

вычайных ситуаций : материалы науч.-прак. семинара. Железногорск, 2011. С. 107–113.

4. Система дистанционного мониторинга пожаров и земель агропромышленного комплекса / Н. А. Тестодов, В. И. Лавров, В. В. Двирный и др. // Мониторинг, прогнозирование и моделирование опасных природных явлений и чрезвычайных ситуаций : материалы науч.-прак. семинара. Железногорск, 2011. С. 122–129.

5. Проектирование надежных систем связи / В. Г. Афанасьев, В. И. Верхотуров, В. А. Заславский и др. ; под ред. акад. М. Ф. Решетнева ; МГП «Раско». Томск, 1993.

6. Голенков В. К., Гаврилов А. И. Создание и использование информационных ресурсов на предприятии // НТИ. 1990. № 12. С. 22–23. Сер. 1.

7. Королева Н. А., Тютюнник В. М. Методика оценки уровня обеспечения информационной безопасности организации // НТИ. 2007. № 1. С. 15–17. Сер. 2.

8. Бессонов А. Б. Организационно-правовое обеспечение информационной безопасности организации // НТИ. 2008. № 9. С. 16–28. Сер. 1.

9. Совершенствование системы информационного обеспечения процесса создания космических аппаратов связи / Р. П. Туркенич, А. А. Носенков, В. В. Двирный, С. Е. Терпигин // Решетневские чтения : материалы 15 Междунар. науч. конф. Красноярск, 2011. Ч. 1. С. 101–102.

10. Носенков А. А. Техническая совместимость: практика, наука, проблемы : монография / Сиб. гос. аэрокосмич. ун-т. Красноярск, 2005.

N. A. Testodov, V. V. Dvirnyj, A. A. Nosenkov, M. V. Elfimova

ABOUT DOMESTIC SYSTEM OF SPACE MONITORING OF EMERGENCIES

The problem of development of domestic system of space monitoring of emergencies with a focus on its core issues: relevance, recourse requirements, realization potential.

Keywords: space monitoring, spacecraft, emergency, design, production.

© Тестодов Н. А., Двирный В. В., Носенков А. А., Елфимова М. В., 2012

УДК 532.526.4

М. И. Толстопятов, А. А. Зуев, А. А. Кишкин, Д. А. Жуйков, В. П. Назаров

ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ РАВНОМЕРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ С ТЕПЛОТДАЧЕЙ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ*

Рассмотрена модель распределения температурного и динамического пограничных слоев при реализации турбулентного течения газового потока. Записано выражение для определения толщины потери энергии, получено выражение для определения локального коэффициента теплоотдачи в виде критерия Стантона. Проведен сравнительный анализ с теориями различных авторов.

Ключевые слова: турбулентное течение, пограничный слой, коэффициент теплоотдачи, теплообмен.

При проектировании энергетических установок летательных аппаратов необходимо учитывать большое число факторов, влияющих на надежность и энергоэффективность изделия. Одним из таких факторов являются тепловые потоки, образующиеся в результате теплоотдачи и трения газового потока при течении в газовых магистралях энергоустановок. Неучтенное в расчете тепло при проектировании узлов и агрегатов влияет на теплофизические свойства рабочего тела, такие как плотность и вязкость. В некоторых случаях при значительном градиенте температур возможно появление пластических деформаций в элементах конструкции. Нерасчетные величины вязкости и плотности рабочего тела могут вывести рабочие параметры за предел расчетного объема работы

установки, который для получения максимального КПД имеет довольно узкий диапазон величин.

При учете влияния тепловых потоков и теплоотдачи в настоящее время пользуются либо полуэмпирическими зависимостями, либо численными методами, реализованными в различных пакетах прикладных программ. Полуэмпирические и эмпирические зависимости для учета теплоотдачи основываются на обобщении экспериментальных исследований и не всегда могут применяться для решения широкого круга задач. Использование современных пакетов прикладных программ расширяют возможности теплового расчета, однако должно сопровождаться сложными теплофизическими экспериментами для верификации результатов численного моделирования.

*Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.132.21.1584.

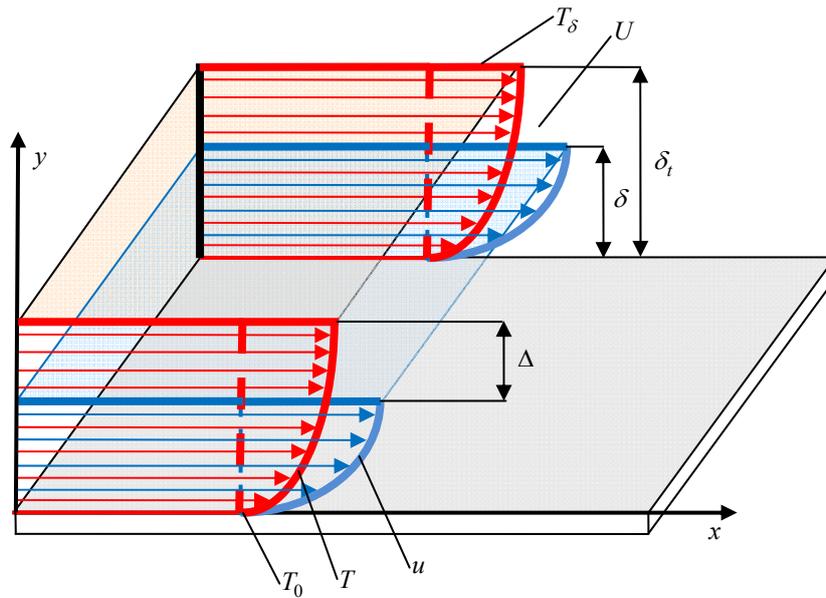


Рис. 1. Распределение температурного и динамического пограничных слоев при турбулентном течении газового потока

Для достоверного определения распределения температурных полей в проточных и вспомогательных полостях течения рабочего тела в тепловом расчете двигателя необходимо использовать локальный коэффициент теплоотдачи. В отличие от среднеинтегрального коэффициента теплоотдачи, который дает усредненные данные по длине исследуемого участка, локальный коэффициент теплоотдачи позволяет выявить возможные местные зоны перегрева рабочего тела. Учет локальных тепловых нагрузок очень важен для таких полостей как полость между ротором и статором турбины турбонасосного агрегата (ТНА), подводящее и отводящее устройство газовой турбины ТНА.

При проведении аналитического исследования прямолинейного турбулентного течения газа или газовой смеси необходимо рассмотреть модель распределения температурного и динамического пограничных слоев при обтекании газовым потоком плоской, прямой, не проницаемой пластины (рис. 1). Толщина температурного пограничного слоя выше толщины динамического. Такое распределение толщин в некоторой степени характеризуется теплофизическими свойствами рабочего тела, а именно: у газов и газовых смесей динамическая вязкость не может быть больше температуропроводности, а их отношение всегда будет меньше единицы. В свою очередь, основное изменение скорости (u) от поверхности обтекаемого тела, где она равна нулю, до скорости в ядре потока (U), происходит в толщине динамического пограничного слоя (δ). Аналогично, основное изменение температуры (T) от температуры на поверхности теплообмена (T_0) до температуры в ядре потока (T_δ), происходит в толщине температурного пограничного слоя (δ_t). Тогда выражение для определения толщины потери энергии примет следующий вид:

$$\delta_{t\varphi}^{**} = \int_0^{\delta_t} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{T - T_0}{T_\delta - T_0} \right) dy. \quad (1)$$

Данное выражение характеризует величину, в которой происходит потеря энергии вследствие уменьшения скорости и температуры в пограничных слоях по отношению к скорости и температуре в ядре потока. Отношение скоростей в выражении (1) характеризует распределение профиля скорости в динамическом пограничном слое, а отношение разности температур – распределение профиля температуры в температурном пограничном слое. При различных толщинах пограничных слоев необходимо разбить границы интегрирования выражения (1). Тогда выражение для определения толщины потери энергии преобразуется к виду

$$\delta_{t\varphi}^{**} = \int_0^{\delta} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{T - T_0}{T_\delta - T_0} \right) dy + \int_\delta^{\delta_t} \frac{u}{U} \cdot \left(1 - \frac{T - T_0}{T_\delta - T_0} \right) dy. \quad (2)$$

Первый член выражения (2) отмечает изменение температуры и скорости в пределах от поверхности тела до толщины динамического пограничного слоя, второй член также, фиксирует изменение температуры и скорости в пределах от толщины динамического до толщины температурного пограничных слоев. Очевидно, что во втором члене выражения (2) изменения скорости нет, т. е.:

$$u = U \text{ или } \frac{u}{U} = 1. \quad (3)$$

Тогда выражение для определения толщины потери энергии (2), в соответствие с выражением (3), запишется в виде

$$\delta_{t\varphi}^{**} = \int_0^{\delta} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{T - T_0}{T_\delta - T_0} \right) dy + \int_\delta^{\delta_t} \left(1 - \frac{T - T_0}{T_\delta - T_0} \right) dy. \quad (4)$$

Обозначим второй член выражения (4) через δ_t^* и проинтегрируем его в границах температурного пограничного слоя:

$$\delta_t^* = \int_0^{\delta_t} \left(1 - \frac{T - T_0}{T_\delta - T_0}\right) dy. \quad (5)$$

где δ_t^* – расстояние, на котором температурное ядро течения оттесняется наружу вследствие падения температуры в температурном пограничном слое.

Для аппроксимирования изменения профиля скорости [1], применяем «закон 1/7» степени. По аналогии с [2], используем отношение динамического и температурного пограничных слоев и обозначаем его через Δ :

$$\Delta = \frac{\delta_t}{\delta}. \quad (6)$$

Тогда выражение для определения толщины потери энергии преобразуется к виду

$$\delta_{тф}^{**} = \int_0^{\delta} \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \cdot \left(1 - \left(\frac{y}{\Delta \cdot \delta}\right)^{1/7}\right) dy + \int_0^{\delta_t} \left(1 - \left(\frac{y}{\Delta \cdot \delta}\right)^{1/7}\right) dy. \quad (7)$$

После вычисления интегралов получаем зависимость толщины потери энергии от толщины динамического пограничного слоя и безразмерного коэффициента, описывающего отношение толщины температурного к динамическому пограничному слою:

$$\delta_{тф}^{**} = \frac{\delta \cdot \left(9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9\right)}{72} \quad (8)$$

Выразим закон теплоотдачи чрез локальный коэффициент в виде критерия Стантона:

$$St = \frac{q_0}{\rho \cdot Cp \cdot U \cdot (T_\delta - T_0)} = \frac{\lambda \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0}}{\rho \cdot Cp \cdot U \cdot (T_p - T_0)} = \frac{\lambda}{\rho \cdot Cp \cdot U} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{T - T_0}{T_\delta - T_0} \right) \right]_{y=0}. \quad (9)$$

Решив выражение (9), видим, что необходимо взять производную на поверхности теплообмена от функции распределения температуры в температурном пограничном слое. Для того что бы определить производную, необходимо воспользоваться другой моделью распределения параметров в пограничном слое. По аналогии с [4] используем двухслойную модель с ламинарным подслоем, для которой производная для выражения (9) запишется в виде выражения

$$\frac{\partial}{\partial y} \cdot \left(\frac{T - T_0}{T_\delta - T_0} \right)_{y=0} = \frac{U}{\alpha_1^2 \cdot v} \cdot \left(\frac{\alpha_1^2 \cdot v}{\delta_t \cdot U} \right)^{1/4} = \frac{U^{3/4}}{\alpha_1^{3/2} \cdot \Delta^{1/4} \cdot \delta^{1/4} \cdot v^{3/4}}, \quad (10)$$

где α_l – коэффициент ламинарного подслоя, полученный в работе [3]; здесь

$$\alpha_l = 12,559. \quad (11)$$

Выразив толщину динамического пограничного слоя из выражения (8) через толщину потери энергии и подставив в выражение (10), получим:

$$\frac{\partial}{\partial y} \cdot \left(\frac{T - T_0}{T_\delta - T_0} \right)_{y=0} = \frac{0,343 \cdot U^{3/4}}{\Delta^{1/4} \cdot \alpha_l^{3/2} \cdot v^{3/4} \cdot \left(\frac{\delta_{тф}^{**}}{9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9} \right)^{1/4}}. \quad (12)$$

С учетом выражения (12), перепишем закон теплоотдачи в виде критерия Стантона:

$$St = \frac{\lambda}{\rho \cdot Cp \cdot U} \times \frac{0,343 \cdot U^{3/4}}{\Delta^{1/4} \cdot \alpha_l^{3/2} \cdot v^{3/4} \cdot \left(\frac{\delta_{тф}^{**}}{9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9} \right)^{1/4}}. \quad (13)$$

Подставив выражение (13) в интегральное соотношение уравнения энергии, записанное в естественной криволинейной системе координат [4], получим интегральное соотношение уравнения энергии пространственного пограничного слоя для случая течения газа или газовой смеси, когда критерий Прандтля меньше единицы:

$$\begin{aligned} & \frac{u}{H_\phi} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} \cdot \delta_{тф}^{**} + \frac{1}{H_\psi} \cdot \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\delta_{тф}^{**} \right) + \\ & + \frac{1}{H_\phi \cdot H_\psi} \cdot \frac{\partial H_\psi}{\partial \phi} \cdot \delta_{тф}^{**} + \frac{1}{H_\phi \cdot H_\psi} \cdot \frac{\partial H_\phi}{\partial \psi} \cdot \delta_{тф}^{**} = \\ & = \frac{0,343 \cdot \lambda \cdot \left(9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9 \right)^{1/4}}{Cp \cdot \rho \cdot \Delta^{1/4} \cdot U^{1/4} \cdot \alpha_l^{3/2} \cdot v^{3/4} \cdot \delta_{тф}^{**1/4}} - \\ & - \frac{\tau_{\phi_0} \cdot (1 + \varepsilon^2)}{\rho \cdot Cp \cdot (T_\delta - T_0)}. \end{aligned} \quad (14)$$

Принимая относительную характерную толщину:

$$J = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{\delta_{тф}^{**}}{\delta_{тф}^{**}}, \quad (15)$$

где ε – тангенс угла скоса донных линий тока по отношению к потенциальному течению, $\delta_{тф}^{**}$ – толщина потери энергии в продольном направлении, $\delta_{тф}^{**}$ – толщина потери энергии в поперечном направлении. Перепишав выражение (14), получим

$$\begin{aligned} & \frac{1}{H_\varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \cdot \delta_{i\varphi}^{**} + \frac{J}{H_\psi} \frac{\partial (\delta_{i\psi}^{**} \cdot \varepsilon)}{\partial \psi} + \\ & + \frac{1}{H_\varphi \cdot H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} \cdot \delta_{i\varphi}^{**} + \frac{J}{H_\varphi \cdot H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} \cdot \delta_{i\varphi}^{**} \cdot \varepsilon = \\ & = \frac{0,343 \cdot \lambda \cdot \left(9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9\right)^{1/4}}{Cp \cdot \rho \cdot \Delta^{1/4} \cdot U^{1/4} \cdot \alpha_l^{3/2} \cdot \nu^{3/4} \cdot \delta_{i\varphi}^{**1/4}} \cdot \\ & \cdot \frac{\tau_{\varphi_0} \cdot (1 + \varepsilon^2)}{\rho \cdot Cp \cdot (T_\delta - T_0)}. \end{aligned} \quad (16)$$

При прямолинейном течении, поперечное течение отсутствует, т. е. $\frac{\partial}{\partial \psi} = 0$, а так же для случая прямолинейного течения коэффициенты Ламе определяются $H_\psi = 1$, $H_\varphi = 1$, тогда $\frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} = 0$, $\frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} = 0$. Для проведения дальнейших итераций необходимо пренебречь диссипативным членом в выражении (16), тогда интегральное соотношение уравнения энергии преобразуется к виду

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \delta_{i\varphi}^{**} = \frac{\lambda \cdot \left(9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9\right)^{1/4}}{Cp \cdot \rho \cdot \Delta^{1/4} \cdot U^{1/4} \cdot \alpha_l^{3/2} \cdot \nu^{3/4} \cdot \delta_{i\varphi}^{**1/4}}. \quad (17)$$

В интегральном соотношении уравнения энергии для прямолинейного равномерного течения (17) разделим переменные и проинтегрируем от нуля до текущего значения переменных, и определим толщину потери энергии:

$$\int_0^{\delta_{i\varphi}^{**}} \delta_{i\varphi}^{**1/4} d\delta_{i\varphi}^{**} = \frac{0,343 \cdot \lambda \cdot \left(9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9\right)^{1/4}}{Cp \cdot \rho \cdot \Delta^{1/4} \cdot U^{1/4} \cdot \alpha_l^{3/2} \cdot \nu^{3/4}} \int_0^\varphi d\varphi. \quad (18)$$

После интегрирования получим:

$$\delta_{i\varphi}^{**} = \frac{1,195 \cdot \lambda^{4/5} \cdot \left(9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9\right)^{1/5} \cdot \varphi^{4/5}}{Cp^{4/5} \cdot \rho^{4/5} \cdot U^{1/5} \cdot \Delta^{1/5} \cdot \alpha_l^{5/6} \cdot \nu^{3/5}}. \quad (19)$$

Окончательное выражение для определения толщины потери энергии необходимо подставить в выражение для вычисления локального коэффициента теплоотдачи (13):

$$St = \frac{0,956 \cdot \lambda^{4/3} \cdot \left(9 \cdot \Delta + \frac{7}{\Delta^{1/7}} - 9\right)^{1/5}}{Cp^{4/5} \cdot U^{1/5} \cdot \rho^{4/5} \cdot \alpha_l^{6/5} \cdot \Delta^{1/5} \cdot \nu^{3/5} \cdot \varphi^{1/5}}. \quad (20)$$

Чтобы выражение привести к более простому виду, умножим числитель и знаменатель выражения (20) на динамическую вязкость ($\mu^{4/5}$), а также воспользуемся безразмерным критерием подобия Рейнольдса: $\left(Re = \frac{\rho \cdot U \cdot \varphi}{\mu}\right)$ и критерием Прандтля: $\left(Pr = \frac{\mu \cdot Cp}{\lambda}\right)$, тогда

$$St = 0,40662 \cdot \left(\frac{9\Delta^{8/7} - 9\Delta^{1/7} + 7}{Pr^4 \cdot Re \cdot \Delta^{8/7} \alpha_l^6}\right)^{1/5}. \quad (21)$$

Причем для расчета локального коэффициента теплоотдачи необходимо найти отношение толщин температурного и динамического пограничных слоев, [3] используя приближенное выражение:

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt[3]{Pr}}. \quad (22)$$

Выражение (21) с учетом формулы (22) примет вид

$$St = 0,40662 \left(\frac{7 \cdot Pr^{0,258} - 9 \cdot Pr^{0,333} + 9}{Pr^4 \cdot Re \cdot \alpha_l^6}\right)^{1/5}. \quad (23)$$

Для подтверждения методики получения локального коэффициента теплоотдачи в виде критерия Стантона воспользуемся аналогией Рейнольдса о процессах переноса тепла и импульсов, применяя выражение [5]:

$$St = \frac{1}{2} Cf. \quad (24)$$

Во всех теоретических функциях прослеживается увеличение отношения безразмерного коэффициента теплоотдачи по отношению к коэффициенту трения с уменьшением критерия Прандтля. По всей видимости, такое поведение функций обусловлено теплофизическими свойствами рабочего тела. С уменьшением числа Прандтля у рабочего тела увеличивается теплопроводность, что приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи и уменьшению вязкости, что, в свою очередь, приводит к уменьшению коэффициента трения (рис. 2).

На графике видно, что только при $Pr = 1$ сохраняется равенство $St = \frac{1}{2} Cf$. В диапазоне $Pr = 0,7 \dots 1$, что характерно для реальных газов и газовых смесей, среднее расхождение с теориями других авторов составляет не более 10 %. Стоит отметить, что сравнивать теории в области малых чисел Прандтля невозможно, так как зависимости, полученные различными авторами, предназначены для рабочих тел с числом Прандтля не намного отличным от единицы.

Таким образом, опираясь на удовлетворительный результат сравнительного анализа, можно сделать вывод о том, что с учетом принятых допущений исходное интегральное соотношение уравнения энергии пространственного пограничного слоя, позволяющее рассматривать различные течения газового потока, может быть использовано для вывода локального коэффициента теплоотдачи при реализации вращательных течений газа в полостях турбоагрегатов.

Библиографические ссылки

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя : пер. с нем. М. : Наука, 1969.
2. Кейс В. М. Конвективный тепло- и массообмен : пер. с англ. М. : Энергия, 1972.

3. Зуев А. А., Вахитов Р. Р., Мелкозеров М. Г. Уравнение теплоотдачи для турбулентного температурного пограничного слоя на основе двухслойной модели // Проблемы и перспективы развития авиации, наземного транспорта и энергетики «АНТЭ-07»: материалы Междунар. науч.-технич. конф. (11–12 дек. 2007, г. Казань). Казань: Изд-во Казан. гос. тех. ун-та. 2007. Т. 2.

4. Интегральное соотношение уравнения энергии температурного пространственного пограничного слоя / А. А. Зуев [и др.] // Вестник Рыбинской гос. авиационной технол. академии имени П. А. Соловьева. 2010. № 2 (17). С. 37–42.

5. Романенко П. Н. Теплообмен и трение при градиентном течении жидкостей. М.: Энергия, 1964.

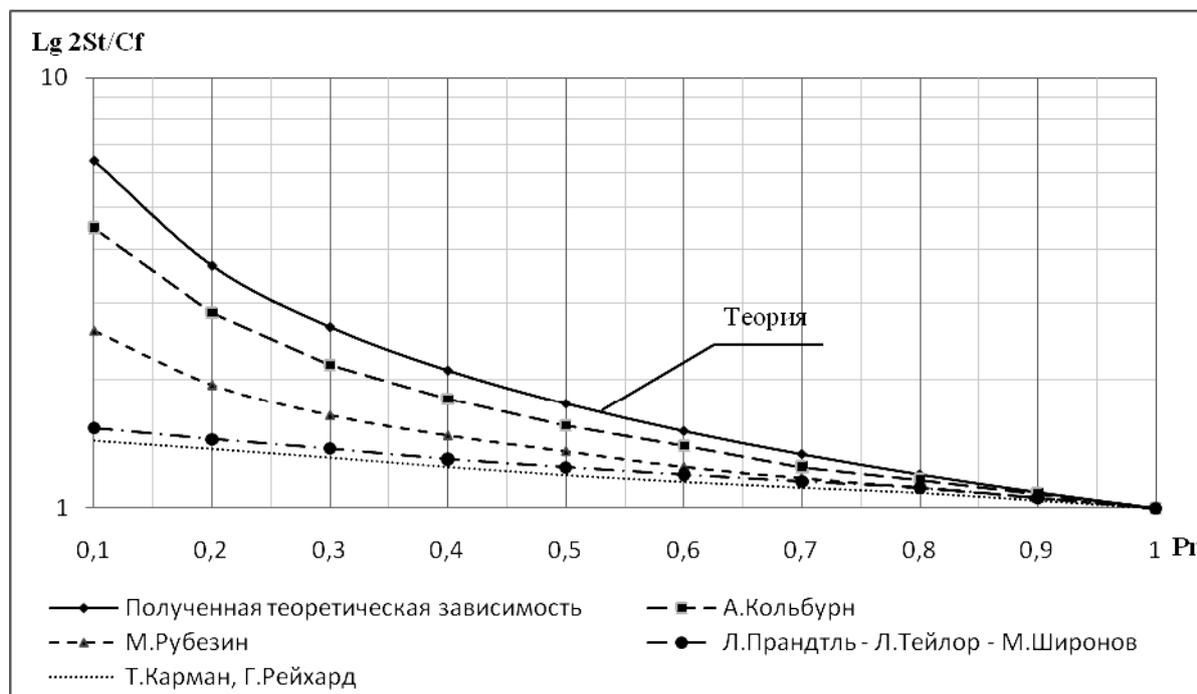


Рис. 2. График сравнительного анализа аналогии между трением и теплообменом в турбулентных потоках при $M \approx 0$, $Re = 10^7$

М. И. Tolstopyatov, А. А. Zuev, А. А. Kishkin, D. A. Zhuikov, V. P. Nazarov

RECTILINEAR UNIFORM GAS FLOW WITH THERMAL EFFICIENCY IN PROPULSION EQUIPMENT OF AIRCRAFTS

The article considers a model of distribution of thermal and dynamic boundary layers distribution in the process of turbulent flow of the gas stream. Expression for determination of energy thickness is presented and expression for the determination of local thermal efficiency coefficient in the form of Stanton criterion. Comparative analysis of the theories of different authors is presented as well.

Keywords: turbulent flow, boundary layer, thermal efficiency coefficient, heat exchange.

© Толстопятов М. И., Зуев А. А., Кишкин А. А., Жуйков Д. А., Назаров В. П., 2012