

4. Гумеров Н. А., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. Дисперсия и диссипация акустических волн в газовзвесьях. — ДАН СССР, 1983, т. 272, № 3.
5. Davidson G. A. Burgers' equation approach to finite amplitude acoustics in aerosol media. — J. Sound and Vibr., 1975, v. 38, N 4.
6. Борисов А. А., Вахгельт А. Ф., Накоряков В. Е. Распространение длинноволновых возмущений конечной амплитуды в газовзвесьях. — ПМТФ, 1980, № 5.
7. Борисов А. А., Вахгельт А. Ф., Накоряков В. Е. Распространение возмущений конечной амплитуды в газовзвесьях. — Акуст. журн., 1981, т. 27, № 6.
8. Тараканов С. В., Тодес О. М. Приближение Бюргера для плоских длинноволновых возмущений в аэрозвесьях. — ПМТФ, 1982, № 1.
9. Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. Особенности распространения слабых возмущений в двухфазных средах с фазовыми переходами. — ПМТФ, 1970, № 5.
10. Marble F. E. Dynamics of dusty gases. — In: Annual Review of Fluid Mechanics. Palo Alto, Calif., 1970, v. 2. Рус. пер. Механика. Сб. пер., 1971, № 6.
11. Нигматулин Р. И. Механика гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
12. Ивандаев А. И. Коэффициенты межфазного теплообмена в двухфазных дисперсных средах при воздействии акустических полей. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Математика. Механика, 1984, № 5.

Поступила 30/VII 1984 г.

УДК 532.525.2

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПРИ СМЕШЕНИИ НЕРАСЧЕТНЫХ ПЛОСКИХ СТРУЙ

Г. Н. Волчкова, А. В. Лавров, Е. Т. Михайлова, С. С. Харченко

(Ленинград)

Теоретическое исследование смешения газов с учетом колебательной релаксации — в настоящее время актуальная проблема, возникающая, в частности, при изучении ГДЛ с селективным тепловым возбуждением. Эти лазеры могут найти применение в металлургическом производстве, где азот, необходимый для работы такого лазера, получается в больших количествах, а разогрев его можно осуществлять в теплообменниках [1].

Для численного исследования процессов ГДЛ широко используется простая модель мгновенного смешения, которая не отражает реальных особенностей смешения. Более точно описывает процесс смешения модель на основе уравнений пограничного слоя или узкого канала, однако она не дает возможности исследовать смешение сверхзвуковых струй с отличающимися давлениями. В этом случае изучать смешение можно при помощи модели на основе упрощенных уравнений Навье — Стокса, получивших в последнее время широкое распространение.

1. В данной работе рассматривается задача о ламинарном и турбулентном смешении в периодической системе плоских сверхзвуковых струй $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}$ и N_2 с учетом колебательной неравновесности и вынужденного излучения. Численное моделирование осуществляется на основе упрощенных уравнений Навье — Стокса или Рейнольдса для турбулентных течений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) &= 0, \quad \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right), \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial y}\right), \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho uh) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vh) &= u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial h}{\partial y}\right) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}\left\{\frac{\mu}{\text{Pr}} \sum_{i=1}^3 \left[(\text{Le}_i - 1) h_i \frac{\partial c_i}{\partial y} + c_i \frac{\partial e_{vi}}{\partial y}\right]\right\} - \alpha J, \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho u c_i) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v c_i) &= \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \text{Le}_i \frac{\partial c_i}{\partial y}\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} (\rho u c_1 (\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)) + \frac{\partial}{\partial y} [\rho v c_1 (\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)] = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\mu}{Pr} Le_1 \frac{\partial}{\partial y} c_1 (\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) \right] + \\ & + Q_1 + \frac{2\alpha J m}{(\Theta_3 - \Theta_1) R}, \quad \frac{\partial}{\partial x} (\rho u c_1 \varepsilon_3) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v c_1 \varepsilon_3) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Pr} Le_1 \frac{\partial c_1 \varepsilon_3}{\partial y} \right) + \\ & + Q_3 - \frac{\alpha J m}{(\Theta_3 - \Theta_1) R}, \quad \frac{\partial}{\partial x} (\rho u c_2 \varepsilon_4) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v c_2 \varepsilon_4) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Pr} Le_2 \frac{\partial c_2 \varepsilon_4}{\partial y} \right) + Q_4, \end{aligned}$$

где α — коэффициент усиления; m — молекулярный вес CO_2 ; J — интенсивность излучения; Θ_j — характеристическая температура j -й колебательной моды. Остальные обозначения и некоторые детали постановки задачи аналогичны принятым в [2]. В начальном сечении задаются условия для двух однородных потоков. На границах расчетной области ставятся условия симметрии.

Расчет турбулентных режимов проводится с помощью гипотезы эффективной вязкости, определяемой на основе полуэмпирической теории [3], в которой используется уравнение для кинетической энергии турбулентных пульсаций

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u b) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v b) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \frac{\partial b}{\partial y} \right) + \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - w_b$$

и соотношение Колмогорова — Прандтля

$$\mu_t = c \rho l_t \sqrt{b}.$$

Турбулентный аналог числа Прандтля полагался равным 0,7, числа Льюиса — единице.

Для описания взаимодействия поля вынужденного излучения в резонаторе со средой применялась простая модель [4, 5]. Предполагалось, что интенсивность вынужденного излучения постоянна. Энергосъем рассчитывался по формуле

$$W = J t_1 s_p / [(1 + r_1) G],$$

где t_1 — коэффициент пропускания полупрозрачного зеркала; r_1 — его коэффициент отражения; s_p — площадь зеркала; G — расход смеси всех газов через резонатор. Параметры зеркал связаны соотношением $t = 1 - a - r$, где коэффициенты поглощения $a_1 = a_2 = 0,02$. Коэффициент t_1 определялся из условия стационарной генерации

$$\frac{1}{L_x L_y} \iint_s \alpha dx dy = \alpha^*(t_1) \equiv \frac{1}{L_y} \left(\left(\frac{1-r_1}{1+r_1} \right) + \left(\frac{1-r_2}{1+r_2} \right) \right),$$

где α^* — пороговый коэффициент усиления; L_x — размер резонатора «по потоку»; L_y — размер резонатора «по лучу». Предполагается, что струи $CO_2 + H_2O$ и N_2 чередуются в направлении «по лучу», поэтому при определении среднеинтегрального коэффициента усиления интегрирование производится по сечению резонатора, перпендикулярному плоскостям симметрии струй. Рассчитывался также так называемый энергосъем в режиме усиления

$$W_y = J \alpha_c L_y s_p / G,$$

где α_c — среднеинтегральное значение α в резонаторе.

Полученные таким образом энергосъемы зависят от параметров резонатора $W = W(J, L_x, L_y)$, $W_y = W_y(J, L_x)$. Если по какому-либо из параметров резонатора проведена оптимизация, т. е. выбран максимальный энергосъем при варьировании этого параметра, то соответствующий параметр в обозначении не указывается. Например, для энергосъемов, оптимизированных по длине резонатора, применяется обозначение $W(J, L_y)$, $W_y(J)$.

Используемая модель процессов в резонаторе не учитывает взаимодействия излучения с пульсационными неоднородностями среды и лишь

Таблица 1

Номер варианта	p_I , Па	p_E , Па	u_I , м/с	T_4 , К	Номер варианта	p_I , Па	p_E , Па	u_I , м/с	T_4 , К
1	656	656	939	2000	6	1 312	1312	939	2000
2	328	656	1878	2000	7	6 560	6560	939	2000
3	1312	656	465	2000	8	13 120	6560	465	2000
4	656	656	939	3000	9	6 560	6560	939	3000
5	328	328	939	2000					

простейшим образом учитывает — со стационарными неоднородностями. Учет этого фактора может сказаться на характеристиках излучения, в особенности в случае малых расстояний от среза сопел до резонатора. Этот вопрос нуждается в дальнейшем исследовании.

Чтобы избежать указанных отрицательных факторов, нужно размещать резонатор лишь в области практически полного перемешивания газов и выравнивания всех параметров. При этом для получения максимального энергосъема надо подбирать параметры таким образом, чтобы релаксационные потери до входа в резонатор были минимальны. Согласно [6], пульсации плотности, обусловленные турбулентным характером смешения в резонаторе, размещенном в зоне после перемешивания газов, достаточно малы, так что их влиянием на оптические характеристики, по мнению авторов [6], можно пренебречь.

2. Начальные параметры для основных рассчитанных вариантов приведены в табл. 1. Индекс I относится к струе CO_2 и H_2O , E — к струе N_2 . В начальном сечении в струе I $c(\text{CO}_2) = 0,96$, $c(\text{H}_2\text{O}) = 0,04$, за исключением варианта 13 (см. ниже); в струе E $c(\text{N}_2) = 1$, $u = 1878$ м/с. Температуры потоков $T_I = T_E = 300$ К, полувысота струи I 0,451 мм, струи E 0,805 мм. Кроме указанных в табл. 1, исследованы также варианты 10, 11, отличающиеся от 7 и 9 соответственно тем, что высоты струй в 2 раза больше; вариант 12, отличающийся от 9 тем, что высоты струй в 4 раза больше; вариант 13, отличающийся от 7 составом струи I : $c(\text{CO}_2) = c(\text{N}_2) = 0,48$, $c(\text{H}_2\text{O}) = 0,04$. Данные для остальных рассмотренных случаев можно получить по сведениям, указанным ниже. Режимные параметры подобраны таким образом, чтобы можно было изучить влияние начальных газодинамических параметров скоростей и давлений, колебательной температуры N_2 и высот струй на энергосъем.

Расстояние до начала резонатора во всех расчетах, кроме тех, где это особо оговорено, полагалось равным 17,5 мм. В расчетах использовались разные параметры резонаторов; на рис. 1, 2 $L_y = 0,5; 1; 2; 3$ м (линии I—IV соответственно).

В вариантах 1—6 давление весьма мало, и, вообще говоря, заранее не ясно, можно ли использовать «модовое» приближение для описания кинетических процессов или необходимо применять уровневую модель кинетики. Прежде всего это касается N_2 , в котором «больцманизация» колебаний происходит существенно медленнее, чем в CO_2 [7]. Однако ряд обстоятельств свидетельствует о том, что расчеты с применением «модовой» кинетики проводить можно. Во-первых, начальное распределение колебательных температур на входе в сопла в случае тепловой накачки больцмановское в отличие от накачки электронным ударом [7] или в процессе химических реакций. Во-вторых, сравнение результатов расчетов по различным методикам между собой и с экспериментальными данными [8] показало, что уровневая модель может давать даже худшие результаты, чем «модовая». Это связано с тем, что константы уровневой кинетики получают косвенным путем с использованием довольно сложной обработки экспериментальных данных, основанной на теоретических представлениях, в то время как для «модовой» кинетики константы более непосредственно связаны с экспериментальными результатами. Предполагалось, что в вариантах 1—6 смешение носит ламинарный характер, в остальных — турбулентный (по этому поводу см. также [2]).

Из проведенных расчетов выяснилось, что при малых длинах резонатора L_x значения энергосъема при различных L_y и энергосъема в режиме усиления отличаются мало, а при большой длине резонатора разница существенна; оптимальная длина L_x тем больше, чем больше L_y (см. рис. 1, где представлены результаты для вариантов 7, 13, $J = 5 \cdot 10^8$ Вт/м², l — сумма полувысот струй I и E , цифры I — IV относятся соответственно к $W_I(J, L_x, L_y)$, $W_{II}(J, L_x, L_y)$ и т. д., $\langle \alpha \rangle$ — средний коэффициент усиления). В работе [9], посвященной анализу эффективности ГДЛ с нагревом газа в теплообменнике, оптимальный размер резонатора L_y составляет 1,3 м при $L_x L_y = 0,25$ м². Однако при независимом варьировании этих параметров энергосъем монотонно возрастает с увеличением L_y .

В варианте 7 длина зоны генерации очень мала (см. рис. 1) вследствие высокой концентрации молекул CO_2 . Увеличить длину зоны генерации можно, разбавляя CO_2 , причем оказывается, что для этой цели с успехом можно использовать N_2 с той же температурой (300 К). Замена половины весового содержания CO_2 на N_2 (вариант 13) приводит к увеличению энергосъема для W_{IV} , W_{III} , W_y , к увеличению длины зоны генерации, к более быстрому выравниванию плотностей вследствие меньшего различия молекулярных весов струй.

На рис. 2 представлены значения энергосъемов при оптимальных длинах резонаторов и коэффициенте пропускания зеркал. В случае малых интенсивностей излучения $W_y(J)$ и $W(J, L_y)$ отличаются слабо, с увеличением интенсивности различие растет и падает оптимальное значение пропускания зеркал. Значения W_y и $W(L_y)$ при $L_y = 3$ м, оптимизированные по интенсивности, отличаются сравнительно мало, во всех рассмотренных вариантах различие колеблется в пределах 4—15%. Таким образом, значения W_y могут быть использованы в качестве предельной оценки сверху для энергосъема при больших L_y . Невелики различия в энергосъемах между вариантами с $L_y = 2$ и 3 м (2—5%), т. е. увеличение ширины резонатора до размеров более 2 м дает малый эффект. В то же время различие в W между вариантами с $L_y = 0,5; 1; 2$ м существенно. Отметим, что результаты по влиянию L_y на энергосъем могут существенно изменяться в зависимости от выбранного коэффициента поглощения в зеркалах.

В нерасчетных вариантах в потоке имеется система скачков уплотнения и волн разрежения [10]. Выравнивание всех параметров потока в вариантах с турбулентным перемешиванием происходит на длинах 45—90 калибров, наиболее быстрое выравнивание происходит в нерасчетном варианте 8 с большой разницей в скоростях струй. На рис. 3 приведены профили безразмерных параметров потока на входе в резонатор для варианта 7 (в качестве масштабов выбраны параметры в струе I , масштаб для давления $\rho_1 u_1^2$) — газы еще не перемешаны, в профиле плотности возникает «углубление», связанное с разогревом в слое смешения; видно, что даже в расчетном варианте возникает небольшое изменение давления поперек потока.

Для понимания роли нерасчетности струй и диссипации кинетической энергии в тепловую проведен ряд расчетов, где в качестве базового принят вариант 7; в остальных вариантах давление и скорость в струе $\text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ варьировались таким образом, чтобы расход в этой струе оставался постоянным. Результаты расчетов представлены на рис. 4 (сплошная линия), $M = (u_E - u_I)/u_E$, $n = p_I/p_E$; они свидетельствуют о том, что предпочтительными оказываются нерасчетные варианты, где M минимально, т. е. минимален переход кинетической энергии в тепловую.

Влияние давления на энергосъем можно проиллюстрировать следующими цифрами: для варианта, совпадающего по всем параметрам, за исключением давления, с вариантом 7 (давление в 2 раза ниже), $W_y = 46,5$ Дж/г; для варианта 7 $W_y = 42$ Дж/г и для варианта, в котором давление в 2 раза выше, чем в 7, $W_y = 34,8$ Дж/г (значения энергосъема оптимизированы по L_x и J).

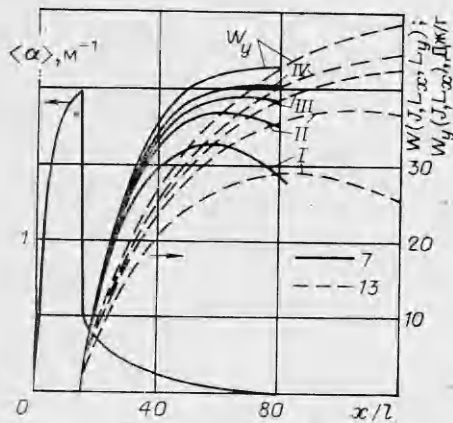


Рис. 1

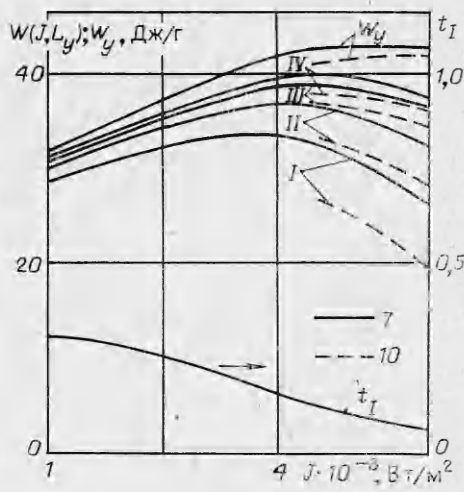


Рис. 2

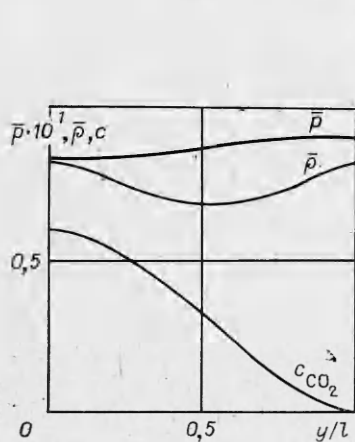


Рис. 3

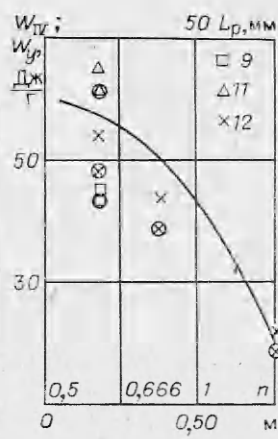


Рис. 4

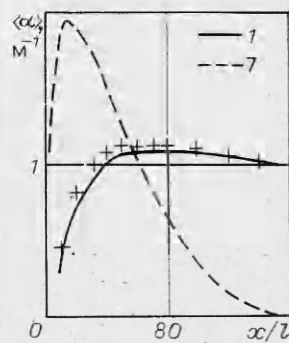


Рис. 5

Проведенные расчеты (рис. 4, L_p — расстояние до резонатора, кружком обведены данные для W_{IV} , без кружка — для W_y) показывают, что энергосъем зависит от расстояния от среза сопел до резонатора тем сильнее, чем интенсивнее релаксационные процессы в системе и, следовательно, больше потери колебательной энергии до входа в резонатор. При $T_4 = 3000$ К, $M = 0,5$ выигрыш по сравнению со случаем $T_4 = 2000$ К можно получить, лишь смещая резонатор ближе к срезу сопел. Отметим, что увеличить T_4 без изменения других параметров на срезе сопла можно, если реализовать ГДЛ с термически неравновесным электродуговым нагревом N_2 [11].

Резонатор для получения максимального энергосъема нужно размещать в зоне сразу же после того, как закончен начальный участок смешения, т. е. азот диффундировал до плоскости симметрии струй CO_2 (при этом нет поглощения в газе); кроме того, смешение должно обеспечивать достаточный подвод колебательной энергии (что в рассмотренных вариантах всегда выполнено). Конец начального участка смешения в рассмотренных расчетных вариантах расположен на длине 2,3 калибра, что для вариантов с различными ширинами струй составляет 3—11,5 мм, а средний коэффициент усиления становится больше порогового на длине в несколько миллиметров (см. рис. 1). Кроме того, надо учитывать, что уменьшить расстояние между резонатором и срезом сопел ниже некоторого конструктивного предела сложно.

Таблица 2

Номер варианта	$W_y(J)$, Дж/г	Номер варианта	$W_y(J)$, Дж/г
1	47	5	42
2	61	6	48
3	27	7	18
4	90	9	15

Увеличение размеров смешивающихся струй приводит при $T_4 = 2000$ К (см. рис. 2) к некоторому падению энергоудельности, особенно заметному при малых L_y . Однако оказывается, что при $T_4 = 3000$ К (см. рис. 4) существует оптимальная высота струй $\approx 2,5$ мм, это объясняется тем,

что релаксация в этом случае идет интенсивнее и при уменьшении размера струй ускоряется их смешение, а следовательно, и увеличивается доля потерянной колебательной энергии до входа в резонатор.

Таким образом, при интенсивной релаксации и фиксированном расстоянии от среза сопел до резонатора существует оптимальный размер сопел. Отметим также, что аналогично должны возникнуть ограничения снизу на размеры струй при учете пограничных слоев в соплах. При увеличении размера струй зона генерации растягивается (в вариантах 11, 12 приблизительно в 1,5 раза) вследствие уменьшения скорости перемешивания.

На рис. 5 приведены результаты расчета среднего коэффициента усиления. Крестиками нанесены данные по варианту 1 в предположении, что смешение турбулентное (при этом перемешивание значительно ускоряется, но кривая коэффициента усиления близка к кривой, рассчитанной в предположении о ламинарном характере смешения).

Для ряда вариантов проведены расчеты в режиме усиления. Результаты расчетов при интенсивности поля, равной $5 \cdot 10^7$ Вт/м², приведены в табл. 2. Энергоудельности оказываются значительными в режимах с низкими давлениями; в режимах с высокими давлениями взятая интенсивность очень далека от оптимальной, и вследствие этого малы энергоудельности. Отметим в связи с этим, что расчеты без оптимизации резонатора и с оптимизацией могут приводить к существенно отличающимся закономерностям. Как видно из табл. 2, и для низких значений давления сильное влияние на энергоудельность оказывает параметр M . Из сравнения результатов для вариантов 1, 5, 6 ясно, что для выбранного значения интенсивности оптимальное давление 1300 Па, с увеличением давления возрастает оптимальное значение интенсивности. Длины генерации при низких давлениях существенно увеличиваются и достигают 300—350 калибров.

В ГДЛ с предварительным перемешиванием компонентов и нагревом их в теплообменнике при $T_0 \leq 2000$ К расчеты дают энергоудельность 15—20 Дж/г [9]. Результаты данной работы свидетельствуют о том, что для ГДЛ с селективным тепловым возбуждением при колебательной температуре N_2 , равной 2000 К, можно при выборе параметров, близких к оптимальным, получать 40—60 Дж/г. Эти результаты получены на основе реалистичной модели смешения. В целом результаты работы свидетельствуют об эффективности предложенной численной модели для исследования процессов смешения газов с учетом колебательной неравновесности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ананьевский М. Г., Антропов Е. Т. и др. О возможности применения в металлургии газодинамического лазера с высокотемпературным регенеративным теплообменным нагревателем рабочего тела.— ТВТ, 1981, № 2.
2. Волчкова Г. Н., Лавров А. В., Харченко С. С. Применение упрощенных уравнений Навье — Стокса к расчету ламинарного смешения колебательно релаксирующих газов.— ТВТ, 1981, № 6.
3. Акатнов Н. И. Двухмасштабная полуэмпирическая теория турбулентных пограничных слоев и струй.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 6.
4. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
5. Куликов С. В. Сравнение расчетов мощности CO_2 ГДЛ, выполненных при различных условиях стационарной генерации.— ПМТФ, 1980, № 2.

6. Кассиди П., Ньютон Дж., Роуз П. Новый тип смесительного газодинамического лазера.— Ракетн. техника и космонавтика, 1978, т. 16, № 4.
7. Пивовар В. А. О границе применимости приближения колебательной температуры для азота в короткоимпульсных $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$ ОКГ.— ЖТФ, 1977, т. 47, № 2.
8. Егоров Б. В., Комаров В. Н. Сравнительный анализ кинетических моделей колебательной релаксации в смесях газов, содержащих CO_2 .— ЧММСС, 1980, т. 11, № 3.
9. Антропов Е. Т., Карпухин В. Т., Конев Ю. Б. Теоретическое исследование характеристик высокотемпературных газодинамических лазеров. Препринт ИВТАН СССР, 1979, № 5-37.
10. Бунгова Т. А., Лавров А. В., Спас Т. А., Харченко С. С. Неравновесные физико-химические процессы в системе плоских турбулентных нерасчетных струй.— В кн.: Струйные течения жидкостей и газов. Новополоцк, 1982.
11. Абакумов Б. В., Курочкин Ю. В. и др. Газодинамический лазер с термически неравновесным электродуговым нагревом рабочего тела.— КЭ, 1979, № 9.

Поступила 28/IV 1984 г.

УДК 532.542 + 532. 54/55. 011. 55

К РАСЧЕТУ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ РЕЛАКСИРУЮЩЕГО ГАЗА В КАНАЛАХ

А. В. Чирихин
(Жуковский)

Освоение гиперзвуковых скоростей полета в атмосфере неразрывно связано с обеспечением экспериментального исследования обтекания летательных аппаратов в возможно более широком диапазоне чисел Маха и Рейнольдса. Один из путей решения задач моделирования заключается в развитии высокоэнтальпийных аэродинамических труб. Типичные образцы таких установок — импульсные установки с нагревом газа разрядом в ограниченном объеме [1] и трубы с дугowymi подогревателями [2]. При этом в первом случае весь рабочий процесс нестационарный, а во втором — работа установки начинается с нестационарного выхода на режим подогревателя при заметно пульсирующем состоянии установившегося течения. Естественно предположить, что в данных случаях существенное влияние на формирование течения реального газа будет оказывать нелинейное взаимодействие волновых структур. Такое взаимодействие возникает при разрыве диафрагмы в импульсной трубе и периодическом энергоподводе к струйке тока в подогревателе с вращающейся дугой. К приведенным примерам непосредственно примыкают задачи [3], связанные с импульсным нагревом потока CO_2 электрическим разрядом малой длительности или их серий.

В [4] показано, что эффективный инструмент численного исследования подобных течений — соответствующая модификация метода С. К. Годунова. В данной работе вариант метода С. К. Годунова для течений с внешним энергоподводом из [4] применен для расчета течений с колебательной релаксацией.

Демонстрируются возможности метода в процессе численного моделирования стационарных течений в соплах, нестационарных течений в импульсных трубах и при периодическом подводе энергии в дозвуковой зоне канала, воспроизводящего проточную часть коаксиального подогревателя и сверхзвукового сопла типичной высокоэнтальпийной аэродинамической трубы. Рассмотрены вопросы подбора и моделирования нестационарных течений с колебательной релаксацией.

1. Неравновесный энергообмен между колебательными и активными степенями свободы молекул ($V - T$ -процесс) отражает основные закономерности релаксационных явлений и позволяет без существенного усложнения численных схем смоделировать в расчетах влияние релаксации на течение высокотемпературного газа. С другой стороны, такая постановка расчетов непосредственно применима для решения широкого круга вопросов, связанных с неравновесным течением углекислого газа и его смесей [5].

Рассмотрим квазиодномерное нестационарное течение невязкого не-теплопроводного газа в канале переменного сечения с учетом колебательной релаксации. Предположим, что на некотором участке канала энергия колебаний может играть роль параметра. Такой подход позволяет рассматривать колебания как источник (сток) энергии, а $V - T$ -процесс — как внешний энергообмен, для описания которого воспользуемся моделью Ландау — Теллера. Соответствующая система безразмерных уравнений