

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. Л.—М.: Гостехиздат, 1948. 535 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.X.1980

УДК. 532.526.3

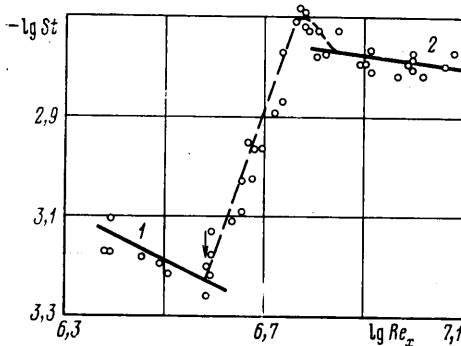
ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ НА ПЕРЕХОД ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ОСТРЫХ КРУГОВЫХ КОНУСОВ

ЮШИН А. Я.

Представлены некоторые результаты экспериментального исследования влияния угла атаки на переход в плоскости симметрии острого конуса при числе Маха $M=6,1$. На основании этих результатов и имеющихся экспериментальных данных в работе устанавливается зависимость числа Рейнольдса перехода от угла атаки на линии растекания острых круговых конусов.

Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный зависит от большого числа параметров, среди которых число Маха, угол атаки, шероховатость поверхности, степень закругления носовой части тела, температурный фактор и единичное число Рейнольдса. Эксперименты [1–5] показывают, что при сверхзвуковом обтекании острого конуса даже небольшой угол атаки приводит к существенному смещению области перехода от места ее расположения при нулевом угле атаки. Для одного и того же угла атаки она сдвигается на различное расстояние в зависимости от чисел Маха и Рейнольдса в невозмущенном потоке, а также от величины угла полураствора конуса. Эти экспериментальные результаты целесообразно представить в виде единой зависимости числа Рейнольдса перехода от угла атаки. В настоящей работе такая зависимость получена для плоскости симметрии конуса из анализа имеющихся данных и небольшого количества новых результатов.

Эти результаты получены в ударной трубе при $M=6,1$. Продолжительность стационарного режима работы трубы $\sim 0,02$ с. Полное давление составляло $7,2 \cdot 10^6$ Па, температура торможения была равна 570 К. Единичное число Рейнольдса Re_1 , вычис-



Фиг. 1

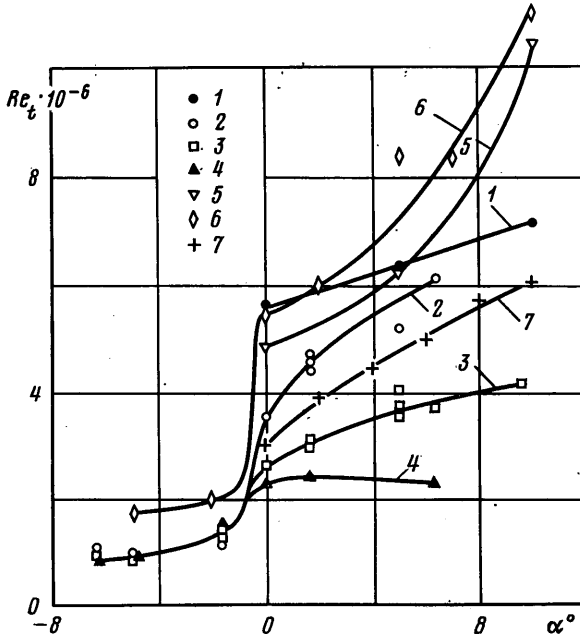
ленное по параметрам невозмущенного потока и характерному размеру 1 м, составляло $4,7 \cdot 10^7$. Величина температурного фактора, выражаемая отношением температуры поверхности модели T_w к температуре торможения, равнялась 0,51. Испытания проводились при значениях угла атаки $\alpha=0; 5$ и 10° .

Модель представляла собой круговой конус длиной $L=300$ мм с углом полураствора $\theta=10^\circ$. Модель имела острую вершину (радиус ее закругления, определенный измерительным микроскопом, равнялся приблизительно 0,1 мм).

В эксперименте определялось начало перехода на линии растекания конуса по характеру распределения теплового потока вдоль этой линии. Тепловой поток измерялся методом микротермопарных датчиков. К металлической модели была припаяна нихромовая фольга толщиной 0,1 мм, которая играла роль калориметра. С внутренней стороны к фольге приваривались микротермопары. В месте установки микротермопар в стенке полый модели были сделаны прорезы шириной 2 мм. Оба термоэлектрода каждой термопары вблизи места сварки были раскатаны до толщины 0,01 мм и обрезаны до ширины 0,4 мм. Чтобы избежать искажений формы поверхности модели, калориметр был выполнен в виде фольги, покрывающей без уступов весь измерительный участок наветренной поверхности конуса, вместо обычно применяемых калориметров в виде отдельных вкладышей. Пайка осуществлялась по всему периметру фольги, что обеспечило ее плотное прилегание к стенке модели.

Измерения высоты неровностей поверхности модели, выполненные с помощью механического индикатора с ценой деления 0,005 мм, показали, что их высота не пре-

вышает 0,01 мм, т. е. приблизительно на два порядка меньше толщины пограничного слоя на линии начала перехода. Очевидно, что неровности таких небольших размеров не могут оказать сколько-нибудь существенного влияния на переход. В соответствии со сказанным можно рассматривать поверхность модели как аэродинамически гладкую.



Фиг. 2

За начало перехода x_t принималась точка, начиная с которой изменение числа St вдоль образующей конуса заметно отклоняется от степенной зависимости $St \sim Re_x^{-0,5}$, соответствующей ламинарному режиму обтекания (Фиг. 1):

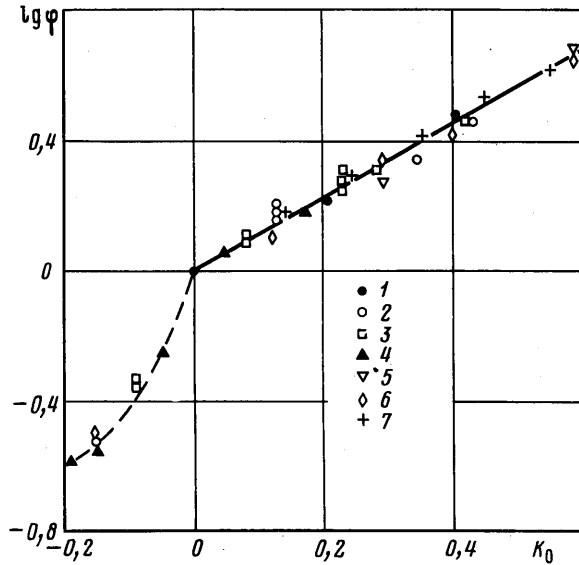
$$St = \frac{q}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_p (T_r - T_w)}, \quad Re_x = \frac{u_{\infty} x}{\nu_{\infty}}$$

где q — местный тепловой поток, T_r — адиабатическая температура, u_{∞} , ρ_{∞} , c_p , ν_{∞} — параметры невозмущенного потока, x — расстояние вдоль образующей конуса. На Фиг. 1, соответствующий $\alpha=0$, стрелкой помечено начало перехода, а линиями показаны результаты расчета [6] числа St для конуса при ламинарном и турбулентном (кривые 1, 2) обтекании. При определении величины T_r коэффициент восстановления температуры r принимался равным 0,85 и 0,89 соответственно для ламинарного и турбулентного пограничного слоя (см. [7]). Поскольку в области перехода нет данных о коэффициенте r , то для нее приближенно использовано значение $r=0,85$, соответствующее ламинарному обтеканию.

На Фиг. 2 приведены результаты исследований влияния угла атаки на положение точки начала перехода в плоскости симметрии конуса. Экспериментальные точки соответствуют следующим условиям: 1 — $\theta=10^\circ$, $M_{\infty}=6,1$, $Re_1=4,7 \cdot 10^7$ (данная работа); 2—4 — соответственно $\theta=7,5, 10$ и 15° , $M_{\infty}=5$, $Re_1=1,3 \cdot 10^7$ [3]; 5 и 6 — $Re_1=3,46 \cdot 10^7$ и $4,67 \cdot 10^7$, $\theta=7,5^\circ$, $M_{\infty}=6,1$ [4]; 7 — $\theta=8^\circ$, $M_{\infty}=5,5$; $Re_1 \approx 1,3 \cdot 10^7$ (табличные данные [1]). Данные [1—4] соответствуют аэродинамически гладкой поверхности. По оси ординат Фиг. 2 отложено число Рейнольдса перехода Re_t , вычисленное по x_t и параметрам потока на внешней границе пограничного слоя ($Re_t = u_e x_t / \nu_e$). При определении этих параметров число Me вычислялось по табличным данным [8]. Величина числа Re_t сильно зависит от угла θ и условий обтекания: так, при $\alpha=6^\circ$ на линии растекания конуса значения Re_t изменяются от 2 до 8 млн. Переход на подветренной стороне конуса наступает намного раньше в сравнении с наветренной.

В каждом из рассматриваемых семи вариантов число M_{∞} , температурный фактор и единичное число Рейнольдса оставались постоянными при изменении угла атаки.

Если условия обтекания поддерживаются неизменными при изменении угла α , то число Рейнольдса перехода на остром конусе зависит лишь от скорости и градиента скорости поперечного растекания, градиента давления вдоль линии тока, а также от изменения по углам α локальных значений числа M . Переход в плоскости симметрии конуса зависит в свою очередь только от двух из этих параметров, поскольку здесь отсутствует градиент давления вдоль линии тока и скорость поперечного растекания равна нулю. Таким образом, при постоянных значениях чисел M_∞ , Re_1 и температурного фактора влияние угла атаки на переход для течения в плоскости симметрии сводится к влиянию градиента скорости поперечного растекания. Предполагается при этом, что влияние на переход сопутствующего изменению угла α изменения локальных значений числа M можно учесть с помощью степенной зависимости $Re_1 \sim M_e^{-3}$, приведенной в [9] для случая осесимметричного обтекания конусов.



Фиг. 3

В плоскости симметрии конуса в качестве параметра, характеризующего влияние градиента скорости поперечного растекания, обычно (см., например, [2]) используется величина

$$K = \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{1}{u_e} \frac{dw_e}{d\Phi} \right)$$

где w — окружная составляющая скорости, Φ — сферическая координата (долгота). Для того чтобы найти величину производной $dw_e/d\Phi$, необходимо рассчитать для заданных условий обтекания поле течения около кругового конуса. Таблицы [8] пространственного обтекания конусов содержат данные о полях течения лишь для небольшого числа дискретных значений параметров M_∞ , α и θ (в таблицах $\theta \geq 10^\circ$). Поэтому в качестве характеристики растекания будем использовать не K , а

$$K_0 = \Omega(\alpha) - \Omega(0), \quad \Omega(\alpha) = \varepsilon^{0,5} \frac{\operatorname{tg}(\theta + \alpha)}{\operatorname{tg} \theta}$$

Здесь $\Omega(\alpha)$ — аналог параметра, предложенного в [10] для характеристики поперечного растекания на крыле с острыми кромками; ε — отношение плотностей газа до и после скачка уплотнения в плоскости симметрии тела. В том случае, когда рассматривается пространственное обтекание конуса при условиях, не совпадающих с расчетными, величина ε легко определяется по методу касательных конусов (см. [11]) с использованием таблиц осесимметричного обтекания конусов [8]. Параметр K_0 прямо пропорционален K при $K \leq 1,5$ (см. [4]). Этот факт означает, что в плоскости симметрии конуса величину K_0 можно использовать в качестве характеристики поперечного растекания при умеренных значениях α/θ (соответствующих $K \leq 1,5$).

Из всего сказанного следует, что в плоскости симметрии конуса отношение величины $Re_1 M_e^{-3}$ при наличии угла атаки к такой же величине для случая нулевого

угла атаки, обозначаемое φ , является функцией только одного параметра K_0 (или K), характеризующего влияние градиента скорости поперечного растекания. На фиг. 3 представлены те же результаты, что и на фиг. 2, но перестроенные в виде зависимости $\lg \varphi$ от K_0 . Поперечное растекание вызывает утоньшение пограничного слоя на наветренной стороне и утолщение на подветренной, при этом φ возрастает на наветренной стороне и уменьшается на подветренной с ростом абсолютной величины параметра K_0 . В исследованном диапазоне параметров θ , M_e и Re_1 ($\theta \leq 15^\circ$, $M_e = 3,3-5,4$, $Re_1 = 13-47$ млн.) увеличение φ на линии растекания с ростом K_0 может быть аппроксимировано экспоненциальным законом $\varphi = \exp(2,6 K_0)$.

Предлагаемая формула наилучшим образом описывает результаты измерений, судя по разбросу экспериментальных точек в $\pm 15\%$ на фиг. 3. Здесь достигнут наименьший разброс точек, поскольку он не может быть ниже погрешности определения числа Re_1 , выражаемой приблизительно такой же величиной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stetson K. F., Rushton G. H. Shock tunnel investigation of boundary layer transition at $M=55$.— AIAA Journal, 1967, v. 5, № 5, p. 899–906.
2. Mateer G. G. The effect of angle of attack on boundary-layer transition on cones.— AIAA Journal, 1972, v. 10, № 8, p. 1127–1128.
3. Давыдова Н. А., Юшин А. Я. Экспериментальное исследование влияния угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный при обтекании круговых конусов.— Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 2, с. 45–53.
4. Колочинский Ю. Ю., Тарасова Т. А., Юшин А. Я. Исследование влияния угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный при обтекании острого кругового конуса в ударной трубе.— В кн.: Аэродинамическое нагревание при сверхзвуковых скоростях потока. М., 1979, № 2003, с. 133–146. (Тр. ЦАГИ).
5. Stetson K. F. Effect of bluntness and angle of attack on boundary-layer transition on cones and biconic configurations.— AIAA Pap., 1979, № 0269, 13 p.
6. Гарбузов В. М., Колина Н. П., Пяглова А. И. Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины и острого конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком, при турбулентном течении в пограничном слое.— В кн.: Аэродинамическое нагревание при сверхзвуковых скоростях. М., 1977, № 1881, с. 67–129. (Тр. ЦАГИ).
7. Авдучевский В. С., Данилов Ю. И., Кошкин В. К., Кутырин И. Н., Михайлова М. М., Михеев Ю. С., Сергеев О. С. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике. М.: Оборонгиз, 1960, с. 210–212.
8. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М.: Наука, 1964, 505 с.
9. Ericsson L. E. Correlation of attitude effects on slender vehicle transition.— AIAA Journal, 1974, v. 12, № 4, p. 523–529.
10. Messiter A. F. Lift of slender delta wings according to Newtonian theory.— AIAA Journal, 1963, v. 1, № 4, p. 794–802.
11. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959, с. 105–111.

Москва

Поступила в редакцию
20.XI.1980

УДК 532.529.5:533.697.4

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ

ИГНАТОВ С. Ф., МИХАТУЛИН Д. С., ЧИРКОВ И. В.

Течение смеси газа с частицами в соплах рассматривается во многих работах, библиография которых представлена в монографиях [1, 2]. Большинство работ посвящены расчету двухфазного течения, причем типичным является использование условия прилипания частиц к стенке сопла в его дозвуковой части [3, 4]. Это означает, что частицы, траектории которых пересекают стенку сопла, из рассмотрения ниже по потоку исключаются.

Такое допущение, справедливое для частиц размером порядка нескольких микрон, не дает возможности объяснить наличие максимума концентрации крупных частиц