

## ВЯЗКОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА УГЛЕКИСЛЫМ ГАЗОМ

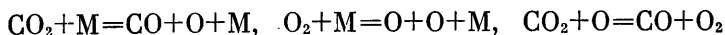
Н. Е. АФОНИНА, В. Г. ГРОМОВ

(Москва)

Проведено численное исследование вязкого неравновесного обтекания затупленного по сфере конуса гиперзвуковым потоком углекислого газа ( $Re_s = 10 \div 10^5$ ), где  $Re_s = \rho_\infty V_\infty L / \mu_s$ . На основе полученного материала по распределению газодинамических и термохимических параметров в ударном слое выявлены основные закономерности течения и сделаны оценки границ существования различных режимов течения в рамках теории сплошной среды.

1. Для описания течения около лобовой части затупленных тел гиперзвуковым потоком углекислого газа, моделирующим атмосферу других планет, используется полная система уравнений Навье — Стокса [1] с учетом неравновесных химических реакций и неравновесных процессов возбуждения и дезактивации колебательных степеней свободы молекул  $CO_2$ .

В рассматриваемых условиях обтекания определяющей системой химических реакций в ударном слое являются две реакции диссоциации — комбинации молекул  $CO_2$  и  $O_2$  и одна реакция обмена

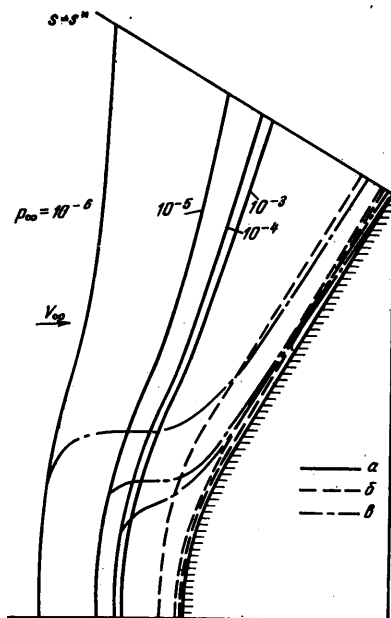


Кинетика возбуждения колебаний  $CO_2$  строится исходя из предположения, что сначала за счет столкновений возбуждается вторая мода (деформационный вид колебаний), а затем эта энергия мгновенно распределяется между всеми типами колебаний молекулы  $CO_2$  равновесным образом. Кинетические и термодинамические характеристики газа, а также способ вычисления переносных свойств газа совпадают с использованными в [2].

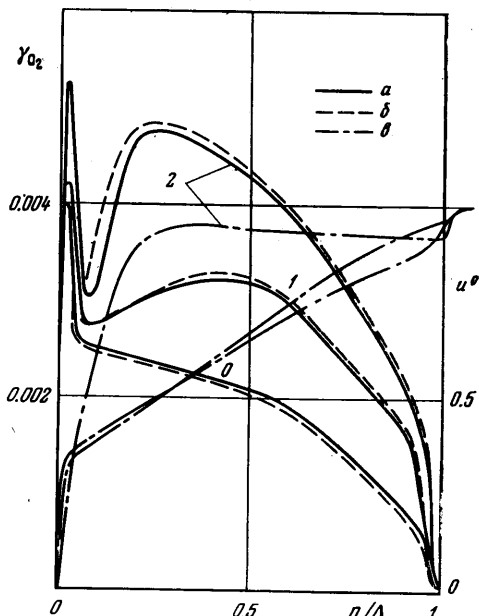
Решение задачи находится конечно-разностным методом в области  $0 \leq s \leq s^*$ ,  $0 \leq n \leq n^*$ , где  $(s, n)$  — система координат, связанная с телом. Для решения разностных уравнений применяется итерационный процесс, в котором при проведении текущей итерации часть величин вычисляется по результатам двух предыдущих итераций, в результате чего уравнения расцепляются по слоям. Расчет проводится последовательно по лучам  $s = \text{const}$  начиная с  $s = 0$ . Решение системы нелинейных разностных уравнений на каждом слое проводится методом Ньютона. Разложение невязок уравнений в ряд Тейлора до членов первого порядка около приближенного решения приводит к системе линейных уравнений относительно поправок по Ньютону для искомых функций. Эта система решается методом векторной прогонки. Итерации ведутся до достижения заданной точности.

Устойчивость векторной прогонки и стабилизация разностной схемы в областях с большими поперечными градиентами функций обеспечиваются соответствующим выбором разностной аппроксимации производных искомым функций по координате  $n$ . Для уточнения деталей поля течения и косвенной оценки точности решения проведены расчеты на разных сетках при сохранении общего числа точек. Точность расчетов, оцениваемая по величине теплового потока, лежит в пределах 1–2%.

2. Ниже приведены результаты, полученные для 120-градусного конуса, затупленного по сфере радиуса  $L=100$  см, при  $T_w=1000^\circ\text{K}$  в диапазоне параметров набегающего потока  $p_\infty=10^{-7}-10^{-3}$  атм,  $V_\infty=5.5$  км/сек,  $T_\infty=150^\circ\text{K}$ . Поверхность тела идеально каталитическая по отношению ко всем неравновесным процессам. Расчетная область имеет продольный размер  $s^*\sim 2L$  и покрыта сеткой  $15\times 101$ , неравномерной по  $n$ . Узлы сетки сгущались вблизи поверхности тела и в зоне ударной волны. На графиках



Фиг. 1



Фиг. 2

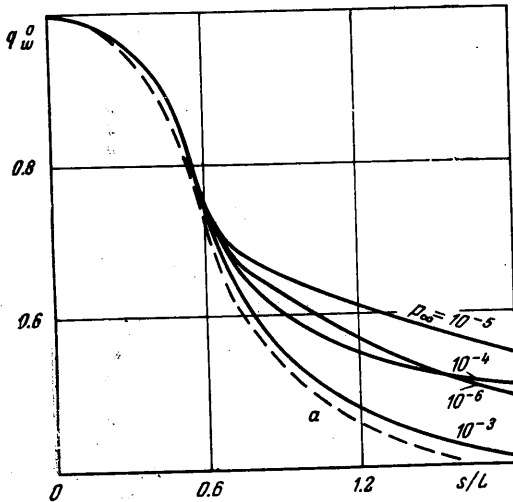
цифра 0 относится к критической линии тока, цифра 1 означает сечение в начале конического участка поверхности при  $s=0.6L$ ; цифра 2 относится к замыкающему сечению  $s=s^*$ . На этом луче для замыкания задачи ставятся «мягкие» граничные условия экстраполяционного типа (равенство нулю третьих производных по  $s$  всех искомых функций).

Структура, конфигурация и величина области возмущенного течения перед телом в различных условиях обтекания показаны на фиг. 1. На фигуре представлено распределение относительно поверхности тела величин  $n=\Delta(s)$  и  $n=\delta(s)$ , характеризующих ударный и пограничные слои, а также звуковых линий (линии  $a, b, c$  соответственно). Для наглядности поперечный размер области взят в 5 раз больше продольного. Толщина пограничного слоя  $\delta(s)$  находится из условия, что на внешней границе его приведенная полная энтальпия равна 0.97. Толщина ударного слоя  $\Delta(s)$  определяется как расстояние вдоль линии  $s=\text{const}$  от поверхности тела до точки, в которой нормальная составляющая вектора скорости равна местной замороженной скорости звука. Эта точка всегда находится внутри зоны ударной волны, поэтому при неограниченном увеличении  $Re$ , величина  $\Delta(s)$  стремится к значению отхода ударной волны, определяемой в моделях вязкого ударного слоя и невязкого обтекания.

Во всех вариантах расчетов звуковая линия отходит от линии  $n=\Delta(s)$  в области ударного слоя, замыкаясь к точке сопряжения сферы с конусом, а затем стелется вдоль поверхности конуса. В большей части замыкающего сечения ударного слоя течение сверхзвуковое. Дозву-

ковая область располагается внутри пограничного слоя. Возмущения, распространяющиеся вверх по потоку от замыкающего сечения, при таком расположении звуковой линии быстро затухают. Включение в область расчета сверхзвуковой области течения отчасти оправдывает правомерность соответствующего замыкания задачи.

Из особенностей течения следует отметить эффект вихревого взаимодействия пограничного слоя с энтропийным слоем при достаточно большом давлении в набегающем потоке. Появление энтропийного слоя наиболее заметно в распределении касательной составляющей скорости  $u$ , причем влияние вихревого взаимодействия проявляется в большей наполненности профиля. Величина  $u^\circ = u/V_\infty \cos \theta$ , где  $\theta$  — угол между вектором скорости набегающего потока и касательной к меридиональному сечению поверхности тела в точке с координатой  $s$ , представлена на фиг. 2 (линии  $e$ ) в зависимости от безразмерной нормальной координаты.



Фиг. 3

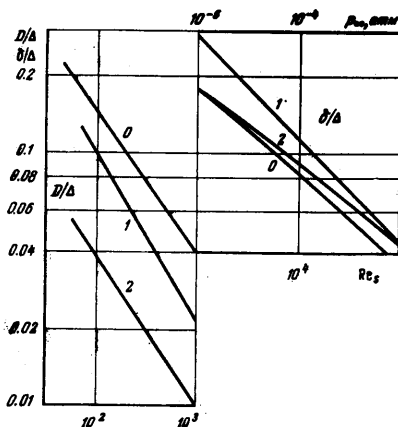
На фиг. 3 показана зависимость теплового потока  $q_w^\circ = q_w(s)/q_w(0)$  вдоль тела. На сферической части тела эта зависимость универсальна, на коническом участке поверхности наблюдается значительное (до 25%) расслоение кривых, соответствующих разным значениям давления в набегающем потоке. Одно из объяснений этого явления — отмеченный выше эффект вихревого взаимодействия. Линия  $a$  соответствует распределению теплового потока, полученному по формуле работы [3] на основе локально-автомодельной теории пограничного слоя. Результаты численного решения при  $p_\infty = 10^{-3}$  атм ( $Re_s = 10^5$ ) хорошо согласуются с расчетами по этой формуле.

3. Численный метод, предложенный для решения этой задачи, позволяет получить решения единым образом во всем диапазоне рассматриваемых параметров ( $Re_s = 10 \div 10^5$ ). По результатам расчетов проведена оценка границ применимости различных режимов течения в ударном слое в рамках теории сплошной среды. Вихревое взаимодействие снижает соответствующие оценки, сделанные для критической линии тока, на конической части тела [4]. Для определения границ применимости различных режимов течения по расчетным данным вычислялись отношения величин  $\delta/\Delta$  и  $D/\Delta$ , где  $D$  характеризует толщину ударной волны, которая определяется как часть ударного слоя, равная  $(\Delta - n^\circ)$ , причем  $V_n/V_\infty = 1/6$ . Величина  $n^\circ$  находится из условия, что для сильных ударных волн отношение скорости в конце зоны релаксации поступательных и вращательных степеней свободы к скорости набегающего потока равно  $1/6$  (считается, что углекислый газ до прохождения волны при рассматриваемых условиях совершенный с показателем адиабаты  $\kappa = 1.4$ ).

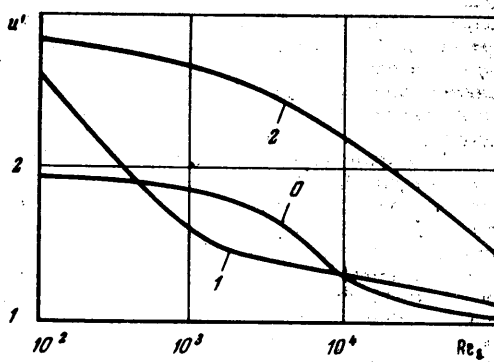
Если нижнюю границу режимов вязкого ударного и пограничного слоев определять соответственно неравенствами  $D/\Delta \leq 0.1$  и  $\delta/\Delta \leq 0.1$ , то для окрестности критической точки первый режим устанавливается при  $Re_s \geq 10^2$ , второй — при  $Re_s \geq 10^4$ . Как видно из фиг. 4, оценка снизу грани-

цы режима вязкого ударного слоя сохраняется вдоль ударного слоя.

Использование отношения  $\delta/\Delta$  для оценки нижней границы по  $Re$ , применимости модели тонкого пограничного слоя ограничено областью сферического затупления. Вдоль конического участка поверхности вследствие образования энтропийного слоя, толщина которого значительно меньше толщины ударного слоя, эффекты вихревого взаимодействия могут быть важными даже тогда, когда отношение  $\delta/\Delta$  достаточно мало. Это явление подтверждает фиг. 5, на которой показана зависимость от  $Re$ , отношения  $u' = u^\circ(\delta)/u_e^\circ$ , характеризующего величину вихревого взаимодействия. Значение касательной составляющей скорости на внешней границе пограничного слоя  $u_e^\circ$  получено решением системы уравнений для невяз-



Фиг. 4



Фиг. 5

кого течения вдоль пристеночной линии тока при расчетном распределении давления. Из графика видно, что даже при  $Re_s \sim 10^5$  значение отношения  $u'$  в сечении 2 значительно больше единицы, в то время как отношение  $\delta/\Delta = 0.04$  для всего ударного слоя.

Результаты расчетов показывают, что при  $Re_s \geq 10^4$  состав газа близок к равновесному (на фиг. 2 равновесному составу соответствует линия б), поэтому релаксационное взаимодействие в рассматриваемом случае несущественно. Появление области больших градиентов концентраций вблизи боковой поверхности конуса (линия 2а на фиг. 2) объясняется увеличением температуры энтропийного слоя вследствие резкого изменения в нем продольной скорости. Из-за большой эффективной теплоемкости смеси в рассматриваемом интервале параметров ( $T \sim 4000^\circ \text{K}$ ,  $p \sim 1 \text{ атм}$ ) влияние энтропийного слоя более заметно сказывается на распределении концентраций, нежели на распределении температуры (фиг. 2).

Поступила 14 XI 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Цянь Сюэ-сень. Уравнения газовой динамики. В сб. «Основы газовой динамики». М., Изд-во иностр. лит., 1963.
2. Афонина Н. Е., Громов В. Г. Численное исследование теплообмена в критической точке сферы, омываемой гиперзвуковым потоком углекислого газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.
3. Кэмп Н., Роуз П., Дегра Р. Ламинарный теплообмен тупых тел с потоком диссоциированного воздуха. В сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций». М., Изд-во иностр. лит., 1962.
4. Афонина Н. Е., Громов В. Г. Исследование вязкого обтекания сферы гиперзвуковым потоком углекислого газа. Науч. тр. Ин-та механ. МГУ, 1972, № 30.