

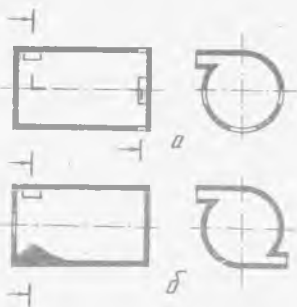
Э.Н.Сабуров, Ю.Л.Леухин, Т.Г.Загоскина

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

НА БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАБОЧЕГО ОБЪЕМА

ЦИКЛОННО-ВИХРЕВЫХ КАМЕР

С РАЗЛИЧНЫМИ СИСТЕМАМИ ВЫВОДА ГАЗОВ



Р и с. 1. Схематический чертеж вихревой камеры с различными системами вывода газов: а - периферийный вывод; б - торцовый вывод

Несмотря на широкое использование циклонно-вихревых камер в промышленности, конвективный теплообмен на их боковой поверхности исследован пока недостаточно. Система вывода отработавших газов из рабочего объема таких устройств (периферийная - через окна на боковой поверхности, рис. 1, а, или торцовая - через осесимметричное отверстие в торце камеры, рис. 1, б) оказывает существенное влияние не только на их аэродинамику, но и теплообмен [1, 2].

Систему уравнений плоского турбулентного пограничного слоя несжимаемого газа на криволинейной поверхности (рис. 2) с постоянным радиусом продольной кривизны R запишем в виде [3]

$$\rho w \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(1 + \frac{y}{R} \right) w \right] = - \frac{\partial p}{\partial x} + \left(1 + \frac{y}{R} \right) \frac{\partial \tau}{\partial y} + 2 \frac{\tau}{R},$$

$$\frac{\rho w^2}{R \left(1 + \frac{y}{R} \right)} = \frac{\partial p}{\partial y}, \quad \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(1 + \frac{y}{R} \right) v \right] = 0, \quad (1)$$

при граничных условиях задачи $y=0, w=v=0, \tau=\tau_0;$

$$y=\delta_m, w=w_m, \tau=0, y=\delta, w=0, \tau=0.$$

В рассматриваемой задаче радиус продольной кривизны поверхности R будет больше радиуса камеры и может быть рассчитан по общеизвестной формуле кривизны винтовой линии.

Во втором уравнении системы (1) разделим переменные и проинтегрируем его по y от y до δ :

$$\frac{p-p_0}{\rho} = \int_y^\delta \frac{w^2}{R \left(1 + \frac{y}{R} \right)} dy, \quad (2)$$

где P_g - величина давления на внешней границе струи.

Используя полученный результат и уравнение сплошности, первое уравнение системы (1) приведем к виду

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[w^2 \left(1 + \frac{y}{R} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[wv \left(1 + \frac{y}{R} \right)^2 \right] + \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_g}{\partial x} \left(1 + \frac{y}{R} \right) + \quad (3) \\ & + \left(1 + \frac{y}{R} \right) \left[\frac{\partial}{\partial x} \int_0^y \frac{w^2}{R \left(1 + \frac{y}{R} \right)} dy \right] = \\ & = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\tau \left(1 + \frac{y}{R} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

Учитывая, что центральная часть камеры занята сравнительно малоактивной с динамической точки зрения массой газов [1, 2], используем условие $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ вблизи оси камеры. Интегрируем уравнение (3) по y от нуля до δ_m и δ . В результате интегрирования и оценки порядка членов полученных уравнений найдем два интегральных соотношения:

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_m} w^2 dy - w_m \left(1 + \frac{\delta_m}{R} \right) \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_m} w v dy + \frac{\delta_m}{R} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_m} w^2 dy + \quad (4)$$

$$+ \frac{\delta_m}{R} w_m^2 \frac{d\delta_m}{dx} = - \frac{\tau_c}{\rho};$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_m} w^2 dy + \frac{d}{dx} \int_{\delta_m}^{\delta} w^2 dy + \frac{\tau_c}{\rho} = 0 \quad (5)$$

Система данных двух уравнений не является замкнутой, поскольку содержит в себе четыре неизвестных величины δ_m , δ , w_m и τ_c .

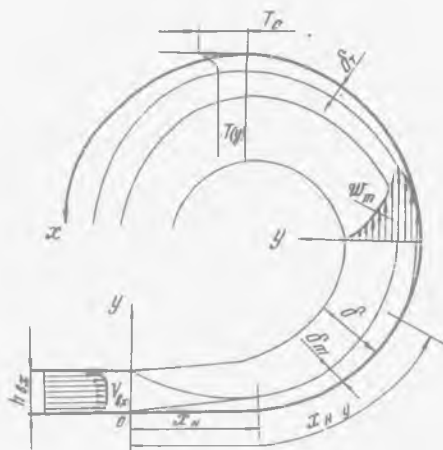
В работе напряжение поверхностного трения исследовано экспериментально методом Престона [4]. Результаты опытных данных хорошо обобщаются формулой

$$\tau_c = 0,00915 \rho w_m^2 Re_m^{-2/15}, \quad (6)$$

где $Re_m = w_m \delta_m / \nu$.

В качестве замыкающего уравнения системы (4), (5) можно использовать хорошо подтвержденную нашими опытными данными известную связь

$$\delta_m / y_{0,5m} = 0,15. \quad (7)$$



Р и с. 2. Схема распространения пристеночной струи

Р и с. 2. Схема распространения пристеночной струи

где $y_{0.5m}$ - значение y , в котором величина скорости равна половине ее максимального значения.

Интегральные соотношения (4) и (5), используя экспериментальные распределения скорости, формулу для напряжения поверхностного трения (6), после вычисления интегралов и некоторых преобразований, с учетом связи (7), заменим системой двух дифференциальных уравнений с двумя неизвестными:

$$\left(\frac{7}{120} - \frac{\delta_m}{R}\right) \frac{d\delta_m}{d\bar{x}} - \frac{49}{60} \frac{\delta_m}{\bar{w}_m} \frac{d\bar{w}_m}{d\bar{x}} = 0,00915 \left(\frac{w_m \delta_m}{\nu}\right)^{-2/15}, \quad (8)$$

$$4,939 \frac{d\delta_m}{d\bar{x}} + 9,879 \frac{\delta_m}{\bar{w}_m} \frac{d\bar{w}_m}{d\bar{x}} = -0,00915 \left(\frac{w_m \delta_m}{\nu}\right)^{-2/15} \quad (9)$$

Анализ решения позволил получить расчетные формулы для толщины пристенного пограничного слоя и изменения максимальной скорости по длине струи:

$$\bar{\delta}_m = 0,016 Re_m^{-0,113} \bar{x}^{0,943} \bar{R}^{-0,058}; \quad (10)$$

$$\bar{w}_m = B/\bar{x}^{0,53} \quad (11)$$

Численное значение коэффициента B в формуле (II) определяется из условия: при $x = x_N$, $w_m = w_{mN}$. Как известно, условия истечения струи оказывают существенное влияние на изменение ее динамических характеристик. Совпадение экспериментальных данных, полученных в работе, с расчетом по формуле (II) становится лучше, если как и в [I] ввести в рассмотрение поправочный на количество движения коэффициент β , учитывающий неравномерность профиля скорости в подводящем щлице, а также полярное расстояние, учитывающее конечные размеры источника струи x_0 . Рекомендации по определению x_N и x_0 приведены в работе [I].

При этих условиях формула (II) примет вид

$$\bar{w}_m = B\beta/\bar{x}_1^{0,53}, \quad (12)$$

где $\bar{x}_1 = \bar{x} - \bar{x}_0$; $B = 6,07$.

Подставив выражение (12) в (10), определим изменение толщины пристенного пограничного слоя в явном виде:

$$\bar{\delta}_m = 0,0243 Re^{-0,10} \bar{x}_1^{0,9} \bar{R}^{0,05} (B\beta)^{-0,10}, \quad (13)$$

где $Re = w_{mN} h_{0x}/\nu$ - число Рейнольдса.

На рис. 3 приводится сопоставление опытных данных с расчетами по формулам (12) и (13). Совпадение следует признать вполне удовлетворительным.

В исследованном в данной работе диапазоне варьирования $\bar{R} = 3,86 - 15,5$ значение члена $\bar{R}^{0,05}$ в уравнении (13) изменяется от 1,070 до 1,147. Если с ошибкой $\pm 3,5\%$ величину данного члена принять равной

I, 108. формула (13) упростится и может быть представлена следующим образом:

$$\bar{\delta}_m = 0,027 Re^{-0,10} x^{0,9} (\beta\beta)^{-0,10} \quad (14)$$

Рассмотрим более общий случай теплообмена - теплообмен с начальным необогреваемым участком ($x_{ну}$ на рис.2). В дальнейшем будем считать, что плотность ρ и изобарная теплоемкость C_p потока являются величинами постоянными, температура среды на границе пристенного пограничного слоя неизменна. Тепловыделению за счет трения пренебрегаем.

Для вывода расчетного соотношения теплоотдачи на боковой поверхности рабочего объема камеры используем видоизмененную аналогию Рейнольдса [6], в соответствии с которой локальный коэффициент теплоотдачи может быть определен следующим образом:

$$St = 0,5 C_x \rho v_{TB}^{-1} (\bar{\delta}_r / \bar{\delta}_m)^{-n} \quad (15)$$

Интегральное соотношение для теплового пограничного слоя при принятых предположениях может быть записано следующим образом:

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_r} w v dy = \frac{q_c}{\rho C_p} \quad (16)$$

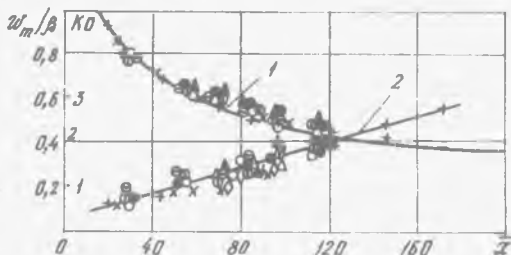
где $v = T_c - T$ - избыточная температура потока;

q_c - плотность теплового потока на поверхности теплообмена.

Для исследуемой задачи распределение скорости w и избыточной температуры v в соответствующих пограничных слоях описываются степенными зависимостями [1] с показателем степени, равным 1/4. Подставив в уравнение (16) выражения для скорости и температуры и проделав указанные в нем операции, получим дифференциальное уравнение.

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\bar{\delta}_r}{\bar{\delta}_m} \right)^{15/4} + \frac{(\bar{\delta}_r / \bar{\delta}_m)^{15/4}}{Re_m} \frac{d Re_m}{dx} = \frac{8}{7} St \frac{1}{\bar{\delta}_m} \quad (17)$$

Для решения уравнения (17) воспользуемся полученными при рассмотрении динамической задачи формулами для толщины пристенного пограничного слоя (14), максимальной скорости (12) и местного коэффициента сопротивления трения (6). Подставим в уравнение (17) формулу (15), а



Р и с. 3. Сопоставление опытных данных с расчетными зависимостями: 1, 2 - расчет соответственно по уравнениям (12) и (13); $K_0 = \delta_m / Re^{-0,1} x^{0,9} (\beta\beta)^{-0,1}$

также значения $\bar{\delta}_m$, \bar{w}_m и C_f . В результате элементарных преобразований получим линейное дифференциальное уравнение

$$\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{x}_1} + 0,395 \frac{\bar{\delta}}{\bar{x}_1} = 0,669 \bar{x}_1^{-0,95} Re^{0,02} Pr_{TB}^{-1} (B\beta)^{0,02}, \quad (18)$$

где $\bar{\delta} = (\delta_r / \delta_m)^{8/7}$

Решение (18) относительно $\bar{\delta}$ позволяет получить искомую расчетную формулу для соотношения теплового и динамического пограничных слоев:

$$\delta_r / \delta_m = 1,43 Re^{0,02} Pr_{TB}^{-1/8} \bar{x}_1^{0,04} [1 - (x_{ny} / x_1)^{0,445}]^{7/8} (B\beta)^{0,02} \quad (19)$$

Представим число Стантона, входящее в уравнение (15), с использованием формулы (12) следующим образом:

$$St = \frac{Nu}{Re Pr} \frac{\bar{x}_1^{0,53}}{B\beta} \quad (20)$$

Тогда уравнение для расчета местного коэффициента теплоотдачи может быть записано так:

$$Nu = 0,0146 Re^{0,88} Pr_{TB}^{-15/16} \bar{x}_1^{-0,58} [1 - (x_{ny} / x_1)^{0,445}]^{-1/16} (B\beta)^{0,28} \quad (21)$$

где $Nu = \alpha h_{ex} / \lambda$ - число Нуссельта;

λ - коэффициент теплопроводности.

Экспериментальная часть работы выполнена на модели цилиндрической камеры диаметром 201 мм и длиной 550 мм [1]. Теплоотдача исследовалась по методу изменения агрегатного состояния греющего агента - конденсации слегка перегретого пара. Методика эксперимента подробно описана в работе [2]. Паровой калориметр устанавливался на одной из сменных секций корпуса цилиндрической камеры. Секция с калориметром устанавливалась в различных местах по длине и периметру цилиндрической камеры.

Диапазоны изменения основных геометрических характеристик модели в относительном виде были следующие: площадь входа потока $\bar{F}_{вх} = 4f_{вх} / \pi D_K^2 = (1,42-9,54) \cdot 10^{-2}$; площадь выхода $\bar{F}_{вых} = 4f_{вых} / \pi D_K^2 = (2,39-9,54) \cdot 10^{-2}$; высота входного шлица $h_{вх} = h_{вх} / D_K = (3,23-12,90) \cdot 10^{-2}$; длина выходного окна $\bar{e}_{вых} = e_{вых} / D_K = (1,61-15,48) \cdot 10^{-2}$.

Сопоставление расчетной зависимости (21) с опытными данными, полученными в потоке воздуха ($Pr = 0,7$), при изменениях длины начального необогреваемого участка от 57 до 186 и числа Re от $0,87 \cdot 10^4$ до $6,7 \cdot 10^4$ показывает вполне удовлетворительное совпадение. При сопоставлении турбулентное число Прандтля, как и для струй на плоской поверхности, принято равным 0,75.

В уравнении (21) член в квадратных скобках учитывает влияние на теплообмен длины необогреваемого участка. При отсутствии необогреваемого участка ($x_{ny} = 0$) из формулы (21) получим расчетное уравнение для

местного коэффициента теплоотдачи при условии, что динамический и тепловой пограничные слои начинают формироваться одновременно.

Аналогичным методом при соответствующих граничных условиях решена задача о движении потока в пристенной области рабочего объема циклонной камеры с торцовым выводом газов. Результаты расчетов, как и в предыдущей задаче, дают вполне удовлетворительное совпадение с опытными данными. Опыты выполнены на модели циклонной камеры, состоящей из закручивателя и калориметра того же диаметра. Ввод воздуха в модель осуществлялся с двух диаметрально противоположных сторон. В опытах варьировались относительная площадь входа ($\bar{f}_{вх} = 2 \cdot 10^{-2} - 10 \cdot 10^{-2}$), высота шлиц ($\bar{h}_{вх} = 0,0398 - 0,1995$) и относительная длина рабочего объема камеры ($\bar{L} = 0,5 - 1,65$).

Полученные в работе уравнения рекомендуются для расчетов теплоотдачи на боковой поверхности цилиндрических камер различного технологического назначения с закрученным движением теплоносителя.

Л и т е р а т у р а

1. Сабуров Э.Н., Леухин Ю.Л. Аэродинамика циклонной камеры с периферийным выводом газов. - Изв. вузов СССР. Энергетика, 1982, № 10, с. 56-61.

2. Сабуров Э.Н. Аэродинамика и конвективный теплообмен в циклонных нагревательных устройствах. - Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982. - 240 с.

3. Федяевский К.К., Гиневский А.С., Колесников А.В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. - Л.: Судостроение, 1973. - 256 с.

4. Престон. Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубок Пито. - Механика: Сб. пер. и обзоров иностр. период. лит., 1955, № 4 (32), с. 64-83.

5. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. - М.: Физматгиздат, 1960, 715 с.

6. Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. - М.: Машиностроение, 1977. - 248 с.