

радиуса трубы. Это подтверждается, в частности, тем, что при росте интенсивности пульсаций скорости в зоне с градиентом скорости интенсивность пульсаций на оси не возрастает.

В данной работе минимальная интенсивность продольных пульсаций скорости в начальном сечении трубы составляла $\sim 0,3\%$. Остается неясным, существуют ли для любого числа Рейнольдса такие характеристики начальной турбулентности, при которых энергия этой турбулентности в трубе с искусственно созданным профилем Пуазейля не будет возрастать на любом расстоянии от начала трубы. Если такие характеристики существуют, то создавая в начальном сечении поток с профилем скорости Пуазейля и соответствующими характеристиками турбулентности и учитывая тот факт, что течение в круглой трубе с профилем Пуазейля устойчиво к бесконечно малым возмущениям, можно ожидать ламинарного течения в гладкой трубе на любых расстояниях от начала трубы.

Если такие характеристики не существуют или если они экспериментально недостижимы, то представляет интерес вопрос о длине, на которой трение на стенке трубы может быть значительно ниже, чем при развитом турбулентном течении, если в начальном сечении изменять профиль скорости и характеристики турбулентности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Huang L. M., Chen T. S. Stability of developing pipe flow subjected to non-axisymmetric disturbances. — J. Fluid Mech., 1974, v. 63, pt 1, p. 183–193.
2. Павельев А. А. О переходе к турбулентности в струях. — В сб.: Турбулентные течения. М.: Наука, 1974, с. 185–193.
3. Луцкий В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Исследование перехода к турбулентности в пограничном слое при большой интенсивности внешних возмущений с помощью трехпараметрической модели. — В сб.: Проблемы современной механики. Ч. 1. М.: Изд-во МГУ, 1983, с. 127–138.
4. Коляда В. В., Павельев А. А. О переходе к турбулентности на начальном участке круглой трубы. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, № 4, с. 52–56.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.
6. Arnal D., Juillen J.-C. Etude expérimentale et théorique de la transition de la couche limite. — Recherche Aéronautique, 1977, № 2, p. 75–88.
7. Луцкий В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Исследование сдвиговых течений в каналах и пограничных слоях с использованием трехпараметрической модели турбулентности. — Отчет Ин-та мех. МГУ, 1981, № 2553. 106 с.
8. Навознов О. И., Павельев А. А. О переходе к турбулентности в спутных струях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 6, с. 131–136.
9. Навознов О. И., Павельев А. А. Влияние начальных условий на течение осесимметричных спутных струй. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980. № 4, с. 18–24.

Москва

Поступила в редакцию
10.VI.1985

УДК 532.526

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ СФЕРЫ С ПЕРЕДНЕЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНОЙ

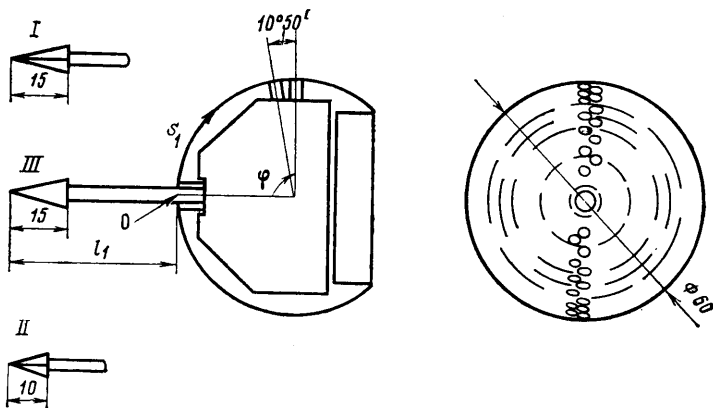
ХЛЕБНИКОВ В. С.

Исследования сверхзвуковых осесимметричных отрывных течений перед телом с иглой или между парой тел проведены в целом ряде работ, многие из которых рассмотрены в [1]. Большинство экспериментальных работ посвящено в основном исследованию сопротивления тела с иглой (системы пары тел) либо исследованию распределений давления по поверхности тела с иглой (по поверхности тела в следе) в зависимости от размеров иглы и тела (пары тел и расстояния между ними), а также чисел M и Re . Работ, в которых исследована теплопередача к поверхности тел с иглой, немного (см., например, [2–3]). Сведения, приведенные в них, не обладают достаточной полнотой и зачастую носят противоречивый характер. Работы [4–6] посвящены исследованию теплового потока на поверхности тел, расположенных в сверхзвуковом следе.

В настоящей статье приводятся результаты экспериментального исследования распределений теплового потока по поверхности сферы с иглой, на конце которой установлен конический или пирамидальный насадок. Испытания проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе с осесимметричной рабочей частью и подогревом потока при числах $M=3$ и $Re=10^6-10^7$. Число Рейнольдса определено по параметрам набегающего потока и длине иглы. Температура торможения потока $T_0=393\pm 3$ К, давление в форкамере $P_0=(4,9\pm 0,5)\cdot 10^5$ Н/м². Измерение теплового потока на поверх-

ности сферы проведено калориметрическими датчиками с помощью измерительной системы, разработанной Ю. Ю. Колочинским. Общий вид моделей, их размеры, а также схема расположения датчиков по сфере даны на фиг. 1. Пирамидальные насадки I и II на иглах имеют в основании ромб, одна диагональ которого равна 6, другая 3 мм, диаметр конусного насадка $d=6$ мм.

На фиг. 2 представлены фотографии картины обтекания моделей при различных длинах игл, имеющих конусный насадок (а) или пирамидальный насадок I (б, в). Здесь $l=l_1/D$, где l_1 — длина иглы от носка насадка до полюса сферы O , D — диаметр сферы (фиг. 1). Из фиг. 2 следует, что в зависимости от длины иглы реализуются три типа течений: 1 — отрыв потока происходит с носка насадка ($a-l=0,283$; 0,6; б, в — $l=0,283$; 0,45; 0,6; 0,783); 2 — отрыв потока происходит с задней кромки насадка ($a-l=1,115$; б, в — $l=1,083$); 3 — отрыв потока происходит с иглы ($a-l=1,415$; 1,77; б, в — $l=1,45$; 1,78).



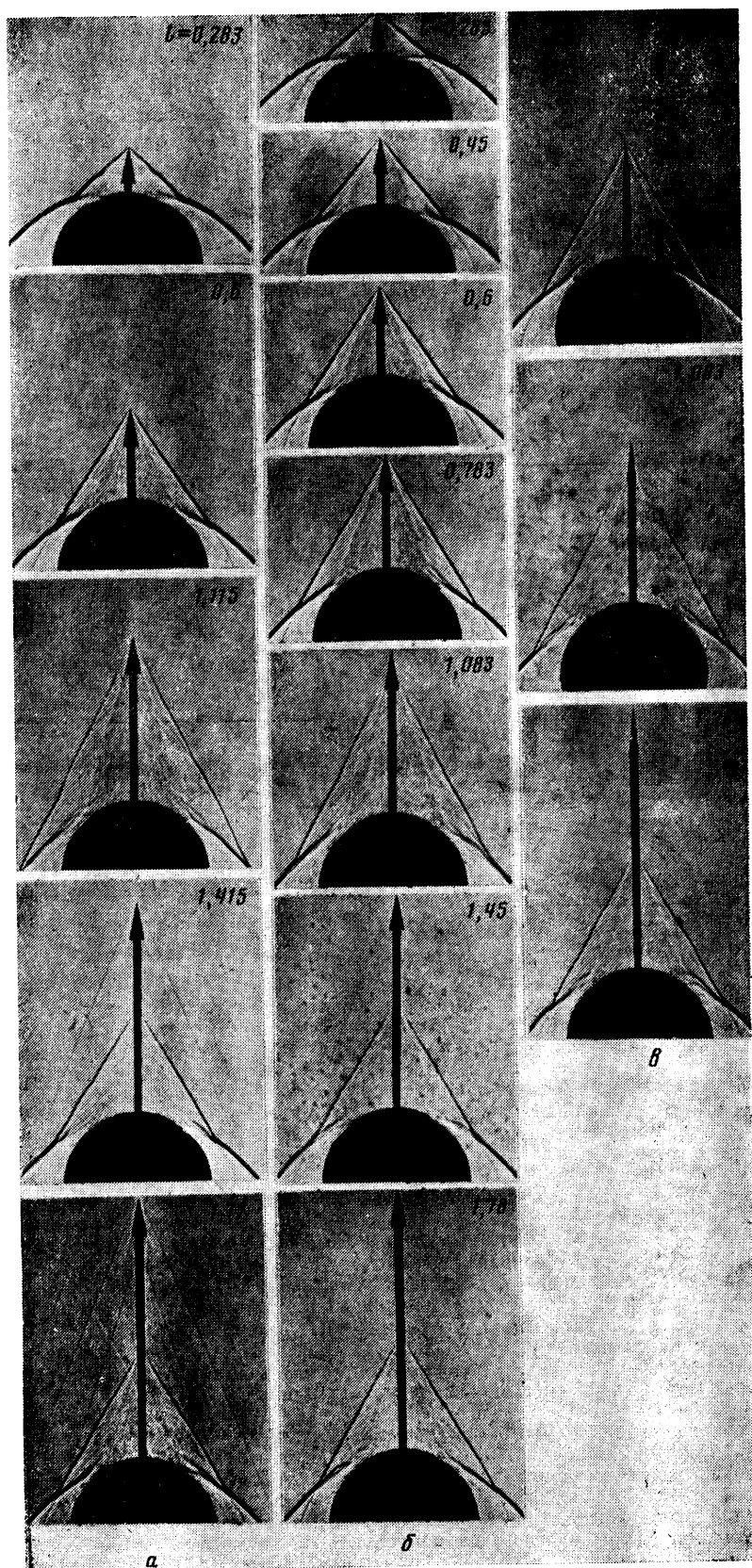
Фиг. 1

Результаты измерений теплового потока по сфере с иглой, имеющей конусный или пирамидальный насадок I, представлены соответственно на фиг. 3, 4 ($l=0,283$ (1), 0,6 (2), 1,083 (3), 1,115 (4), 1,415 (5), 1,45 (6), 1,77 (7), 1,78 (8)) в виде графиков зависимостей теплового потока $q=q_1(s)/q_0$ от координаты $s=s_1/R$ по поверхности сферы, где $q_1(s)$ — тепловой поток в точке сферы с координатой s_1 (фиг. 1), $q_0=1,49 \cdot 10^5$ Дж/м²с — тепловой поток в точке торможения сферы (без иглы), помещенной в набегающий поток, R — радиус сферы. Экспериментальные данные на фиг. 4 соответствуют положению насадка I, при котором большая диагональ его основания располагается в плоскости измерений на сфере. Приведенные зависимости $q(s)$ имеют такой же характер, как и распределения теплового потока по сферическому носку с иглой или по сфере, расположенной в сверхзвуковом следе (см., например, [6]). Для сравнения на фиг. 3, 4 дано распределение теплового потока по сфере без иглы (точки 9).

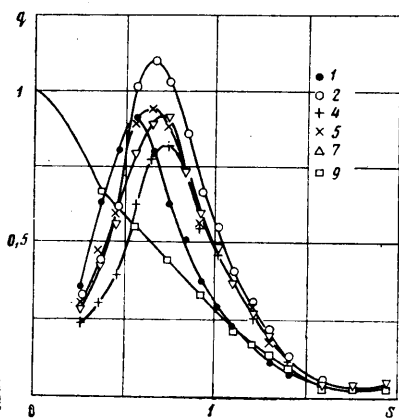
Максимальные значения теплового потока q_m зафиксированы в области присоединения, причем для некоторых длин игл они превышают величину теплового потока в точке торможения сферы без иглы. Например, при $l=0,283$ величина q_m на 20% больше q_0 (фиг. 4).

В исследованиях течений с отрывными зонами важную роль играют такие параметры, как угол наклона разделяющей линии тока к направлению потока (α), угол встречи разделяющей линии тока с поверхностью сферы (β), центральные углы, характеризующие местоположение на сфере точки присоединения и точки максимального значения теплового потока φ , φ_m (фиг. 1). Полученные в испытаниях результаты позволяют провести анализ зависимостей параметров α , β , φ , φ_m и q_m от длины иглы для трех типов насадков (двух пирамидальных I и II и одного конусного III), графики этих зависимостей приведены на фиг. 5, 6. Первые три зависимости определены по фотографиям картины обтекания моделей, а последние две — с помощью графиков распределений теплового потока по поверхности модели. Экспериментальные данные на фиг. 5, 6 для пирамидальных насадков соответствуют положению насадков, при котором большие диагонали их оснований располагаются в плоскости измерений на сфере.

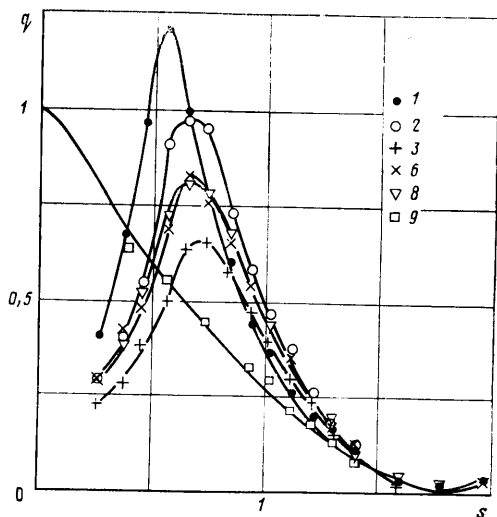
Характерные особенности течений с передними отрывными зонами рассмотрим на примере обтекания сферы с пирамидальным насадком I. При увеличении длины иглы в диапазоне $0,283 \leq l \leq 0,783$, т. е. когда отрыв потока происходит с носка насадка (фиг. 2, б), наклон разделяющей линии тока α убывает и продолжает убывать при смещении отрыва на заднюю кромку насадка ($l=1,083$), а угол встречи β , наоборот, возрастает (фиг. 5). Одновременно увеличиваются расстояния от полюса сферы O до точки присоединения разделяющей линии тока и точки максимального



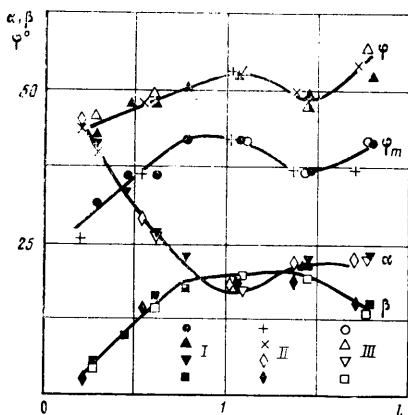
Фиг. 2



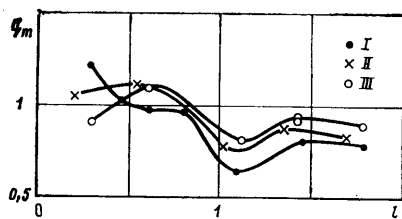
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



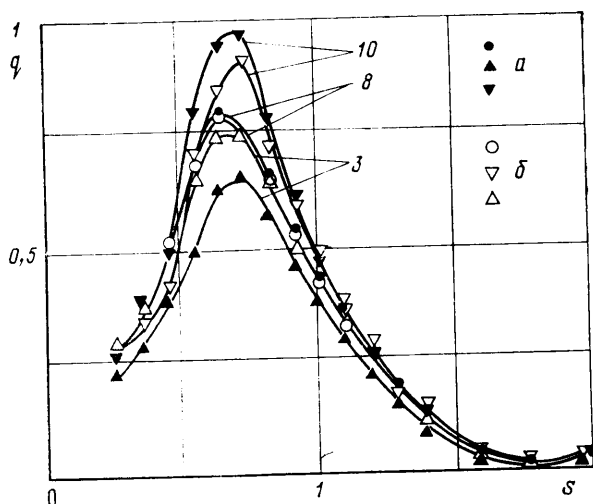
Фиг. 6

значения теплового потока. Величина q_m при отрыве потока с насадки при увеличении длины иглы убывает (фиг. 6). Наименьшее значение величины q_m зафиксировано перед перестройкой течения, т. е. перед тем, как отрыв потока сместится с задней кромки насадки на иглу (фиг. 6). При этом угол встречи β имеет наибольшее значение, а угол наклона разделяющей линии тока α — наименьшее (фиг. 5). Отметим еще, что угол наклона головного скачка уплотнения θ также имеет минимальное значение. Зависимость величины q_m от угла встречи β рассмотрена ранее в работе [7]. С увеличением угла β значение q_m уменьшается, а с уменьшением β увеличивается.

Перестройка течения (смещение отрыва на иглу) резко меняет картину обтекания модели, а вместе с ней изменяется и характер зависимостей $\varphi(l)$, $\varphi_m(l)$, $\alpha(l)$, $\beta(l)$ и $q_m(l)$. Точки присоединения разделяющей линии тока и максимального значения теплового потока сначала смещаются по сфере в сторону полюса, а затем, при увеличении длины иглы l , — в противоположную сторону.

Величина q_m после перестройки течения возрастает и с увеличением длины иглы l меняется мало. Соответственно мало меняются углы α и β . Возрастание величины q_m в диапазоне длин игл $1,083 \leq l \leq 1,45$, по-видимому, связано не только с перестройкой течения, но и с переходом ламинарного течения в турбулентное в зоне смещения (число Рейнольдса в этом диапазоне длин игл близко к переходному значению $Re = 6 \cdot 10^6$).

Из сравнения зависимостей $\varphi(l)$ и $\varphi_m(l)$ следует, что в диапазоне длин игл $0,283 \leq l \leq 1,78$ точка максимального значения теплового потока на сфере не совпадает с точкой присоединения разделяющей линии тока, в которой имеет место максимальное значение давления. Точка φ_m всегда смещена внутрь отрывной зоны. Объяснение этого факта дано в работах [7, 8]. Все сказанное выше об особенностях обтекания сферы с иглой, на конце которой находится пирамидальный насадок I, справедливо и для моделей с другими насадками (фиг. 5, 6). Исключением



Фиг. 7

является лишь характер зависимости $q_m(l)$ при малых значениях длины иглы $l < 0,6$ (фиг. 6). Величина $q_m(l)$ убывает в сторону малых l и тем больше, чем больше сопротивление насадка, что связано с большими потерями в головном скачке уплотнения. При значениях же длин игл $l > 0,6$, независимо от того, где происходит отрыв потока, величина тем больше для данного l , чем больше сопротивление насадка.

На фиг. 7 дано сравнение распределений теплового потока по поверхности сферы для двух положений насадка I в зависимости от того, большая (первое положение — точки a) или меньшая (второе положение — точки б) диагональ основания насадка расположена в плоскости измерения теплового потока на сфере при трех значениях длин иглы ($l = 0,783$ — точки 10, $1,083$ — точки 3, $1,78$ — точки 8).

При $l = 0,783$, когда отрыв потока происходит с носика насадка (фиг. 2, б, в), тепловые потоки к поверхности сферы для обоих положений насадка близки по значению (фиг. 7), за исключением небольшой окрестности в районе максимального значения величины q . Анализ фотографии картины обтекания моделей показывает, что угол встречи для обоих положений насадка примерно одинаков, отличаются лишь углы наклона головного скачка уплотнения θ . Угол θ больше там, где больше угол наклона образующей пирамиды, т. е. в первом положении насадка, и, следовательно, в область присоединения в этом случае приходит более нагретый газ.

При $l = 1,083$, когда отрыв потока происходит с задней кромки насадка (фиг. 2, б, в), тепловой поток к сфере в первом положении насадка во всем диапазоне изменения координаты s меньше, чем во втором (фиг. 7). В этом случае углы наклона скачка уплотнения, вызывающего отрыв, для обоих положений насадка одинаковы, а угол встречи в первом положении насадка больше, чем во втором ($\beta_1 = 19^\circ$, $\beta_2 = 16,5^\circ$).

При $l = 1,78$, когда отрыв потока происходит с иглы (фиг. 2, б, в), тепловые потоки в каждой точке сферы для обоих положений насадка близки по величине. В этом случае углы наклона скачков уплотнения, вызывающих отрыв потока с иглы, и углы встречи для обоих положений насадка совпадают.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. К. Отрывные течения. М.: Мир, 1973, т. 2. 280 с.; т. 3. 333 с.
2. Bogdonoff S. M., Vas I. E. Preliminary investigations of spiked bodies at hypersonic speeds.— J. Aerospace Sci., 1959, v. 26, № 2, p. 65–74.
3. Wood C. J. A study of hypersonic separated flow. Ph. D. thesis, University of London, Oct. 1961.
4. Хлебников В. С. Исследование течения перед сферой, помещенной в следе тела, при сверхзвуковом обтекании.— Уч. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 1, с. 42–48.
5. Хлебников В. С. Исследование течения перед диском, помещенным в следе тела, при сверхзвуковом обтекании.— Тр. ЦАГИ, 1972, вып. 1419. 21 с.
6. Хлебников В. С. Осесимметричное обтекание пары тел сверхзвуковым потоком газа.— Уч. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 6, с. 108–114.
7. Нейланд В. Я. Асимптотические задачи теории вязких сверхзвуковых течений.— Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1529. 125 с.
8. Bushnell D. M., Weinstein L. M. Correlation of peak heating for reattachment of separated flows.— J. Spacecraft and Rockets, 1968, v. 5, № 9, p. 1111–1112.

Москва

Поступила в редакцию
18.VII.1985