

## ТРАНСПОРТНОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ МАШИНОСТРОЕНИЕ

536.24:532.52

### РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТРЕНИЯ И ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ТЕЧЕНИИ НЕСЖИМАЕМОГО ГАЗА В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КАНАЛАХ

*Канд. техн. наук, доц. Ю.Г. ВОЛОДИН, асп. О.П. МАРФИНА*

*Приводятся результаты расчета коэффициентов трения и теплоотдачи в широком диапазоне изменения дестабилизирующих течение и теплообмен факторов.*

*To showed results calculation coefficients friction and heat transfer in the wide diapason change the destabilized factors into flow and heat transfer.*

Нестационарным процессам, протекающим в технологических аппаратах энергетической отрасли, уделяется достойное внимание. Явлениям нестационарности сопутствуют и другие: неизотермичность, изменение формы обтекаемой поверхности и т.п. Численный анализ проведем с позиции параметрических методов теории относительных предельных законов трения и теплоотдачи [1]. Предположим, что при достаточно большом периоде осреднения нестационарных параметров по сравнению с временным масштабом турбулентности нестационарность не оказывает влияния на структуру турбулентности пограничного слоя. При этом останутся справедливыми основные предпосылки полумпирических теорий турбулентности.

Содержание параметров трения и теплоотдачи, определяющих различные виды дестабилизирующих воздействий, вытекает из граничных условий при аппроксимации профилей касательных напряжений и тепловых потоков по сечению пограничного слоя [2] и представляет собой

$$\bar{\tau}'_w = \left( \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial \xi} \right)_{\xi \rightarrow 0} ; \bar{q}'_w = \left( \frac{\partial \bar{q}}{\partial \xi_w} \right)_{\xi_w \rightarrow 0} , \quad (1)$$

где  $\bar{\tau} = \tau/\tau_w$ ,  $\bar{q} = q/q_w$ ,  $\bar{\tau}'_w$  — параметр трения.

Данные производные можно найти из уравнений движения и энергии, записанных для области потенциального ядра и пристенной области,

$$\rho_0 \frac{\partial w_0}{\partial t} + \rho_0 w_0 \frac{\partial w_0}{\partial x} = - \frac{\partial P}{\partial x} , \quad (2)$$

$$- \frac{\partial P}{\partial x} + \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial r \tau}{\partial r} \right) \right]_{\xi \rightarrow 0} = 0. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3) и умножая полученный результат на  $\delta/\tau_w$ , получаем

$$- \frac{\delta}{\tau_w} \rho_0 \frac{\partial w_0}{\partial t} - \frac{\delta}{\tau_w} \rho_0 w_0 \frac{\partial w_0}{\partial x} = \frac{\delta}{\tau_w} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau) \right]_{\xi \rightarrow 0} . \quad (4)$$

Раскрывая производную в правой части (4) и замечая, что  $\tau_w = \frac{C_f}{2} \rho_0 w_0^2$ , найдем

$$\bar{\tau}'_w = \left( \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial \xi} \right)_{\xi \rightarrow 0} = z + \lambda - \frac{\delta}{r_0}, \quad (5)$$

где параметр гидродинамической нестационарности

$$z = -\frac{2}{C_f} \frac{\delta}{w_0^2} \frac{\partial w_0}{\partial t}, \quad (6)$$

параметр продольного градиента давления

$$\lambda = -\frac{2}{C_f} \frac{\delta}{w_0} \frac{\partial w_0}{\partial x}, \quad (7)$$

где  $\bar{q}'_w$  — параметр теплоотдачи.

$$\rho_0 \frac{\partial h_0^*}{\partial t} + \rho_0 w_0 \frac{\partial h_0^*}{\partial x} = 0, \quad (8)$$

$$\rho_w \frac{\partial h_w^*}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial y}. \quad (9)$$

Проведя преобразования, подобные параметру трения, получим

$$\bar{q}'_w = \left( \frac{\partial \bar{q}}{\partial \xi_h} \right)_{\xi_h \rightarrow 0} = z_h + \lambda_h - \frac{\delta_h}{r_0}. \quad (10)$$

Здесь параметр тепловой нестационарности

$$z_h = -\frac{\delta_h}{St w_0 \phi_h (h_0^* - h_w)} \frac{\partial}{\partial t} (h_0^* - h_w), \quad (11)$$

параметр продольного градиента энтальпии

$$\lambda_h = -\frac{\delta_h}{St \phi_h (h_0^* - h_w)} \frac{\partial h_0^*}{\partial x}. \quad (12)$$

Следуя [2], зависимость для коэффициента трения запишем в виде

$$\sqrt{\frac{C_f}{2}} = \int_{\omega_1}^1 \sqrt{\rho/\rho_0} \omega \, d\omega \bigg/ \int_{\xi_1}^1 \sqrt{\bar{\tau}/\bar{\tau}_0} \frac{\partial \xi}{\alpha \xi}. \quad (13)$$

Входящее в (13) распределение плотности по сечению турбулентного пограничного слоя в стационарных условиях определяется интегралом Крокко [3]. Сделаем допущение, что и в нестационарных условиях имеет место данная зависимость, т.е.

$$\rho/\rho_0 = [\phi_h + (1 - \phi_h)\omega]^{-1}, \quad \text{где } \phi_h = T_w/T_0. \quad (14)$$

Обозначим знаменатель в (13) через  $A'$

$$A' = \int_{\xi_1}^1 \sqrt{\bar{\tau}/\bar{\tau}_0} \frac{\partial \xi}{\alpha \xi}. \quad (15)$$

Интегрируя (13) с учетом (14) и (15), получим

$$\sqrt{\frac{C_f}{C_{f_0}}} = \sqrt{\Psi_\Sigma} = \frac{2(1-\omega_1) \ln \xi_{10}}{(1-\omega_{10}) \left[ 1 + \sqrt{\phi_h + (1-\phi_h)\omega_1} \right]} A, \quad (16)$$

Введем функции относительного изменения коэффициента трения

$$\Psi_\Sigma = \left( C_f / C_{f_0} \right)_{\text{Re}^{**}}, \text{ где, согласно [4], } C_{f_0} = 0,0256 / \text{Re}^{**0,25}.$$

Преобразуя (16), находим

$$\sqrt{\frac{C_f}{C_{f_0}}} = \sqrt{\Psi_\Sigma} = \frac{2(1-\omega_1) \ln \xi_{10}}{(1-\omega_{10}) \left[ 1 + \sqrt{\phi_h + (1-\phi_h)\omega_1} \right]} A, \quad (17)$$

где  $A = \int_{\xi_1}^1 \sqrt{\bar{\tau} / \bar{\tau}_0} \frac{\partial \xi}{\xi}$ ,  $\omega_{10}$  и  $\xi_{10}$  значения относительной скорости на границе вязкого подслоя

и его толщина в стандартных условиях. Как видно из (17), конечная реализация зависимости связана с распределением касательных напряжений. Следуя Федяевскому К.К. [5] и Фафурину А.В. [2], запишем их в виде

$$\frac{\bar{\tau}}{\bar{\tau}_0} = 1 + \frac{\bar{\tau}'_w \xi}{\Psi_\Sigma (1 + 2\xi)}; \quad \bar{\tau}'_{w0} \geq 0; \quad (18)$$

$$\frac{\bar{\tau}}{\bar{\tau}_0} = 1 + \frac{(\Psi_\Sigma + \bar{\tau}'_{w0}) \xi}{(1-\xi) \Psi_\Sigma} - \frac{(\Psi_\Sigma + \bar{\tau}'_{w0}) \xi^d}{(1-\xi) \Psi_\Sigma}; \quad \bar{\tau}'_{w0} < 0, \quad (19)$$

где  $d = \bar{\tau}'_{w0} / (\Psi_\Sigma + \bar{\tau}'_{w0})$ .

Соотношения (17)—(19) совместно с зависимостями для относительных толщин вязкого подслоя и скорости на его границе

$$\xi_1 = 11,6 \left\{ \text{Re}_w^{**} \frac{\delta}{\delta^{**}} \sqrt{\frac{C_f}{2} \left( 1 + \bar{\tau}'_w \frac{\xi_1}{2} \right)} \right\}^{-1} \quad (20)$$

$$\omega_1 = \text{Re}_w^{**} \frac{\delta}{\delta^{**}} \left\{ \frac{C_f}{2} \xi_1 \left( 1 + \bar{\tau}'_w \frac{\xi_1}{2} \right) \right\} \quad (21)$$

образуют систему уравнений, которая при заданных значениях  $\text{Re}^{**}$ ,  $\bar{\tau}'_{w0}$ ,  $\phi_h$  и  $\frac{\delta}{l_0}$  позволяет рассчитать эволюцию относительного коэффициента трения. На рис. 1 показано влияние числа Рейнольдса и параметра трения в изотермических условиях. В области положительных значений  $\bar{\tau}'_w$  коэффициент трения меньше своего стандартного аналога. Эволюция проявляется глубже при меньших числах Рейнольдса, так как поток менее устойчив к внешним возмущениям и требуется соответственно меньше затрат энергии для его деформации. Рост числа Рейнольдса заметно увеличивает сопротивляемость потока к внешнему возмущению.

В области отрицательных значений параметра трения относительный коэффициент трения больше единицы. Меняется и дислокация их по числу Рейнольдса, что вызвано перераспределением энергии.

Согласно [2] закон теплоотдачи в общей форме запишем в виде

$$St = \sqrt{\frac{C_f}{2}} \int_{\vartheta_1}^1 \sqrt{\rho} d\vartheta / \int_{\xi_{1h}}^1 \frac{\bar{q}}{\bar{q}_0} \sqrt{\frac{\bar{\tau}_0}{\bar{\tau}}} \frac{d\xi_h}{\xi_h}. \quad (22)$$

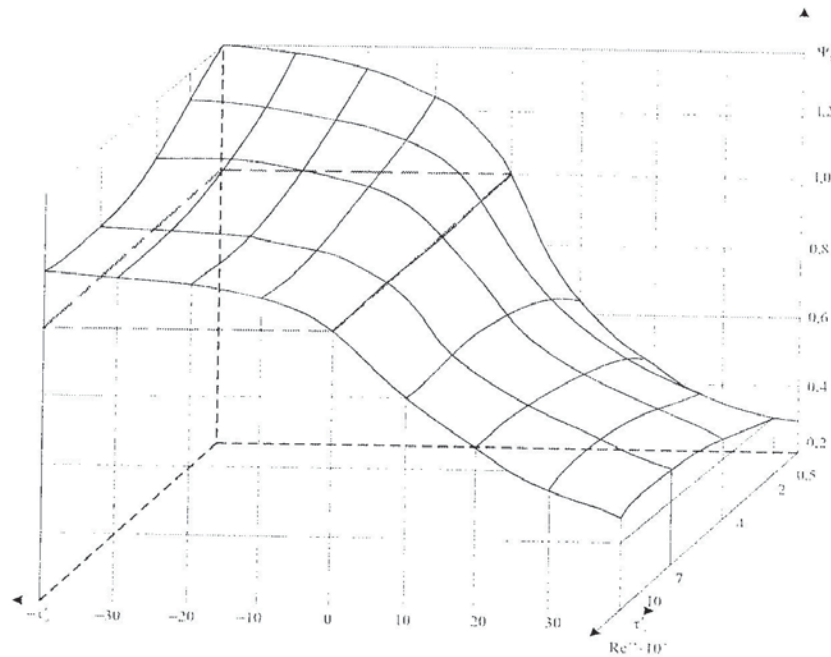


Рис. 1. Влияние числа  $Re^{***}$  и параметра трения  $\bar{\tau}'_w$  на относительный коэффициент трения в изотермических условиях при  $\phi_h = 1,0$

Подставляя в (22) распределение плотности (14) и интегрируя полученное выражение, находим

$$St = \frac{2(1 - \vartheta_1) \sqrt{\frac{C_f}{2}}}{\left[ 1 + \sqrt{\phi_h + (1 - \phi_h)\vartheta_1} \right] B}, \tag{23}$$

где  $B = \int_{\xi_{1h}}^{\xi_{2h}} \frac{\bar{q}}{\bar{q}_0} \sqrt{\frac{\bar{\tau}}{\bar{\tau}_0}} \frac{\partial \xi_h}{\partial \xi_h} d\xi_h$ . (24)

Входящее в (24) распределение плотности теплового потока может быть аппроксимировано полиномом Федяевского К.К. [5] в области  $\bar{q}'_w > 0$  и степенным полиномом Фафурина А.В. [2] при  $\bar{q}'_w < 0$ . Имеем

$$\frac{\bar{q}}{\bar{q}_0} = 1 + \frac{\bar{q}'_{w0} \xi_h}{\Psi_{\Sigma_h} (1 + 2\xi_h)}; \bar{q}'_{w0} \geq 0, \tag{25}$$

$$\frac{\bar{q}}{\bar{q}_0} = 1 + \frac{(\Psi_{\Sigma_h} + \bar{q}'_{w0}) \xi_h}{\Psi_{\Sigma_h} (1 + \xi_h)} - \frac{(\Psi_{\Sigma_h} + \bar{q}'_{w0}) \xi_h^{d_h}}{\Psi_{\Sigma_h} (1 + \xi_h)}; \bar{q}'_{w0} < 0, \tag{26}$$

$$d_h = \bar{q}'_{w0} / (\Psi_{\Sigma_h} + \bar{q}'_{w0}), \tag{27}$$

где  $\bar{q}'_{w0}$  — параметр теплоотдачи,  $\Psi_{\Sigma_h} = \left( \frac{St}{St_0} \right)_{Re^{***}}$ .

Распределение касательных напряжения в (24) аппроксимируется зависимостями (18) и (19). Однако в силу изменения переменной интегрирования данные выражения удобнее записать в виде



$$\frac{\bar{\tau}}{\bar{\tau}_0} = 1 + \frac{\bar{\tau}'_{w0} \xi_h \frac{\delta_h}{\delta}}{\Psi_\Sigma \left( 1 + 2 \xi_h \frac{\delta_h}{\delta} \right)}; \bar{\tau}'_{w0} \geq 0, \tag{28}$$

$$\frac{\bar{\tau}}{\bar{\tau}_0} = 1 + \frac{(\Psi_\Sigma + \bar{\tau}'_{w0}) \xi_h \frac{\delta_h}{\delta} - (\Psi_\Sigma + \bar{\tau}'_{w0}) \left( \xi_h \frac{\delta_h}{\delta} \right)^{d_k}}{\left( 1 - \xi_h \frac{\delta_h}{\delta} \right) \Psi_\Sigma}; \bar{\tau}'_{w0} < 0. \tag{29}$$

Безразмерные параметры на границе теплового вязкого подслоя  $\xi_{1h}$  и  $\vartheta_1$  определяются из условия сопряжения линейной и логарифмической областей профиля температуры по методике [2]

$$\vartheta_1 = \frac{\text{Re}_h^{**} \text{Pr} \delta_h}{\delta_h^{**}} \left[ St \xi_{1h} \left( 1 + \frac{\bar{q}'_w \xi_{1h}}{2} \right) \right], \tag{30}$$

$$\xi_{1h} = 11,6 \left[ \text{Re}_h^{**} \frac{\delta_h}{\delta_h^{**}} \sqrt{St \text{Pr} \left( 1 + \frac{\bar{q}'_w \xi_{1h}}{2} \right)} \right]^{-1}. \tag{31}$$

Выражения, определяющие коэффициент теплоотдачи (22)—(31), непосредственно указывают на воздействие гидродинамических эффектов. Последние проявляют себя не только через диссипацию энергии, т.е. коэффициент трения, но и через профиль касательных напряжений, а также отношение толщин теплового и динамического пограничных слоев. Так как данные величины определяются числом Рейнольдса и параметром трения,

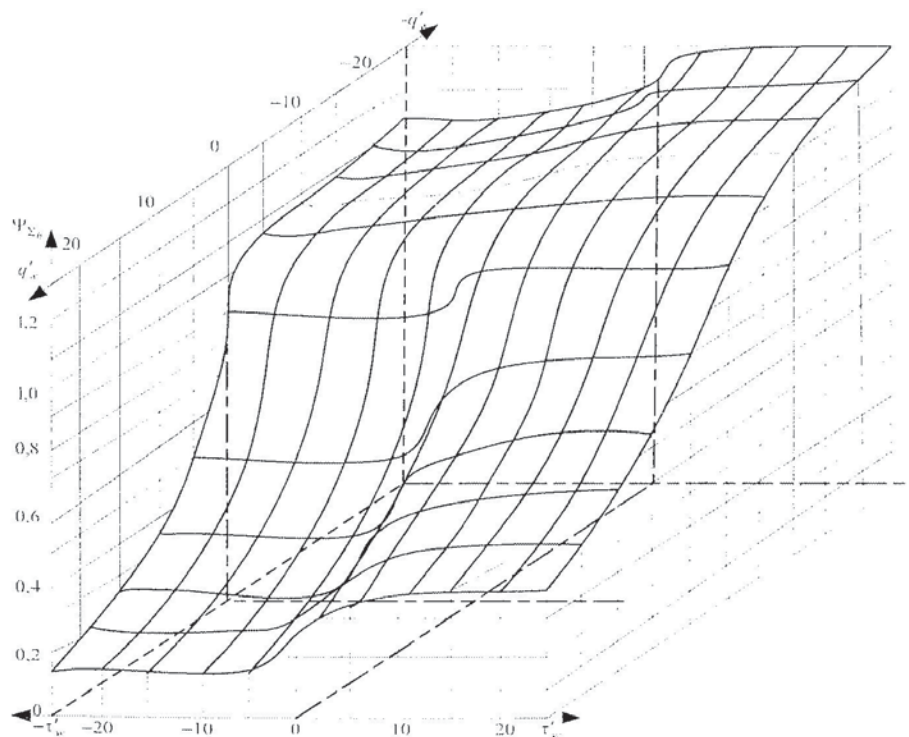


Рис. 2. Зависимость относительного коэффициента теплоотдачи от параметров трения  $\tau'_w$  и теплоотдачи  $\bar{q}'_w$  при  $\text{Re}^{**} = \text{Re}_h^{**} = 10^5$

то и коэффициент теплоотдачи является функцией данных параметров. Однако влияние их должно быть меньше, чем на коэффициент трения, т.к. коэффициент теплоотдачи пропорционален корню квадратному из этих величин.

На рис. 2 показано, как изменяются относительный коэффициент теплоотдачи для  $Re^* = Re_h^* = 1000$  и различные значения  $\bar{q}'_w$  и  $\bar{\tau}'_w$ . Положительным значениям параметра теплоотдачи при  $\bar{\tau}'_w = 0$  соответствуют значения относительного коэффициента теплоотдачи меньше единицы. При отрицательных значениях  $\bar{q}'_w$  наблюдается рост числа Стантона относительно стандартного значения. Параметр трения воздействует обратным образом. В ускоренных во времени и пространстве потоках коэффициент теплоотдачи уменьшается, а в замедленных — возрастает. Различные же их сочетания, естественно, могут изменить ситуацию в ту или иную сторону, что и иллюстрирует рис. 2.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. — Новосибирск: СО АН СССР, 1962. — 180 с.
2. Ф а ф у р и н А. В. Законы трения и теплоотдачи в турбулентном пограничном слое. // Тепло- и массообмен в двигателях летательных аппаратов, 1979. — Казань. — Вып. 2. — С. 62—69.
3. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 415 с.
4. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972. — 342 с.
5. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1973. — 256 с.

621.436

### РАБОТА ДИЗЕЛЯ С РАЗДЕЛЕННОЙ КАМЕРОЙ СГОРАНИЯ НА РАПСОВОМ МАСЛЕ

*Д-р техн. наук, проф. Н.А. ИВАЦЕНКО, д-р техн. наук, проф. В.А. МАРКОВ, асп. А.А. ЕФАНОВ*

*Рассмотрены особенности работы дизеля с разделенной камерой сгорания на альтернативном топливе растительного происхождения - рапсовом масле. Проведен сравнительный анализ показателей дизеля при использовании дизельного топлива и рапсового масла. Показана возможность снижения токсичности отработавших газов дизеля при переводе его на это альтернативное топливо.*

*Operation analysis of a diesel engine with the divided combustion chamber on alternative fuel of a phytogenesis - rapeseed oil is examined. The comparative analysis of indexes of a diesel engine is led with use of diesel fuel and rapeseed oil. The opportunity of lowering toxicity of the completed gases in a diesel engine moved on this alternative fuel is displayed.*

В настоящее время в России ежегодно потребляется около 100 млн. тонн моторных топлив, производимых из нефти. При этом автомобильный транспорт является одним из основных потребителей нефтепродуктов и останется главным потребителем моторных топлив на период до 2040—2050 г.г. В ближайшей перспективе ожидается увеличение потребления нефтепродуктов (при примерно постоянных объемах их производства) и дефицит моторных топлив.

Тенденция нарастающего дефицита нефти характерна для развития мировой экономики. В настоящее время в мире ежегодно добывается около 3 млрд. т нефти. При сохра-