

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ОБМЕН ОПЫТОМ

УДК 533.6

Э. Н. САБУРОВ, А. Н. ОРЕХОВ

Архангельский государственный технический университет

РАСЧЕТ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ЦИКЛОННЫХ КАМЕР БОЛЬШОЙ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ДЛИНЫ

Приведено полуэмпирическое решение задачи о движении газа в пристенном пограничном слое струйного потока на боковой поверхности рабочего объема циклонных камер большой относительной длины.

The semi-empirical problem solution of gas movement in the near wall boundary layer of flow on the side surface of working volume of cyclone chambers of major relative length has been given.

Результаты исследований [7], позволившие выявить особенности аэродинамики циклонных камер большой относительной длины, могут быть положены в основу построения схемы расчета их основных аэродинамических характеристик. В частности установлено, что в таких камерах периферийная зона течения является основной областью рабочего объема. Для большей части длины на границе пристенного пограничного слоя периферийной зоны течений выполняется условие $\partial v / \partial r = 0$ (v — полная скорость потока; r — текущий радиус). В большей степени это условие относится к варианту течения, при котором вблизи границы пристенного пограничного слоя можно считать v величиной, практически не зависящей от r (рис. 1), и в меньшей степени — с ярко выраженным максимумом v на его границе. (Интересно, что примерно в средних и примыкающих к ним сечениях камеры [7] условие $v = \text{const}$ может быть распространено практически до оси рабочего объема.) Скорость же потока на границе пристенного пограничного слоя зависит от продольной координаты и, как было установлено в опытах, в небольшой степени от относительной длины камеры.

Отмеченные особенности позволяют, схематизируя течение в периферийной зоне, представить его в виде своеобразного струйного потока на криволинейной поверхности с изменяющейся по направлению движения скоростью на внешней границе пристенного пограничного слоя

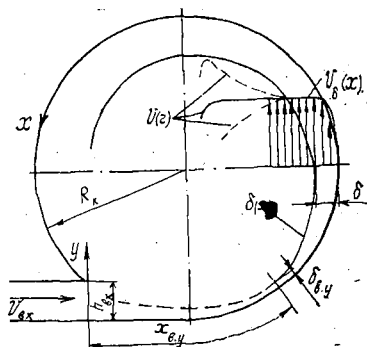


Рис. 1. Схема движения потока у боковой поверхности цилиндрической камеры большой относительной длины

(скоростью небольшого по радиальной протяженности участка квазипотенциального течения). Радиальная протяженность участка в общем случае переменна по длине камеры. Движение потока происходит по винтообразной траектории под влиянием продольного и поперечного градиентов давления. Вводимая в камеру струя газа взаимодействует одновременно с криволинейной стенкой и уже вращающимся потоком газов, а в некоторых случаях, и с другими вводимыми в рабочий объем струями. В части рабочего объема, который ограничен поперечными сечениями, расположенными примерно по кромкам шлицев, происходит сложный процесс смешения струйных течений. Поток здесь не симметричен относительно оси камеры. Входная струя, совершив примерно пол-оборота до кромки второго шлица, отклоняется от плоскости ввода и распространяется дальше по направлению к торцам камеры. Причем основная часть газа при разностороннем его вводе и выводе перетекает к выходному торцу, а при одностороннем — к глухому. Течение здесь становится осесимметричным и упорядоченным.

Таким образом, для рассматриваемого струйного течения можно выделить условно входной (не расчетный) и основной (расчетный) участки. На входном участке поток имеет сложную кинематическую структуру, однако длина его сравнительно невелика.

На рис. 1 показана принятая в работе схема движения струйного потока у боковой поверхности относительно длинной циклонной камеры. Координата x направлена вдоль поверхности камеры по траектории потока, y — нормально к ней. Начало координат совмещено со срезом шлица. Граница, разделяющая входной и основной участки, имеет координату $x_{в.у}$. Толщина пристенного пограничного слоя δ , соответствующая координате $x_{в.у}$, минимальна и равна $\delta_{в.у}$.

Следовательно, если ограничить рассмотрение задачи основным участком течения, охватывающим практически весь рабочий объем циклонной камеры, то для анализа можно использовать систему уравнений плоского турбулентного пограничного слоя несжимаемого газа на криволинейной поверхности с постоянным радиусом продольной кривизны R_w [9]:

$$\rho v_x \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(1 + \frac{y}{R_w} \right) v_x \right] = - \frac{\partial p}{\partial x} + \left(1 + \frac{y}{R_w} \right) \frac{\partial \tau}{\partial y} + \frac{2\tau}{R_w}; \quad (1)$$

$$\frac{\rho v_x^2}{R_w \left(1 + \frac{y}{R_w} \right)} = \frac{\partial p}{\partial y}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(1 + \frac{y}{R_w} \right) v_y \right] = 0, \quad (3)$$

где ρ — плотность потока;
 v_x, v_y — продольная (вдоль оси x) и поперечная (вдоль оси y) составляющие полной скорости потока;
 p — статическое давление;
 τ — напряжение трения.

Радиус R_w можно рассчитать по общеизвестной формуле кривизны винтовой линии. Для определения R_w вдоль поверхности движения струйного потока могут быть использованы результаты работы [7]. Следует отметить, что при решении системы уравнений (1)–(3) R_w можно считать величиной постоянной, независимой от x . В рассматриваемой задаче на основном участке камеры при относительной дли-

не рабочего объема $\bar{L}_k = 3,5$ ($\bar{L}_k = L_k/D_k$; $D_k = 2R_k$ — диаметр рабочего объема; R_k — радиус рабочего объема камеры) отношение R_w/R_k изменялось от 1,04 до 1,06, при $\bar{L}_k = 21,5$ и разностороннем вводе и выводе газов — от 1,04 до 1,19, одностороннем — от 1,04 до 1,09.

Ввиду относительной малости нормальной составляющей скорости потока можно при $v_x = v$ и $v_{x\delta} = v_\delta$ граничные условия записать в виде

$$y = 0; \quad v_x = v_y = v = 0; \quad \tau = \tau_w; \quad (4)$$

$$y = \delta; \quad v_x = v = v_\delta; \quad (\partial v / \partial y)_{y=\delta} = 0; \quad \tau = 0, \quad (5)$$

где τ_w — напряжение трения на боковой поверхности камеры;
 v_δ — скорость потока на границе пограничного слоя.

Для дальнейшего анализа задачи необходимо аппроксимировать профиль касательного напряжения трения в пограничном слое, т. е. найти функцию $\tau(y)$ или $\bar{\tau}(\eta)$ ($\bar{\tau} = \tau/\tau_w$, $\eta = y/\delta$ при соответствующих граничных условиях).

В первом приближении, вероятно, целесообразно использовать имеющиеся способы приближенного определения коэффициента $\tau(y)$. В работе [9] для плоского пограничного слоя на непроницаемой поверхности при градиентном течении и граничных условиях

$$\eta = 0; \quad \bar{\tau} = 1; \quad \frac{\partial}{\partial \eta}(\bar{\tau}) = \Phi; \quad (6)$$

$$\eta = 1; \quad \bar{\tau} = 0; \quad \frac{\partial}{\partial \eta}(\bar{\tau}) = 0 \quad (7)$$

получена полиномиальная аппроксимация $\tau(\eta)$ вида

$$\bar{\tau} = 1 - 3\eta^2 + 2\eta^3 + \Phi\eta(1 - \eta)^2, \quad (8)$$

где $\Phi = \frac{\delta}{\tau_w} \frac{\partial p}{\partial x}$.

Аппроксимация (8) использована в дальнейших расчетах.

В работе [13] показано, что на границе пристенного пограничного слоя на криволинейной поверхности существует сложная зависимость статического и скоростного давлений от значения и знака радиуса ее кривизны и координаты x . (Поэтому лишь для отдельных задач [5, 6] оказывается возможным использовать уравнение Бернулли.) Аналогичное явление наблюдается и в камерах большой относительной длины. В настоящей работе для вогнутой поверхности рабочего объема циклонных камер при $R_w = \text{const}$ установлено, что

$$k_r = \frac{p_\delta}{0,5\rho v_\delta^2} = k_0 \bar{x}^{-0,184}, \quad (9)$$

где k_r — геометрический параметр;
 p_δ — статическое давление на границе пограничного слоя;

$k_0 = 340 \bar{f}_{\text{вх}}^{1,64} \bar{d}_{\text{вых}}^{-0,96} \bar{L}_k^{-0,6}$ — геометрический комплекс;

$\bar{f}_{\text{вх}} = 4f_{\text{вх}}/\pi D_k^2$ — относительная площадь входа;

$\bar{d}_{\text{вых}} = d_{\text{вых}}/D_k$ — относительный диаметр выходного отверстия;

$\bar{x} = x/h_{\text{вх}}$ — безразмерная координата;

$h_{\text{вх}}$ — высота входных шлицев.

Преобразуем уравнение (1) с помощью (2) и (3), а также зависимости (9) к виду

$$\int_0^{\delta} \frac{\partial}{\partial x} \left(1 + \frac{y}{R_w}\right) v^2 dy + v v_y \left(1 + \frac{y}{R_w}\right)^2 \Big|_0^{\delta} + k_r \left(v_{\delta} \frac{dv_{\delta}}{dx} + \frac{v_{\delta}^2}{2} \frac{dk_r}{dx}\right) \int_0^{\delta} \left(1 + \frac{y}{R_w}\right) dy + \int_0^{\delta} \left(1 + \frac{y}{R_w}\right) \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^y \frac{v^2}{R_w} \left(1 + \frac{y}{R_w}\right)^{-1} dy \right] dy = \frac{\tau}{\rho} \left(1 + \frac{y}{R_w}\right)^2 \Big|_0^{\delta} + \frac{2}{\rho R_w} \int_0^{\delta} \tau \left(1 + \frac{y}{R_w}\right) dy. \quad (10)$$

Правую часть уравнения (10) с помощью (6) и (8) представим в форме

$$\frac{\tau}{\rho} \left(1 + \frac{y}{R_w}\right)^2 \Big|_0^{\delta} + \frac{2}{\rho R_w} \int_0^{\delta} \tau \left(1 + \frac{y}{R_w}\right) dy = \frac{\tau_w}{\rho} + \frac{2\tau_w}{\rho R_w} \int_0^{\delta} \left[1 - 3\left(\frac{y}{\delta}\right)^2 + 2\left(\frac{y}{\delta}\right)^3 + \frac{\delta}{\tau_w} \frac{d\tau}{dx} \frac{y}{\delta} \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2\right] \left(1 + \frac{y}{R_w}\right) dy, \quad (11)$$

а затем проинтегрируем (10) по y от 0 до δ с учетом граничных условий задачи и замены dp/dx на dp_{δ}/dx , возможность которой подтверждена опытными данными:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta} v^2 dy - v_{\delta} \left(1 + \frac{\delta}{R_w}\right) \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta} v dy + k_r \left(\delta + \frac{\delta^2}{2R_w}\right) \left(v_{\delta} \frac{dv_{\delta}}{dx} - 0,092 \frac{v_{\delta}^2}{x}\right) + \frac{\delta v_{\delta}^2}{R_w} \left(1 + \frac{\delta}{R_w}\right)^{-1} \left(1 + \frac{\delta}{2R_w}\right) \frac{\partial \delta}{\partial x} = \\ = -\frac{\tau_w}{\rho} \left(1 - \frac{\delta}{R_w} - 0,3 \frac{\delta^2}{R_w^2}\right) - 0,662 k_r \left(0,167 \frac{\delta}{R_w} + 0,067 \frac{\delta^2}{R_w^2}\right) \frac{1}{x}. \end{aligned} \quad (12)$$

Заметим, что при интегрировании ввиду относительной малости отношение $y^2/2R_w (R_w + y)$ принято равным нулю.

Величина k_r в уравнении (12) может изменяться от 0,2 до 5,0 при варьировании \bar{L}_x от 1,25 до 21,5, $\bar{f}_{вх}$ — от 0,02 до 0,21 и $d_{вых}$ — от 0,43 до 0,62.

Если ввести в рассмотрение толщину вытеснения $\bar{\delta}^* = \int_0^{\delta} (1 - v_x/v_{\delta}) dy$ и толщину потери импульса $\bar{\delta}^{**} = \int_0^{\delta} (v_x/v_{\delta}) (1 - v_x/v_{\delta}) dy$, то уравнение (12) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \bar{\delta}^{**} + \frac{1}{v_{\delta}} \frac{d v_{\delta}}{dx} \left(2\bar{\delta}^{**} + \bar{\delta}^* - 0,662 \bar{\delta} k_r \frac{1}{x}\right) - \frac{\bar{\delta}}{R_w + \bar{\delta}} \frac{d \bar{\delta}}{dx} = \\ = \frac{c_f}{2} \left(1 + \frac{\bar{\delta}}{R_w} - 0,3 \frac{\bar{\delta}^2}{R_w^2}\right) - 0,662 \bar{\delta} k_r \frac{1}{x} \left(0,167 \frac{\bar{\delta}}{R_w} - 0,067 \frac{\bar{\delta}^2}{R_w^2}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

В предельном случае (при $\bar{R}_w \rightarrow \infty$, $k_r \rightarrow 0$, [13]) уравнение (13) переходит в общеизвестное интегральное соотношение для плоского пограничного слоя пластины [9].

Уравнение (12) содержит три неизвестных величины: δ , v_{δ} и τ_w . Кроме того, для его решения необходимо знать распределение скорости

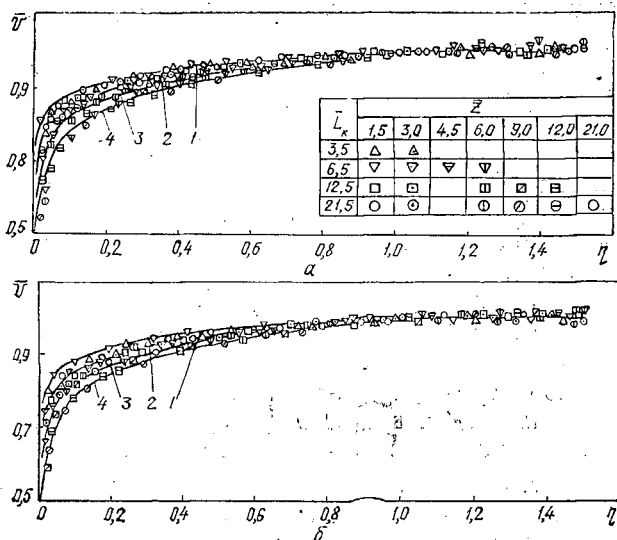


Рис. 2. Сопоставление опытных данных с аппроксимационной зависимостью (14) для камер с разносторонним (а) и односторонним (б) вводом и выводом газов при различных значениях n : 1—1/18; 2—1/14; 3—1/12; 4—1/9

в пределах пограничного слоя. Как видно из рис. 2, распределение v на расчетном участке течения вполне удовлетворительно может быть аппроксимировано общеизвестной формулой вида

$$\frac{v}{v_0} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^n \text{ или } \bar{v} = \eta^n. \quad (14)$$

Здесь n в общем случае является величиной, зависящей от \bar{x} .

На рис. 3 приведены опытные данные, относящиеся к камерам различной относительной длины и различным безразмерным координатам сечений замеров $\bar{z} = z/D_k$ (z — расстояние от торца камеры, ближайшего к сечению ввода газов, до сечения замеров).

Как видно из рис. 2 и 3, значения показателя n , определенные по опытным данным, имеют довольно существенный разброс. Особенно значительно n изменяется в зависимости от \bar{x} (при $\bar{x} < 50$). В основной части расчетной зоны интенсивность его изменения вдоль \bar{x} значительно меньше. Однако и здесь явно просматривается общая тенденция увеличения n с ростом \bar{x} , обусловленная раскруткой потока. Следует за-

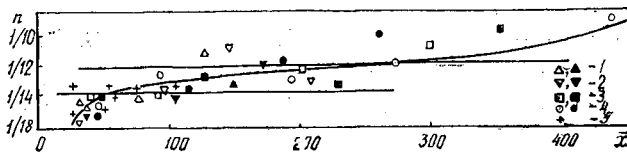


Рис. 3. Изменение показателя степени n в аппроксимационной зависимости (14) вдоль траектории движения потока: 1— $\bar{L}_k = 3,5$; 2—6,5; 3—12,5; 4—21,5; 5—данные опытов Т. Г. Загоскиной, Э. Н. Сабурова. (Светлые значки относятся к камерам с разносторонним вводом и выводом газов, темные — с односторонним.)

метить, что представленные на рис. 3 данные авторов относятся к диапазонам чисел Рейнольдса $Re_0 = v_0 \delta / \nu$ (ν — коэффициент кинематической вязкости потока) и $Re_{вх} = v_{вх} D_k / \nu_{вх}$ ($v_{вх}$ — скорость потока во входных шлицах; $\nu_{вх}$ — коэффициент кинематической вязкости при входных условиях), которые равны соответственно $(2,5 \dots 9,9) \cdot 10^3$ и $(4,8 \dots 6,7) \cdot 10^5$. В рассматриваемой инженерной задаче (в пределах имеющегося разброса опытных данных для расчетной зоны течения) можно принять n величиной постоянной и равной $1/12$. В камерах с односторонним вводом и выводом газов показатель степени остается постоянным до сечений застойной зоны.

Имеющиеся в литературе данные [2—4, 6, 11] свидетельствуют о том, что величина показателя n на вогнутой стенке меньше, чем на пластине (в том же диапазоне чисел Re_0). Это связывают с интенсификацией процессов переноса. В одних работах, например [2], показатель n принят равным $1/12$, в других [4, 6] — $1/14$. В работах [10—12] даны следующие диапазоны изменения n : $1/10 \dots 1/20$; $1/5 \dots 1/14$; $1/12 \dots 1/14$. Из рис. 3 видно, что в коротких камерах с $x = 15 \dots 100$ следует, вероятно, считать $n = 1/14$, как и сделано в работах [4—6]. В более точных расчетах (в том числе и имеющих конечной целью определение интенсивности теплоотдачи на криволинейной поверхности), скорее всего, в дальнейшем по мере накопления опытных данных для различных условий следует подобрать и использовать функцию $\bar{n}(x)$ или же, как это часто делается, расчет выполнять по участкам \bar{x} , принимая в пределах каждого из них в качестве расчетного средние значения n .

Для определения τ_w также можно использовать полученные нами опытные данные. На рис. 4 они представлены в виде зависимости коэффициента сопротивления трения $c_f = 2\tau_w / \rho v_0^2$ от числа Рейнольдса Re_0 . Опытные данные хорошо выражаются зависимостью

$$c_f = 0,019 Re_0^{-2/13} \bar{L}_k^{0,174}. \quad (15)$$

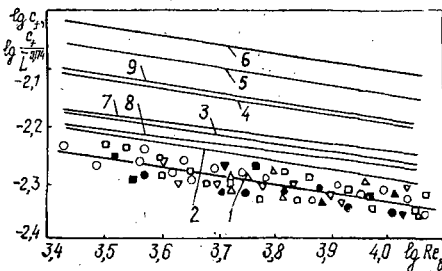


Рис. 4. Расчетные значения, полученные по формуле (15), для отношения $c_f / \bar{L}_k^{0,174}$ (1) и коэффициента сопротивления трения на боковой поверхности при различных значениях \bar{L}_k : 2 — 1,67; 3 — 2,60; 4 — 6,50; 5 — 12,50; 6 — 21,50

Формула (15) справедлива при $Re_0 = (2,5 \dots 9,9) \cdot 10^3$. Отклонение опытных точек от обобщающей зависимости (кривая 1) не превышает $\pm 6,9\%$, что для рекомендаций подобного рода следует считать вполне удовлетворительным.

На рис. 4 также приведено сопоставление величин c_f , вычисленных по формуле (15) с рекомендациями для обычных (коротких) камер с торцевым выводом газов (кривая 7) [5], циклонных камер с периферийным выводом газов (кривая 8) [6], а также с дополнительно приведенными данными для пластины, обтекаемой полуограниченной струей (кривая 9) [8]. Из представленных данных видно, что при небольших длинах циклонных камер величины c_f , вычисленные по уравнению

(15), в среднем на 8,7 % меньше, чем по рекомендациям [5] (кривые 2 и 7 при $\bar{L}_k = 1,67$), и на 3,6 % больше, чем по рекомендациям [6] (кривые 3 и 8 при $\bar{L}_k = 2,6$), и отличаются между собой незначительно. С ростом \bar{L}_k коэффициент c_f увеличивается и при $\bar{L}_k \geq 6$ превышает соответствующие значения для пластины (кривая 9) [8].

Масштабная скорость, входящая в уравнения (10), (12) является скоростью потока на границе пограничного слоя и может быть определена по уравнению

$$\bar{v}_\delta = \frac{v_\delta}{v_{\text{вх}}} = 6\bar{L}_k^{-0,183}\bar{x}^{-0,57}, \quad (16)$$

На рис. 5 приведено сопоставление зависимости (16), представленной в виде

$$\bar{v}_m = 6\bar{x}^{-0,57}, \quad (17)$$

с опытными данными.

В уравнении (17) $\bar{v}_m = v_m/v_{\text{вх}}$; $v_m = v_\delta \bar{L}_k^{0,183}$. Отклонение опытных точек от обобщающей кривой, полученной по уравнению (17), не превышает ± 11 %.

С учетом (14)—(16) дифференциальное уравнение движения газа в пристенном пограничном слое струйного потока (12) на вогнутой боковой поверхности рабочего объема относительно длинной циклонной камеры может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} & \left[0,066 - 0,923 \frac{\bar{\delta}}{\bar{R}_w} + \frac{\bar{\delta}(\bar{R}_w - 0,5\bar{\delta})}{\bar{R}_w(\bar{R}_w - \bar{\delta})} \right] \frac{d\bar{\delta}}{d\bar{x}} + \left[0,451 + 0,526 \frac{\bar{\delta}}{\bar{R}_w} + \right. \\ & \left. + 0,662k_r \left(1 - \frac{\bar{\delta}}{2\bar{R}_w} \right) \right] \frac{\bar{\delta}}{\bar{x}} = \frac{c_f}{2} \left(1 + \frac{\bar{\delta}}{\bar{R}_w} - 0,3 \frac{\bar{\delta}^2}{\bar{R}_w^2} \right) - \\ & - 0,662k_r \left(0,167 \frac{\bar{\delta}}{\bar{R}_w} - 0,067 \frac{\bar{\delta}^2}{\bar{R}_w^2} \right) \frac{\bar{\delta}}{\bar{x}}, \quad (18) \end{aligned}$$

где $\bar{R}_w = R_w/h_{\text{вх}}$ — безразмерный радиус кривизны поверхности.

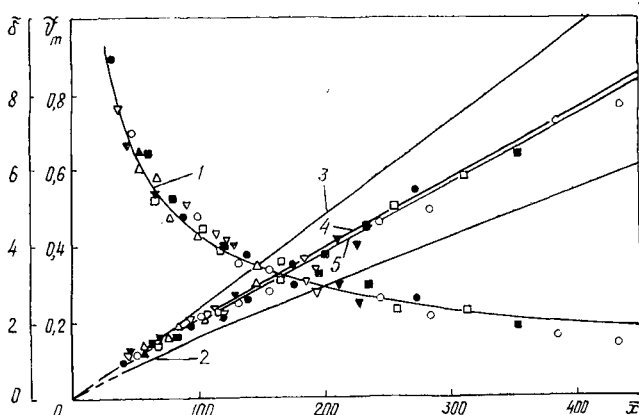


Рис. 5. Сопоставление расчетных и опытных данных по толщине пристенного пограничного слоя $\bar{\delta}$ и скорости потока на его границе v_m , определенные по различным формулам: 1 — формула (17); 2 — (19); 3 — (20); 4 — (21); 5 — (22). (Обозначения приведены на рис. 3)

Уравнение (18) численно решено на ЭВМ методом Рунге — Кутта. При этом в число Re_δ введена поправка на $\bar{\delta}$, т. е. число Re_δ принято переменным по ходу движения струйного потока и вычислено через $Re_{вх}$ для каждого \bar{x} . Выполнено четыре варианта решения: без учета и с учетом изменения трения поперек пограничного слоя в условиях градиентного и безградиентного течений.

Таблица 1
Расчетные значения безразмерной толщины пограничного слоя $\bar{\delta}$ при переменных \bar{x} и \bar{R}_w ($L_K = 12$, $Re_{вх} = 4 \cdot 10^5$)

\bar{x}	$\bar{\delta}$ при \bar{R}_w					
	3,5	5,0	7,0	10,0	14,0	18,0
25	0,119	0,125	0,130	0,137	0,143	0,147
50	0,241	0,251	0,262	0,274	0,286	0,296
75	0,361	0,378	0,394	0,412	0,430	0,444
100	0,482	0,504	0,526	0,550	0,574	0,592
125	0,600	0,629	0,657	0,687	0,717	0,740
150	0,716	0,754	0,788	0,824	0,860	0,888
175	0,830	0,876	0,917	0,961	1,003	1,035
200	0,940	0,997	1,046	1,097	1,145	1,183
225	1,047	1,115	1,174	1,232	1,287	1,329
250	1,151	1,232	1,300	1,367	1,429	1,476
275	1,251	1,346	1,424	1,500	1,570	1,622
300	1,347	1,457	1,547	1,633	1,710	1,768
325	1,440	1,565	1,668	1,764	1,850	1,913
350	1,529	1,672	1,787	1,895	1,989	2,058
375	1,615	1,775	1,904	2,024	2,127	2,202
400	1,697	1,876	2,019	2,151	2,264	2,345
425	1,776	1,973	2,132	2,278	2,401	2,488
450	1,852	2,069	2,243	2,403	2,536	2,631

Таблица 2
Расчетные значения безразмерной толщины пограничного слоя $\bar{\delta}$ при переменных \bar{x} и L_K ($\bar{R}_w = 7$, $Re_{вх} = 4 \cdot 10^5$)

\bar{x}	$\bar{\delta}$ при L_K					
	3	6	9	12	15	18
25	0,073	0,100	0,117	0,130	0,141	0,150
50	0,151	0,203	0,237	0,262	0,283	0,300
75	0,230	0,307	0,357	0,394	0,424	0,449
100	0,310	0,412	0,477	0,526	0,564	0,596
125	0,392	0,518	0,598	0,657	0,704	0,743
150	0,474	0,623	0,718	0,788	0,843	0,888
175	0,557	0,730	0,838	0,917	0,980	1,032
200	0,640	0,836	0,957	1,046	1,116	1,173
225	0,724	0,941	1,076	1,174	1,250	1,313
250	0,808	1,047	1,194	1,300	1,382	1,450
275	0,893	1,152	1,310	1,424	1,512	1,585
300	0,977	1,256	1,426	1,547	1,641	1,717
325	1,062	1,360	1,540	1,668	1,767	1,847
350	1,147	1,463	1,653	1,787	1,890	1,975
375	1,231	1,565	1,764	1,904	2,012	2,099
400	1,316	1,666	1,873	2,019	2,131	2,222
425	1,400	1,766	1,981	2,132	2,248	2,341
450	1,483	1,865	2,088	2,243	2,362	2,458

В качестве примера в табл. 1—3 приведены некоторые из результатов решения уравнения (18) для градиентного течения при τ (η) в диа-

Таблица 3

Расчетные значения безразмерной толщины пограничного слоя $\bar{\delta}$ при переменных \bar{x} и $Re_{вх}$ ($\bar{R}_w = 7$, $\bar{L}_k = 12$)

\bar{x}	$\bar{\delta}$ при $Re_{вх} \cdot 10^{-5}$					
	1	2	4	8	12	16
25	0,157	0,143	0,130	0,118	0,112	0,108
50	0,315	0,287	0,262	0,238	0,226	0,217
75	0,475	0,432	0,394	0,359	0,339	0,327
100	0,633	0,577	0,525	0,478	0,453	0,436
125	0,791	0,721	0,657	0,598	0,566	0,545
150	0,948	0,864	0,787	0,717	0,679	0,654
175	1,103	1,006	0,917	0,836	0,792	0,762
200	1,256	1,146	1,046	0,954	0,903	0,869
225	1,407	1,285	1,173	1,070	1,014	0,976
250	1,556	1,422	1,299	1,186	1,124	1,082
275	1,702	1,557	1,424	1,300	1,233	1,187
300	1,845	1,690	1,546	1,414	1,341	1,291
325	1,986	1,821	1,667	1,525	1,448	1,394
350	2,123	1,949	1,786	1,636	1,553	1,496
375	2,258	2,075	1,904	1,744	1,657	1,597
400	2,389	2,198	2,019	1,852	1,759	1,696
425	2,518	2,319	2,132	1,957	1,861	1,794
450	2,643	2,437	2,243	2,061	1,960	1,891

пазонах изменения \bar{x} , \bar{L}_k , \bar{R}_w , $Re_{вх}$, близких к опытным значениям. Из табл. 1—3 видно, что расчетные значения $\bar{\delta}$ увеличиваются с ростом \bar{x} , \bar{L}_k и \bar{R}_w . Однако степень влияния этих характеристик на $\bar{\delta}$ различна. Как и следовало ожидать, толщина пограничного слоя уменьшается с ростом числа Re .

Обобщение результатов решения методом множественного корреляционного анализа позволило получить расчетные формулы для определения толщины пристенного пограничного слоя струйного потока на боковой поверхности относительно длинной циклонной камеры с торцевым выводом газов. Без учета члена $2\tau/R_w$ в уравнении (1) расчетное соотношение для $\bar{\delta}$ имеет вид

$$\bar{\delta} = 0,019k_0^{-0,51} \bar{R}_w^{0,21} Re_{вх}^{-0,12} \bar{x}^{0,935}. \quad (19)$$

При постоянном значении касательного напряжения трения поперек пограничного слоя ($\tau(y) = \tau_w = \text{const}$)

$$\bar{\delta} = 0,02k_0^{-0,563} \bar{R}_w^{0,113} Re_{вх}^{-0,135} \bar{x}^{1,034}. \quad (20)$$

С учетом изменения касательного напряжения трения поперек пограничного слоя при нулевом продольном градиенте давления ($\phi = 0$)

$$\bar{\delta} = 0,02k_0^{-0,542} \bar{R}_w^{0,153} Re_{вх}^{-0,129} \bar{x}^{0,990}. \quad (21)$$

С учетом изменения касательного напряжения трения поперек пограничного слоя в условиях существования продольного градиента давления ($\phi \neq 0$)

$$\bar{\delta} = 0,02k_0^{-0,544} \bar{R}_w^{0,155} Re_{вх}^{-0,129} \bar{x}^{0,986}. \quad (22)$$

Заметим, что при коэффициенте корреляции, равном 0,99, отклонение $\bar{\delta}$ определенного по уравнениям (19)—(22), от значений, полученных при решении дифференциального уравнения (18), составляет $\pm 3,8\%$. Формулы (19)—(22) справедливы в диапазоне изменения геометрического параметра $k_0 = 0,61 \dots 3,39$.

Следует заметить, что принятое априори положение о возможности использования при решении условия $\bar{R}_w = \text{const}$ подтверждено полученными расчетными соотношениями. В пределах диапазонов опытного изменения R_w/R_k влияние \bar{R}_w на $\bar{\delta}$ не превышает $\pm 3\%$.

На рис. 5 приведено сопоставление расчетных и опытных данных по безразмерной толщине пристенного пограничного слоя. (На рис. 5 обозначено $\bar{\delta} = \bar{\delta}/k$, где в комплексе $k = f(k_0, \bar{R}_w, \text{Re}_{\text{вх}})$ параметры k_0 , \bar{R}_w и $\text{Re}_{\text{вх}}$ находятся в соответствующих формулах (19)—(22) степенях.) Представленные данные позволяют сделать вывод о том, что предложенная схема расчета и использованный метод учета влияния изменения касательного напряжения трения поперек пограничного слоя дают вполне удовлетворительные результаты.

Полученные расчетные соотношения справедливы на основном участке, начало которого определяется координатой $x_{\text{в.у}}$, являющейся одновременно и длиной входного участка. Нахождение $x_{\text{в.у}}$ представляет определенные сложности и, вероятно, в дальнейшем потребует специального исследования. В выполненных выше расчетах и в дальнейшей обработке опытных данных принимали значение $\bar{x}_{\text{в.у}} = 15$, что соответствует и рекомендациям [1, 6]. Значения $\bar{v}_{\text{о.в.у}}$ и $\bar{\delta}_{\text{в.у}}$ при известном $\bar{x}_{\text{в.у}}$ можно определить в первом приближении по уравнениям (16) и (22).

Выводы

1. Решена задача о движении газа в пристенном пограничном слое струйного потока на боковой поверхности рабочего объема циклонных камер большой относительной длины.

2. Полученные формулы могут быть использованы при аэродинамических расчетах циклонных камер большой относительной длины и решении задачи конвективного теплообмена на боковой поверхности их рабочего объема.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Карпов С. В., Сабуров Э. Н. О расчете движения газов и теплоотдачи на периферии циклонного потока // Инж.-физ. журн.—1986.—Т. 51, № 6.—С. 902—908. [2]. Кортиков Н. Н. Расчет сопротивления и теплоотдачи струй с помощью интегрального соотношения Кармана // Теплофизика высоких температур.—1980.—Т. 18, № 4.—С. 788—793. [3]. Лукьянович Т. К. Исследование аэродинамики периферийной зоны циклонно-вихревых камер: Дис. ... канд. техн. наук.—Л., 1975.—137 с. [4]. Сабуров Э. Н., Карпов С. В., Осташев С. И. Теплообмен и аэродинамика закрученного потока в циклонных устройствах / Под ред. Э. Н. Сабурова.—Л.: ЛГУ, 1989.—276 с. [5]. Сабуров Э. Н., Карпов С. В. Циклонные устройства в деревообрабатывающем и целлюлозно-бумажном производстве / Под ред. Э. Н. Сабурова.—М.: Экология, 1993.—368 с. [6]. Сабуров Э. Н., Леухин Ю. Л. Аэродинамика и теплообмен закрученного потока в цилиндрической камере // Инж.-физ. журн.—1985.—Т. 48, № 3.—С. 369—375. [7]. Сабуров Э. Н., Орехов А. Н. Экспериментальное исследование аэродинамики циклонной камеры большой относительной длины // Лесн. журн.—1992.—№ 2.—С. 123—132.—(Изв. высш. учеб. заведений). [8]. Сакипов З. Б. Теория и методы расчета полуограниченных струй и настильных факелов.—Алма-Ата: Наука, 1978.—204 с. [9]. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости.—Л.: Судостроение, 1973.—256 с. [10]. Штым А. Н., Рудницкий В. А. Исследование пристенной зоны циклонно-вихревой камеры в приближении полуограниченной струи // Эффективность теплоэнергетических процессов.—Владивосток: Дальневосточ. политехн. ин-т, 1980.—Вып. 2.—С. 103—114. [11]. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил.—2-е изд., перераб. и доп.—М.: Машиностроение, 1980.—240 с. [12]. Щукин В. К., Халатов Л. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах.—М.: Машиностроение, 1982.—200 с. [13]. Giles J. A., Haas A. P., Sawyer R. A. Turbulent wall jets on logarithmic spiral surfaces // Aeronaut. Quart.—1966.—Vol. 17.—P. 201—215.