

6. Кассиди П., Ньютон Дж., Роуз П. Новый тип смешительного 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 подобия 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

динамики релаксирующего газа имеет вид

$$\begin{aligned}
 (1.1) \quad & \text{Sh} f \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u f}{\partial x} = 0, \quad \text{Sh} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \\
 & \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\text{Sh} \rho \frac{\partial T}{\partial t} + \rho u \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \text{Sh} \frac{\partial p}{\partial t} - u \frac{\partial p}{\partial x} = \text{Sh} \rho q, \\
 & \text{Sh} \frac{\partial e}{\partial t} + u \frac{\partial e}{\partial x} = \text{Sh} q, \quad q = \frac{e(T_i) - e(T)}{\tau_i(p, T)}, \\
 & f(x) = \frac{F}{F^0}, \quad p = \rho T, \quad e(T) = I_1 \left[\exp \left(\frac{I_1}{T} \right) - 1 \right]^{-1}, \\
 & \tau_i(p, T) = \frac{I_2}{p} \exp \left[I_3 \left(\frac{I_1}{T} \right)^{\frac{1}{3}} \right]; \\
 (1.2) \quad & \text{Sh} = \frac{l}{t^0 (RT^0)^{1/2}}, \quad I_1 = \frac{\Theta}{T^0}, \quad I_2 = \frac{A}{t^0 p^0}, \quad I_3 = \frac{B}{\Theta^{1/3}}.
 \end{aligned}$$

Здесь ρ — плотность; p — давление; u — скорость; T , T_i — статическая и колебательная температуры соответственно; $e(T)$, $e(T_i)$ — колебательная энергия; t — время; τ_i — время колебательной релаксации; f , F — площадь струйки тока; x — координата; R — газовая постоянная; κ — замороженный показатель адиабаты; Θ — характеристическая температура колебаний; A и B — константы в уравнении для времени релаксации $\tau_i = (A/p) \exp(BT^{-1/3})$; l — характерный продольный масштаб; Sh — аналог числа Струхала; I_{1-3} — параметры; индексом нуль отмечены характерные масштабы соответствующих переменных. При этом плотность отнесена к p^0/RT^0 , скорость — к $(RT^0)^{1/2}$, энергия — к RT^0 , координата — к l .

Выберем в качестве масштабов p и T их начальные значения в некотором начальном сечении F^0 , а величину этого сечения — в качестве масштаба площади струйки тока. Тогда в начальном сечении $p = T = f = 1$.

Предположим, что в каналах с одинаковой зависимостью $f(x)$ воспроизведены начальные распределения безразмерных функций $p(x)$, $T(x)$, $u(x)$. В данном случае свободными параметрами остаются безразмерное начальное распределение колебательной энергии $e(x)$ и параметры (1.2), которые будут определять нестационарное течение с колебательной релаксацией. Несложно убедиться, что для конкретного газа условия воспроизведения параметров (1.2) приводят к необходимости воспроизведения начальных распределений размерных значений колебательной энергии, скорости, статической температуры и параметров

$$(1.3) \quad \vartheta = t^0 p^0, \quad \xi = l/t^0.$$

При этом характерный газодинамический масштаб l следует выбирать, исходя из конкретных условий течения, а произведение параметров ϑ и ξ дает еще один параметр подобия $L = l p^0$.

Практический интерес представляет возможность моделирования течений с колебательной релаксацией при помощи различных газов. Определяющую роль в данном случае играет замороженный показатель адиабаты κ и параметр I_3 . В результате при условии воспроизведения κ и I_3 на основе (1.2) можно установить соответствие между течениями различных газов, причем допустима свободная вариация одного из масштабов p^0 , t^0 или l .

В частности, такую благоприятную возможность для стационарных течений двухатомных газов в гиперболических соплах Лавала дают расчеты [6, 7], выполненные с использованием интерполяционной формулы Финни [8] для времени релаксации.

2. Принцип построения разностной схемы для интегрирования системы (1.1) по методу С. К. Годунова хорошо известен [4, 5, 9]. Уравнения сохранения расхода и количества движения в рассматриваемом случае тождественны уравнениям для совершенного газа. Поэтому приведем раз-

ностную аппроксимацию лишь для уравнений энергии и колебательной релаксации:

$$\begin{aligned}
 (2.1) \quad & \frac{1}{\kappa-1} (\rho T)^{m+1/2} = \rho_{m+1/2} \left(\frac{1}{\kappa-1} T + \frac{u^2}{2} \right)_{m+1/2} - \\
 & - \frac{2\tau}{\Delta x (f_m + f_{m+1})} \left[\left\{ \rho u f \left(\frac{\kappa}{\kappa-1} T + \frac{u^2}{2} \right) \right\}_{m+1} - \left\{ \rho u f \left(\frac{\kappa}{\kappa-1} T + \frac{u^2}{2} \right) \right\}_m \right] + \\
 & + \frac{\tau}{2} [(\rho q)^{m+1/2} + (\rho q)_{m+1/2}] - \left(\rho \frac{u^2}{2} \right)^{m+1/2}, \\
 & (\rho e)^{m+1/2} = \rho_{m+1/2} \left(e - \frac{\tau}{2} q \right)_{m+1/2} - \\
 & - \frac{2\tau}{\Delta x (f_m + f_{m+1})} [(\rho u f e)_{m+1} - (\rho u f e)_m] - \frac{\tau}{2} (\rho q)^{m+1/2}.
 \end{aligned}$$

Здесь τ — шаг интегрирования по времени, остальные обозначения традиционные (см., например, [4]).

Уравнения (2.1), дополненные соответствующей аппроксимацией уравнений расхода и количества движения, представляют основу для построения численного алгоритма при условии, что можно корректно определить значения параметров на границах ячеек. В рамках рассматриваемого метода эти параметры определяются из решения задачи о распаде произвольного разрыва. Подобный подход можно распространить и на течение релаксирующего газа, если шаг интегрирования по времени τ выбирать из условия заморозки релаксационных процессов в ударных волнах [4]. Поскольку для течений с колебательной релаксацией замороженный показатель адиабаты постоянен во всем поле течения, для расчета распада разрыва в данном случае непосредственно применима методика [9].

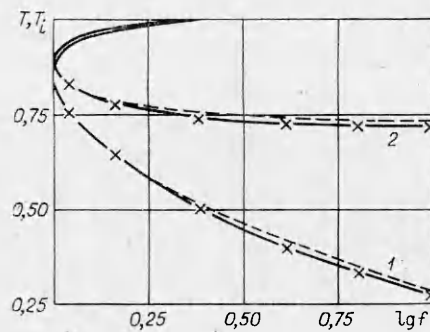
Построенный таким образом алгоритм опробован при расчете стационарного неравновесного течения азота. Расчеты проводились для плоского сопла, протяженность сверхзвуковой части которого в 6 раз превосходила длину дозвукового участка. Контуры дозвуковой и сверхзвуковой частей задавались гиперболами, которые кубическими параболой сопрягались с участками постоянного сечения с $f/f_* = 5$ на входе и с $f/f_* = 10$ на выходе из сопла. Разбиение канала по продольной координате было равномерным, а общее число шагов варьировалось от 100 до 400. Геометрические параметры сопла и параметры торможения p_0 , T_0 задавались такими, чтобы реализовалось значение параметра $k = 4,7$ из работы [7], с результатами которой проводилось сравнение расчетов ($k = h_*/2\tau_i(p_0, T_0) \tan \varphi(2RT_0)^{1/2}$, h_* — высота критического сечения, 2φ — угол между асимптотами гиперболы).

Начальные распределения газодинамических функций соответствовали течению совершенного газа с $\kappa = 1,4$, причем в начальный момент времени температура колебаний приравнивалась локальной статической температуре. Граничные условия на входе в канал и на выходе из него формировались подобно тому, как это сделано в [4] при расчете течений с неравновесной конденсацией. Шаг интегрирования по времени τ выбирался из условия Куранта в сочетании с условием

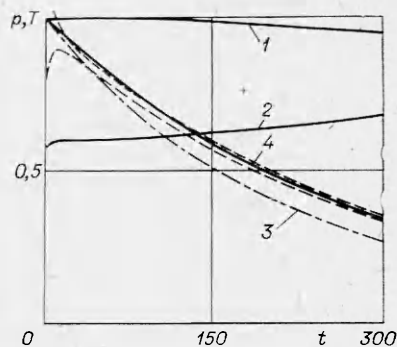
$$(2.2) \quad \tau < 0,3\tau_i,$$

что обеспечивало сходимость итераций во всех рассмотренных вариантах.

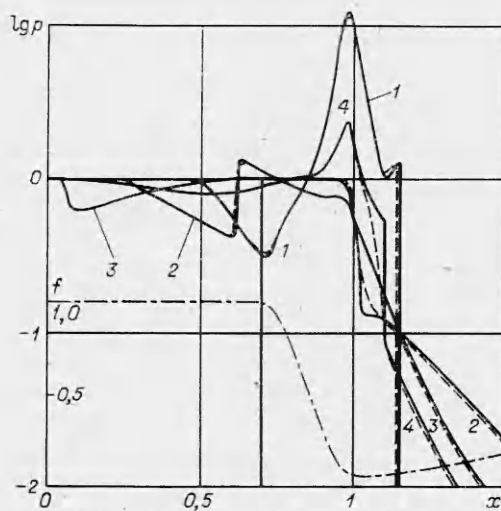
Во всех расчетах данной работы принималось $\Theta = 3340$ К, а время релаксации определялось по формуле Финни [8]. Так, на рис. 1 линиями 1 нанесены распределения статической T , а линиями 2 — колебательной T_i температур. Сплошные линии соответствуют расчету с 200 точками, а штриховые — со 100 точками разбиения сопла. Результаты расчета с 400 точками не отличаются в пределах точности построения от распределений, показанных сплошными линиями. Здесь же крестиками нанесены



Р и с. 1



Р и с. 3



Р и с. 2

результаты расчета из [7], полученные на основе маршевого метода 2-го порядка аппроксимации. Сравнение представленных результатов свидетельствует о вполне приемлемой точности расчета даже при 100 точках разбиения.

При наличии протяженной зоны околоравновесного течения условие (2.2) существенно увеличивает время установления решения. Тем не менее его можно свести практически к времени установления решения для совершенного газа. Для этого необходимо разделить расчетное поле на зоны равновесного и неравновесного течения, используя критерий Финнп для точки замораживания колебаний

$$de/dt = \alpha e / \tau_i.$$

При $\alpha \leq 0,01$ комбинированное решение слабо отличается от результатов прямого расчета, а установление достигается за 700 — 1000 шагов по времени.

3. Рассмотрим формирование нестационарного неравновесного течения азота, которое начинается после разрыва диафрагмы в осесимметричном канале, моделирующем разрядную камеру и сверхзвуковое сопло импульсной аэродинамической трубы [1]. Эта фаза течения предшествует асимптотическому состоянию, исследованному в [10, 11] в приближении идеального термодинамически совершенного газа, и включает этап запуска сопла [12, 13].

Образующая канала, для которого проводились расчеты, показана на рис. 2 штрихпунктирной линией. При этом сужение разрядной камеры задавалось кубической параболой, а сверхзвуковое сопло — гиперболой. В качестве линейного масштаба l выбрано расстояние от левой стенки до критического сечения сопла. Шаг разбиения канала в отдельных вариантах расчета варьировался в пределах $(1-0,25) \cdot 10^{-2} l$, а полное число шагов по x менялось от 150 до 600. Положение диафрагмы соответствует началу сужения канала. В начальный момент времени отношения давлений на диафрагме равнялось 100, причем в зоне высокого давления статические параметры соответствовали равновесному состоянию при $T^0 = 3000$ К, а в зоне низкого — при $T = 300$ К.

После «разрыва» диафрагмы налево от места ее расположения распространяется волна разрежения, а направо — ударная волна, интенсивность которой по мере сужения канала нарастает. Максимум интенсивности ударной волны реализуется вблизи критического сечения. Данное состояние показано кривой 1 на рис. 2, при этом видна ударная волна, прошедшая через критическое сечение. Затем волна сжатия отражается от критического сечения (кривая 2) и за ней образуется зона возвратного течения. После отражения от стенки разрядной камеры (кривая 3) ударная волна возвращается в район критического сечения (кривая 4). Далее цикл повторяется в той же последовательности. Кривые 1—4 соответствуют моментам времени 0,1; 0,24; 0,6 и 1,1 периода цикла с начала развития течения, сплошные и штриховые линии — 600 и 300 точкам разбиения канала, причем в сверхзвуковой части сопла количество точек соответствует разбиениям в 200 и 100 точек (см. п. 2).

Сравнение результатов расчета с различным количеством точек и данные п. 2 позволяют заключить, что количества точек ~ 600 достаточно для приемлемой точности расчета пульсирующего состояния газа в разрядной камере и течения в сопле после его запуска. При этом распределения статической и колебательной температур в сопле подобны представленным на рис. 1.

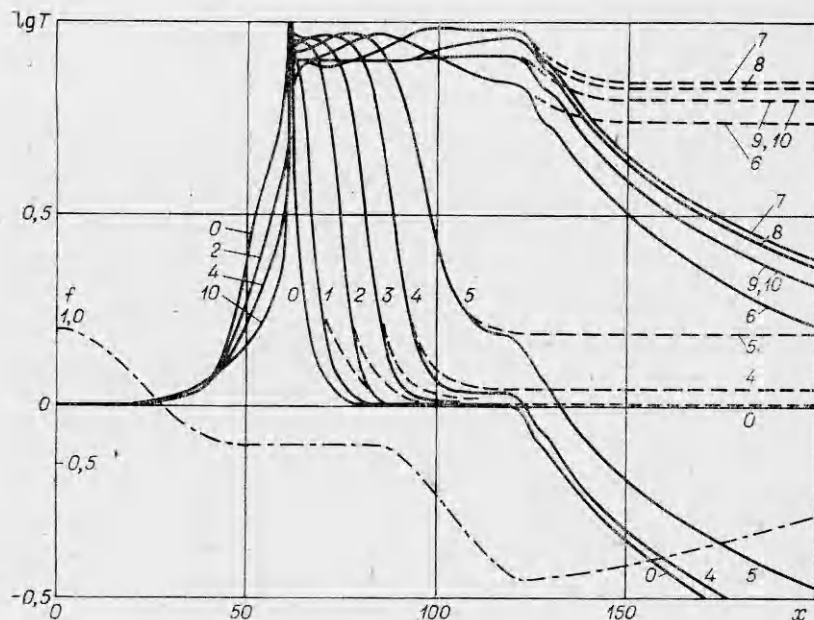
Расчеты показали, что период колебательного процесса в разрядной камере t^0 равен отношению удвоенного масштаба l к равновесной скорости звука a_e , которая в данном случае соответствует удвоенному значению параметра $\xi = 0,54 \cdot 10^3$ м/с ($\Phi = 0,37 \cdot 10^4$ Па·с, $L = 2 \cdot 10^6$ м·Па).

Колебательное состояние газа в разрядной камере сочетается с монотонным падением давления за счет истечения газа в сопло при сравнительно слабом изменении температуры. Так, на рис. 3 линией 1 показано изменение средней температуры газа в разрядной камере T_0 , линией 2 — изменение отношения температуры замораживания колебаний T_i к T_0 , штриховыми линиями — изменение максимального и минимального значений давления в сечении расположения диафрагмы в зависимости от безразмерного времени $t = t/t^0$, линией 3 — зависимость давления от времени, рассчитанная по формуле (12) из [10] для случая квазистационарного истечения при изэнтропическом состоянии газа в емкости. Здесь же линией 4 показана зависимость

$$(3.1) \quad p = p^0 \exp \left(-\frac{a_* F_*}{V} \frac{T^0 p_*}{T_* p^0} t \right),$$

которую несложно получить в предположении изотермического состояния газа в разрядной камере и квазистационарности истечения. В соотношении (3.1) a_* — критическая скорость звука; V — объем разрядной камеры. В расчеты кривых 3, 4 заложены данные стационарного равновесного истечения азота при $T_0 = 3000$ К. Сравнение кривых 3, 4 и штриховых линий свидетельствует о том, что в рамках изложенной постановки задачи падение давления в разрядной камере практически точно соответствует изотермическому. При этом степень неравновесности течения со временем растет. При решении некоторых задач моделирования необходимо учитывать возможность воздействия звуковых колебаний из разрядной камеры на течение в рабочей части.

4. Рассмотрим формирование течения при периодическом подводе энергии к струйке тока, распределение площади которой $f(x)$ моделирует проточную часть коаксиального подогревателя и сверхзвуковое сопло. Предположим, что камера подогревателя слева расширяется и плавно переходит в ресивер, объем которого существенно превосходит объем подогревателя и сопла. В этом случае работа подогревателя за характерное время развития течения в сопле слабо повлияет на состояние газа в ресивере, а выходящие из него волны сжатия будут существенно ослаблены за счет соответствующего расширения канала. В результате на левой границе поля течения можно будет воспользоваться условиями постоянства энтропии



Р и с. 4

и полной энтальпии втекающего газа и корректно поставить граничные условия (1.122—1.124) из [4].

Контур струйки тока, в которой упомянутые условия выполняются с достаточной степенью точности, показан штрихпунктирной линией на рис. 4. Транзвуковая часть этой струйки задавалась так же, как и в п. 3. Разбиение канала по координате x равномерное. Общее количество точек 500, что, согласно изложенным выше результатам, обеспечивает необходимую точность расчетов.

Зона энергоподвода располагалась в сечении $x = 60$, занимала две ячейки разбиения канала по оси x , а ее длина использована в качестве линейного масштаба течения. Графические материалы представлены в соответствии с условиями подобия (1.3). В частности, колебательная и статическая температуры отнесены к температуре холодного газа $T^0 = 300$ К.

Значения параметров в зоне энергоподвода формировались следующим образом. Начиная с некоторого момента t_1 после установления течения холодного газа для t , удовлетворяющих неравенству $t - t_1 - (n - 1)t^0 \leq \Delta$, $n = 1, 2, 3, \dots$, принималось $e = e(T_1)$, $T = T_2$ при $T < T_2$; при $T \geq T_2$ статическая температура не изменялась, $p = \rho T$ ($\rho = \text{const}$). Здесь t^0 — время между отдельными импульсами; Δ — длительность импульса; $T_{1,2}$ — колебательная и статическая температуры в зоне энергоподвода. При $T_1 = T_2$ имеем приближение равновесного энергоподвода; при $T_1 \neq T_2$ энергоподвод в общем случае будет неравновесным. При $\Delta < t^0$ реализуется периодический, а при $\Delta = t^0$ — стационарный энергоподвод. В расчетах принималось $\Delta = 0,2 t^0$.

Начальные распределения газодинамических параметров получались установлением по времени решения для течения холодного газа, которое реализуется при «разрыве» диафрагмы на правой границе сопла. Затем «включался» энергоподвод. Так, на рис. 4, 5 показано развитие нестационарного течения при периодическом подводе энергии при $T_1 = T_2 = 10$, $\xi = 4$ м/с, $L = 5 \cdot 10^3$ м·Па. На рис. 4 сплошными линиями нанесены распределения статической T , а штриховыми — колебательной T_i температур. На рис. 5 сплошные линии — распределения $\lg p$, а штриховые — распределения скорости u .

В момент «включения» энергоподвода температура газа меняется скачком от T^0 до T_1 . При $\rho = \text{const}$ это приводит к скачкообразному увеличению давления, пик которого превышает масштаб рис. 5 и показан условно. Затем налево и направо от зоны энергоподвода начинают распространяться волны сжатия, а внутри этой зоны идут волны разрежения.

Последовательные положения волн сжатия между первым и вторым импульсами энергоподвода представлены кривыми 1 — 5 в верхней части,

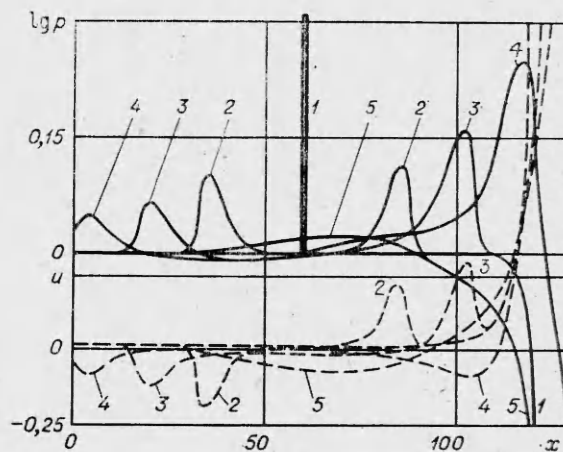


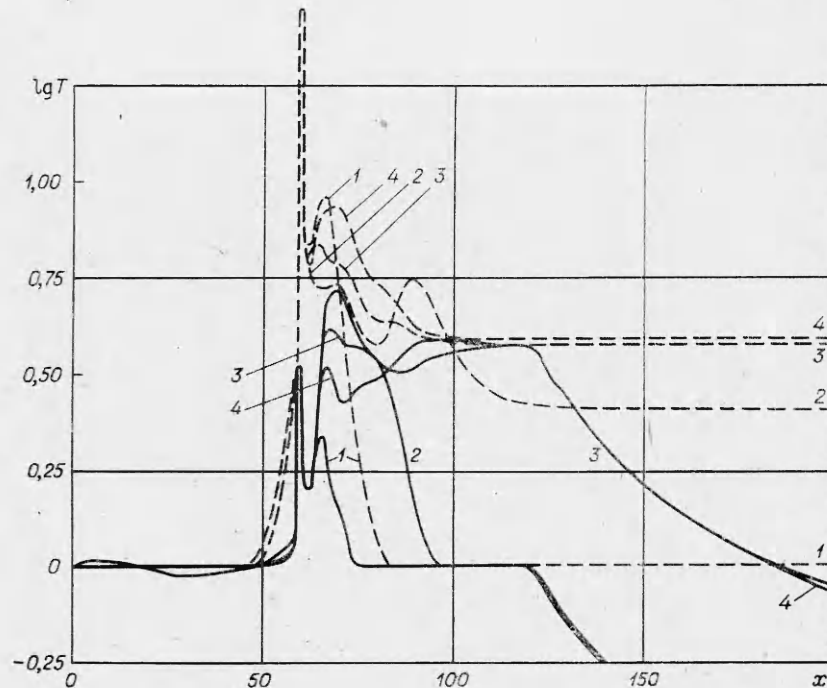
Рис. 5.

а соответствующие распределения скорости — в нижней части рис. 5. Они показывают, что первоначально газ движется в обе стороны от зоны энергоподвода. Левая волна по мере продвижения навстречу потоку ослабевает под действием догоняющих ее волн разрежения и за счет расширения канала. Интенсивность правой волны сжатия увеличивается за счет преобладающего влияния сужения канала. Затем она отражается от критического сечения, и к началу второго импульса значительная часть дозвукового участка канала занята областью возвратного течения. Такое состояние обуславливает большую интенсивность левой волны сжатия после вторичного подвода энергии и определяет первый этап развития течения, когда нагретый газ движется в целом налево от зоны энергоподвода.

Максимальное смещение горячей «пробки» налево реализуется примерно к концу десятого импульса и показано кривой 0 на рис. 4. Здесь кривые с возрастающими номерами соответствуют шагу по времени в $10 t^0$. Кривые 1—4 отражают второй этап развития течения, на протяжении которого из подогревателя вытекают остатки холодного газа, а пробка первоначально нагретого газа начинает продвигаться направо. На третьем этапе (кривые 5—7) эта пробка продвигается к критическому сечению сопла, а в зону энергоподвода начинает поступать холодный газ. На последнем этапе (кривые 8—10) остатки первоначально нагретого газа вытекают из сопла и устанавливается слабопульсирующее течение. Изложенные результаты согласуются с имеющимся представлением об основных чертах переходных процессов в подогревателях [14, 15].

Очевидно, что приближение равновесного энергоподвода, в рамках которого проведен расчет, имеет соответствующие границы применимости. Определить эти границы можно на основе более общего подхода, если предположить, что статическая и колебательная температуры в зоне энергоподвода не равны друг другу. Пример такого расчета представлен на рис. 6, где показаны этапы переходного процесса при параметрах $T_1 = 28$, $T_2 = 3,3$, $\xi = 0,4$ м/с, $L = 50$ м·Па. Здесь кривые с возрастающими номерами соответствуют шагу по времени в $10 t^0$. В данном случае передача энергии в процессе $V - T$ -обмена затруднена в связи с малостью параметра L и реализуется в целом неравновесное течение.

Параметрические расчеты, выполненные в приближении как равновесного, так и неравновесного энергоподвода для различных параметров, позволяют сделать следующие выводы: 1) при $L \geq 5 \cdot 10^2$ м·Па течение в подогревателе близко к равновесному, а при $L \leq 50$ м·Па становится в целом неравновесным; 2) при равновесном состоянии течения в подогревателе переходные процессы в основном определяются положением зоны энергоподвода и при $\xi \geq 4$ м/с слабо зависят от его частоты; 3) времена



Р и с. 6

переходных процессов возрастают при увеличении неравновесности течения в подогревателе (при $L < 5 \cdot 10^2$ м·Па); 4) окончательное состояние течения слабо зависит от частоты энергоподвода при $L > 5 \cdot 10^4$ м·Па, $\xi > 12$ м/с.

В заключение отметим, что прямая численная проверка роли параметров подобия (1.3) на примере воспроизводства пульсирующего состояния течения в импульсной трубе и переходных процессов при периодическом энергоподводе показала их определяющее значение. Помимо этого, представленные результаты расчета применимы и к течениям других двухатомных газов, время колебательной релаксации которых подчиняется интерполяционной формуле Финни [8].

Автор благодарит А. Н. Крайко и В. Л. Григоренко за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев А. С. Получение и исследование в импульсной аэродинамической трубе гиперзвуковых течений углекислого газа.— Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1943.
2. Установки для исследования аэродинамики и прочности летательных аппаратов/Под ред. И. И. Межирова и др.— Тр. ЦАГИ, 1979, вып. 1949.
3. Спрвастава Б. Н., Найт Ч. Дж., Цаппа О. Подавление акустических возмущений в импульсной лазерной системе.— РТК, 1980, т. 18, № 6.
4. Салтанов Г. А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике. М.: Наука, 1979.
5. Левин В. А., Тунник Ю. В. Движение релаксирующей смеси газов в двумерных плоских соплах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 1.
6. Саяпин Г. Н. Неравновесные течения кислорода и азота в соплах с учетом возбуждения колебательных степеней свободы.— Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 6.
7. Комаров В. Н., Полянский О. Ю. К расчету температуры замораживания колебательных степеней свободы при течении газа в соплах.— Учен. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 5.
8. Финни Р. Безразмерные решения для течений с колебательной релаксацией.— РТК, 1964, т. 2, № 2.
9. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

10. Михайлов В. В., Хаскин Л. Я. Об истечении газа из емкости в вакуум.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 1.
11. Михайлов В. В. Истечение газа из ограниченного объема через сопло Лавалья.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 2.
12. Григоренко В. Л. Численное исследование ударного запуска сверхзвуковых сопел и сравнение с экспериментальными данными.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1.
13. Станкус Н. В. Численное исследование запуска сверхзвуковых сопел и недорасширенных струй при наличии колебательной релаксации. Препринт 101-83 ИТФ СО АН СССР, 1983.
14. Сафронов Л. А., Лебсак В. А. О нестационарных процессах в электродуговых подогревателях.— Изв. СО АН СССР, 1967, № 3, вып. 1.
15. Сафронов Л. А. Уравнения переходных процессов в электродуговых подогревателях.— Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1179.

Поступила 20/VII 1984 г.

УДК 536.46

МЕДЛЕННЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ПЫЛЕГАЗОВОЙ СМЕСИ

Б. М. Смирнов

(Новосибирск)

1. Распространение волны горения в газовой фазе определяется как скоростью химической реакции при максимальной температуре газовой смеси, так и переносом тепла по газу. Существует строгая математическая теория [1—5], устанавливающая связь между скоростью распространения волны горения в газе и параметрами химических и тепловых процессов в газе. В частности, из аррениусовской зависимости константы скорости химической реакции k от температуры T $k \sim \exp(-E_a/T)$ (E_a — энергия активации процесса) следует, что скорость распространения волны горения u связана с температурой газа после сгорания горючего T_m зависимостью [1, 2]

$$(1.1) \quad u \sim \exp(-E_a/2T_m).$$

При горении пылегазовой смеси добавляется дополнительный процесс, влияющий на характер распространения волны горения, — излучение пылинок. Когда поперечный размер зоны горения мал по сравнению с длиной пробега фотонов, вклад излучения пыли в тепловой баланс газа связан со скоростью распространения волны горения. Чем меньше скорость распространения волны горения, тем за большее время газ достигает максимальной температуры и тем большие потери на излучение пыли имеют место. В силу резкой зависимости (1.1) скорости волны горения от максимальной температуры газа возникает резкая зависимость для вклада излучения в тепловой баланс газа от условий распространения волны горения. Это приводит к двум режимам горения пылегазовой смеси [6]. В быстром режиме горения вклад излучения пыли в тепловой баланс газа относительно невелик. Поэтому максимальная температура газа определяется начальным запасом химической энергии в газе, причем химическая энергия идет на нагревание газа. Температура газа в волне горения для этого режима велика, волна горения распространяется относительно быстро, и этот режим горения аналогичен горению газовой смеси.

Медленный режим горения специфичен для пылегазовой смеси. В этом случае определенная часть химической энергии тратится на излучение пыли, так что максимальная температура смеси в волне горения несколько ниже, чем при быстром режиме горения. В силу резкой температурной зависимости (1.1) скорость распространения волны горения для медленного режима горения намного ниже, чем для быстрого. Данная работа посвящена расчету параметров волны горения для медленного режима, а также использованию полученных соотношений для горения угольной пыли в воздухе.

2. Рассмотрим особенности распространения волны горения в пылегазовой среде. Будем для простоты считать, что пылинка имеет сферическую форму, ее радиус r_0 , число пылинок в единице объема n . Реально можно считать, что пылинка находится в равновесии с окружающим ее газом, т. е. выполняется соотношение

$$(2.1) \quad \tau \gg r_0^2/\chi,$$

где τ — время горения частицы; χ — коэффициент температуропроводности газа; правая часть соотношения представляет собой характерное время распространения тепла на расстояние порядка размера частицы. В част-