

ИССЛЕДОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА
ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ВОЗДУХА
В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КАНАЛАХ С ПРОДОЛЬНОМ
ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ

А. И. Леонтьев, А. Н. Обливин, П. Н. Романенко

(Москва)

Излагаются результаты экспериментальных исследований характеристик турбулентного пограничного слоя при течении нагретого воздуха в осесимметричных диффузорных и конфузорных каналах с охлаждаемыми стенками. Обработка и обобщение опытных данных проведены в параметрической форме. Найдены зависимости форм-параметров, характеризующих форму профиля скоростей и температур, а также определяющих закон трения и теплообмена, от продольного градиента давления.

Полученный экспериментальный материал позволил разработать методы расчета турбулентного пограничного слоя при течении газа с продольным градиентом давления и теплообменом, которые дают возможность определить толщины потери импульса и энергии, толщины динамического и теплового вытеснения, касательное напряжение и удельный тепловой поток на стенке.

Приводятся, кроме того, результаты экспериментального исследования распределения касательного напряжения и удельного теплового потока, а также коэффициентов турбулентного обмена импульсов и тепла по сечению турбулентного пограничного слоя при градиентном течении газа.

В опубликованных работах по исследованию турбулентного пограничного слоя при наличии существенных градиентов давления [1-4] в основном рассматривается динамический пограничный слой. Однако вопрос о возможности распространения этих методов на расчет турбулентного пограничного слоя в условиях теплообмена, остается в настоящее время, открытым.

Известны отдельные работы, где делаются попытки теоретическим путем учесть влияние существенных градиентов давления на характеристики динамического и теплового пограничных слоев [5,6]. Однако большое количество мало обоснованных допущений, и неоправданная громоздкость расчетных формул существенно снижают практическую ценность этих исследований. В ближайшее время трудно рассчитывать на серьезные успехи в применении статистической теории к изучению анизотропной турбулентности, поэтому наиболее эффективным методом исследования пока следует признать широко поставленный эксперимент.

1. Экспериментальная установка. Измеряемые величины и измерительные приборы. Исследовались характеристики турбулентного пограничного слоя при движении нагретого воздуха в осесимметричных диффузорах с углами раствора $8^{\circ}4'$ и 12° и в конфузоре с углом сужения 8° . Опытами охвачен диапазон чисел Рейнольдса R от $1.688 \cdot 10^5$ до $8.48 \cdot 10^5$. Температура стенки каналов экспериментальных участков, охлаждаемых водой, изменялась от 286 до $320^{\circ} K$, температура воздушного потока — от 425 до $623^{\circ} K$. Скорости потенциального потока изменялись в пределах до $M = 0.5$.

Всего охвачен опытами 51 режим. Каждый режим характеризуется определенной скоростью и температурой воздушного потока перед входом в экспериментальный участок. В результате обработки получено около 200 опытных точек, по которым построены обобщающие зависимости; чтобы не затемнять полученные зависимости, в данной работе, на графиках показана только зона разброса опытных точек.

Каждый экспериментальный участок собран из пяти теплоизолированных секций с двойными стенками, образующими пространство, через которое пропусклась охлаждающая вода. Внутренняя стенка толщиной

2 мм выполнена из меди; наружная стенка стальная. Ее толщина 2.5 мм. Длина каждой секции 150 мм. Внутренний диаметр диффузоров: на входе воздуха 115 мм, на выходе воздуха 220 и 272.5 мм. Внутренний диаметр конфузора 145 мм на входе воздуха и 45 мм на выходе воздуха.

Охлаждающая вода подводилась в каждую секцию из общего напорного бака. Нагретая вода сливалась в дренаж. Расход воды через каждую секцию поддерживался постоянным. Нагрев воды в секциях измерялся дифференциальными хромелькопелевыми термопарами.

Экспериментальный участок был частью установки, представляющей собой разомкнутую аэродинамическую трубу периодического действия. В состав установки входят: воздушный компрессор типа 2P-2/220; ресивер емкостью 3.5 м³; электрический нагреватель мощностью 300 квт; эжектор; экспериментальный участок (сменный); ряд переходных, соединительных и стабилизирующих участков со вставными металлическими сетками для выравнивания полей скоростей и температур.

В процессе опыта измерялись следующие величины: давление воздуха перед электрическим нагревателем и перед рабочим соплом; температура воздуха на выходе из нагревателя; статическое и полное давление, а также температура в сечениях каждой секции на расстоянии 30 мм от плоскости разъема секций; статическое давление в двух промежуточных сечениях первой секции (по направлению течения воздуха), в которой градиент давления достигал наибольших величин; температуры внутренней поверхности стенки канала в тех же сечениях, в которых измеряются скорости, температуры и статические давления воздуха; перепад температур и расход охлаждающей воды во всех секциях; перепад давлений в мерной диафрагме.

Температуры потока в сечениях рабочего участка измеряются подвижными хромель-алюмелевыми микротермопарами в тех же сечениях секций, в которых измеряются статические и динамические давления. Запись температур воздуха во всех сечениях рабочего участка производится на ленте электронного уравнивающего ленточного потенциометра.

Микротрубки Пито и микротермопары устанавливаются при помощи координатников, которые позволяют измерять динамические давления и температуры во входных сечениях секций рабочего участка через интервал 0.05 мм. Каждая секция оборудована двумя координатниками. Поэтому возможно одновременное измерение динамических давлений и температур в соответствующих точках пограничного слоя в контрольных сечениях всех пяти секций рабочего участка.

2. Обработка экспериментальных данных. По данным измерений полных давлений и температур потока в сечениях пограничного слоя во всех секциях рабочих участков и статических давлений в этих сечениях построены графики распределения скоростей и температур в пограничном слое каждой секции. По этим графикам определены интегральные характеристики пограничного слоя; толщина потери импульса θ , толщина вытеснения δ^* , толщина потери энергии ϕ и толщина теплового вытеснения Δ^* ; затем построены графики изменения этих характеристик по длине экспериментального участка (по координате x). Кроме того, построены графики изменения скорости, температуры и плотности (u_1 , T_{01} и ρ_1) в невозмущенном потоке, а также температуры стенки T_w по длине канала. Эти графики использованы для вычисления касательного напряжения τ_w и теплового потока q_w на стенке каналов по интегральным соотношениям импульсов и энергии для пограничного слоя.

При осесимметричном течении газового потока, которое рассматривается в предлагаемой работе, интегральные соотношения имеют вид:

а) для переноса импульсов

$$\frac{d\theta}{dx} + \left(\frac{H+2}{u_1} \frac{du_1}{dx} + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} + \frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dx} \right) \theta = \frac{\tau_w}{\rho_1 u_1^2} \quad (2.1)$$

б) для переноса энергии

$$\frac{d\varphi}{dx} + \left[\frac{1}{u_1} \frac{du_1}{dx} + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} + \frac{1}{T_e - T_w} \frac{d(T_e - T_w)}{dx} + \frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dx} \right] \varphi = \frac{q_w}{c_p \rho_1 u_1 (T_e - T_w)} \quad (2.2)$$

где

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \left(1 - \frac{u}{u_1} \right) \left(1 - \frac{y \cos \beta}{r} \right) dy, \quad H = \frac{\delta^*}{\theta}$$

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \right) \left(1 - \frac{y \cos \beta}{r} \right) dy, \quad \varphi = \int_0^{\Delta} \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \left(\frac{T_{01} - T_0}{T_e - T_w} \right) \left(1 - \frac{y \cos \beta}{r} \right) dy \quad (2.3)$$

Здесь u — скорость в направлении оси x ; x — расстояние, параллельное стенке; r — радиус (расстояние от поверхности осесимметричного канала до его оси) в рассматриваемом сечении; c_p — массовая удельная теплоемкость при постоянном давлении; T_0 — температура торможения в рассматриваемой точке пограничного слоя; β — угол между нормальными, проведенными к стенке и оси канала в плоскости контрольного сечения; δ — толщина динамического пограничного слоя; Δ — толщина теплового пограничного слоя; T_e — равновесная температура; T_{01} — температура торможения потенциального потока; T_w — температура стенки.

Определение локальных значений τ_w или местного коэффициента трения

$$c_f = \frac{2\tau_w}{\rho_1 u_1^2} \quad (2.4)$$

и удельного теплового потока q_w указанным методом в области существенных положительных градиентов давления является ненадежным [3, 6].

Поэтому локальные значения c_f и q_w на поверхности канала определялись еще дополнительными методами.

Метод определения c_f основан на известном факте [3, 6], что во внутренней области турбулентного ядра пограничного слоя сохраняется универсальной логарифмический профиль скоростей, который при изотермическом течении описывается уравнением

$$\frac{u}{v_{*w}} = 5.75 \lg \frac{yv_{*w}}{\nu} + 5.5 \quad \left(v_{*w} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \right) \quad (2.5)$$

где v_{*w} — динамическая скорость на стенке, ν — кинематическая вязкость.

Как известно, закон (2.5) получен путем интегрирования уравнения Л. Прандтля для касательного напряжения

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad \rho = \text{const}, \quad l = \kappa y, \quad \tau = \tau_w \quad (2.6)$$

При этом определялись постоянная интегрирования и постоянная κ по измерениям распределения скоростей в гладкой трубе, выполненным И. Никурадзе.

Для того чтобы распространить указанный метод на течение газа с теплообменом, необходимо при интегрировании уравнения (2.6) учесть изменение плотности с температурой и внести соответствующую поправку на теплообмен при определении постоянной интегрирования.

Интегрируя уравнение (2.6) с учетом изменения плотности газа $l = \kappa y$, $\tau = \tau_w$, получим

$$\frac{1}{\kappa} \ln y = \frac{1}{v_{*w}} \int \frac{dy}{\sqrt{\rho_1/\rho}} \quad (2.7)$$

Проведенные измерения показали, что в пристеночной области можно принять

$$\frac{T - T_w}{T_e - T_w} = \frac{u}{u_1} \quad (2.8)$$

С учетом (2.8) уравнение (2.7) приводится к виду

$$\frac{1}{\kappa} \ln y = \frac{1}{\sqrt{c_f/2}} \left[\frac{2 \sqrt{T_w^\circ + (1 - T_w^\circ)(u/u_1)}}{1 - T_w^\circ} + C \right] \quad (2.9)$$

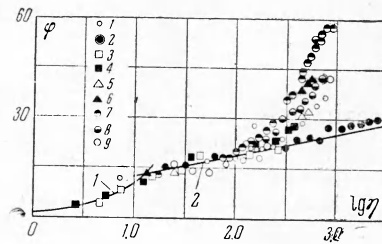
$$\left(T_w^\circ = \frac{T_w}{T_{01}} \right)$$

Принимая $\kappa = 0.4$ и определяя постоянную интегрирования, как это было выполнено в работе [7] путем смыкания турбулентного распределения скоростей с ламинарным распределением скоростей в непосредственной близости от стенки, где ламинарное и турбулентное касательное напряжение по своей величине одного порядка, получим

$$2 \left[\frac{\sqrt{T_w^\circ + (1 - T_w^\circ)u/u_1} - \sqrt{T_w^\circ}}{1 - T_w^\circ} \right] =$$

$$= \left[5.75 \lg \left(R_y \sqrt{\frac{c_f}{2}} \right) + 5.5 \right] \sqrt{\frac{c_f}{2}}$$

$$\left(R_y = \frac{u_1 y}{\nu} \right) \quad (2.10)$$



Фиг. 1

Строя профиль скоростей (2.10) в переменных $u / u_1 = f(y / \delta)$ для данного T_w° , получаем сетку кривых при фиксированных значениях c_f . Если нанести на такой график экспериментальные значения скоростей в испытуемом сечении при соответствующем значении T_w° , то по совпадению профиля скоростей в его логарифмической части с одной из кривых сетки найдем соответствующее значение c_f , которое и будет локальным значением коэффициента трения на стенке в рассматриваемом сечении.

На фиг. 1 показана зависимость параметра $\varphi = u / v_{*w}$ от параметра $\lg \eta = \lg(yv_{*w} / \nu)$.

Кривая (1) соответствует распределению скоростей в ламинарном подслое ($\varphi_1 = \eta_1$). Кривая (2) соответствует распределению скоростей в турбулентном пограничном слое, согласно уравнению (2.10). На этом же графике нанесены экспериментальные точки, полученные при различных значениях формпараметра градиента давления

$$\Gamma = \left(\frac{\theta}{u_1} \frac{du_1}{dx} \right) R_\theta^{1/4} = \left(- \frac{\theta}{\rho_1 u_1^2} \frac{dp}{dx} \right) R_\theta^{1/4} \quad \left(R_\theta = \frac{u_1 \theta}{\nu_1} \right) \quad (2.11)$$

где ν_1 — кинематическая вязкость потенциального потока в рассматриваемом сечении. Из графика видно, что примерно на одной трети толщины пограничного слоя сохраняется логарифмический профиль скоростей при $dp/dx > 0$. Этот вывод также подтверждается опытами Бребнера и Беглея [8], Фейджа [9], Шубауера и Клебанова [10] (кривые (3)—(6)), МЛТИ (кривые (7)—(9)). За пределами вполне турбулентной части пристеночного слоя наблюдается отклонение опытных точек от логарифмического профиля скоростей и тем значительней, чем больше градиент давления.

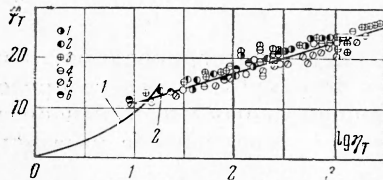
На фиг. 2 выполнено аналогичное построение для распределения температур. На этом графике

$$\Phi_T = \frac{v}{\sqrt{S}}; \quad \eta_T = R_y \sqrt{S} \quad \left(S = \frac{q_w}{c_p \rho_1 u_1 (T_e - T_w)}, \quad v = \frac{T_0 - T_w}{T_e - T_w} \right)$$

Кривая (1) соответствует распределению температур в ламинарном подслое и кривая (2) соответствует распределению температур в турбулентном пограничном слое. На этом же графике нанесены экспериментальные профили температур; при этом точкам 1, ..., 6 соответствуют следующие значения Γ :

точки	1	2	3	4	5	6
$\Gamma =$	-0.0760	-0.0550	-0.0282	-0.00906	0.0049	0.0112

Из фиг. 2 видно, что закон распределения температур подтверждается на значительно большем участке толщины пограничного слоя, чем закон распределения скоростей; отсюда вытекает, что градиент давления не оказывает существенного влияния на распределение температуры в пограничном слое.



Фиг. 2

Вторым методом определения удельного теплового потока был метод теплового баланса. По измеренным расходам охлаждающей воды и нагреве воды в сечениях экспериментального участка определялись удельные тепловые потоки на стенке.

Для определения распределения τ и q по сечению пограничного слоя проинтегрированы дифференциальные уравнения импульсов и энергии с учетом уравнения неразрывности.

После обычных преобразований имеем

$$\frac{d\theta_y}{dx} + \left(\frac{2 + H_y}{u_1} \frac{du_1}{dx} + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} + \frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dx} \right) \theta_y - \frac{u_1 - u}{r \rho_1 u_1^2} \times \int_0^y \frac{\partial(r\rho u)}{\partial x} dy =$$

$$= \frac{\tau_w}{\rho_1 u_1^2} - \left(1 - \frac{y \cos \beta}{r} \right) \frac{\tau_y}{\rho_1 u_1^2} \quad (2.12)$$

$$\frac{d\Phi_y}{dx} + \left[\frac{1}{u_1} \frac{du_1}{dx} + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} + \frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dx} + \frac{1}{T_e - T_w} \frac{d(T_e - T_w)}{dx} \right] \Phi_y -$$

$$- \frac{T_e - T_0}{\rho_1 u_1 (T_e - T_w)} \int_0^y \frac{\partial}{\partial x} (r\rho u) dy = \frac{1}{c_p \rho_1 u_1 (T_e - T_w)} \left(q_w - \frac{r_y}{r} q_y \right) \quad (2.13)$$

$$\theta_y = \int_0^y \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \left(1 - \frac{u_1}{u} \right) \left(1 - \frac{y \cos \beta}{r} \right) dy$$

— толщина потери импульса при фиксированном значении y ;

$$\delta_y^* = \int_0^y \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \right) \left(1 - \frac{y \cos \beta}{r} \right) dy$$

— толщина вытеснения при фиксированном значении y ;

$$\Phi_y = \int_0^y \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \left(\frac{T_{01} - T_0}{T_e - T_w} \right) \left(1 - \frac{y \cos \beta}{r} \right) dy$$

— толщина потери энергии при фиксированном значении y .

Используя экспериментальные значения величин, входящих в уравнения (2.12) и (2.13), вычислены коэффициенты сопротивления и удельные тепловые потоки в пределах изменения от 0 до δ и от 0 до Δ . Резуль-

таты вычислений представлены в виде графиков

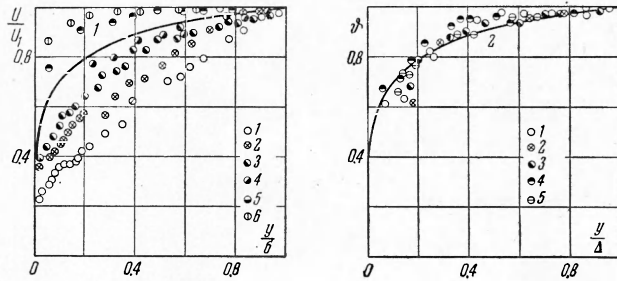
$$c_{fw} - c_{fy} = f(y), \quad \frac{q_y - q_w}{c_p} = f(y)$$

в различных сечениях экспериментальных участков при различных режимах течения нагретого воздуха.

3. Результаты экспериментальных исследований. На фиг. 3 показано влияние градиента давления на распределение скоростей и температур в турбулентном пограничном слое.

Кривые 1 и 2 соответствуют распределению скоростей и температур при безградиентном течении.

Сопоставление графиков распределения скоростей и температур в пограничном слое показывает, что при течи-нии газа с положительным градиентом давлени-



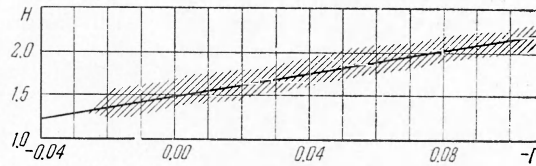
Фиг. 3

я не выполняется подобие полей скоростей и температур. Особенно значительное нарушение подобия этих полей наблюдается в предотрывной области. На фиг. 4 показана зависимость параметра $H = \delta^*/\theta$ от формпараметра (заштрихованная область охватывает все экспериментальные точки). Сплошная линия соответствует

$$H = 1.47(1 - 4.55 \Gamma) \tag{3.1}$$

При рассмотрении фиг. 4 обращает внимание тот факт, что отрыв пограничного слоя не наблюдается до значений формпараметра Γ , более чем в два раза превышающих отрывные значения $\Gamma =$

-0.06 по Бури [1]. Соответственно значения H , полученные в опытах, достигают величин порядка 2.5, что приближается к отрывным значениям H , рекомендуемым Денгофом и Тетервиным [4]. Существенное затягивание точки отрыва по сравнению с изотермическим движением жидкости можно объяснить стабилизирующим влиянием охлаждения стенок диффузора, а также осесимметричностью движения газа в наших условиях. Заметный разброс опытных точек на графике $H = f(\Gamma)$ можно объяснить влиянием различных условий охлаждения. Очевидно, определение H по толщине вытеснения в переменных Дородницына не позволяет полностью исключить влияние теплообмена.



Фиг. 4

На фиг. 5 показана зависимость параметра

$$\zeta = \frac{\tau_w}{\rho_1 u_1^2} R_\theta^{1/4}$$

приведенного к теплоизолированным условиям по предельной формуле, предложенной в работе [11], от параметра Γ .

Экспериментальные точки на фиг. 5 удовлетворительно располагаются вдоль кривой (1), уравнение которой имеет вид

$$\zeta = \left(\frac{\sqrt{T_w^\circ} + 1}{2} \right)^2 = 0.0128 (1 - \Gamma)^{-20} \tag{3.2}$$

Учитывая уравнение (3.2), получим закон сопротивления

$$\frac{c_f}{2} = \frac{0.0128}{R_0^{1/4}} \left(\frac{2}{\sqrt{T_w^* + 1}} \right)^2 \frac{1}{(1 - \Gamma)^{20}} \quad (3.3)$$

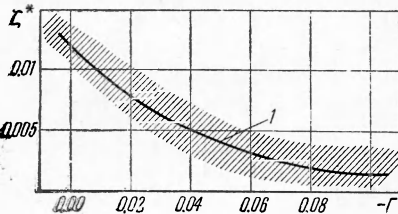
При построении графика на фиг. 5 использованы экспериментальные данные, охватывающие изменения температурного фактора в пределах 0.5 ÷ 1.0 и значения формпараметра Γ от 0 до 0.12.

На фиг. 6 показана зависимость формпараметра H от введенного Грушвицем [2] формпараметра η

$$\eta = 1 - \frac{u^2(\theta)}{u_1^2} \quad (3.4)$$

который связан с формпараметром $H = \delta^*/\theta$ уравнением

$$\eta = 1 - \left[\frac{H - 1}{H(H + 1)} \right]^{H-1} = 1 - \left(\frac{\theta}{\delta^*} \right)^{2/n} \quad (3.5)$$



Фиг. 5

полученным при степенном законе распределения скоростей

$$\frac{u}{u_1} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n} \quad \left(n = \frac{2}{H + 1} \right)$$

Здесь $u(\theta)$ — скорость в пограничном слое на расстоянии от стенки $y = \theta$.

Кроме наших опытных точек на фиг. 6 нанесены опытные точки Грушвица [2], Никурадзе [12], Келя [13], Дёнгофа и Тетервина [4], Бребнера и Беглея [8], Шубауэра и Клебанова [10] (заштрихованная область).

Приведенный график показывает, что для установления зависимости H от η с достаточной точностью можно воспользоваться степенным профилем скоростей.

4. Расчет динамического пограничного слоя. Представим уравнение (2.1) в следующем виде:

$$\frac{dR_\theta}{x d^*} + (H + 1) \frac{R_\theta}{u_1} \frac{du_1}{dx^*} + \frac{R_\theta}{r} \frac{dr}{dx^*} = \zeta R_\theta^{-1/4} R_L \quad (4.1)$$

$$x^* = \frac{x}{L}, \quad R_L = \frac{\rho_1 u_1 L}{\mu_{00}}$$

Здесь L — характерный линейный размер; μ_{00} — коэффициент динамической вязкости потенциального потока при температуре торможения

$$\frac{d(R_\theta^{5/4})}{dx^*} + \frac{5}{4} \frac{\tilde{R}_\theta^{5/4}}{r} \frac{dr}{dx^*} = F(\Gamma) R_L \quad (4.2)$$

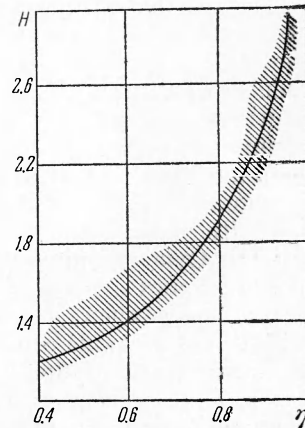
Здесь

$$F(\Gamma) = \frac{5}{4} [\zeta - (H + 1) \Gamma] \quad (4.3)$$

На фиг. 7 показана зависимость функции $F(\Gamma)$ от формпараметра Γ . Значения $F(\Gamma)$, вычисленные на основе полученных в опытах величин ζ , H и Γ , хорошо располагаются вдоль прямой, уравнение которой имеет вид

$$F(\Gamma) = a - b\Gamma \quad (4.4)$$

где a и b — постоянные, значения которых, как это следует из фиг. 8, равны: $a = 0.0160$, $b = 3.55$, что практически совпадает с соответствующими коэффициентами Бури [1].



Фиг. 6

Таким образом, хотя величины ζ и H существенно зависят от теплообмена, последний на функцию $F(\Gamma)$, как и следовало ожидать, практически не влияет.

Интеграл уравнения (4.2) с учетом (4.4) равен

$$R_0^{5/4} = \frac{a}{r^{1.25} u_1^b} \left(\int_{x_0}^{x^0} R_L r^{1.25} u_1^b dx^0 + c \right) \quad (4.5)$$

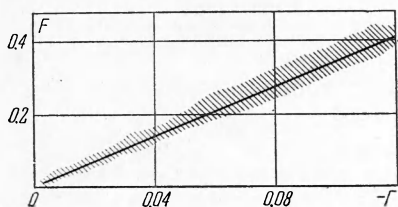
или

$$R_0 = \left[\frac{0.0160}{r^{1.25} u_1^{3.55}} \left(\int_{x_0}^{x^0} R_L r^{1.25} u_1^{3.55} dx^0 + C \right) \right]^{0.8}$$

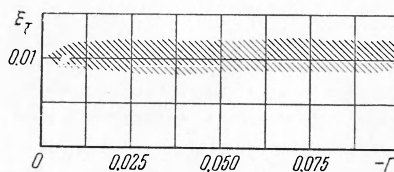
Здесь C — постоянная интегрирования, x — значение безразмерной координаты в точке начала рассчитываемого турбулентного пограничного слоя

$$C = \left[\frac{R_0^{1.25} r^{1.25} u_1^{3.55}}{0.0160} \right]_{x=x_0}$$

Таким образом, расчет динамического пограничного слоя с существенными положительными градиентами давления в области относительно небольших интенсивностей теплообмена можно производить по методике



Фиг. 7



Фиг. 8

аналогичной методу Бури, с учетом влияния теплообмена на зависимость ζ от Γ .

Вопрос о влиянии интенсивного охлаждения или нагрева газа на характеристики турбулентного пограничного слоя при градиентном течении газа требует дальнейшей разработки.

5. Расчет теплового пограничного слоя. Запишем уравнение (1.2) в следующем виде:

$$\frac{d}{dx^0} (rR_\varphi^{5/4}) + \frac{1}{4} \frac{1}{r} \frac{dr}{dx^0} (rR_\varphi^{5/4}) + \frac{5}{4} \frac{1}{T_e - T_w} \frac{d(T_e - T_w)}{dx^0} (rR_\varphi^{5/4}) = \frac{5}{4} rR_L S R_\varphi^{1/4} \quad (5.1)$$

$$R_\varphi = \frac{u_1 \Phi}{\nu_1}, \quad S = \frac{qw}{c_p \rho_1 u_1 (T_e - T_w)}$$

Обработка опытных данных по теплообмену (фиг. 8) показывает, что произведение $S R_\varphi^{1/4}$ практически не зависит от градиента давления. Среднее значение $S R_\varphi^{1/4}$ по графику на фиг. 8 можно принять равным 0.011.

Тогда интеграл уравнения (5.1) равен

$$rR_\varphi^{5/4} = \frac{0.0137}{r^{1/4} (T_e - T_w)^{5/4}} \left[\int_{x_0}^{x^0} r^{5/4} (T_e - T_w)^{5/4} R_L dx^0 + C \right]$$

Следовательно,

$$R_\varphi = \left\{ \frac{0.0137}{r^{5/4} (T_e - T_w)^{5/4}} \left[\int_{x_0}^{x^0} r^{5/4} (T_e - T_w)^{5/4} R_L dx^0 + C \right] \right\}^{0.8} \quad (5.2)$$

где C — постоянная интегрирования

$$C = \left[\frac{R_\phi^{5/4} r^{5/4} (T_e - T_w)^{5/4}}{0.0137} \right]_{x=x_0}$$

x_0 — значение безразмерной координаты x , в точке начала рассчитываемого теплового турбулентного пограничного слоя.

Локальные значения чисел Стантона определяются по уравнению

$$S = \frac{0.011}{R_\phi^{1/4}} \quad (5.3)$$

6. Об аналогии Рейнольдса о переносе тепла и импульсов. Полученные экспериментальные данные позволяют проанализировать вопрос о справедливости аналогии в процессах переноса тепла и количества движения при градиентном течении газа.

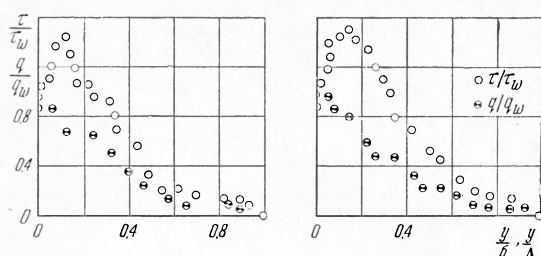
Исходными предпосылками аналогии Рейнольдса является, как известно, равенство коэффициентов турбулентного обмена импульсов и тепла, а также идентичность законов изменения τ и q по сечению пограничного слоя.

Следствием этих предпосылок является подобие профилей скоростей и температур в пограничном слое.

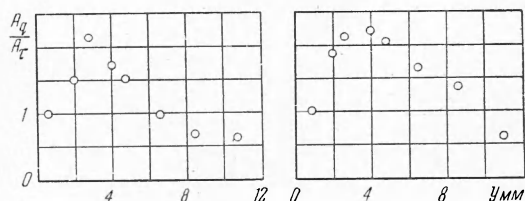
Выше отмечалось существенное нарушение подобия профилей скоростей и температур в пограничном слое при течении газа с положительным градиентом давления. На фиг. 9 показано распределение τ и q по сечению пограничного слоя, полученное по методу расчета, изложенному в п. 3. Как видно из графика, законы изменения τ и q по сечению пограничного слоя существенно различаются, причем это различие тем больше, чем ближе состояние потока к отрывному. Таким образом, одна из предпосылок аналогии Рейнольдса не подтверждается опытами при градиентном течении газа. На фиг. 10 показано изменение коэффициентов турбулентного обмена импульсов и тепла A_τ и A_q по сечению пограничного слоя.

Полученная закономерность изменения A_q / A_τ по сечению пограничного слоя качественно согласуется с опытными данными Людвиг [14], Фейджа и Фокнера [15]. В частности, последние на основании измерений распределения температур и скоростей в свободной струе получили $A_q / A_\tau \approx 2$. Можно предполагать, что на некотором расстоянии от стенки механизм турбулентного переноса тепла и импульсов подчиняется закономерностям свободной турбулентности. С физической точки зрения влияние свободной турбулентности должно превалировать по мере приближения к точке отрыва, так как в этом случае уменьшается влияние стенки на характеристики турбулентного пограничного слоя.

Следует отметить, что проведенный анализ носит чисто качественный характер, так как использованный метод определения A_τ и A_q при современной технике эксперимента является недостаточно надежным, на что указывалось в п. 1. Для изучения количественных закономерностей необходимо произвести непосредственное измерение пульсационных ха-



Фиг. 9



Фиг. 10

рактистик турбулентного пограничного слоя в рассматриваемых условиях.

В результате проведенных экспериментальных исследований получен новый опытный материал по характеристикам динамического и теплового пограничных слоев при течении газа в осесимметричных диффузорах и конфузорах с охлаждаемыми стенками.

Опытные значения формпараметра Γ , соответствующие точке отрыва турбулентного пограничного слоя, существенно превышают соответствующие значения по данным Никурадзе.

Опытные значения формпараметра ζ находятся между соответствующими их значениями по методам Бури и Грушвитца. Формпараметр ζ , введенный Бури для определения закона трения при градиентном течении несжимаемой жидкости без теплообмена, может быть использован и для установления закона трения при течении газа с градиентом давления и теплообменом при введении поправки на теплообмен. Предложен метод расчета турбулентного динамического и теплового пограничных слоев при течении газа в осесимметричных каналах с градиентом давления.

Из существующих методов расчета турбулентного пограничного слоя при наличии градиента давления наибольшее расхождение с опытом дают методы, основанные на аналогии Рейнольдса. Опыты показали, что при градиентном течении газа наблюдается существенное нарушение подобия полей скоростей и температур. Отношение τ / q нельзя принимать постоянным по сечению пограничного слоя. Отношение коэффициентов турбулентного обмена тепла и импульсов A_q / A_τ значительно изменяется по сечению пограничного слоя.

В проведении опытов и обработке результатов принимали участие Ю. П. Семенов, А. К. Воскресенский, В. Н. Харченко и Л. Г. Шелегова.

Поступила 27 v 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Buri A. Eine Berechnungsgrundlage für die turbulente Grenzschicht bei beschleunigter und verzögerter Strömung, Диссертация, Zurich, 1931.
2. Gruschwitz E. Die turbulente reibungsschicht in ebener Strömung bei druckabfall und druckanstieg. Ingenieur — Archiv, 1931, Bd. 2, 321.
3. Clauser F. H. Turbulent boundary layer in adverse pressure gradients. J. A. S., 1954, V. 21, No. 2, p. 91—108.
4. Doenhoff A. E., Tetervin N. Determination of general relations for the behavior of turbulent boundary layers. NACA. Rep. 772, 1943.
5. Szablewski W. Wandnahe Geschwindigkeitsverteilung turbulenter Grenzschicht — strömungen mit Druckanstieg. Ingenieur — Archiv, 1955, Bd. XXIII.
6. Szablewski W. Turbulente Strömungen in divergenten Kanälen. Ingenieur — Archiv, 1954, Bd. XXII.
7. Шлихтинг Т. Теория пограничного слоя. ИИЛ, 1956.
8. Grebner G. C., Bagley I. A. Pressure and boundary layer measurements on a two — dimensional wing at low speed R. and M. 1952, No. 2886.
9. Fage A. Profile and skin friction aerofoil drags R. and M., 1938, № 1852.
10. Schubauer G. B., Klebanoff P. S. Investigation of separation of the turbulent boundary layer NACA Rep. 1030, 1950.
11. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентное трение на плоской пластине в сверхзвуковом потоке газа. ПМТФ, 1960, No. 4
12. Nikuradse I. Untersuchungen über die Strömungen des wassers in konvergenten und divergenten kanälen. Forschungsarbeiten des VDI, 1929, H. 289.
13. Kehl A. Über konvergente und divergente turbulente reibungsschichten. Ingenieur — Archiv, 1943, Bd. XII, 12.
14. Ludwig H. Ein gerät zur messung der wendenschubspannung turbulenter reibungsschichten. Ingenieur — Archiv, 1949, Bd XVII, 207.
15. Fage A., Fokner W. M. The transport of vorticity and heat through fluids in turbulent mottion. Proc. Roy. Soc., 1932, V. 135, p. 685.
16. Spence D. A. The development of turbulent boundary layers. IAS, 1956, V. 23, p. 3—15.
17. Зыкина - Моложен Л. М. Турбулентный пограничный слой при наличии продольного перепада давления. ЖТФ, 1959, т. XXII, вып. 11.