

О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ СНОСЯЩЕГО ПОТОКА НА КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ В СТРУЕ

В. Н. БОРИСОВ, В. В. БРЕЕВ, Ю. Н. МОШИН

(Москва)

Предложена система уравнений для расчета турбулентной осесимметричной струи, распространяющейся в поперечном потоке, для газов с различными физическими свойствами. Численно проведено исследование процесса смешения углекислого газа с возбужденным азотом и гелием в газоразрядном лазере. В расчете учитывалась колебательная релаксация смешиваемых газов. Расчетный коэффициент усиления в струе удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

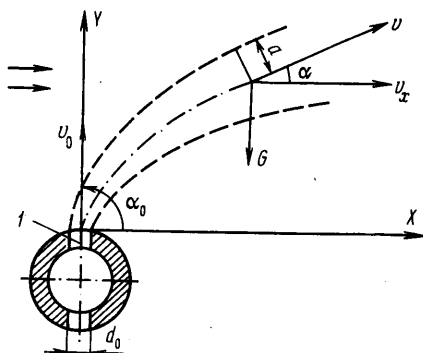
Приближенные методы расчета формы оси и степени расширения струи, массы, подсасываемой в струю, скорости и температуры в струе предлагаются в [1-6]. В отличие от этих работ в данной работе учитываются релаксационные процессы, происходящие при смешении газов с различными физическими свойствами. Рассматривается вдув CO_2 в сносящий поток смеси Не и колебательно-возбужденного азота. Уравнения, описывающие процесс распространения осесимметричной турбулентной неизотермической газовой струи, могут быть записаны в виде (см. фиг. 1).

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dy}(\text{ctg } \alpha) &= \frac{v_+}{v} \frac{1}{m} \frac{dm}{dy} \sqrt{1 + \text{ctg}^2 \alpha} - \\
 &- \frac{Gd_0}{v} (\gamma T - T_+) / T_+ \text{ctg } \alpha (1 + \text{ctg}^2 \alpha) \\
 - \frac{dv}{dy} &= v - v_+ \frac{\text{ctg } \alpha}{\sqrt{1 + \text{ctg}^2 \alpha}} \frac{1}{m} \frac{dm}{dy} - \frac{Gd_0}{v} (\gamma T - T_+) / T_+ \\
 (1.1) \quad \frac{dm}{dy} &= \frac{1}{A} \left\{ 1 + \frac{\pi}{4} \frac{\text{ctg } \alpha}{\sqrt{1 + \text{ctg}^2 \alpha}} \frac{1+q}{1+q+y} \left[\frac{b-1}{y} - \right. \right. \\
 &- \left. \left(\frac{1}{1+q+y} \frac{\text{ctg } \alpha}{\sqrt{1 + \text{ctg}^2 \alpha}} + \frac{Gd_0}{v^2} (\gamma T - T_+) / T_+ \right) \frac{b}{2} \right] \right\} \\
 - \frac{dH}{dy} &= \frac{1}{m} \frac{dm}{dy} (H - H_+) - R \frac{F}{m} \\
 A &= 1 - \frac{\pi}{8} \frac{\rho_+ v_+^2 b^2 (1+q)}{m v (1 + \text{ctg}^2 \alpha) (1+q+y)}, \quad \gamma = \frac{\mu}{\mu_+}; \quad q = \frac{\rho_0 v_0^2}{\rho_+ v_+^2} \\
 H &= C_p T, \quad H_+ = C_{p+} T_+, \quad a = \frac{b}{2} \frac{1+q}{1+q+y}, \quad C_p \neq C_{p+} \\
 b &= \left\{ \left[1.7 + 0.1 \left(\frac{T_0}{T_+} - 1 \right) \right]^{-0.2} qy + 1 \right\}^{0.5}
 \end{aligned}$$

$$R = (\kappa^{(1)} \theta_1 p_1 a_1 + \kappa^{(2)} \theta_2 p_2 a_2 + \kappa^{(1)} 500 \cdot p_1 a_2) \frac{10 p^2}{T}$$

$$\kappa^{(i)} = m^{(i)} \left(\mu^{(i)} \sum_i \frac{m^{(i)}}{\mu^{(i)}} \right)^{-1}, \quad i=1,2; \quad y=Y/d_0$$

Здесь $\kappa^{(i)}$ — концентрация CO_2 ($i=1$) и N_2 ($i=2$) в смеси; p — статическое давление в струе [н/м^2]; F — поперечное сечение струи [м^2] с полуосями a и b ; G — ускорение свободного падения; α — угол наклона оси струи к направлению сносящего потока; d_0 — диаметр форсуночного от-



Фиг. 1

верстия; v , T , m , μ и H — соответственно средняя скорость (м/сек), температура ($^\circ\text{К}$), секундный массовый расход (кг/сек), молекулярный вес и энтальпия газа в струе. Нижний индекс + относится к сносящему потоку. Кинетические параметры, определяющие величину R , приводятся ниже.

Секундный расход N_2 и He ($i=3$) вычисляется по формуле

$$m^{(i)} = (m - m^{(1)}) g_0^{(i)}, \quad i=2,3$$

Здесь $g_0^{(i)}$ — массовая доля компонентов в смеси N_2 и He .

В струе приток массы осуществляется только за счет «подсасывания» новых порций N_2 и He , поэтому масса CO_2 считается постоянной ($m^{(1)} = \text{const}$).

Учитывая результаты работы [7], предполагается, что при большой степени нерасчетности давление в струе сразу же при истечении из форсуночного отверстия становится равным давлению сносящего потока.

К полученной системе уравнений (1.1) добавляются уравнения для релаксации колебательных мод в движущихся молях CO_2 и N_2 в смешанном потоке. Предположим, что по мере всасывания в струю N_2 и He вследствие больших величин турбулентных коэффициентов вязкости, теплопроводности, диффузии происходит мгновенное выравнивание скорости, температуры и концентрации. После этого начинается обменное взаимодействие колебательной моды N_2 с антисимметричной модой CO_2 , приводящее к появлению инверсной заселенности в потоке.

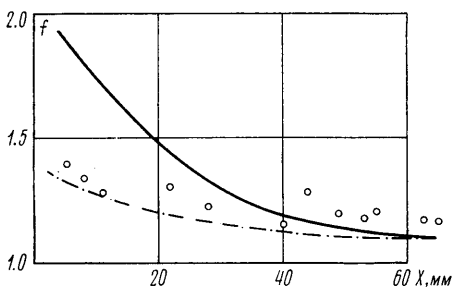
Используя кинетическую модель из работы [8], с учетом переменного состава газа в струе будем иметь для смешанного потока вдоль оси

$$v \frac{d}{d\eta} (e_i g^{(1)}) = 10p \left(\frac{3}{2} p_1 a_2 - p_1 a_1 \right) g^{(1)} - \frac{v}{m} \frac{dm}{d\eta} (e_i g^{(1)})$$

$$\begin{aligned}
 (1.2) \quad & v \frac{d}{d\eta} (e_2 g^{(1)}) = 10p(-p_1 a_2 + \kappa^{(2)} p_2 a_3) g^{(1)} - \frac{v}{m} \frac{dm}{d\eta} (e_2 g^{(1)}) \\
 & v \frac{d}{d\eta} (e_3 g^{(2)}) = 10p(-\kappa^{(-1)} p_2 a_3 - p_3 a_4) g^{(2)} - \frac{v}{m} \frac{dm}{d\eta} (e_3 g^{(2)} - e_3^{\circ} g_0^{(2)}) \\
 & K = 40 \frac{\theta_2 - \theta_1}{T} \frac{\kappa^{(1)}}{\kappa^{(1)} + 0.75\kappa^{(2)} + 0.68\kappa^{(3)}} \frac{1}{1 + e_2} \times \\
 & \times \left(\frac{e_2}{1 + e_2} - \frac{1}{\Phi^2} \right) \left(1 - \frac{1}{\Phi^2} \right) \left(1 - \frac{1}{\Phi} \right)^2 \sqrt{\pi} z B(z, 0) \\
 & p_1 = e_2 (1 + e_{12})^3 - e_{12}^3 (1 + e_2) \exp \left(-\frac{\theta_2 - 3/2 \theta_1}{T} \right) \\
 & p_2 = e_3 - e_2, \quad p_3 = e_3 - e_3^{\circ} \\
 & p_4 = e_1 - e_1^{\circ}, \quad e_{12} = \frac{1}{\Phi - 1} \\
 & \Phi = \frac{1 + \sqrt{1 + 4e_1(2 + e_1)}}{2e_1}, \quad e_3^{\circ} = [\exp(\theta_2/T_n) - 1]^{-1} \\
 & e_1^{\circ} = [\exp(\theta_1/T_1) - 1]^{-1} + [\exp(\theta_1/2T_1) - 1]^{-1}
 \end{aligned}$$

Здесь η — длина оси струи; z — отношение столкновительной полуширины к доплеровской; $B(z, 0)$ — функция Фойхта; e_1 — среднее число колебательных квантов $\theta_1 = 1920^\circ \text{K}$ в модах $(\nu 00)$ и $(0\nu^{\circ}0)$ CO_2 ; e_2 — среднее число колебательных квантов $\theta_2 = 3380^\circ \text{K}$ в моде (00ν) CO_2 ; e_3 — среднее

число колебательных квантов N_2 с энергией θ_2 ; K — коэффициент усиления (м^{-1}). Коэффициенты a_1, a_2, a_3, a_4 обратно пропорциональны временам релаксации, которые определяются с использованием измеренных элементарных констант, зависящих от температуры газа [8, 9]. Размерность этих коэффициентов — $(\text{мксек} \cdot \text{бар})^{-1}$. T_n — колебательная температура азота в сносящем потоке.



Фиг. 2

В отличие от работы [10] в уравнениях (1.2): учитываются весовые доли компонентов в реагирующей смеси $g^{(i)}$, $i=1, 2, 3$ соответственно для CO_2 , N_2 и He ; секундный расход вычисляется из самосогласованной системы (1.1); последний член в правой части каждого из уравнений (1.2) должен иметь отрицательный знак.

Система уравнений (1.1)–(1.2) решалась методом Рунге — Кутты. Результаты расчета представлены на фиг. 2 в виде зависимости $f(X) = \exp[K(X)l]$, где K — коэффициент усиления (м^{-1}), X — расстояние от коллектора смещения вниз по потоку (мм).

На фиг. 2 для сравнения нанесены также экспериментальные точки. При эксперименте и расчете длина оптического пути l составляла 220 мм, а точность определения K — 6%. Измерение коэффициента усиления про-

изводилось непосредственно за форсуночными трубками вниз по потоку. Расчетные результаты (сплошная кривая) относятся только к области струи. Поэтому сразу за коллектором смешения расчетная кривая лежит значительно выше экспериментальных точек. Это объясняется тем, что на малом расстоянии от коллектора еще не происходит перемешивания газов и поэтому концентрация CO_2 на уровне форсуночных трубок мала по сравнению с концентрацией в струе. По мере продвижения смеси газов в камере смешения, концентрации выравниваются и отличие между экспериментом и расчетом уменьшается.

Зная суммарную площадь поперечного сечения всех струй, можно произвести осреднение коэффициента усиления по всему поперечному сечению зоны смешения (пунктирная линия). Осредненный коэффициент усиления удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами. Расчеты проводились при постоянных начальных газодинамических параметрах струи: $d_0 = 0.5$ мм, $T_0 = 300^\circ \text{K}$, $v_0 = 254$ м/сек. Давление в струе и в сносящем потоке принималось постоянным $p = p_+ = 13\,600$ н/м², скорость сносящего потока, где не оговорено особо, считалась равной 200 м/сек. Как показал сравнительный анализ результатов расчета, коэффициент усиления существенно зависит от T_n . Так, на расстоянии $X = 4$ мм по потоку увеличение T_n с 1500 до 2000°K увеличивает значение коэффициента усиления в струе более чем в 1.5 раза. Понижение температуры сносящего потока с 310 по 230°K при постоянной колебательной температуре привело к увеличению коэффициента усиления примерно на 15%. Скорость сносящего потока v_+ на величину коэффициента усиления практически не влияет.

Авторы выражают благодарность А. П. Напартовичу за полезные обсуждения и В. Ф. Герасимову за предоставление экспериментальных данных.

Поступила 10 VII 1978.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
2. Белов И. В. Круглая турбулентная струя в неограниченном поперечном потоке. Изв. вузов, Черн. металлургия, 1975, № 8.
3. Акатнов Н. И. Круглая турбулентная струя в поперечном потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 6.
4. Endo Hiroshi. A working hypothesis for predicting the path and induced velocity of jet exhausting at a large angle into a uniform cross-flow. Trans. Japan Soc. Aeronaut. and Space Sci., 1974, vol. 17, No. 36.
5. Schmitt H. Deflection of a round turbulent jet in a cross-wind. Arch. Mech., 1974, vol. 26, No. 5.
6. Салов Ю. В., Семашко В. А. Расчет турбулентных газовых струй в сносящем потоке. Изв. вузов, Энергетика, 1973, № 11.
7. Исследование осесимметричной сверхзвуковой турбулентной струи при истечении из сопла с недорасширением. В сб.: Исследование турбулентных струй воздуха, плазмы и реального газа. М., «Машиностроение», 1967.
8. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация в газах и молекулярные лазеры. Успехи физ. наук, 1972, т. 108, № 4.
9. Веденов А. А., Вигшас А. Ф., Напартович А. П., Панченко В. П. Расчет энергетических характеристик электроразрядного CO_2 -лазера. Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 12.
10. Алхименко Г. В., Друкер И. Г., Пинчуков В. И. О неравновесном течении смеси CO_2 - N_2 за сопловой решеткой в сопле Лавалья. В сб.: Аэрофизические исследования, вып. 6. Новосибирск, 1976.