

М.А.Бухман, Н.Г.Абрамович, П.А.Рапапорт

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
 РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАСАТЕЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ
 И МОМЕНТОВ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ
 В ОБЪЕМЕ ЦИКЛОННО-ВИХРЕВЫХ КАМЕР

Для понимания физической картины протекания рабочего процесса в циклонных и вихревых камерах существенный интерес представляют экспериментальные данные о распределении в закрученном потоке величины турбулентного напряжения трения $(\rho \overline{u'_i u'_j})$, которая образует тензор второго ранга и характеризует среднюю скорость переноса количества движения за счет турбулентности.

Этот тензор напряжений можно разбить на две части: одну, которая соответствует средней величине напряжения для всех направлений ($i=j$) и имеет ясный физический смысл, и другую ($i \neq j$), для которой напряжения определяются другими факторами, отражающими сложную структуру циклонного потока.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование распределения турбулентного касательного напряжения трения в объеме и на стенке циклонно-вихревых камер.

Наличие данных о распределении касательного напряжения трения на стенке изотермических моделей позволяет проводить расчеты коэффициентов тепломассообмена на основании предпосылок гидродинамической теории теплообмена, оценивать потери количества движения на трение и др.

Исследования проводились на изотермических моделях, выполненных из оргстекла, с внутренним диаметром 0,4 м и высотой 0,72 м, с равномерно распределенным по периметру подводом воздуха [1].

Измерение распределения касательного напряжения трения на стенке камеры осуществлялось трубкой Престока [2]. Погрешность в определении величины поверхностного трения не превышала $\pm 4\%$.

Касательное напряжение трения в объеме камеры измерялось термоанемометром постоянной температуры типа Т-4М, изготовленным в Донецком государственном университете и усовершенствованным на кафедре физической гидродинамики Казахского государственного университета.

Величина касательного напряжения трения в закрученном циклонном потоке определяется тремя составляющими: $\tau_{r\varphi} = -\rho U_r' U_\varphi'$; $\tau_{x\varphi} = -\rho U_x' U_\varphi'$; $\tau_{rx} = -\rho U_x' U_r'$, где координата φ совпадает с направлением вращения, r - направлена по радиусу, а x совпадает с осью камеры.

На рис. I представлено распределение касательного напряжения трения в объеме камеры с различными условиями входа и выхода воздуха. Во всем объеме камеры турбулентное трение $\tau_{r\varphi}$ и $\tau_{x\varphi}$ по абсолютной величине намного больше τ_{rx} . Такое количественное различие величин касательного турбулентного трения можно объяснить следующим образом. Величины $\tau_{r\varphi}$ и τ_{rx} представляют собой, образно говоря, трение соосных цилиндров, первое из которых возникает при вращении цилиндров вокруг оси x (круговое движение), а второе - в результате поступательного движения вдоль оси x (продольное движение). Величина $\tau_{x\varphi}$ характеризует результат трения двух дисков по радиусу камеры.

В таком представлении трение τ_{rx} должно быть небольшим, так как по высоте камеры градиенты скорости и давления незначительны.

Что касается качественной стороны, то полученные профили безразмерного турбулентного трения можно объяснить аэродинамической структурой потока. Так, $\tau_{x\varphi}$ имеет сложный вид (рис. I, а, г), который соответствует профилю осредненной аксиальной скорости, а $\tau_{r\varphi}$ - тангенциальной.

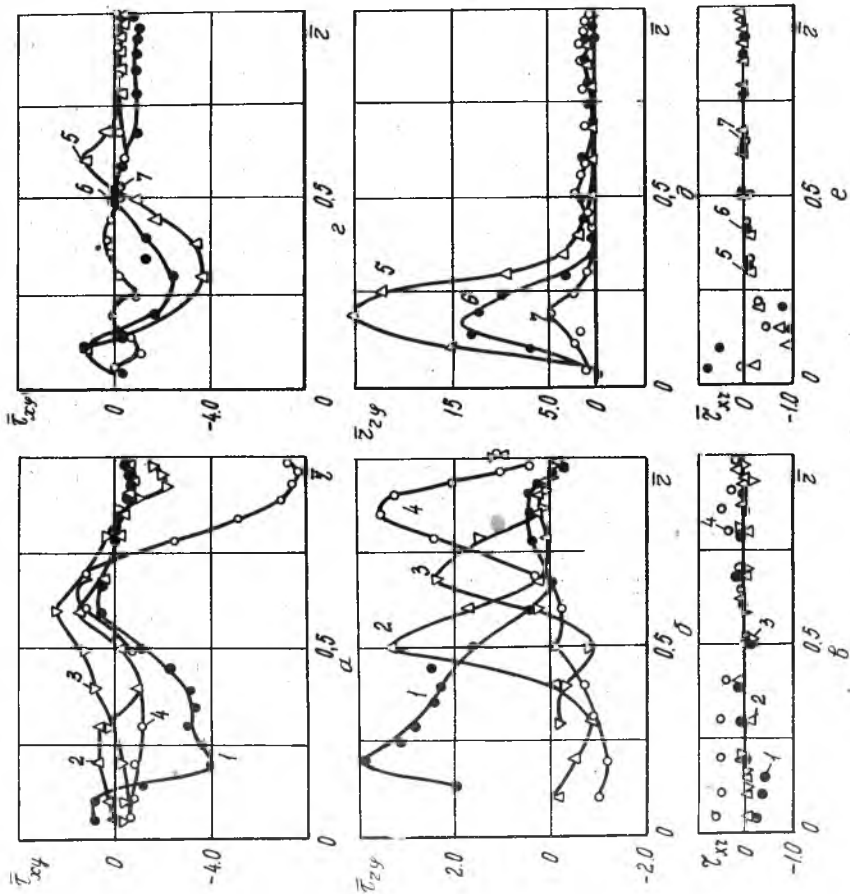
Наибольшие значения величин турбулентного трения $\tau_{x\varphi}$ и $\tau_{r\varphi}$ находятся в квазитвердой зоне, которая характеризуется большими положительными градиентами тангенциальной скорости.

В области квазипотенциального движения $\tau_{x\varphi}$ и $\tau_{r\varphi}$ остаются практически постоянными. Незначительное возрастание $\tau_{r\varphi}$ наблюдается вблизи стенки.

С увеличением относительного отверстия диафрагмы профили аксиальной и тангенциальной скоростей изменяются не только количественно, но и качественно. При $\bar{d} = 0,8$, так же как и при $\bar{d} = 1,0$ характерные особенности циклонного потока не наблюдаются, т.е. остаются только две зоны: прямого и обратного тока [I].

С ростом относительного диаметра диафрагмы увеличиваются поперечные размеры зоны осевого обратного тока и количество рециркулирующего в ней воздуха, повышается уровень интенсивности пульсаций в этой части камеры. Уровень осредненного движения (враща-

Р и с. 1. Распределение касательного напряжения трения в осевом камере $Re_{ax} = 1,2 \cdot 10^6$; $\chi = 0,57$; $\lambda = 2,2\%$ (a, I^{-1}); $5,5\%$ (r, a); соответствую- $d = 0,4$; $0,6$; $0,8$; $1,0$; $5-7 - \sigma_i = 0,4$; $0,25$

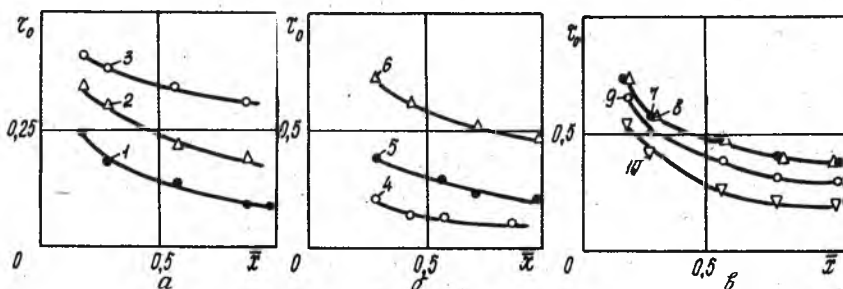


тельной скорости) при этом существенно снижается, местоположение максимума вращательной скорости смещается в периферийную область камеры. В связи с этим наблюдается перераспределение в профиле относительной величины касательного напряжения трения.

С увеличением хордальности уровень вращательного движения в объеме камеры заметно возрастает, что приводит к повышению уровня турбулентного касательного напряжения трения.

Экспериментальное исследование распределения касательного напряжения трения на стенке τ_0 моделей циклонно-вихревых камер проводилось в диапазоне изменения числа Рейнольдса от $0,2 \cdot 10^6$ до $1,3 \cdot 10^6$.

Следует отметить, что в исследуемом диапазоне изменения режимных и конструктивных параметров относительная величина касательного напряжения трения на стенке $2\tau_0/\rho U_{8x}^2$ не зависит от критерия Рейнольдса.



Р и с. 2. Касательное напряжение трения на стенке камеры: 1-3 соответствуют $\Sigma F_+ = 3,2; 6,4; 12,8\%$ ($\bar{d} = 0,4; n = 4$); 4-6 - $\bar{\alpha} = 0,25; 0,4; 0,87$ ($\Sigma F_+ = 5,5\%; d = 0,4, n = 3$); 7-10 - $\bar{d} = 0,4; 0,6; 0,8; 1,0$ ($\Sigma F_+ = 3,2\%, n = 4$)

На рис. 2 показано изменение касательного напряжения трения по высоте камеры при различных условиях входа (\bar{F}_+ и $\bar{\alpha}$) и выхода (\bar{d}) воздуха из камеры. Наибольшие значения τ_0 находятся в районе входных сопел, а наименьшие - вблизи выходного среза камеры. Падение тангенциальной скорости в пристенном пограничном слое с ростом \bar{X} ($\bar{X} = X/L$ - отношение текущей осевой координаты к высоте камеры) [1] приводит к соответственному уменьшению величины касательного напряжения трения на стенке камеры.

С увеличением относительной величины суммарной площади входа

напряжение трения на стенке возрастает, а темп падения по высоте камеры замедляется (рис. 2,а).

С уменьшением относительного диаметра условной окружности ввода струй величина касательного напряжения трения на стенке камеры существенно уменьшается. Так, при переходе $\bar{\alpha}$ от 0,87 к 0,25 величина τ_0 уменьшается почти в 3 раза (рис. 2,б). В верхних сечениях камеры (вблизи входных сопел) наблюдается быстрое уменьшение величины τ_0 по высоте, а в области, близкой к выходу, величина касательного напряжения трения на стенке уменьшается незначительно.

На рис. 2,в показано влияние относительного диаметра диафрагмы на величину касательного напряжения трения на стенке камеры.

При изменении \bar{d} от 0,4 до 0,6 величина касательного напряжения трения на стенке остается в пределах точности эксперимента постоянной по всей высоте камеры. При дальнейшем увеличении \bar{d} от 0,6 до 1,0 величина τ_0 существенно уменьшается.

Таким образом, условия подвода и выхода воздуха существенно влияют на уровень турбулентного касательного напряжения трения в объеме и на стенке камеры.

В результате обобщения экспериментальных данных для камер с тангенциальным вводом воздуха были получены эмпирические зависимости для τ_0 в следующем виде:

$$\frac{2\tau_0}{\rho U_{6x}^2} = 4,07 \cdot 10^{-2} \bar{F}_+^{0,8} \left(\frac{\beta+x'}{L} \right)^{3,34 \bar{F}_+^{-0,58}} ; \quad (1)$$

$$\frac{2\tau_0}{\rho U_{6x}^2} = 13,8 \cdot 10^{-4} \bar{d}^{-1,2} \left(\frac{\beta+x'}{L} \right)^{-(0,49 \bar{d} - 0,17)} ; \quad (2)$$

$$\frac{2\tau_0}{\rho U_{6x}^2} = 4,5 \cdot 10^{-3} \bar{\alpha}^{1,3} \left(\frac{\beta+x'}{L} \right)^{0,67 \bar{\alpha} - 0,87} . \quad (3)$$

Формула (1) получена при $\bar{d} = 0,4$; (2) - для $\bar{F}_+ = 3,2\%$ и $\bar{d} = 0,6-1,0$; (3) - для $\bar{F}_+ = 5,5\%$.

Эмпирические зависимости (1)-(3) были использованы при расчете моментов сил трения, входящих в баланс моментов количества движения.

Интегрируя уравнения моментов количества движения (3) для циклонного потока, получим

$$\int_{F_{\text{выл}}} r \rho V_{\varphi} V_x dF = \int_{F_{6x}} r \rho V_{6x}^2 dF + \int_{F_{6x}} r_y \rho_{\text{ст. 6x}} dF - \int_{F_{\text{в}}} r_x \rho_{\text{ст}} dF - M_{\text{тр}} , \quad (4)$$

где $M_{тр}$ - суммарный момент сил трения на стенках камеры.
Момент сил трения, входящий в (4), определялся из выражения

$$M_{тр} = TR_{ц},$$

где T - сила трения на стенках камеры.

Тогда дифференциал силы трения

$$dT = \tau_0 dF = \tau_0 2\pi R_{ц} dx.$$

Интегрируя выражения (1)-(3) в пределах от $x=-\delta$ до $x=L-\delta$, находим силу трения и момент сил трения на цилиндрических стенках камеры $M_{трц}$.

Расчет показал, что потери момента количества движения на трение при разных условиях входа и выхода воздуха составляют от 7 до 40%.

Л и т е р а т у р а

1. А б р а м о в и ч Н.Г., Б у х м а н М.А., У с т и - м е н к о Б.П. Исследование влияния условий входа на структуру течения и сопротивление циклонных камер. - В сб.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. - Алма-Ата: Наука, вып. II, 1976, с. 27-31.
2. П р е с т о н Дж. Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубки Пито. - В сб.: Переводы иностр. период. литер. - Механика, 1955, № 6.
3. С е д о в Л.И. Механика сплошной среды. Ч. I. - М.: МГУ, 1968.

УДК 536.244+532.501

Е.Л.Каспин

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ПРИ ВИХРЕВОМ ДВИЖЕНИИ
ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ТРУБЕ

П р и н я т ы е о б о з н а ч е н и я

G_c - расход воздуха; G_m - расход жидкости в трубу;
 G_k - расход наружной охлаждающей жидкости; Re - осевое число