Из соотношения (I9) следует, что с ростом амплитуды шероховатостей отношение Nu_{max} / Nu_{min} увеличивается. Для $E=1/30$, $Re=10^2$, $\alpha=10^2$ поток около впадины меньше потока около выпуклостей поверхности в I,23 раза. С ростом числа Рейнольдса отношение Nu_{max}/Nu_{min} увеличивается, но незначительно.

В заключение выражаю благодарность В.Г. ШАХОВУ за помощь и внимание к работе.

Литература

I. Ш л и х т и н г Г. Теория пограничного слоя. М., "Наука",I974.
2. В л а с о в В.Г. Интерполирование по начальным и конечным производным и его приложение к изучению нелинейных колебаний. Собрание трудов, т.5.Л., "Судпромгиз, I959, с.24I-350.
3. Л е в и ч В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, I959.

УДК 532.5I7.4

В.М. Г о л о в и н, Ю.Л. Ф а й н и ц к и й

О ДИССИПАТИВНОМ НАГРЕВЕ ЖИДКОСТИ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБЕ

Принятые обозначения

R – радиус трубы
r – текущий радиус
U – осредненная скорость турбулентного движения
W – средняя по объемному расходу скорость
U_m – скорость на оси трубы
T – температура жидкости
ρ_w, λ_w, μ_w – соответственно, плотность коэффициент теплопроводности и коэффициент вязкости жидкости при температуре стенки T_w
Pr – число Прандтля
Re – число Рейнольдса

λ_T – коэффициент турбулентной теплопроводности

μ_T – коэффициент турбулентной вязкости

Pr_T – турбулентное число Прандтля

Развитие теории турбулентности в настоящее время связано с получением экспериментальных данных о характеристиках течения жидкости на очень малых расстояниях от обтекаемой поверхности. При обработке результатов измерений, полученных чаще всего с помощью термоанемометра, в качестве определяющей температуры обычно принимается среднее арифметическое температур среды и нити.

При больших числах Рейнольдса порядка 10^6 градиенты скорости на стенке достигают огромных значений порядка 10^5 c^{-1}. Столь высокие градиенты обуславливают местный диссипативный нагрев в ламинарном подслое, в результате которого температура в ядре потока может значительно отличаться от температуры жидкости вблизи стенки. Этот эффект должен учитываться при выборе определяющей температуры, для чего необходимо оценить диссипативный нагрев. Указанная оценка выполняется в настоящей работе.

В качестве расчетной принимается двухслойная модель течения. Профиль скоростей в ядре задается в виде

$$U = U_m\,(1-\xi^2)^{\frac{U_m}{W}-1}, \tag{1}$$

где

$$\frac{U_m}{W} = 1 + \frac{0,7}{Re^{0,11}} .$$

Указанный профиль обеспечивает достаточно хорошее согласование с опытом вплоть до границы вязкого подслоя. Соответствующий профилю (I) закон сопротивления

$$\lambda = 0,0115\left(\frac{U_m}{W}\right)^8\left(\frac{U_m}{W}-1\right)^{0,6}$$

с точностью до 2% согласуется с универсальным законом Прандтля

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,0\,\lg Re\sqrt{\lambda} - 0,8 .$$

Уравнение энергии для течения вне подслоя

$$\frac{1}{z}\frac{d}{dz}\left[(\lambda_w+\lambda_T)\,z\,\frac{dT}{dz}\right] + (\mu_w+\mu_T)\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 = 0$$

введением переменных

$$\xi = \frac{z}{R} \quad и \quad \vartheta = \frac{T-T_w}{D}\,; \quad D = \frac{4\mu_w W^2}{\lambda_w}$$

при $\frac{Pr_w}{Pr_T} = 1$ преобразуется к виду

$$\frac{d}{d\xi}\left[\xi(1-\xi^2)^{-\alpha}\frac{d\vartheta}{d\xi}\right] + A\,\xi^3(1-\xi^2)^{\alpha} = 0. \tag{2}$$

$$\alpha = \frac{U_m}{W} - 2; \quad A = \left(\frac{U_m}{W}\right)^2 \left(\frac{U_m}{W} - 1\right)^2.$$

Профиль скоростей в подслое принимается линейным

$$U = \frac{\lambda Re W}{16} (1 - \xi).$$

Соответственно уравнение энергии в подслое

$$\frac{d}{d\xi}\left(\xi \frac{d\vartheta}{d\xi}\right) + B\xi = 0; \qquad (3)$$

$$B = \frac{\lambda^2 Re^2}{4^5}.$$

Решения уравнений (2) и (3) при краевых условиях

$$\vartheta\Big|_{\xi=1} = 0; \quad \frac{d\vartheta}{d\xi}\Big|_{\xi_0+0} = \frac{d\vartheta}{d\xi}\Big|_{\xi_0-0}; \quad \vartheta\Big|_{\xi_0+0} = \vartheta\Big|_{\xi_0-0}; \quad \vartheta'\Big|_{\xi=0} = 0$$

распространялись до точки ξ_0, определяемой из соотношения

$$\frac{\lambda Re W}{16}(1 - \xi_0) = U_m (1 - \xi_0^2)^{\alpha+1}.$$

Решение (3) получается в виде:

$$\vartheta = \frac{1}{4} B (1 - \xi^2) + a \ln \xi;$$

$$a = \frac{1}{2} B \xi_0^2 - A \frac{(1 - \xi_0^2)^\alpha}{2(\alpha+1)} \left[\frac{1 - (1 - \xi_0^2)^{\alpha+2}}{\alpha+2} - \xi_0^2 (1 - \xi_0^2)^{\alpha+1}\right].$$

Решение уравнения (2) представляется в виде:

$$\vartheta = A \left[\frac{1 - (1 - \xi^2)^{2(\alpha+1)}}{8(\alpha+1)} - \frac{I(\xi)}{2(\alpha+1)(\alpha+2)}\right] + C,$$

где

$$I(\xi) = \frac{1}{2} \int_0^{\xi} \frac{(1 - \xi^2)^\alpha \left[1 - (1 - \xi^2)^{\alpha+2}\right]}{\xi} d\xi;$$

$$C = A \left[\frac{I(\xi_0)}{(\alpha+1)(\alpha+2)} - \frac{1 - (1 - \xi_0^2)^{2(\alpha+1)}}{8(\alpha+1)^2}\right] + \frac{1}{4} B (1 - \xi_0^2) + a \ln \xi_0.$$

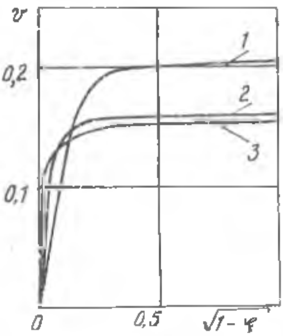
Зависимость $\vartheta = f(\xi, Re)$ приведена на рис.I

Анализ полученных результатов позволяет заключить, что в ядре течения ϑ относительно слабо изменяется с числом Рейнольдса.

В то же время температурный напор

$$T - T_w = \frac{4\mu_w W^2}{\lambda_w} \vartheta$$

возрастает со средней по расходу скоростью примерно пропорционально ее квадрату. При течении воздуха в трубе диаметром 100 мм в случае, когда $Re = 10^6$ и $T_w = 300$ K, перепад температур между стенкой и ядром достигает 10°. Так как наиболее резко температура изменяется вблизи поверхности, то при обработке экспериментальных данных указанный перепад необходимо учитывать в первую очередь в этой области течения.



Р и с.I. Распределение температуры по сечению труб: I – $Re=10^4$; 2 – 10^5; 3 – 10^6

УДК 532.526

А.И. Б е р, Н.Н. К о р т и к о в

ПРИСТЕНОЧНАЯ ЛАМИНАРНАЯ СТРУЯ В СПУТНОМ ПОТОКЕ НА ИСКРИВЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Принятые обозначения

x, y – продольная и поперечная координаты
U, V – проекции вектора скорости соответственно на координатные линии x и y
$\bar{U} = \bar{u}/\sqrt{\varepsilon_0/Vx}$
τ_w – касательное напряжение трения на стенке
ρ – плотность
ν – коэффициент кинематической вязкости
μ – коэффициент динамической вязкости.