
СУДОВЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ, УСТРОЙСТВА И СИСТЕМЫ, ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА СУДОВОЖДЕНИЯ, ЭЛЕКТРООБОРУДОВАНИЕ СУДОВ

УДК 621.431.74.016

Борис Иванович Руднев

Дальневосточный государственный технический рыбохозяйственный университет, доктор технических наук, профессор кафедры «Холодильная техника, кондиционирование и теплотехника», SPIN-код: 2797-1790, AuthorID: 423385, Россия, Владивосток

Ольга Владимировна Повалихина

Дальневосточный государственный технический рыбохозяйственный университет, доцент кафедры «Холодильная техника, кондиционирование и теплотехника», SPIN-код: 9956-1129, AuthorID: 875839, Россия, Владивосток, e-mail: povalichina@mail.ru

Использование интегральных соотношений пограничного слоя для определения параметров теплообмена в камере сгорания судового дизеля

Аннотация. Представлены основные положения по интегральным соотношениям турбулентного пограничного слоя. Показана возможность их использования для расчета локальных конвективных тепловых потоков в камере сгорания судового дизеля. Отмечено, что для определения скорости внешнего потока газа может быть применен численный подход.

Ключевые слова: судовой дизель, теплообмен, интегральные соотношения, пограничный слой.

Boris I. Rudnev

Far Eastern State Technical Fisheries University, doctor of technical sciences, professor of the department of refrigeration, air conditioning and heat engineering, SPIN-cod: 2797-1790, AuthorID: 423385, Russia, Vladivostok

Olga V. Povalikhina

Far Eastern State Technical Fisheries University, associate professor of the department of refrigeration, air conditioning and heat engineering, SPIN-cod: 9956-1129, AuthorID: 875839, Russia, Vladivostok, e-mail: povalichina@mail.ru

Using integral interrelations of boundary layer for definition of parameters heat transfer in marine diesel combustion chamber

Abstract. Basic capacity from integral interrelations of turbulent boundary layer are given. Possibility of employment there for calculation local convective heat fluxes in marine diesel combustion chamber is shown. For definition of velocity external stream of gas it is using numerical approach are dot.

Keywords: marine diesel engine, heat transfer, integral interrelations, boundary layer.

Введение

Проблема определения параметров локального теплообмена как граничных условий, необходимых для расчетного анализа теплового и напряженно-деформированного состояния деталей камеры сгорания (КС) современных форсированных судовых дизелей, остается пока нерешенной. Это объясняется в первую очередь исключительной сложностью процессов радиационно-конвективного теплообмена, протекающих в КС дизелей, и относительно низкой точностью существующих математических моделей по указанной проблеме. В настоящей статье представлены основные положения, связанные с интегральными соотношениями турбулентного пограничного слоя и возможностями их использования для определения параметров локального теплообмена на поверхностях деталей, образующих КС.

Особенности конвективного теплообмена в полуразделенных камерах сгорания судового дизеля

Особенности конвективного теплообмена в полуразделенных камерах сгорания (КС) типа ЦНИДИ, Дейц и др. обуславливаются спецификой протекания процесса сгорания топлива в них. Учитывая причинно-следственную связь процесса сгорания топлива с процессом теплообмена рабочего тела со стенками КС, нетрудно показать, что большинство параметров первого в значительной степени определяют качественные и количественные характеристики второго [1].

Впрыск топлива в указанных выше КС осуществляется преимущественно с помощью форсунки, расположенной в центральной части крышки цилиндра. Используемый при этом объемно-пленочный способ смесеобразования позволяет организовать весьма эффективный процесс сгорания топлива [2, 3]. Основное преимущество таких КС состоит в том, что здесь не требуется создания в цилиндре вращательного движения воздушного заряда. Интенсивный тороидальный вихрь образуется в полости камеры при втекании в нее воздуха из цилиндра в такте сжатия.

Особенность процесса смесеобразования в КС типа ЦНИДИ, Дейц и им подобных заключается в том, что несколько радиальных струй топлива (четыре или шесть) направлены под малым углом к внутренней конической или цилиндрической поверхности камеры и образуют на ней пленку. Одновременно часть наиболее мелких капель увлекается к центру камеры потоками воздуха, вытесняемого в конце такта сжатия из кольцевого зазора между нижней плоскостью крышки цилиндра и днищем поршня. Эксперименты показали, что наилучшие результаты дает такое направление топливных струй в вертикальной плоскости, при котором в начальный период впрыска, когда поршень еще не дошел до верхней мертвой точки (ВМТ), некоторая часть капель проникает в зазор навстречу вытесняемому из него потоку воздуха [2].

Возникшее в такте сжатия тороидальное движение воздуха продолжает сохраняться и при нисходящем ходе поршня, в результате чего коническая (КС ЦНИДИ) или вертикальная (КС Дейц) поверхность стенок камеры с находящейся на них топливной пленкой омывается восходящими газовыми потоками.

Возникающие очаги воспламенения топлива случайным (стохастическим) образом распределяются по объёму КС и интенсифицируют общую турбулентность рабочего тела. При этом сам процесс горения топлива может иметь отклонения от равновесного процесса. Однако установить степень отклонения состава рабочего тела от равновесного в условиях КС дизеля очень трудно [4]. Поэтому вполне логично считать, что при турбулентном перемешивании в пограничном слое, образующемся на стенках КС дизеля, всюду состав соответствует равновесному.

В общем случае в турбулентном пограничном слое в КС дизеля одновременно протекают многие процессы: испарение топлива, перемешивание паров топлива с воздухом, химические

реакции горения топлива и др. Одни из этих процессов идут с выделением теплоты, другие – с поглощением, одни интенсифицируют процесс теплообмена, другие, наоборот, снижают тепловые потоки. Все эти явления значительно усложняют рассмотрение конвективного теплообмена в КС дизелей, как, впрочем, и в КС других энергетических установок [5, 6].

В любых сложных условиях тепловой поток, который передается от газа (рабочего тела) к стенке (ламинарный подслой находится непосредственно возле стенки), определяется на основе соотношения, приведенного в [7], которое на стенке обращается в тепловой поток q_w , передаваемый от газа к стенке. В самом деле, учитывая, что на стенке продольная скорость потока газа стремится к нулю, можно определить тепловой поток [5]

$$q_w = (q_0)_{y=0} = -\left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H_0}{\partial y}\right)_{y=0} = -\left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H}{\partial y}\right)_{y=0} = -\left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} \approx -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0}, \quad (1)$$

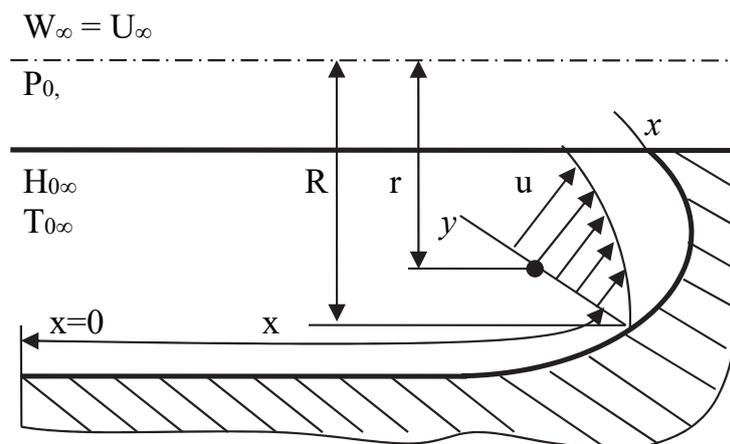
где $H_0 = H + U^2/2$ – энтальпия адиабатически «заторможенного» потока; λ , c_p – теплопроводность и теплоемкость рабочего тела; T – температура рабочего тела.

Уравнение (1) представляет собой известное соотношение Фурье для распространения теплоты теплопроводностью.

Таким образом, для определения теплового потока по уравнению (1) необходимо знать закон распределения температур поперек пограничного слоя, который можно определить из опытных данных и некоторых полуэмпирических соображений для определенных частных условий, а с помощью теории пограничного слоя распространить их на интересующие нас случаи, в том числе и условия в КС дизеля [8].

Уравнение турбулентного пограничного слоя

Рассмотрим уравнение турбулентного пограничного слоя при течении сжимаемого потока газа с однородным составом в осесимметричной КС (типа ЦНИДИ и Дейц), т.е. двухмерный случай. При этом не учитываем химические реакции, однако физические параметры газа считаем переменными. Расчетная схема приведена на рисунке.



Расчетная схема пограничного слоя в осесимметричной КС переменного сечения
Calculation scheme of boundary layer in combustion chamber of variable section

Основные параметры газового потока: P_0 – полное и постоянное давление вдоль КС (например, вдоль поверхности поршня), которое может быть определено по эксперименталь-

ной или расчетной индикаторной диаграмме; $H_{0\infty}$, $T_{0\infty}$ – энтальпия и температура адиабатически «заторможенного» потока вне пограничного слоя; $U_{\infty}=W_{\infty}$ – скорость потока вне пограничного слоя.

Если, как обычно, положить равенство чисел Прандтля для ламинарного и турбулентного режимов течения $Pr = Pr_m = 1$ и внести некоторую осредненную теплоемкость газа (рабочего тела), то уравнения пограничного слоя можно представить следующим образом [5, 7]:

неразрывности (сплошности)

$$\frac{\partial(\rho ur)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vr)}{\partial y} = 0; \quad (2)$$

сохранения количества движения

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dP}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\tau r)}{\partial y}; \quad (3)$$

сохранения энергии

$$\rho u \frac{\partial H_0}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H_0}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left[\left(\frac{\lambda + \lambda_{\tau}}{c_p} \right) \frac{\partial H_0}{\partial y} \right] r \right\}; \quad (4)$$

напряжения трения

$$\tau = (\mu + \mu_{\tau}) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right); \quad (5)$$

общего потока тепловой энергии

$$q_0 = - \left(\frac{\lambda + \lambda_{\tau}}{c_p} \right) \left(\frac{\partial H_0}{\partial y} \right); \quad (6)$$

состояния

$$P = \rho RT; \quad (7)$$

энтальпии и температуры торможения

$$H_0 = H + u^2/2; \quad T_0 = T + u^2/(2c_p); \quad (8)$$

зависимости вязкости от температуры

$$\mu = c_{\mu} T^{0,7}; \quad (9)$$

зависимости теплопроводности от температуры

$$\lambda = c_{\lambda} T^{0,7}. \quad (10)$$

В уравнениях (2)–(10) использованы следующие обозначения: x и y – координаты, причем ось x направлена по касательной к контуру поверхности КС и, следовательно, отсчитывается по образующей КС, ось y направлена по нормали к контуру КС, т.е. перпендикулярно оси x ; r – расстояние данной точки в пограничном слое от поверхности крышки цилиндра, в условиях КС дизеля r есть функция угла поворота коленчатого вала (ПКВ); R – высота (размер) рассматриваемого сечения КС (при отсчете от поверхности крышки цилиндра), эта ве-

личина так же, как и r есть функция угла ПКВ; u, v – компоненты осредненной скорости, соответствующие осям x, y ; $\mu, \mu_t, \lambda, \lambda_t$ – молекулярные и турбулентные вязкость и теплопроводность соответственно. Девять уравнений (2)–(10) содержат девять неизвестных: $u, v, T, T_0, \rho, \mu, \lambda, \tau, q_0$ – система уравнений замкнутая. Следуя [5], приведем граничные условия для уравнений турбулентного пограничного слоя (2)–(10).

1. При $y = 0$, т.е. непосредственно на стенке, имеют место следующие равенства: $u = v = 0$ – равенство нулю обеих компонент скорости; $T = T_0 = T_{ст}$, $H = H_0 = H_{ст}$ – температура и энтальпия газа равны температуре и энтальпии торможения и равны температуре стенки и энтальпии на стенке; $r = R$ – расстояние данной точки в пограничном слое от поверхности крышки цилиндра равно высоте рассматриваемого сечения КС; $\tau = \tau_{ст} = \mu(\partial u / \partial y)_{y=0}$ – напряжение трения равны трению на стенке; $q_0 = q_{ст} = -(\lambda / c_p)(\partial H_0 / \partial y)_{y=0}$ – общий поток тепловой энергии равен тепловому потоку, уходящему в стенку.

2. При $y = \delta$, т.е. на границе динамического пограничного слоя с ядром потока, имеют место следующие равенства: $U = U_\infty = W_\infty$ – продольная (вдоль контура КС) скорость газа (рабочего тела) равна скорости основного потока (вдали от стенки); $\tau = 0$ – тангенциальное трение отсутствует.

3. При $y = \delta_t$, т.е. на границе теплового пограничного слоя с основным потоком, можно написать следующие равенства: $T_0 = T_{0\infty}$, $H_0 = H_{0\infty}$ – температура и энтальпия торможения равны температуре и энтальпии торможения в основном потоке (вдали от стенки); $q_0 = 0$ – поперечный перенос энергии отсутствует.

Заметим, что так как мы приняли равенство $Pr = Pr_t = 1$, то толщина динамического и теплового пограничного слоев одинакова: $\delta = \delta_t$. Кроме того, считаем температуру $T_{0\infty}$ и энтальпию торможения $H_{0\infty}$ постоянными для всего потока, а величина скорости потока W_∞ и давления P в сечении потока – заданными функциями продольной координаты x от некоторого исходного сечения ($x = 0$ – ось КС) вдоль образующей контура КС (начальный момент времени скорость потока W_∞ для условий КС дизеля определяется из решения гидродинамической задачи, а давление P считается постоянным вдоль координаты x и квазистационарным по координате y).

Рассмотренные уравнения турбулентного пограничного слоя (2)–(10) используются в теории пограничного слоя для составления интегральных уравнений импульсов и энергии, которые получаются интегрированием дифференциальных уравнений движения и энергии в пределах толщины соответствующего пограничного слоя (динамического или теплового). Затем интегральные уравнения импульсов и энергии решаются с использованием некоторых полуэмпирических зависимостей. Такой путь решения уравнений пограничного слоя позволяет перейти от очень трудных поисков решения дифференциальных уравнений в частных производных, удовлетворяющих каждой точке пограничного слоя, к более простому нахождению решения двух обыкновенных дифференциальных уравнений, удовлетворяющих теперь условиям только в среднем по толщине пограничного слоя [5].

Этот путь решения дифференциальных уравнений турбулентного пограничного слоя является очень плодотворным, позволяющим во многих практических случаях доводить задачи расчета теплообмена и трения до инженерных методов расчета [5, 9].

Опуская промежуточные преобразования уравнений и следуя работе [5], запишем интегральные соотношения для турбулентного пограничного слоя в самом общем виде:

$$\frac{d}{dx}(\rho_x w_\infty^2 \delta^{**} R) + \frac{dw_\infty}{dx}(\rho_\infty w_\infty \delta^* R) = \tau_{ст} R; \quad (11)$$

$$\frac{d}{dx}[\rho_x w_\infty (H_{0\infty} - H_{ст}) \delta_t^{**} R] = q_{ст} R, \quad (12)$$

где δ^* – толщина вытеснения

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_{\infty} u_{\infty}}\right) dy = \delta \int_0^1 \frac{r}{R} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_{\infty} u_{\infty}}\right) d\eta \times \delta \int_0^1 \frac{r}{R} \left(1 - \frac{\rho w}{\rho_{\infty} w_{\infty}}\right) d\eta;$$

δ^{**} – толщина потери импульса

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho u r}{\rho_x u_{\infty} R} \left(1 - \frac{u}{u_{\infty}}\right) dy = \delta \int_0^1 \frac{\rho u r}{\rho_x u_{\infty} R} \left(1 - \frac{u}{u_{\infty}}\right) d\eta;$$

δ_T^{**} – толщина потери энергии

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho u r}{\rho_x u_{\infty} R} \left(\frac{H_{0\infty} - H_0}{H_{0\infty} - H_{ст}}\right) dy = \delta_T \int_0^1 \frac{\rho u r}{\rho_x u_{\infty} R} \left(\frac{H_{0\infty} - H_0}{H_{0\infty} - H_{ст}}\right) d\eta;$$

$\eta = y/\delta$ или y/δ_T – относительная или безразмерная поперечная координата.

Знак минус перед $q_{ст}$ в (12) опущен, так как в дальнейшем считаем, что направление теплового потока заранее известно (применительно к условиям КС дизелей, это направление от газа в стенку).

Отметим, что ρ_x – совершенно произвольная плотность. Она введена в знаменатель выражений для δ^{**} и δ_T^{**} только для придания безразмерного вида подинтегральной функции. Исходя из этих соображений совершенно произвольно можно выбрать и разность энтальпии в знаменателе подинтегральной функции δ_T^{**} . В данном случае знаменатель выбран в виде разности $H_{0\infty} - H_{ст}$, что придает наиболее удобный диапазон измерения частному $(H_{0\infty} - H_0)/(H_{0\infty} - H_{ст})$ от 1 до 0 при измерении y соответственно от 0 до δ_T [5]. Действительно, как видно из (11) и (12), величина ρ_x и уже выбранная в данном случае размерность $H_{0\infty} - H_{ст}$ в уравнениях, если туда подставить соответственно δ^{**} и δ_T^{**} , сокращаются и, следовательно, от их выбора конечные результаты не зависят.

Таким образом, из замкнутой системы уравнений в частных производных (2)–(10) интегрированием их в пределах толщины соответствующих пограничных слоев получим два обыкновенных дифференциальных уравнения, содержащих пять неизвестных: δ^* , δ^{**} , δ_T^{**} , $\tau_{ст}$ и $q_{ст}$ [5].

Для решения уравнений импульсов и энергии необходимо получить еще три дополнительных соотношения, связывающих неизвестные величины между собой. Для этого на основе некоторых экспериментальных данных и теоретических соображений задают заранее безразмерные эпюры распределения скорости и температуры (энтальпии) поперек пограничного слоя в зависимости от безразмерной координаты. В других методах расчета пограничного слоя распределение скорости и температуры (энтальпии) находят из условий распределения τ и q (или q_0) поперек пограничного слоя [5, 9].

В последнее время, как отмечается в [5, 10], часто распределения скорости и температуры (энтальпии), а также τ и q (или q_0) находят с помощью сравнительно надежных опытных данных по трению и теплообмену в трубах или на пластине, полученных в ограниченных условиях, и распространения этих данных с известными оговорками на более широкую область. При решении интегральных соотношений встречаются трудности. Схематическими и методами вы-

бора распределения скорости и температуры (энтальпии) в основном и отличаются многочисленными методами решения интегральных соотношений пограничного слоя [5, 9, 11].

Метод решения интегральных соотношений пограничного слоя

Рассмотрим в сокращенном виде решение, полученное В.М. Иевлевым [12] и наиболее распространенное для расчета конвективного теплового потока от газа в стенку в жидкостных ракетных двигателях и КС других энергетических установок.

Этот метод расчета теплообмена и трения основан на пересчете с помощью соотношений пограничного слоя опытных данных, полученных в определенных ограниченных условиях, при течении несжимаемой жидкости вдоль пластины, на условия, соответствующие течению газов сложного химически активного состава и с большими (в том числе сверхзвуковыми) скоростями.

Возможность такого переноса опытных данных из узкой области измерения параметров на значительно широкую основана на анализе физической картины тепломассообмена в пограничном слое.

Этот анализ позволил В.М. Иевлеву сделать вывод, что если рассматривать только вопросы теплообмена, трения и диффузии в пограничном слое при течении без скачков уплотнения, то между сверхзвуковыми течениями и даже между течениями газа и течениями жидкости качественных различий не обнаруживается. Между этими случаями имеются лишь количественные различия, вызванные зависимостями теплофизических параметров ρ , μ , c_p , λ от температуры и давления. Поэтому вполне можно предположить, что одни и те же закономерности по теплообмену и трению можно использовать как для течения жидкости, так и для течения газов, в том числе сложного химически активного состава, и со сверхзвуковыми скоростями, если только правильно учесть зависимость теплофизических параметров от температуры [12].

Приведенные ранее интегральные соотношения в общем виде (11)–(12) преобразовывают путем дифференцирования и введения вместо δ^{**} и δ_T^{**} некоторых чисел Рейнольдса в виде

$$Re = \frac{\rho_x w_\infty \delta^{**}}{\mu_x}; \quad Re_T = \frac{\rho_x w_\infty \delta_T^{**}}{\mu_x}. \quad (13)$$

Числа Рейнольдса, определяемые по зависимостям (13), построены по толщинам потери импульса δ^{**} и энергии δ_T^{**} и определяют соответственно развитие динамического и теплового пограничных слоев вдоль обтекаемого контура.

Используя (13), уравнения (11) и (12) можно написать в следующем виде [5]:

$$\frac{dRe}{dx} + Re \frac{1}{R} \frac{dR}{dx} + Re \frac{1}{w_\infty} \times \left[1 + \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \frac{\rho_\infty}{\rho_x} \right] = \frac{\tau_T}{w_\infty \mu_x}. \quad (14)$$

$$\frac{dRe_T}{dx} + Re_T \frac{1}{R} \frac{dR}{dx} + Re_T \frac{1}{(H_{0\infty} - H_{CT})} \times \frac{d(H_{0\infty} - H_{CT})}{dx} = \frac{q_{CT}}{(H_{0\infty} - H_{CT})}. \quad (15)$$

В выражениях (14) и (15), а также в (13) введена величина μ_x – некоторое характерное значение вязкости, которое можно выбирать совершенно произвольно, так как на нее разделены все члены уравнения. Поскольку μ_x введена и под дифференциал, то величина μ_x должна быть постоянной вдоль обтекаемого контура КС.

Далее интегральные уравнения импульсов (14) и энергии (15) преобразовываются путем введения безразмерных коэффициентов трения α и теплоотдачи α_T и решаются с помощью вспомогательных функций вида

$$Z = \frac{Re}{\alpha} = \frac{\rho_x u_\infty \delta^{**}}{\alpha \mu_x} = \frac{u_\infty}{\alpha \mu_x} \int_0^\delta \rho \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy. \quad (16)$$

$$Z_T = \frac{Re_T}{\alpha_T} = \frac{\rho_x u_\infty \delta_T^{**}}{\alpha_T \mu_x} = \frac{u_\infty}{\alpha_T \mu_x} \int_0^{\delta_T} \rho \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{H_{0\infty} - H_0}{H_{0\infty} - H_{CT}}\right) dy. \quad (17)$$

При этом заранее устанавливается закон распределения скорости и температуры поперек пограничного слоя. Применительно к преобразованным уравнениям (14) и (15) это означает нахождение предварительных зависимостей между параметрами α и α_T и вспомогательными функциями Z и Z_T [5]:

$$\alpha = \alpha(Z). \quad (18)$$

$$\alpha_T = \alpha_T(Z, Z_T). \quad (19)$$

Сопоставляя теоретические и опытные данные по трению и теплообмену при течении несжимаемой жидкости вдоль пластины, В.М. Иевлев [12] получил следующие полуэмпирические зависимости с учетом числа Прандтля $Pr \neq 1$:

$$\alpha = 0,03327Z^{-0,224} + 3,966 \cdot 10^{-4}; \quad (20)$$

$$\alpha_T = \frac{\left(\frac{Z}{Z_T}\right)^{0,089Pr}}{\left[307,8 + 54,8 \cdot \lg^2\left(\frac{Pr}{19,5}\right)\right] Pr^{0,45} Z^{0,08} - 650}, \quad (21)$$

которые в рабочем диапазоне изменений Z и Z_T с достаточной точностью могут аппроксимироваться простыми степенными соотношениями:

$$\alpha = \alpha(Z^{-n}); \quad (22)$$

$$\alpha_T = AZ^{-n/2} Z_T^{-n/2} Pr^{-m}, \quad (23)$$

где A , n , m – постоянные коэффициенты, слабо зависящие от Pr .

В итоге напряжения трения и тепловой поток от газа к стенке в общем случае определяются через соотношения

$$\tau_{CT} = \alpha \rho_x w_\infty^2. \quad (24)$$

$$q_{CT} = \alpha_T \rho_x w_\infty (H_{0\infty} - H_{CT}). \quad (25)$$

При расчете напряжения трения и теплового потока по приведенным соотношениям (24) и (25) скорость внешнего потока w_∞ должна быть задана или определена из решения гидродинамической задачи.

Заключение

Отметим, что в работе [13] предложен метод численного определения скоростей рабочего тела во внешнем потоке в условиях КС судового дизеля. Это позволяет практически реализовать подход по определению параметров теплообмена в КС дизельных двигателей с использованием интегральных соотношений турбулентного пограничного слоя еще на стадии проектирования и тем самым существенно сократить сроки экспериментальной доводки новых образцов.

Список литературы

1. Руднев Б.И. Теплообмен в камерах сгорания дизелей промысловых и рыбоперерабатывающих судов. Владивосток: Дальрыбвтуз, 1994. 49 с.
2. Воинов А.Н. Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. М.: Машиностроение, 1977. 277 с.
3. Кавтарадзе Р.З. Теория поршневых двигателей. Специальные главы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. 720 с.
4. Махов В.З. Процессы сгорания в двигателях. М.: МАДИ, 1980. 76 с.
5. Васильев А.П., Кудрявцев В.М., Кузнецов В.А. и др. Основные теории расчета жидкостных ракетных двигателей: в 2 кн. Кн. 2. М.: Высш. шк., 1993. 368 с.
6. Сударев А.В., Антоновский В.И. Камеры сгорания газотурбинных установок: Теплообмен. Л.: Машиностроение, 1985. 272 с.
7. Руднев Б.И. Математическое моделирование и экспериментальное исследование радиационно-конвективного теплообмена в камере сгорания дизелей. Владивосток: Изд-во ДВГУ, 1995. 120 с.
8. Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Математические модели механики и электродинамики сплошной среды. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. 512 с.
9. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справ. пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
10. Калугин В.Т., Мордвинцев Г.Г., Попов В.М. Моделирование процессов обтекания и управления аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. 528 с.
11. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
12. Иевлев В.М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М.: Наука, 1975. 256 с.
13. Руднев Б.И., Повалихина О.В. Численное определение полей скоростей рабочего тела в камере сгорания судового высокооборотного дизеля // Морские интеллектуальные технологии. 2020. Т. 1, № 4(50). С. 92–97 .

© Руднев Б.И., Повалихина О.В., 2021

Для цитирования: Использование интегральных соотношений пограничного слоя для определения параметров теплообмена в камере сгорания судового дизеля // Научные труды Дальрыбвтуза. 2021. Т. 56, № 2. С. 20–28.

Статья поступила в редакцию 24.03.2021, принята к публикации 17.05.2021.