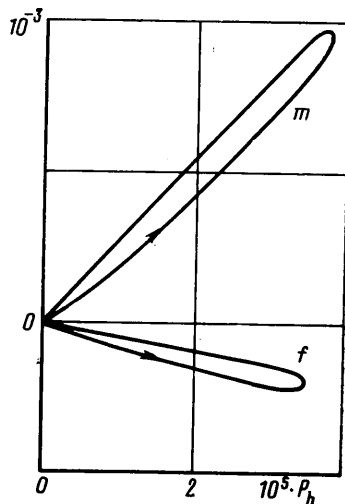


Фиг. 2



Фиг. 3

значения асимметрии, выражаемой интегралами (4), достигаются при сдвиге фазы между вдувом или энthalпией поверхности и тепловым потоком, подходящим к поверхности тела, примерно равным $\pi/2$.

Появление асимметрии трения, вызываемой инерционностью прогрета материала поверхности вращающегося тела, достаточно полно качественно проиллюстрировано в приведенных примерах расчетов ламинарного обтекания конуса. Вместе с тем использованный метод [3] применим для изучения рассмотренного явления в более общей постановке, например с учетом того, что сдвиг фазы и коэффициенты I , A зависят от величины теплового потока, коэффициенты, определяющие величину и амплитуду колебаний вдува, различны [2], а течение в пограничном слое может быть переходным или турбулентным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1953. 680 с.
2. Корниенко Е. С., Шманенков В. Н. О влиянии вдува в пограничный слой на обтекание колеблющегося конуса сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 42-46.
3. Покровский А. Н., Шманенков В. Н., Шучинов В. М. Определение параметров пограничного слоя на вращающихся осесимметричных конусах // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 34-39.
4. Illingworth C. R. The laminar boundary layer of a rotating body of revolution // Phil. Magazine. 1953. V. 44. № 351. P. 389-403.
5. Sedney R. Laminar boundary layer on a spinning cone at small angles of attack in a supersonic flow // J. Aeronaut. Sci. 1957. V. 24. № 6. P. 430-436.

Москва

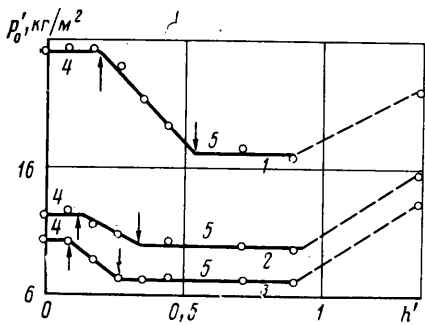
Поступила в редакцию
16.VII.1987

УДК 532.526.3:533.6.011.55

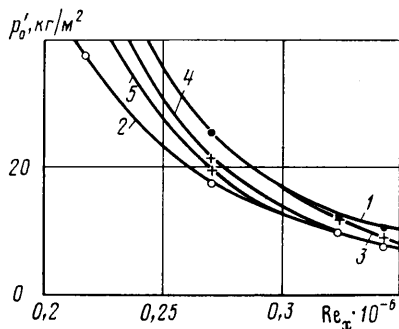
ТУРБУЛИЗАЦИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ВЫСТУПОМ

КИСЕЛЕВ В. Я., ЛЫСЕНКО В. И.

В связи с тем, что устойчивость пограничного слоя на гладких плоских телах (в частности, на плоской пластине) при числе Маха $M_\infty > 5$ очень велика, и соответствующее положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный достаточно далеко от передней кромки модели, возник вопрос: насколько трудно турбулизовать (в частности, с помощью выступа) ламинарный пограничный слой при $M_\infty > 5$. Решению этой проблемы и посвящена данная работа.



Фиг. 1



Фиг. 2

Эксперименты были проведены в азотной трубе Т-327А ИТПМ СО АН СССР при единичном числе Рейнольдса $(Re_1) = (U/v)_{\infty} = (1,03-1,13) \cdot 10^6$ 1/м, температуре торможения в форкамере 1000–1060 К и давлении в форкамере 128–133 атм. Чистота азота – 10 молекул кислорода на миллион молекул азота.

Рабочей моделью была полированная стальная плоская пластина длиной 330 мм и толщиной 8 мм, имеющая форму трапеции (ширина носика 62 мм, а задней кромки – 32 мм). Угол скоса передней кромки 7° , ее притупление – 0,1 мм. Пластина выставлялась под нулевым углом атаки. Температура поверхности модели за время эксперимента изменялась незначительно, и температурный фактор $T_w = T_{(w)}/T_{aw}$ был 0,34 ($T_{(w)}$ – температура поверхности модели, T_{aw} – температура восстановления).

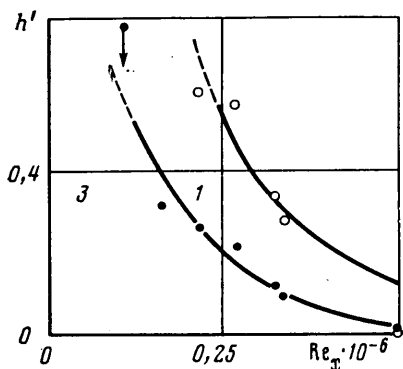
На пластине на расстоянии 60 мм от передней кромки на всю ширину модели был выфрезерован паз, в который поочередно вставлялись выступы разной высоты (толщиной 3 мм). Выступы имели высоту $h=0; 1; 2; 3; 4; 5; 8; 10$ и 15 мм.

Для фиксации положения перехода пограничного слоя служил тензометрический датчик полного напора (на базе датчика фирмы «KYOWA Electronic Instruments CO LTD» типа PG-10GC) с диаметром приемного отверстия 2 мм. Сигнал от датчика регистрировался вольтметром универсальным цифровым В7-23 с принтером. Для контроля за состоянием пограничного слоя течение визуализировалось с помощью пучка быстрых электронов.

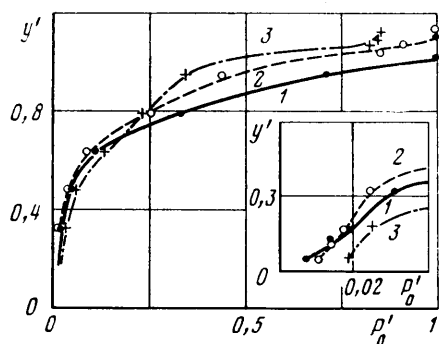
Для исследованного течения параметр вязкого взаимодействия (взаимодействия между пограничным слоем и внешним невязким течением) $\chi = c^{1/2} M_{\infty}^3 Re_x^{-1/2} \approx 13 > 1$, где c – постоянная Чепмена – Рубезина, $Re_x = (Re_1)_{\infty} x$ – число Рейнольдса по продольной координате, т. е. имеет место сильное взаимодействие. Пограничный слой воздействует на внешнее течение так же, как утолщение тела (на величину толщины вытеснения пограничного слоя).

Сначала были проведены пневмометрические измерения. Была сделана попытка фиксировать положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на модели по распределению полного давления вдоль ее поверхности – так же, как это очень часто делается при умеренных сверхзвуковых скоростях потока (см., например, [1]). За начало и конец перехода принимается соответственно положение минимума и максимума получаемой зависимости сигнала датчика от продольной координаты. Однако при больших сверхзвуковых скоростях потока профили скоростного напора деформированы так, что возле стенки величина скоростного напора очень мала, она лежит в пределах погрешности измерений датчика, равной $\pm 0,3$ кг/м². Поэтому основные измерения проведены в сечении с нормальной координатой $y=20$ мм. Здесь вполне уверенно регистрировались показания тензометрического датчика. Однако в сечении $y=20$ мм турбулентный пограничный слой уже имеет меньший скоростной напор, чем ламинарный пограничный слой (в отличие от $y \sim 0$, где ситуация обратная). Поэтому в этом сечении при переходе ламинарного пограничного слоя в турбулентный сигнал тензодатчика должен был уже уменьшаться. Это подтвердил и эксперимент.

Пневмометрические измерения были проведены при разных значениях продольной координаты $x=318, 300, 250, 200, 150$ и 100 мм для двух сечений $y=20$ и 10 мм. Часть полученных данных (для $y=20$ мм) приведена на фиг. 1 и 2. Здесь p'_0 – показания датчика полного напора, $h' = h/\delta_{x=60}$ – безразмерная высота выступа ($\delta_{x=60} = 11$ мм – толщина пограничного слоя при $x=60$ мм), Re_x – число Рейнольдса. На фиг. 1 цифрами 1–3 обозначены данные соответственно для $x=250, 300$ и 318 мм, 4 и 5 – участки ламинарного и турбулентного пограничного слоя (соответственно). Стрелкой, направленной вверх, обозначено начало перехода; стрелкой, направленной вниз – конец перехода. На фиг. 2 цифрой 1 обозначена зависимость для ламинарного пограничного слоя (полученная при отсутствии выступа и при $h=1$ мм), цифрой 2 – для турбулентного пограничного слоя ($h=8$ мм), 3–5 – промежуточные зависимости при $h=2, 4$ и 5 мм. При небольшой высоте выступа



Фиг. 3



Фиг. 4

$h=0-1$ мм на пластине длиной 330 мм сохраняется ламинарный пограничный слой, характерный для пластины без выступа. При дальнейшем увеличении высоты выступа наступает переход пограничного слоя, причем он тем ближе к турбулизатору, чем выше высота выступа. При небольшом дальнейшем росте h на пластине сохраняется турбулентный пограничный слой. Однако при высоте выступа $h > 10$ мм (что соответствует $h' \sim 1$ и больше) наступает невязкий отрыв пограничного слоя и происходит существенная перестройка течения (при этом еще до $x=295$ мм при $h' \leq 1,36$ пограничный слой успевает присоединиться к поверхности). Вообще же фазовые скорости C наиболее интенсивно развивающихся в пограничном слое возмущений (для плоских волн) находятся в диапазоне $1-1/M < C < 1$, т. е. для больших сверхзвуковых скоростей наиболее интенсивный рост возмущений происходит возле внешней границы пограничного слоя. Это же подтверждено экспериментально в [2].

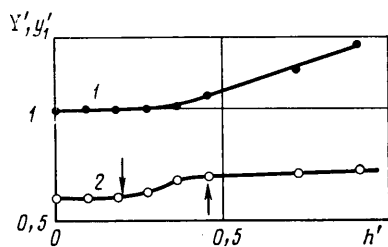
На фиг. 3 приведены зависимости начала (кривая 1) и конца (кривая 2) перехода пограничного слоя. Линия 3 соответствует положению турбулизатора. С увеличением высоты турбулизатора число Рейнольдса перехода уменьшается, и начало перехода приближается к положению турбулизатора.

На фиг. 4 приведены профили полного напора (полного давления) в вертикальном сечении пограничного слоя $x=295$ мм ($Re_x=0,32 \cdot 10^6$) для ламинарного пограничного слоя на пластине ($h=0$), турбулентного ($h=8$ мм) и неравномерно присоединившегося (релаксирующего) пограничного слоя ($h=15$ мм) (соответственно кривые 1-3); $P_0' = p_0'(y)/\rho_0'(\delta_{lam})$, $y' = y/\delta_{lam}$. Видно, что для неравномерно присоединившегося турбулентного пограничного слоя ($h=15$ мм) профиль полного напора существенно более «перегибной», чем для плоской пластины.

Для подтверждения результатов пневмометрических измерений проведена визуализация течения, так как конфигурация головной ударной волны при больших сверхзвуковых скоростях (особенно на тонких заостренных телах) несет информацию о толщинах вытеснения пограничного слоя (и соответственно толщинах пограничного слоя). Был использован метод визуализации течения с помощью пучка быстрых электронов [3]. Он удобен потому, что в Т-327А низкая плотность потока в рабочей части, что делает непригодными для визуализации теневые методы (не видны даже прямые скачки уплотнения). А так как сечение взаимодействия электрона с молекулами азота много больше, чем фотона, то зондирование электронным пучком возможно и в сильно разреженном газе. Электроны, образовавшиеся в электронной пушке за счет омического нагрева и ускоренные в ней, выстреливаются из нее в сторону модели. Исполняется плоская развертка сфокусированного электронного пучка, осуществляемая электромагнитной отклоняющей системой, питаемой переменным током. Падая на молекулы азота, электроны возбуждают их, выделяются фотоны, и возникает свечение (фиолетового цвета). Так визуализируется течение на модели. В проведенных экспериментах картина визуализированного течения фиксировалась на фотопленку фотоаппаратом «Зенит-Е».

Результаты обработки фотографий приведены на фиг. 5 для $x=250$ мм. Здесь Y — расстояние от стенки до верхней границы головной ударной волны при разных величинах относительной высоты выступа h' , Y_0 — при $h'=0$, y_1 — расстояние от стенки до места в пограничном слое, где плотность газа достигает некоторого уровня, при котором (для использованных при фотографировании выдержке съемки и диафрагме фотоаппарата) линия этого уровня $\rho = \text{const}$ разделяет картину течения над пластиной на светлую (с большей плотностью) и темную области. Кривой 1 обозначена зависимость $Y' = Y/Y_0$, кривой 2 — $y_1' = y_1/Y_0$. Кривая 2 характеризует состояние пограничного слоя при $x=250$ мм, а кривая 1 — интегральная зависимость, связанная не только с тем, какой пограничный слой при $x=250$ мм имеет место (ламинарный или турбулентный), но и с тем, где именно начинается переход пограничного слоя (так как при сильном взаимодействии пограничный

слой воздействует на внешнее течение так же, как утолщение тела — на величину толщины вытеснения пограничного слоя). Вплоть до $h' = 0,2$ на пластине при $x = 250$ мм сохраняется ламинарный пограничный слой, при $0,2 < h' < 0,5$ на модели — переходной пограничный слой (начало перехода обозначено стрелкой, направленной вниз, конец перехода — стрелкой, направленной вверх), а при $h' \geq 0,5$ (и по крайней мере до $h' = 0,91$) — турбулентный пограничный слой. Этот вывод полностью согласуется с пневмометрическими данными (фиг. 1, кривая 1). Отклонение кривой Y' от «ламинарного» уровня $Y' = 1$ несколько запаздывает (по сравнению с кривой 2) и начинается при $h' = 0,3$. А при $h' > 0,3$ положение перехода приближается к положению турбулизатора ($x = 60$ мм), и изменение состояния пограничного слоя на участке от начала перехода до $x = 250$ мм уже существенно влияет на величину Y в сечении $x = 250$ мм. В целом результаты пневмометрических и оптических измерений хорошо коррелируют между собой.



Фиг. 5

Таким образом, в азотной трубе при больших сверхзвуковых скоростях потока проведено экспериментальное исследование по турбулизации пограничного слоя выступом. Получено, что даже высокоскоростной (очень устойчивый) пограничный слой на плоской пластине можно турбулизировать с помощью выступа. При увеличении его высоты положение перехода пограничного слоя приближается к положению турбулизатора. При дальнейшем увеличении высоты выступа (его относительная высота $h' \sim 1$ и более) происходят невязкий отрыв пограничного слоя и заметная перестройка течения.

Авторы благодарны Сафронову Ю. А. за помощь в проведении визуализации течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лысенко В. И., Маслов А. А. Переход ламинарного сверхзвукового пограничного слоя в турбулентный при охлаждении поверхности // ПМТФ. 1981. № 3. С. 30–36.
2. Fischer M. C., Wagner R. D. Transition and hot-wire measurement in hypersonic helium flow // AIAA J., 1972. V. 10. № 10. P. 1326–1332.
3. Воронцов С. С., Друкер И. Г., Жак В. Д. и др. Визуализация обтекания моделей при гиперзвуковых скоростях потока // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978. С. 74–84.

Новосибирск

Поступила в редакцию
28.IX.1987

УДК 532.528

ТОНКИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ КАВЕРНЫ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

ВАСИН А. Д.

Тонкие осесимметричные каверны в дозвуковом потоке сжимаемой жидкости исследованы в [1–4]. В [5] методом конечных разностей вычислен коэффициент лобового сопротивления кругового конуса и определена форма каверны вблизи него для до-, транс- и сверхзвукового потоков воды, однако вся форма каверны в сверхзвуковом случае обтекания не определена. В данной работе на основании теории тонкого тела получено интегродифференциальное уравнение для профиля каверны в сверхзвуковом потоке. Найдена зависимость удлинения каверны от числа кавитации и числа Маха.

Рассмотрим обтекание тонкого осесимметричного тела со свободной границей сверхзвуковым потоком, когда применимо линеаризованное уравнение течения в цилиндрической системе координат

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} - (M^2 - 1) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad \varphi = \frac{\Phi^*}{V_\infty L}, \quad M = \frac{V_\infty}{a_\infty} > 1 \quad (1)$$

где Φ^* — потенциал возмущенных скоростей, V_∞ — скорость набегающего потока, L — полная длина системы тело — каверна, a_∞ — скорость звука в невозмущенной