

ниями [1]. Анализ представленных результатов показывает, что наличие центрального отверстия не изменяет общего характера изменения функции  $\bar{\Psi}_{T\varphi} = f(\varphi_*)$  и интенсивность теплообмена несколько снижается вследствие уменьшения расхода через канал закрутки шнека.

Совместное решение уравнений (1) и (2) позволяет получить выражение, которым можно пользоваться в практических расчетах при произвольных законах изменения температуры поверхности канала по длине:

$$St = 0.0293 \Delta T^{0.25} \rho_2^{-0.6} \psi_T \varepsilon^{0.8} \left[ \int_0^{\bar{x}} \Delta T^{1.25} \psi_T \bar{\Psi}_{T\varphi} Re_L d\bar{x} \right], \quad (3)$$

где  $St = \alpha / c_p \rho C_p$  - среднерасходное число Стентона;

$Re_L = Re_d \varepsilon$  - число Рейнольдса;

$Re_d$  - среднерасходное число Рейнольдса, вычисленное по диаметру.

Из уравнения (3) следует уравнение для частного случая постоянной температуры поверхности канала

$$St = 0.0293 (\psi_T \varepsilon)^{0.8} \rho_2^{-0.6} \left[ \int_0^{\bar{x}} \psi_T \bar{\Psi}_{T\varphi} Re_L d\bar{x} \right]^{-0.2}$$

Зависимость  $\bar{\Psi} = f(\bar{x})$  определяется из данных, представленных на рис. 2. Связь  $\varphi_* = f(\bar{x})$  для данного типа завихрителя находится по эмпирическим данным, приведенным в [1].

#### Л и т е р а т у р а

1. Шукин В.К., Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. - М.: Машиностроение, 1982. - 200 с.

2. Геращенко О.А. Основы теплотриии. - Киев: Наукова думка, 1971. - 192 с.

УДК 532.501.312

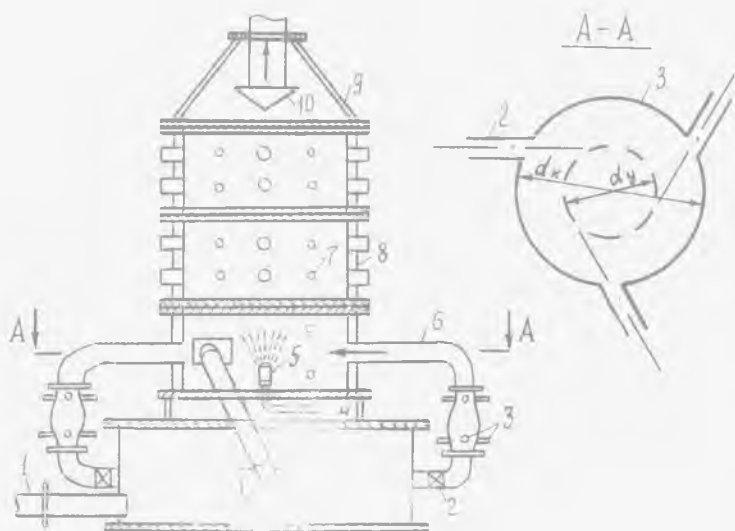
В.И.Арещенко, Н.Г.Абрамович, М.А.Бухман, Л.Г.Романов

#### ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ВИХРЕВЫХ КАМЕР С СОСРЕДОТОЧЕННЫМ ХОРДАЛЬНЫМ ПОДВОДОМ ГАЗА

При сушке термически неустойчивых дисперсных материалов в вихревых аппаратах с тангенциальным подводом теплоносителя наблюдается перегрев и разложение материала, налипание его на стенки камеры, абразивный износ стенок и большие потери тепла в окружающую среду.

Для устранения этих отрицательных явлений необходимо организовать процесс сушки таким образом, чтобы термообработка материала заканчивалась в объеме камеры, а в пристенную область попадал уже высушенный продукт. При этом уровень вращательных скоростей в центральной части камеры должен быть значительно выше, чем в периферийной.

Проведенные ранее исследования [1] показали, что в вихревых цилиндрических камерах с малой относительной площадью входных сопел ( $R_{вх} \approx 1\%$ ) и хордальностью подвода ( $0,1 \leq \bar{d} \leq \frac{d_в}{d_{кв}} \leq 0,4$ ) уровень вращательных скоростей в их центральной части значительно выше, чем на периферии. Как показали опыты, при относительном диаметре выходной диафрагмы  $\bar{d} \geq 0,4$  уровень вращательных скоростей в объеме камеры существенно уменьшается, а при  $\bar{d} \leq 0,1$  резко возрастает коэффициент гидравлического сопротивления, в основном за счет увеличения сопротивления выхода. Оптимальные значения коэффициента гидравлического сопротивления и крутки потока при изменении от 0,1 до 0,4 приходится на диапазон изменения  $0,1 < \bar{d} < 0,3$ . В связи с этим основные исследования проводились на изотермической модели вихревой сушильной камеры с хордальным подводом воздуха диаметром 0,4 м, высотой 1,02 м и относительным диаметром газотводящего патрубка 0,2 (рис. 1).



Р и с. 1. модель вихревой камеры: 1 - воздухопровод; 2 - шибер; 3 - мерное сопло; 4 - воздухопровод; 5 - распыливающее устройство; 6 - входное сопло; 7 - датчик статического давления; 8 - камеры; 9 - коническая секция; 10 - газотводящее устройство

При этом были получены подробные экспериментальные данные по распределению осредненных (трех компонент вектора скорости, касательного напряжения трения на стенке и др) и пульсационных характеристик тече-

ния, а также зависимости коэффициента гидравлического сопротивления от конструктивных и режимных параметров. Измерение осредненных и пульсационных характеристик течения проводилось по методике, изложенной в работе [2].

На рис. 2 представлено распределение относительной интенсивности турбулентных пульсаций осевой и вращательной составляющих вектора скорости.  $\epsilon_x, \epsilon_\varphi$  принимают примерно постоянные значения на периферии камеры (10-25%) и резко возрастают в ее центральной части (до 60%). Осевая составляющая интенсивности турбулентных пульсаций скорости во всем объеме камеры по величине примерно на 10-40% больше, чем тангенциальная.

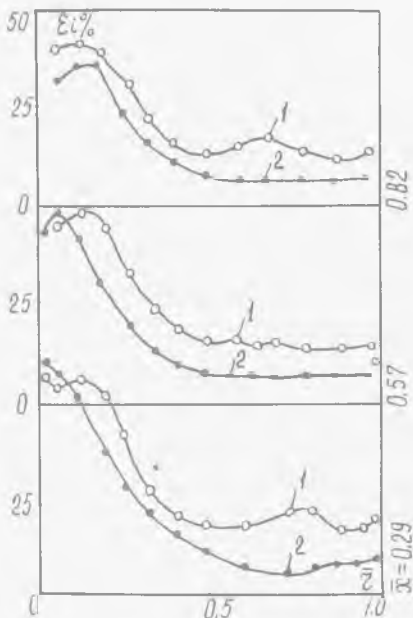
В центральной области всех сечений камеры значения  $\epsilon_x$  примерно в 2,5 раза, а  $\epsilon_\varphi$  - в 5 раз выше, чем в пристенной.

В зоне входных сопел ( $\bar{x} = 0,292$ ) в распределении интенсивностей турбулентных пульсаций  $\epsilon_x, \epsilon_\varphi$  и их среднеквадратичных значений наблюдается некоторое увеличение их значений в периферийной области течения.

Анализируя данные турбулентной структуры течения в вихревой камере, следует отметить, что при хордальном подводе теплоносителя уровень относительной интенсивности турбулентных пульсаций скорости значительно больше, чем в прямоточных камерах, и практически такой же, как в циклонных камерах с тангенциальным подводом газа.

Однако при хордальном подводе область повышенной интенсивности турбулентных пульсаций значительно шире, чем при тангенциальном подводе воздуха и малом относительном отверстии выходной диафрагмы. Естественно, что это способствует активизации процессов теплообмена в объеме камеры при хордальном подводе теплоносителя.

При хордальном вводе теплоносителя величина касательного напряжения трения на стенке вихревой камеры с относительной суммарной пло-

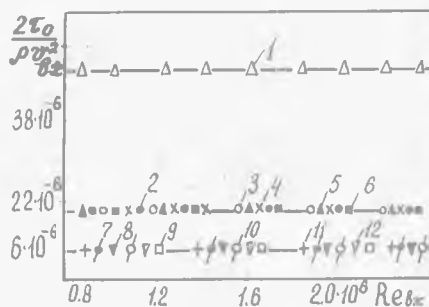


Р и с. 2. Распределение интенсивности турбулентных пульсаций компонент вектора скорости в модели вихревой камеры: 1 -  $\epsilon_x$ ; 2 -  $\epsilon_\varphi$ ;  
 $\alpha = 0,4$ ;  $\beta = 0,2$ ;  $F_{0x} = 0,83\%$ ;  
 $Re_{0x} = 9,7 \times 10^5$

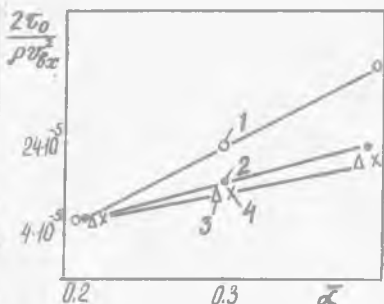
щадь входных сопел  $\bar{F}_{вх} \approx 1\%$  в 6-8 раз меньше, чем в камерах с  $\bar{F}_{вх} \geq 3\%$ .

Уменьшение уровня вращательных скоростей в пристенной области камеры способствует снижению величины касательного напряжения трения. Относительная величина касательного напряжения в камерах с хордальной подачей теплоносителя в несколько раз меньше, чем при тангенциальной подаче [3].

Для вихревых камер с хордальным подводом воздуха и малой относительной площадью входных сопел, так же как и для камер с тангенциальным подводом, касательное напряжение трения, отнесенное к динамическому напору на входе в камеру, не зависит от критерия Рейнольдса (рис. 3) в исследованном интервале его изменения.



Р и с. 3. Распределение относительной величины касательного напряжения трения на стенке по высоте вихревой камеры: 1, 2, 3, 4 -  $\alpha = 0,4$ ; 5, 6, 7, 8 -  $\alpha = 0,3$ ; 9, 10, 11, 12 -  $\alpha = 0,2$ ; 1, 5, 9 -  $\bar{x} = 0,292$ ; 2, 6, 10 -  $\bar{x} = 0,41$ ; 3, 7, 11 -  $\bar{x} = 0,57$ ; 4, 8, 12 -  $\bar{x} = 0,71$  ( $\bar{\alpha} = 0,2$ )



Р и с. 4. Зависимость безразмерного касательного напряжения трения на стенке: 1, 2, 3, 4 -  $\bar{x} = 0,292$ ; 0,41; 0,57; 0,71 ( $Re_{вх} = 1,9 \times 10^6$ ;  $\bar{\alpha} = 0,2$ ;  $\bar{F}_{вх} = 0,83\%$ )

С уменьшением параметра хордальной подачи газа величина касательного напряжения трения на стенке существенно снижается (рис. 4). В сечениях вихревой камеры, расположенных вблизи входных сопел, для подачи теплоносителя величина трения на стенке достигает наибольших значений и монотонно уменьшается по мере удаления потока от входных сопел.

Экспериментальные данные по распределению касательного напряжения трения на стенке вихревых камер в исследованном интервале изменения конструктивных и режимных параметров обобщены эмпирическими зависимостями:

$$\bar{\tau}_0 = 3,9 \cdot 10^{-5} \rho v_{вх}^2 \bar{\alpha}^{0,14} \bar{x}^{(0,5-5\bar{x})};$$

$$\bar{\tau}_0 = 1,26 \bar{\alpha}^{2,7} \rho_{сг}^{(2,08-2,75\bar{x})}$$

Снижение уровня вращательных и пульсационных скоростей, величины касательного напряжения трения на стенках исследованных вихревых камер способствует значительному уменьшению абразивного износа стенок потерь тепла в окружающую среду.

На основе гидродинамической теории теплообмена предложена эмпирическая формула для расчета конвективной составляющей коэффициента теплоотдачи в следующем виде:

$$\alpha_k = 2,76 \cdot 10^{-4} \frac{\lambda}{\nu} \sqrt{g \cdot V_{8x}^2 \cdot \bar{\alpha}^{2,14} \cdot \bar{\alpha}^{(0,5-5\bar{\alpha})}}$$

Экспериментальные данные по гидравлическому сопротивлению обобщаются зависимостью

$$\xi_{8x} = 13,3 \left( \frac{P_{8x}}{F_{8x} v} \right)^{1,15} \bar{\alpha}^{1,05}$$

где параметр хордальности  $\bar{\alpha}$  изменяется в пределах от 0,2 до 0,4.

Следует отметить, что коэффициент гидравлического сопротивления исследованной модели вихревой камеры в 4-6 раз меньше, чем в камерах с тангенциальным подводом воздуха (рис. 5).

Из анализа полученных экспериментальных данных следует, что в исследованной модели вихревой камеры создаются благоприятные условия для интенсификации процесса сушки термически неустойчивых материалов при пониженных энергетических затратах.

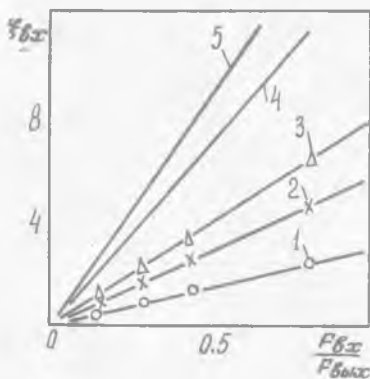
### Л и т е р а т у р а

1. Устименко Б.П., Бухман М.А., Абрамович Н.Г., Арещенко В.И. Аэродинамика вихревых сушильных камер. - В сб.: Вихревой эффект и его промышленное применение. - Куйбышев: КуАИ, 1981, с. 355-359.

2. Абрамович Н.Г., Бухман М.А., Устименко Б.П. Исследование влияния условий входа на структуру течения и сопротивление циклонных камер. - В сб.: Проблемы теплотехники и прикладной теплофизики. - Алма-Ата: Наука, 1976, вып. II, с. 27-31.

3. Бухман М.А., Устименко Б.П. К расчету конвективного теплообмена в циклонной камере. - В сб.: Проблемы теплотехники и прикладной теплофизики. - Алма-Ата: Наука, 1971, вып. 7, с. 213-219.

4. Михайленко А.А., Коосмодемьянский Ю.В. Аэродинамика и оптимизация вихревых камер распылительных сушилок. - Промышленная энергетика, 1977, № 8, с. 34-38.



Р и с. 5. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления вихревых и циклонных камер: 1 -  $\bar{\alpha} = 0,1$ ; 2 -  $\bar{\alpha} = 0,4$ ; 3, 4, 5 - по данным [4, 5]

5. Резняков А.Б., Устименко Б.П., Бышенский В.В., Курмангалиев М.Р., Теплотехнические основы циклонных, топочных и технологических процессов. Алма-Ата: Наука, 1974, с. 374.

УДК 536.46-662.61

Ю.А.Спиридонов, Ф.З.Тинчурин, Ю.Я.Галицкий  
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТЕПЕНИ ЗАКРУТКИ ПОТОКА  
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ  
СИСТЕМЫ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУЙ

Цель данной работы - исследование характеристик качества смесеобразования системы поперечных струй в закрученном сносящем потоке. В работе используется метод расчета, предложенный в [3, 6]. Задача решается в следующих допущениях:

качество смешения системы поперечных струй в закрученном потоке определяется глубиной проникновения струй по радиусу, т.е. аналогично хордовой подаче струй;

ограничение по глубине проникновения наступает при пересечении проекций осей струй в плоскости, нормальной и аксиальной составляющей вектора скорости потока, т.е. аналогично осевому потоку [2];

дополнительные ограничения по эффекту Коанда, обусловленные изменением положения оси струи относительно стенки по длине канала вследствие закрутки потока, отсутствуют;

изменение абсолютного значения тангенциальной составляющей скорости потока в проекции на ось  $\tau$  (рис. 1) по радиусу и углу отсутствует

Изложенные допущения устанавливают универсальность характеристик смесеобразования в сходственных сечениях основного участка вторичной зоны [2], что позволяет использовать ранее установленные закономерности смешения системы поперечных струй в осевом потоке для расчета характеристик при закрутке. Для этого следует установить зависимость между глубинами проникновения струй по радиусу  $\bar{h}_r$  и в плоскости траектории оси  $\bar{h}_s$  при  $\gamma = \text{var}$  и  $d = \text{var}$ . Здесь  $\bar{h} = 2h/d_k$ ,  $\gamma = \arctg V_{\tau}/V_{\xi}$ ,

$$\bar{V}_{\xi} = \sqrt{\frac{1}{\rho} \int_0^R \rho V_{\xi}^2 dF} / \Pi$$

при рассмотрении данных, приведенных на рис. 1 и в [2, 6] следует, что

$$\bar{c}\bar{d} = \bar{a}\bar{f} \sin \gamma = \frac{A_h^2}{A_s^{2.54}} \bar{d}^{0.455} h_s^{0.545} \sin \gamma = K \bar{h}_s^{0.545}$$

Здесь

$$K = \frac{A_h^2}{A_s^{2.54}} \bar{d}^{0.455} \sin \gamma, \quad \bar{d} = \frac{d_3}{r_k}, \quad d_3 = d_0 \sqrt{\mu}$$