

УДК 533.601

С.В. Карнов, А.А. Загоскин

К МЕТОДИКЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ЦИКЛОННЫХ УСТРОЙСТВ С ВНЕШНЕЙ РЕЦИРКУЛЯЦИЕЙ ГАЗОВ

Авторами [9] было предложено использовать новый принцип организации внешней рециркуляции газов в циклонных устройствах (топках, печах и др.), при котором транспортировка теплоносителя с боковой поверхности циклонной камеры, где температура его наиболее высокая, в приосевую область осуществляется за счет перепада давления между пристенной и приосевой зонами циклонного потока. Статья посвящена сравнению различных подходов к аналитическому описанию распределения тангенциальной скорости по радиусу в подобных устройствах.

Аэродинамика, циклонная камера, внешняя рециркуляция.

The authors suggest the new principle of the external gas recirculation in cyclone devices. According to this principle, the heat carrier can be moved from the walls of the device to the axis due to the radial pressure gradient. The paper considers analytical investigation of the aerodynamics of cyclone devices with external gas recirculation.

Aerodynamics, cyclone chamber, external gas recirculation.

Обозначения:

w_ϕ , w_r , w_z — тангенциальная, радиальная и осевая компоненты полной скорости;

r , ϕ , z — цилиндрические координаты;

R_k , r_a , $r_{\phi m}$, $r_{\text{вых}}$ — радиусы: циклонного устройства, ядра потока, положения максимума тангенциальной скорости, выходного отверстия;

$w_{\phi, \text{вых}}$, $w_{\phi a}$ — тангенциальная скорость на радиусах $r_{\text{вых}}$ и r_a ;

$f_{\text{вх}}$, $f_{\text{вых}}$ — площади входа и выхода потока из циклонной камеры;

ν , ν_t — молекулярная и турбулентная вязкости;

$Q_{\text{вх}}$, $Q_{\text{рец}}$ — объемные расходы газа через циклонную камеру и рециркуляционный канал;

$k_c = Q_{\text{рец}} / Q_{\text{вх}}$ — коэффициент саморециркуляции.

Введение. Постановка задачи

Закрученный высокотурбулентный поток газов широко используется в технических устройствах энергетической, машиностроительной и металлургической промышленности благодаря увеличению доли конвективного теплообмена, выравниванию температуры поверхности заготовок, стабилизации процессов горения, увеличению полноты выгорания топлива и др. Применение циклонных нагревательных устройств позволяет увеличить скорость нагрева металла и уменьшить требуемый для этого температурный напор.

Простейшее циклонное устройство (рис. 1) состоит из цилиндрической камеры 1 и одного или двух тангенциально расположенных вводов 5, отвод газов обычно осуществляется через отверстие 6 в одном из его торцов. Благодаря взаимодействию входящей струи газа с боковой стенкой образуется закрученный поток.

Тангенциальная компонента скорости течения газов в пределах ядра закрученного потока является наибольшей, и поэтому ее следует считать основной. Из уравнения радиального равновесия потока можно сделать вывод [8], [10], что необходимым условием существования кругового течения в циклоне является равенство центробежной силы и радиального градиента давления, имеющего направление от оси к боковой стенке камеры. В циклонных устройствах статическое давление на стенке камеры может быть по величине соизмеримо со статическим давлением во входных каналах, в то время как на оси камеры наблюдается отрицательное избыточное статическое давление.

Если в конструкции циклонного устройства предусмотреть канал 3, соединяющий боковую стенку и приосевую зону, перепускным клапаном 4 можно изменять перепад давления в циклоне, создавать внешний переток, газов из периферийной в приосевую зону ядра течения и, тем самым, регулировать его аэродинамику без изменения основных конструктивных параметров рабочего объема.

Экспериментальное исследование аэродинамики циклонных устройств с

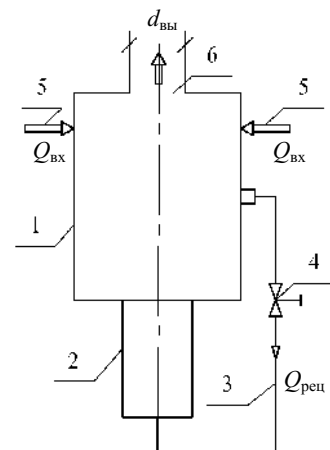


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

внешней саморециркуляцией газов выполнено на металлической модели диаметром $D_k = 201$ мм, основные геометрические характеристики которой приведены в работе [9]. Для определения коэффициента саморециркуляции k_c модель была дополнена камерой смещения 2, в мерном сечении которой определялся расход $Q_{\text{реп}}$. В экспериментах k_c изменялся в диапазоне 0...0,6.

Аналитическое решение

Основой аэродинамического расчета циклонных устройств является нахождение распределения тангенциальной скорости по радиусу, так как именно оно определяет важнейшие аэродинамические характеристики устройства [8]: величину крутки потока, максимальную тангенциальную скорость $w_{\phi m}$, радиус $r_{\phi m}$ распределения статического и полного давления по радиусу, коэффициенты аэродинамического сопротивления, аэродинамической эффективности и др.

Аналитическое решение задачи о распределении тангенциальной скорости по радиусу закрученного ядра потока в циклонном устройстве выполним при следующих допущениях:

1) ядро потока осесимметричное, стационарное, величины давления, тангенциальной и радиальной скоростей не меняются по высоте ядра. Таким образом: $\partial w_{\phi} / \partial t = 0$, $\partial w_{\phi} / \partial \varphi = 0$, $\partial w_{\phi} / \partial z = 0$, $\partial w_r / \partial \varphi = 0$, $\partial p / \partial \varphi = 0$. Справедливость этих допущений подтверждается многочисленными экспериментальными данными [8] для устройств с диаметрами выходного отверстия $\bar{d}_{\text{вых}} = d_{\text{вых}} / D_k = 0,2...0,4$ и $\bar{f}_{\text{вх}} = 4f_{\text{вх}} / \pi D_k^2 \geq 0,04$;

2) течение изотермическое, газ несжимаемый;

3) гипотеза Буссинеска адекватно описывает турбулентные свойства потока, что позволяет заменить Рейнольдсовы напряжения турбулентной вязкостью, значительно превосходящей молекулярную;

4) турбулентная вязкость не меняется по радиусу ядра.

Использование такого допущения, например, в [4], [5], значительно упрощает поставленную задачу и не приводит к большим отклонениям расчетного профиля скорости w_{ϕ} от экспериментального. В дальнейшем при расчетах будет использоваться осредненное по радиусу значение турбулентной вязкости.

Запишем уравнения движения для тангенциальной компоненты полной скорости и сплошности потока в цилиндрических координатах с учетом принятых допущений:

$$w_r \frac{dw_{\phi}}{dr} + \frac{w_{\phi} w_r}{r} = \nu_t \left(\frac{d^2 w_{\phi}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dw_{\phi}}{dr} - \frac{w_{\phi}}{r^2} \right); \quad (1)$$

$$\frac{\partial(rw_r)}{\partial r} + r \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Для решения уравнения (1) необходимо предварительно задать распределение w_r по радиусу. Наиболее целесообразны следующие пути решения:

1. Предположить, что w_z во внутренней зоне ядра ($0 < r < r_{\text{вых}}$) возрастает линейно по высоте от глухого торца к диафрагмированному, а во внешней зоне ($r_{\text{вых}} < r < r_{\text{я}}$) она равна нулю. Следуя данному предположению, из уравнения сплошности (2) можно найти распределение w_r по радиусу и решить уравнение (1) раздельно для внешней и внутренней зон ядра потока.

2. Принять, что течение в ядре носит спиралевидный характер с постоянным углом закручивания α ; в таком случае можно записать: $w_r = a w_{\phi}$, где $a = \text{ctg } \alpha = w_r / w_{\phi} = \text{const}$.

Решение системы уравнений (1, 2) первым способом основано на подходах, изложенных в работах [4], [5]. Перепишем уравнение (1) через $w_{\phi} r$, приведем к безразмерному виду, используя выражения $\bar{w}_{\phi} = w_{\phi} / w_{\phi \text{ вых}}$, $\psi = r / r_{\text{вых}}$, и введем в рассмотрение безразмерный комплекс – радиальное турбулентное число Рейнольдса $\text{Re}_r = w_{r \text{ я}} r_{\text{я}} / \nu_t$. В результате получим следующие выражения для внутренней и внешней зон ядра потока:

$$\frac{d(\bar{w}_{\phi} \psi)}{d\psi} = \frac{1}{\text{Re}_r \cdot \psi^2} \cdot \left(\psi \frac{d^2(\bar{w}_{\phi} \psi)}{d\psi^2} - \frac{d(\bar{w}_{\phi} \psi)}{d\psi} \right) \quad \text{при } r \leq r_{\text{вых}}; \quad (3)$$

$$\frac{d(\bar{w}_{\phi} \psi)}{d\psi} = \frac{1}{\text{Re}_r} \cdot \left(\psi \frac{d^2(\bar{w}_{\phi} \psi)}{d\psi^2} - \frac{d(\bar{w}_{\phi} \psi)}{d\psi} \right) \quad \text{при } r_{\text{вых}} \leq r \leq r_{\text{я}}. \quad (4)$$

Дифференциальные уравнения (3) и (4) решаются простой заменой переменных.

Опуская промежуточные преобразования, запишем:

$$\bar{w}_{\phi} = \frac{1}{\psi} \left(\frac{C_1}{\text{Re}_r} \cdot \exp\left(\frac{\text{Re}_r \cdot \psi^2}{2}\right) + C_2 \right) \quad \text{при } r \leq r_{\text{вых}}; \quad (5)$$

$$\bar{w}_{\phi} = \frac{1}{\psi} \left(\frac{C_3 \cdot \psi^{\text{Re}_r + 2}}{\text{Re}_r + 2} + C_4 \right) \quad \text{при } r_{\text{вых}} \leq r \leq r_{\text{я}}. \quad (6)$$

Постоянные интегрирования $C_1...C_4$ можно найти из граничных условий: при $r = 0$ $\bar{w}_{\phi} = 0$, при $r = r_{\text{вых}}$ $\bar{w}_{\phi} = 1$ и из условия непрерывности функции $d(\bar{w}_{\phi} \psi) / d\psi$ в области $r = r_{\text{вых}}$ получим:

$$C_1 = \frac{\text{Re}_r}{\exp(\text{Re}_r / 2) - 1}, \quad C_2 = -\frac{1}{\exp(\text{Re}_r / 2) - 1},$$

$$C_3 = \frac{\text{Re}_r \cdot \exp(\text{Re}_r / 2)}{\exp(\text{Re}_r / 2) - 1},$$

$$C_4 = 1 - \frac{\text{Re}_r \cdot \exp(\text{Re}_r / 2)}{(\exp(\text{Re}_r / 2) - 1)(\text{Re}_r + 2)}.$$

При использовании фиксированного значения циркуляции тангенциальной скорости $\Gamma_0 = \bar{w}_\varphi \Psi_\gamma$ на границе ядра потока постоянные интегрирования будут иметь следующий вид:

$$C_1 = \bar{\Gamma}_0 \left(\frac{\exp(\text{Re}_r/2) - 1}{\text{Re}_r} + \frac{\exp(\text{Re}_r/2)(\psi_\gamma^{\text{Re}_r+2} - 1)}{\text{Re}_r + 2} \right)^{-1}, \quad (7)$$

$$C_2 = -\frac{C_1}{\text{Re}_r}, \quad C_3 = C_1 \cdot \exp(\text{Re}_r/2),$$

$$C_4 = \bar{\Gamma}_0 - \frac{C_1 \cdot \exp(\text{Re}_r/2) \cdot \psi_\gamma^{\text{Re}_r+2}}{\text{Re}_r + 2}. \quad (8)$$

При использовании констант $C_1 \dots C_4$ в виде (7) – (8) в качестве скоростного масштаба можно выбрать среднюю скорость газа во входных каналах $v_{\text{вх}}$, что более удобно для практических расчетов.

На рис. 2а приведено радиальное распределение тангенциальной скорости, полученное по выражениям (5), (6) при различных значениях Re_r и фиксированном значении Γ_0 на границе ядра. Из анализа профилей w_φ видно, что в зависимости от Re_r положение максимума может находиться как во внутренней (при $|\text{Re}_r| > 2,513$), так и во внешней (при $|\text{Re}_r| < 2,513$) зонах ядра потока. Для связи величины $r_{\text{фм}}$ с Re_r можно использовать следующую формулу, являющуюся аппроксимацией экстремума функций (5), (6):

$$\frac{r_{\text{фм}}}{r_{\text{вых}}} = \left(\frac{1.513}{|\text{Re}_r| - 1} \right)^{0.38}. \quad (9)$$

Решение уравнения (1) возможно при предположении о постоянстве угла закрутки [6]. Используя условие на границе ядра течения $w_{r\gamma}/w_{\varphi\gamma} = w_r/w_\varphi = \text{const}$, уравнение (1) преобразуем к виду:

$$\frac{d(w_\varphi r)}{dr} = \frac{v_t}{w_{r\gamma} r_\gamma} \frac{1}{w_\varphi / w_{\varphi\gamma} \cdot r / r_\gamma} \left(r \frac{d^2(w_\varphi r)}{dr^2} - \frac{d(w_\varphi r)}{dr} \right). \quad (10)$$

Выделив в правой части $\text{Re}_r = w_{r\gamma} r_\gamma / v_t$ и, используя переменные $\bar{w}_\varphi = w_\varphi / w_{\varphi\gamma}$, $\xi = r / r_\gamma$, представим уравнение (10) в безразмерном виде:

$$\frac{d(\bar{w}_\varphi \xi)}{d\xi} = \frac{1}{\text{Re}_r \bar{w}_\varphi \xi} \left(\xi \frac{d^2(\bar{w}_\varphi \xi)}{d\xi^2} - \frac{d(\bar{w}_\varphi \xi)}{d\xi} \right). \quad (11)$$

Решение дифференциального уравнения (11) выглядит следующим образом:

$$\bar{w}_\varphi \xi = \frac{1}{\text{Re}_r} (2C_1 \text{Re}_r^2 + 4)^{\frac{1}{2}} \times$$

$$\times \text{th} \left(\frac{1}{2} \left((2C_1 \text{Re}_r^2 + 4)^{\frac{1}{2}} C_2 - (2C_1 \text{Re}_r^2 + 4)^{\frac{1}{2}} \ln(\xi) \right) \right) - 2, \quad (12)$$

где C_1 и C_2 – постоянные интегрирования.

Выполним замену $(2C_1 \text{Re}_r^2 + 4)^{1/2} = \gamma$ и упростим уравнение (12), используя (13):

$$\text{th} \left(\frac{1}{2} (\gamma C_2 - \gamma \ln(\xi)) \right) = \frac{e^{\gamma C_2 - \gamma \ln(\xi)} - 1}{e^{\gamma C_2 - \gamma \ln(\xi)} + 1} =$$

$$= \frac{e^{\gamma C_2} \xi^{-\gamma} + 1 - 2}{e^{\gamma C_2} \xi^{-\gamma} + 1} = 1 - \frac{2}{(C_2 / \xi)^\gamma + 1}; \quad (13)$$

$$\left(\frac{C_2}{\xi} \right)^\gamma = \frac{\gamma + 2 + \text{Re}_r \bar{w}_\varphi \xi}{\gamma - 2 - \text{Re}_r \bar{w}_\varphi \xi}. \quad (14)$$

Из граничных условий задачи найдем постоянные интегрирования C_1 и C_2 : 1) при $\xi = 0$ и $\bar{w}_\varphi = 0$ $\gamma = 2$; 2) при $\xi = 1$ и $\bar{w}_\varphi = 1$ $C_2^2 = -(4 + \text{Re}_r) / \text{Re}_r$. После подстановки C_1 и C_2 в уравнение (14) получим:

$$\bar{w}_\varphi = \frac{4\xi}{\text{Re}_r (1 - \xi^2) + 4}. \quad (15)$$

На рис. 2б показано радиальное распределение тангенциальной скорости, рассчитанное по формуле (15) при различных значениях Re_r .

Найдем положение и величину максимума тангенциальной скорости, определив экстремум функции (15), т.е. $(d \bar{w}_\varphi) / d\xi = 0$:

$$\frac{r_{\text{фм}}}{r_\gamma} = \sqrt{-\frac{4}{\text{Re}_r} - 1}; \quad \frac{w_{\text{фм}}}{w_{\varphi\gamma}} = \frac{2\sqrt{-4/\text{Re}_r - 1}}{\text{Re}_r + 4}. \quad (16)$$

Используя выражения (16), перейдем к безразмерным координатам $\bar{w} = w_\varphi / w_{\text{фм}}$, $\eta = r / r_{\text{фм}}$:

$$\frac{-2\sqrt{-4/\text{Re}_r - 1}}{\text{Re}_r + 4} = \frac{4\eta\sqrt{-4/\text{Re}_r - 1}}{\text{Re}_r (1 - \eta^2 (-4/\text{Re}_r - 1)) + 4} =$$

$$= \frac{4\eta\sqrt{-4/\text{Re}_r - 1}}{(\eta^2 + 1)(\text{Re}_r + 4)}. \quad (17)$$

Формула (17) после сокращений преобразуется к виду известной аппроксимации $\bar{w}$ Вулиса-Устименко [3] (такая же зависимость получена экспериментально при изучении вращательного движения в вихревых воронках [1]) и становится независимой от Re_r :

$$\bar{w} = \frac{2\eta}{\eta^2 + 1}. \quad (18)$$

Выражения для безразмерного радиуса η_γ и числа Re_r (16) можно представить в виде:

$$\eta_\gamma = \frac{r_\gamma}{r_{\text{фм}}} = \sqrt{-\frac{\text{Re}_r}{4 + \text{Re}_r}}; \quad \text{Re}_r = \frac{-4\eta_\gamma^2}{\eta_\gamma^2 + 1}. \quad (19)$$

Зависимость (18) представим в обобщенном виде [11]

$$\bar{w} = \left(\frac{2\eta}{\eta^2 + 1} \right)^n, \quad (20)$$

где n – показатель степени, определяемый условиями генерации закрутки; при использовании условия достижения максимума циркуляции $\Gamma = \bar{w} \cdot \eta$ на границе ядра $n = \frac{\eta^2 + 1}{\eta^2 - 1} = -\frac{2}{Re_r + 2}$.

Как видно из рис. 2, в обоих случаях с уменьшением Re_r максимум w_ϕ смещается к периферии, а общий уровень w_ϕ снижается. В предельном случае при $Re_r = 0$ отсутствует квазипотенциальное течение, и весь объем газа вращается как квазитвердое тело. Существование данного режима подтверждается результатами численного моделирования циклонного течения [7] при $k_c = 1$, а также экспериментальными данными [2]. Из рисунка видно, что при одинаковом

значении Re_r из-за различия в допущениях, сделанных при анализе системы уравнений Навье-Стокса, метод, основанный на постоянном угле закрутке, дает меньший уровень вращательных скоростей, что необходимо учитывать при дальнейшем построении методики аэродинамического расчета рассматриваемых устройств.

Сравнение с экспериментальными данными

Использование радиального турбулентного числа Рейнольдса удобно для анализа аэродинамики циклонных рециркуляционных устройств с отбором газа с их боковой поверхности, так как: 1) исходя из уравнений (9), (19) и эмпирических зависимостей для r_γ и $r_{\phi m}$, приведенных в работе [8], оно должно определяться соотношением площадей входа $f_{вх}$ и выхода $f_{вых}$ потока; 2) величина радиального расхода $w_{r\gamma} r_\gamma$ изменяется обратно пропорционально k_c ; 3) изменение величины v_i также можно представить в виде функции k_c ; 4) при $k_c = 1$ значение $Re_r = 0$.

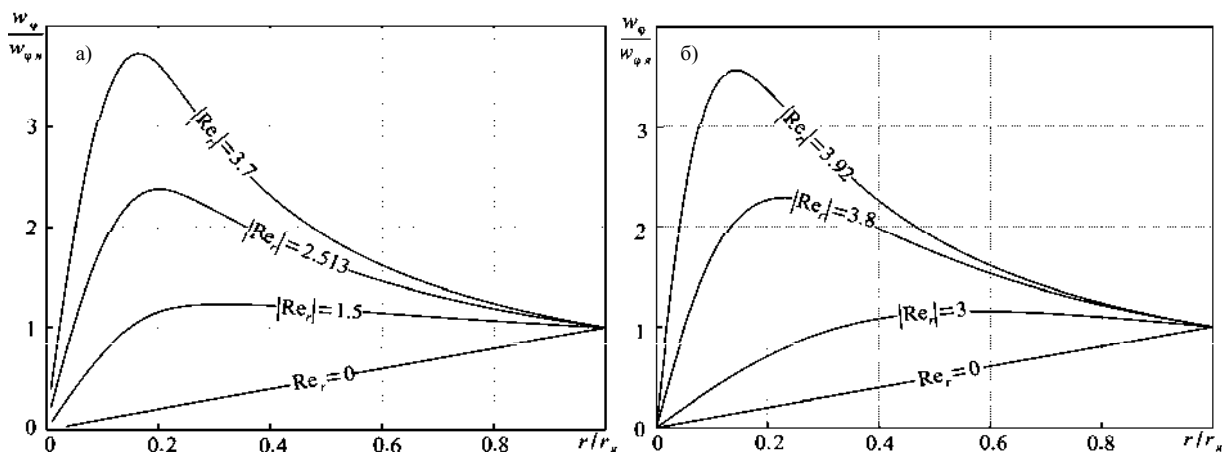


Рис. 2. Распределение безразмерной тангенциальной скорости по радиусу циклонной камеры при различных $|Re_r|$ и методах расчета: а) по (5, 6) ($d_{\text{вых}} = 0,2$); б) по (15)

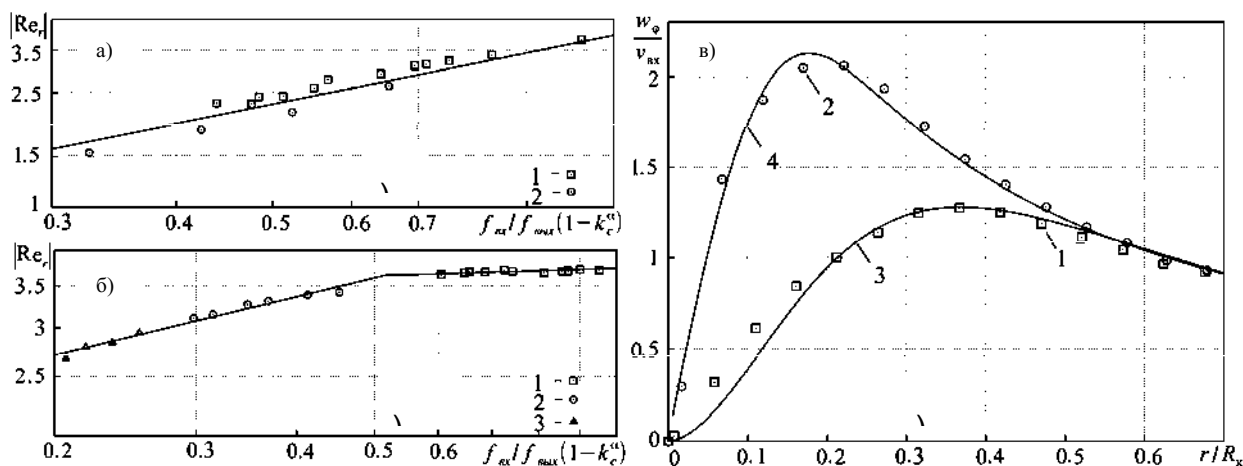


Рис. 3. Изменение $|Re_r|$ в зависимости от k_c : а) расчет по формулам (5), (6): 1 – $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,2$; 2 – $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,25$; б) расчет по формуле (19): 1 – $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,2$; 2 – $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,3$; 3 – $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,4$; в) сопоставление расчетных и экспериментальных профилей $\bar{w}_\phi = w_\phi / v_{\text{вх}}$; эксперимент: 1 – $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,3$, $k_c = 0,47$; 2 – $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,2$, $k_c = 0,26$; расчет: 3 – по (20); 4 – по (5), (6)

Расчет числа Re_r для метода, основанного на постоянном угле закрутки, выполнялся по формуле (19) с привлечением экспериментальных значений r_a и $r_{от}$, а для метода, основанного на гипотезе о линейном возрастании осевой скорости по высоте камеры, – исходя из наименьшего расхождения расчетного и экспериментального профилей w_ϕ . Значения Re_r для каждого случая показаны на рис. 3а, 3б и обобщены выражениями вида

$$|Re_r| = A \left(\frac{f_{вх}}{f_{вых}} (1 - k_c^\alpha) \right)^\beta. \quad (21)$$

В формуле (21) A , α , β – опытные константы: при использовании метода с постоянным углом закрутки и $f_{вх}/f_{вых} < 0,52$ $A=4,5$, $\alpha=1,6$, $\beta=0,31$; при $f_{вх}/f_{вых} > 0,52$ $A=3,7$, $\alpha=1,6$, $\beta=0,04$; при использовании второго метода $A=3,7$, $\alpha=0,7$, $\beta=1$. Расчетные кривые показаны на рис. 3а, б линиями, экспериментальные данные – точками.

В таблице приведены среднеквадратичные отклонения расчетных по (формулам 5, 6, 20) и экспериментальных профилей w_ϕ . Как видно из представленных данных, расчет по (5), (6) дает меньшее отклонение при $\bar{d}_{вых} < 0,3$, а расчет по (20) – при $\bar{d}_{вых} > 0,3$. Средневзвешенные значения отклонений составили по первой методике 0,053, по второй – 0,057.

Таблица

Среднеквадратичные отклонения расчетных и экспериментальных значений w_ϕ

$\bar{d}_{вых}$	k_c	Среднеквадратичное отклонение	
		Расчет по формулам (5), (6)	Расчет по формуле (20)
0,2	0,26	0,021	0,034
0,2	0,30	0,020	0,041
0,2	0,57	0,028	0,072
0,3	0,22	0,097	0,083
0,3	0,35	0,075	0,063
0,3	0,51	0,040	0,058
0,4	0,20	0,070	0,033
0,4	0,35	0,068	0,062
0,4	0,41	0,059	0,064

На рис. 3в в качестве примера показано сопоставление расчетных и опытных радиальных распределений w_ϕ в объеме циклонной рециркуляционной камеры при $\bar{d}_{вых}=0,2$, $k_c=0,26$ и $\bar{d}_{вых}=0,3$, $k_c=0,47$. Как видно, результаты эксперимента в целом хорошо согласуются с расчетными кривыми.

Выводы:

1. Выполнено сравнение различных подходов к аналитическому расчету профиля тангенциальной скорости. Получены теоретические зависимости вида $w_\phi=f(r, Re_r)$ для двух методов расчета и определены целесообразные для их применения диапазоны варьирования основных геометрических характеристик циклонной камеры.

2. Предложена методика расчета радиального распределения тангенциальной скорости в циклонном устройстве с боковым отбором газа на рециркуляцию, основанная на использовании радиального турбулентного числа Рейнольдса. Представлены уравнения для расчета Re_r при различных значениях соотношения $f_{вх}/f_{вых}$ и коэффициента k_c .

Литература

1. Альтишуль, А.Г. Обобщенная формула распределения окружных скоростей в вихревых воронках / А.Г. Альтишуль, М.Ш. Марголин // Инж.-физ. журн. – 1970. – Т. 18. – № 4. – С. 731 – 733.
2. Брук, Ю.Г. Исследование движения газов и конвективного теплообмена в вертикальных рециркуляционных печах / Ю.Г. Брук, А.У. Пуговкин // Оптимизация металлургических процессов. – М., 1971. – Вып.5. – С. 351 – 355.
3. Вулис, Л.А. Об аэродинамике циклонной топочной камеры / Л.А. Вулис, Б.П. Устименко // Теплоэнергетика. – 1954. – № 9. – С. 3 – 10.
4. Гольдштик, М.А. Вихревые потоки / М.А. Гольдштик. – Новосибирск, 1981.
5. Гольдштик, М.А. К теории эффекта Ранка (закрученный поток газа в вихревой камере) / М.А. Гольдштик // Известия АН СССР. Отд. техн. наук. Механика и машиностроение. – 1963. – № 1. – С. 132 – 137.
6. Гришанин, К.В. Динамика донного течения в стационарном водовороте // Сборник трудов Ленинградского института водного транспорта / К.В. Гришанин. – 1964. – Вып. 61. – С. 36 – 43.
7. Загоскин, А.А. О физическом и математическом моделировании аэродинамики циклонных устройств с внешней саморециркуляцией газов / А.А. Загоскин, С.В. Карпов, Э.Н. Сабуров // Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках: Труды XIX Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева (20–24 мая 2013 г., г. Орехово-Зуево). – М., 2013. – С. 102 – 105.
8. Карпов, С.В. Высокоэффективные циклонные устройства для очистки и теплового использования газовых выбросов / С.В. Карпов, Э.Н. Сабуров. – Архангельск, 2002.
9. Карпов, С.В. К вопросу о физическом моделировании внешней саморециркуляции газов в циклонных устройствах / С.В. Карпов, Э.Н. Сабуров, А.А. Загоскин // Сб. трудов VII Международной науч.-техн. конференции «Автоматизация и энергосбережение». – Вологда, 13–15 марта 2012 г. – С. 174 – 177.
10. Сабуров, Э.Н. Теория и практика циклонных сепараторов, топок и печей / под ред. Э.Н. Сабурова / Э.Н. Сабуров, С.В. Карпов. – Архангельск, 2000.
11. Штым, А.Н. К аэродинамике закрученного потока в циклонно-вихревых камерах / А.Н. Штым, П.М. Михайлов // Известия вузов. Энергетика. – 1965. – № 11. – С. 50 – 53.