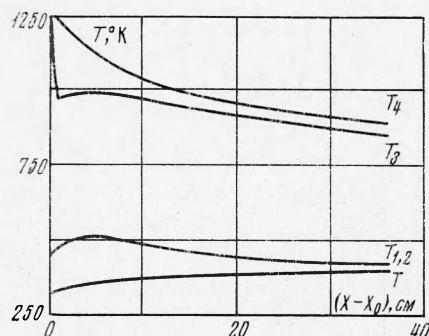


Фиг. 1

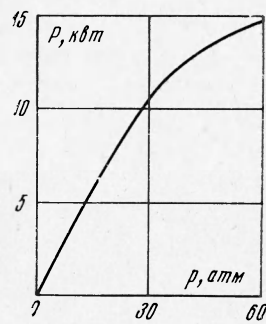


Фиг. 2

нарная интенсивность не может существовать, поскольку в этой области потери превышают усиление. При $x - x_0 \geq l_0$ совместное решение уравнений (2.5) — (2.8) определяет функцию $I(x)$. Следует отметить, что из уравнений (2.5) — (2.8) видно, что $I(x)$ является разрывной функцией в точке $x = x_0 + l_0$, причем ее значение в этой точке зависит от вида функции $r_2(x)$.



Фиг. 3



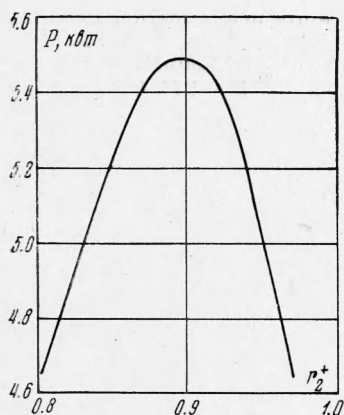
Фиг. 4

Длина l области переменного коэффициента отражения бралась по порядку величины равной дифракционной длине. Были проведены расчеты для нескольких функций $r_2(x)$ и нескольких значений l . При достаточно малых l по сравнению с характерными релаксационными длинами способ задания функции $r_2(x)$ и длины l практически не влияет на значения мощности.

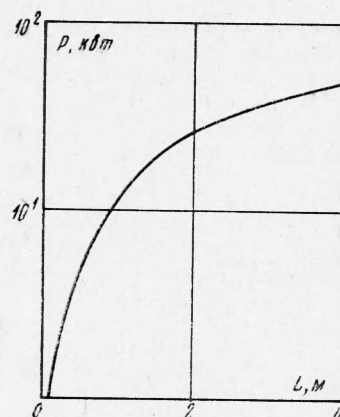
На фиг. 2 представлены зависимости мощности выходящего излучения от длины резонатора вдоль оси x . Расчеты относятся к значениям $L =$

$= 50$ см, $r_1 = 1$, $r_2^+ = 0.9$, $a_2 = 0.01$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют условиям (5.2) — (5.4). Первоначальный рост мощности выходящего излучения объясняется быстрым обменом квантами с азотом. Дальнейшее сравнительно медленное возрастание мощности обусловлено медленной релаксацией температуры нижнего лазерного уровня к поступательной температуре смеси. Об этом же свидетельствует фиг. 3, на которой представлено поведение колебательных и поступательной температур по длине резонатора вдоль потока для начальных данных (5.2). Поведение температур для других начальных данных качественно не отличается от приведенного.

Зависимость мощности лазерного излучения от давления торможения потока при условии, что абсолютное число частиц CO_2 остается неизменным, представлена на фиг. 4. При достаточно низких давлениях мощность выходящего излучения растет практически пропорционально давлению. Однако при давлениях ~ 60 атм рост замедляется, что связано с быстрой столкновительной релаксацией верхнего лазерного уровня.



Фиг. 5



Фиг. 6

На фиг. 5 и 6 приведены зависимости выходной мощности излучения от r_2^+ и L . Расчеты относятся к варианту (5.2). Из фиг. 5 следует, что существует оптимальный коэффициент отражения, для этого случая приблизительно равный 0.9. Существование оптимального коэффициента отражения объясняется тем, что при увеличении r_2^+ , с одной стороны, растет интенсивность излучения внутри лазерной полости, а с другой стороны, падает доля выходящего излучения. На фиг. 6 представлена зависимость выходной мощности от длины лазерной полости. В данных условиях генерация возникает лишь при длине резонатора $L \geq 10$ см.

Проведенные расчеты показывают, что учет столкновительной релаксации может оказаться существенным при оценке выходной мощности. Для получения больших мощностей наиболее благоприятным является большое содержание N_2 в смеси. Однако при давлениях выше ~ 60 атм рост мощности замедляется из-за быстрой столкновительной релаксации CO_2 . В связи с этим дальнейшее увеличение давления в рассматриваемых условиях нецелесообразно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cool T. A. Power and gain characteristics of high speed flow lasers. *J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, No. 9.
2. Brunne M., Malaczynski G., Milenski J., Stanco J. Some effects of interaction of monochromatic radiation with a flowing optically active medium. II. cw gasdynamic quantum generator. *Bull. Acad. Pol. Sci.*, 1970, vol. 18, No. 3.
3. Brunne M., Malaczynski G., Milenski J., Stanco J. Some effects of interaction of monochromatic radiation with a flowing optically active medium IV. Modified cw gasdynamic quantum generator. *Bull. Acad. Pol. Sci.*, 1970, vol. 18, No. 6.
4. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Селезнева И. К. Об инверсной заселенности молекул CO_2 в расширяющихся потоках газа. *ПМТФ*, 1971, № 5.
5. Гордиец Б. Ф., Соболев Н. Н., Шелепин Л. А. Кинетика физических процессов в ОКГ на CO_2 . *ЖЭТФ*, 1967, т. 53, вып. 5.
6. Басов Н. Г., Михайлов В. Г., Ораевский А. Н., Щеглов В. А. Получение инверсной заселенности молекул в сверхзвуковом потоке бинарного газа в сопле Лаваля. *Ж. техн. физ.*, 1968, т. 38, вып. 12.
7. Rigrod W. W. Saturation effects in high — gain lasers. *J. Appl. Phys.*, 1965, vol. 36, No. 8.
8. Patel C. K. N. Continuous — wave laser action on vibrational — rotational transitions of CO_2 . *Phys. Rev.*, 1964, vol. 136, No. 5A.
9. Devir A. D., Oppenheim U. P. Line width determination in the 9.4 μ and 10.4 μ bands of CO_2 using a CO_2 laser. *Appl. Optics*, 1969, vol. 8, No. 10.
10. Patty R. R., Manning E. R., Gardner J. A. Determination of selfbroadening coefficients of CO_2 using CO_2 laser radiation at 10.6 μ . *Appl. Optics*, 1968, vol. 7, No. 11.