

5. Королев А. С., Бошнятов Б. В., Друкер И. Г., Затолока В. В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука, 1978.
6. Сарен Ю. А., Шумский В. В. Характеристики ГПВРД с двухрежимной камерой сгорания. — В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск: ИТНМ СО АН СССР, 1982.
7. Баев В. К., Климчик Г. В. и др. Диффузионное горение в плоском канале с внезапным расширением. — ФГВ, 1976, т. 12, № 3.
8. Зимонт В. Л., Левин В. М., Мецераков Е. А. Горение водорода в сверхзвуковом потоке в канале при наличии псевдоскачка. — ФГВ, 1978, т. 14, № 4.
9. Гурылев В. Г., Шкирин Н. Н. Тепловые потоки в гиперзвуковых воздухозаборниках с турбулизаторами и затуплением центрального тела. — Учен. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 4.

Поступила 3/VII 1984 г.

УДК 532.526 — 3.011.7

ТЕПЛОБМЕН НА БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЭНТРОПИЙНОГО СЛОЯ ЛАМИНАРНЫМ И ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Ю. Н. Ермак, Н. П. Колина, А. Я. Юшин

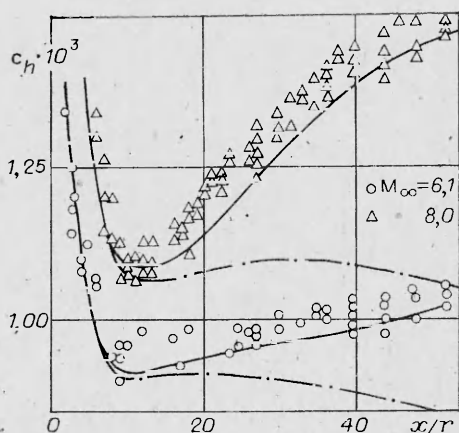
(Москва)

Энтропийный слой на затупленном теле оказывает сильное влияние на течение в пограничном слое. В частности, учет поглощения энтропийного слоя приводит к увеличению теплового потока [1—4]. Работы [1—3] посвящены исследованию этого явления на ламинарном режиме течения, а в [4] рассматривается влияние поглощения энтропийного слоя как при ламинарном, так и при турбулентном характере течения в пограничном слое. Это влияние поглощения энтропийного слоя на величину теплового потока особенно значительно при турбулентном режиме течения. Целесообразно осуществить экспериментальную проверку расчетных данных [1—4] путем сопоставления результатов эксперимента и расчета при одних и тех же условиях обтекания. В данной работе такое сопоставление экспериментальных и расчетных результатов, представленных в параметрах подобия, проведено для условий ударной трубы при $M_\infty = 6,1$ и 8.

Ударная труба работала по импульсной схеме. Продолжительность стационарного режима работы трубы $\sim 0,02$ с. Модель представляла собой сферически затупленный круговой конус с углом полураствора $\theta = 10^\circ$, радиус затупления $r = 3$ и 5 мм. Длина модели 285,7 и 276,2 мм для $r = 3$ и 5 мм соответственно. При $M_\infty = 6,1$ температура торможения 564 и 730 К, полное давление варьировалось в диапазоне от $1,6 \cdot 10^6$ до $14 \cdot 10^6$ Па, а число Рейнольдса R_∞ , рассчитанное по параметрам невозмущенного потока и радиусу затупления, изменялось от $2,1 \cdot 10^4$ до $3,1 \cdot 10^5$. В случае $M_\infty = 8$ температура торможения $T_0 = 737$ К, полное давление $9,5 \cdot 10^6$ и $14,5 \cdot 10^6$ Па в опытах с $r = 3$ и 5 мм соответственно, $R_\infty \approx 1 \cdot 10^5$. Величина температурного фактора t_w , выражаемая отношением энтальпии поверхности конуса h_w к энтальпии торможения набегающего потока H_0 , составляла 0,40 и 0,52 для $T_0 = 730$ и 564 К.

На исследуемой модели было установлено 40 калориметрических преобразователей (датчиков), расположенных на одной образующей. Калориметрический преобразователь изготовлен в виде медного диска диаметром 2 мм. С внутренней стороны к диску точечной сваркой приваривалась микротермопара. Оба ее термоэлектрода (хромель и конпель) вблизи места сварки раскатаны до толщины 0,03 мм и ширины 0,3 мм. Для установки преобразователей * на модель в ее стенке просверлены отверстия диаметром 2,6 мм. Диск закреплялся в отверстии эпоксидной смолой. Последняя теплоизолирует преобразователь от металлической стенки модели. Первоначальная толщина дисков 0,15 мм. Однако после установки на модель

* Преобразователи этого типа разработаны Ю. Ю. Колочинским, эксперимент в трубе проведен с его участием.



Ф и г. 1 -

диски дорабатывались: устранялось их выступание над поверхностью конуса. В результате местные уступы на этой поверхности у преобразователей не превышают 5 мкм. После доработки диски имели толщину в диапазоне от 0,10 до 0,15 мм.

Каждый преобразователь после установки на модель и доработки прокалиброван на импульсной тепловой калибровочной установке (ИТКУ) [5]. Для регистрации сигналов преобразователей использована 32-канальная усилительная аппаратура [6] со светолучевыми осциллографами.

Для получения турбулентного состояния пограничного слоя использовался турбулизатор, составленный из пяти рядов зерен наждачного порошка размером 0,5 мм, которые размещались в шахматном порядке с шагом 1 мм в каждом ряду и 2 мм между рядами. Зерна укреплялись на поверхности конуса с помощью эпоксидной смолы. Первый ряд зерен отстоял на расстоянии $x = 27$ и 19 мм для $r = 3$ и 5 мм соответственно. Для проверки эффективности турбулизатора сначала был испытан конус с острой вершиной, которая затем затуплялась. Острый конус испытан в тех же самых трубных условиях, что и затупленный конус. Для расчета интенсивности теплообмена на остром конусе имеются надежные данные. Сопоставление их с результатами измерений на модели с острой вершиной показало, что использованный турбулизатор очень эффективен. Турбулентный режим течения в пограничном слое имеет место на расстоянии около десяти толщин пограничного слоя вниз по потоку от места расположения последнего ряда турбулизирующих элементов.

Результаты многократных измерений распределения местного теплового потока q по образующей конуса с $r = 5$ мм при использовании на модели турбулизатора приведены на фиг. 1, где $c_h = q / [\rho_\infty u_\infty (H_0 - h_w)]$, ρ_∞ , u_∞ — плотность и скорость невозмущенного потока, x — расстояние вдоль поверхности конуса, отсчитываемое от критической точки. Здесь же показаны расчетные распределения величины c_h для условий, в которых проводился эксперимент в ударной трубе. Эти распределения получены для турбулентного пограничного слоя как при учете (сплошные линии), так и без учета (штрихпунктирные) поглощения энтропийного слоя. Учет поглощения энтропийного слоя существенно (максимум в 1,4 раза) повышает значения c_h . Результаты эксперимента находятся в хорошем соответствии с теми расчетными зависимостями, которые получены с учетом поглощения энтропийного слоя. Этот важный результат свидетельствует о том, что имеющиеся в литературе данные численных расчетов пограничного слоя на затупленных телах без учета поглощения энтропийного слоя не надежны.

При проведении расчетов использовалась программа [7] для численного интегрирования уравнений двумерного пограничного слоя, модифицированная таким образом, чтобы иметь возможность вычислять параметры потока на внешней границе пограничного слоя с учетом поглощения энтропийного слоя. Эти параметры определяются путем приравнивания расхода газа в каждом сечении пограничного слоя расходу газа, прошедшему через участок головной ударной волны, ограниченной той линией тока, которая достигла внешней границы пограничного слоя в рассматриваемом сечении (см. [4]). Программа позволяет проводить расчет пограничного слоя в ламинарной и турбулентной областях течения.

В расчетах предполагалось, что газ совершенный. Ламинарное число Прандтля принималось равным 0,7, турбулентное, как в большинстве

работ, посвященных расчету турбулентного пограничного слоя, — 0,9. В качестве зависимости динамического коэффициента вязкости от температуры использовалась формула Сазэрленда. Параметры невязкого течения заимствованы из [8].

Перейдем теперь к получению параметров подобия, описывающих явление поглощения энтропийного слоя турбулентным пограничным слоем. Для этого сначала оценим характерную длину x вдоль поверхности затупленного конуса, на которой происходит поглощение. Пусть толщина энтропийного слоя на боковой поверхности затупленного конуса δ_0 , характерная плотность газа в энтропийном слое ρ_e . Если воспользоваться законом сохранения массы для течения в энтропийном слое, то получим следующую оценку для δ_0 :

$$\delta_0/r \sim (\rho_\infty/\rho_e)(u_\infty/u_e)(2k \sin \theta)^{-1},$$

где $k = x/r$ — безразмерное расстояние вдоль образующей конуса; u_e — характерная скорость на внешней границе пограничного слоя. Толщина пограничного слоя δ_x оценивается с помощью выражения

$$\delta_x \sim x/R_e^{0,2}.$$

Здесь $R_e = \rho_e u_e x / \mu_0$ (μ_0 — коэффициент вязкости при температуре торможения). Таким образом, можно получить

$$\delta_x/r \sim k^{0,8}/(R_0 u_e/u_\infty)^{0,2},$$

где $R_0 = \rho_e u_\infty r / \mu_0$. В случае поглощения энтропийного слоя пограничным $\delta_x \sim \delta_0$, отсюда имеем оценку для расстояния k , на котором происходит поглощение:

$$k \sim R_0^{1/9} (\rho_\infty/\rho_e)^{5/9} (u_\infty/u_e)^{4/9} / (2 \sin \theta)^{5/9}.$$

Исходя из этой формулы, можно выбрать продольную координату S порядка $O(1)$ для описания явления поглощения энтропийного слоя турбулентным пограничным слоем:

$$(1) \quad S = k R_0^{-1/9} (\rho_e/\rho_\infty)^{5/9} (u_e/u_\infty)^{4/9} (2 \sin \theta)^{7/9}.$$

Для турбулентного режима течения в пограничном слое запишем

$$c_H R_e^{0,2} = f,$$

где $c_H = q/[\rho_e u_e (H_0 - h_w)]$; $f = f(M_\infty, h_w/H_0, \theta, \dots)$. Если в выражение для числа c_H ввести продольную координату S , то имеем соотношение

$$(2) \quad F_t = c_H R_0^{2/9} (u_e/u_\infty)^{1/9} (\rho_\infty/\rho_e)^{1/9} (2 \sin \theta)^{-1/9} = f S^{-0,2}.$$

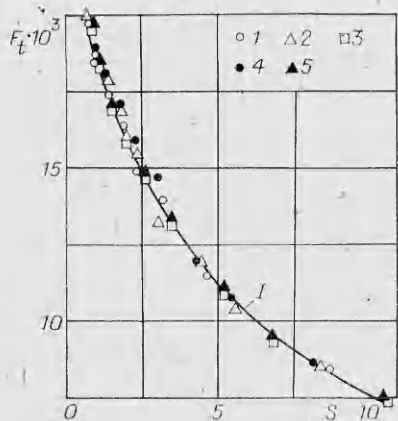
Величину $F_t(S)$ будем использовать в качестве параметра подобия для теплоотдачи на поверхности затупленного конуса на режиме поглощения энтропийного слоя турбулентным пограничным слоем.

Для случая поглощения энтропийного слоя ламинарным пограничным слоем в [3] получены аналогичные выражения:

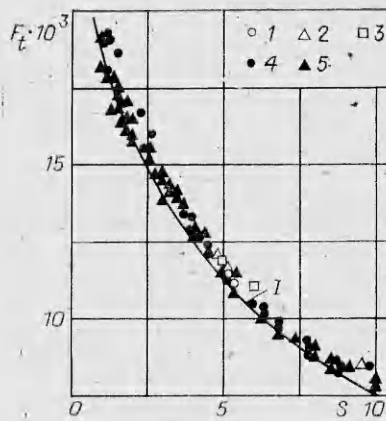
$$(3) \quad S = k R_0^{-1/3} (u_e/u_\infty)^{1/3} (\rho_e/\rho_\infty)^{2/3} (2 \sin \theta)^{2/3};$$

$$(4) \quad F_l = c_H R_0^{2/3} (u_e/u_\infty)^{1/3} (\rho_\infty/\rho_e)^{1/3} (2 \sin \theta)^{-1/3}.$$

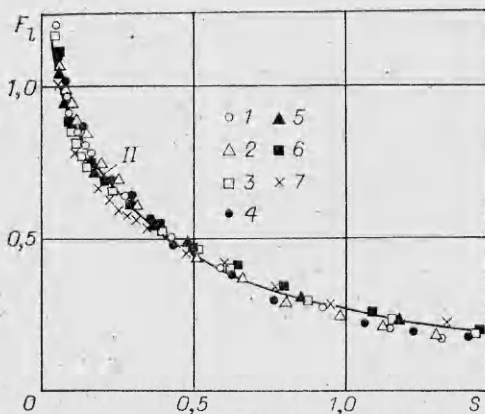
Параметры подобия (1)–(4) для теплоотдачи на режиме поглощения энтропийного слоя использовались для обработки экспериментальных и расчетных данных, полученных на исследуемом конусе в диапазоне S от 0,5 до 10 и от 0,05 до 1,5 соответственно для турбулентного и ламинарного пограничного слоя. Результаты представлены на фиг. 2, 3 для турбулентного режима течения и на фиг. 4, 5 для ламинарного, при этом на фиг. 2, 4 приводятся результаты расчета, а на фиг. 3, 5 — эксперимента. Экспериментальные и расчетные точки 1–7 соответствуют $M_\infty = 6,1; 6,1; 8; 6,1;$



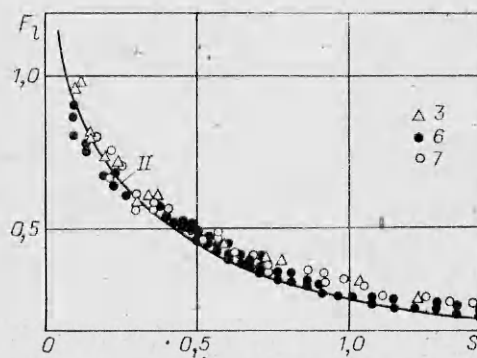
Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

8; 6,4; 6,4; $R_\infty = 1,9 \cdot 10^5$; $2,7 \cdot 10^5$; $1,0 \cdot 10^5$; $3,1 \cdot 10^5$; $1,1 \cdot 10^5$; $3,5 \cdot 10^4$; $2,1 \times 10^4$; $t_w = 0,52$; $0,40$; $0,52$; $0,40$; $0,40$; $0,40$.

Точки 4–6 для $r = 5$ мм, а 1–3, 7 – $r = 3$ мм. При определении параметров подобия S и F величины u_e/u_∞ и ρ_e/ρ_∞ принимались по табличным данным [8].

В исследованном диапазоне параметров M_∞ , R_∞ и t_w ($M_\infty = 6–8$, $R_\infty \leq 3,1 \cdot 10^5$, $t_w = 0,40–0,52$) результаты расчета, приведенные на фиг. 2, 4, можно аппроксимировать соотношением $F^{-1} = a + bS$, где $a = 44,88$ и $0,8079$, $b = 8,777$ и $2,881$ соответственно для турбулентного и ламинарного (кривые I, II) пограничного слоя. Предлагаемая формула удовлетворительно описывает результаты измерений (см. фиг. 3, 5). Таким образом, параметры подобия (1)–(4) позволяют проводить обработку экспериментальных и расчетных данных с небольшим разбросом точек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adams J. C., Martindale W. R. et al. Real gas scale effects on shuttle orbiter laminar boundary-layer parameters.— J. Spacecraft and Rockets, 1977, v. 14, N 5.
2. Бабиков П. Е., Башкин В. А. Расчет ламинарного пограничного слоя на телах большого удлинения с учетом поглощения энтропийного слоя.— Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1909.
3. Елькин Ю. Г., Ермак Ю. Н. и др. Поглощение энтропийного слоя на затупленном конусе в гиперзвуковом потоке вязкого газа.— Учен. зап. ЦАГИ, 1983, т. 14, № 1.
4. Колина Н. П., Пятнова А. И., Солодкин Е. Е. Влияние поглощения энтропийного слоя на характеристики длинных затупленных тел при различном характере течения в пограничном слое.— Тр. ЦАГИ, 1981, вып. 2107.
5. Богданов В. В., Колочинский Ю. Ю., Плевакова Л. А. Приборы для измерения плотности тепловых потоков в аэродинамических установках кратковременного действия.— Тр. ЦАГИ, 1979, вып. 1978.

6. Кузьмин А. И. 16-канальная система для измерения тепловых потоков в гиперзвуковых аэродинамических трубах.— Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1689.
7. Колина Н. П., Солодкин Е. Е. Программа на языке ФОРТРАН для численного интегрирования уравнений пространственного пограничного слоя на линии растекания и на бесконечном скользящем цилиндре.— Тр. ЦАГИ, 1980, вып. 2046.
8. Нерсесов Г. Г., Шустов В. И. Таблицы аэродинамических коэффициентов конусов со сферическим затуплением ($\beta = 2^\circ 30' - 35^\circ$, $M_\infty = 2 - 20$).— Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1639.

Поступила 4/VII 1984 г.

УДК 532.517.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ПОТОКА ОТ ВНЕЗАПНО ВОЗНИКШЕГО ПЛОСКОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

Б. И. Заславский, Б. В. Юрьев

(Москва)

В работе приводятся результаты экспериментального исследования процессов формирования конвективного потока от высокотемпературного (теплого) пятна, внезапно возникшего на жесткой горизонтальной поверхности. Аналогичные проблемы рассматривались в [1—4].

1. Пусть в момент времени $t = 0$ в поле силы тяжести g на жесткой горизонтальной поверхности S за время Δt , много меньшее характерного времени формирования движения, образуется круглое тепловое пятно с осесимметричным распределением температуры по поверхности

$$(1.1) \quad T_{\text{пл}}(r) = T_0 + T_{\text{п}}(r),$$

где T_0 — температура внешней среды; r — расстояние от центра пятна. В дальнейшем будем пользоваться цилиндрической системой координат (r, z) .

Полупространство над плоскостью S заполнено газообразной средой, характеризуемой следующими параметрами: плотностью ρ , давлением p , кинематической вязкостью ν , теплопроводностью χ и объемной теплоемкостью C_p . Все эти величины — функции состояния среды и, следовательно, в процессе движения могут меняться как от времени, так и от точки к точке. Рассмотрим движение в полупространстве над поверхностью S при $t > 0$, предполагая, что оно имеет турбулентный характер и поэтому не зависит от значений коэффициентов молекулярной вязкости и теплопроводности. В дальнейшем будем считать, что основными параметрами, характеризующими исследуемое движение, являются начальная энтальпия газа i_0 , полный дефицит веса F и характерное значение выталкивающей силы $\xi_t g$, действующей на единицу массы нагретого газа.

Действительно, характер и параметры конвективного потока, у которого плотность зависит только от температуры $\rho = \rho(T)$ и имеет место подвод тепла, определяются его удельным теплосодержанием — от температуры и плотности такое движение непосредственно не зависит [5].

В качестве характерного значения энтальпии может быть взято i_0 . Заметим, что при изобарическом характере движения $i_0 = C_p T_0 \rho_0 = C_p T \rho / z = r = 0$, где C_p — теплоемкость среды; T_0, ρ_0 — начальная температура и плотность; T, ρ — температура и плотность в потоке нагретого газа.

В случае подъема струи от источника плавучести основной параметр, характеризующий движение, как известно [3], — дефицит веса, создаваемый источником в единицу времени.

В рассматриваемой задаче имеет место конечный запас энергии Q_T и большой начальный перепад температур. Характерная особенность движения атмосферы в этой ситуации — возникновение термика; параметр F — полный дефицит веса, порожденный тепловым пятном, — является