

мента между ведущим и ведомым звеньями ведет к снижению динамической нагруженности конструкции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

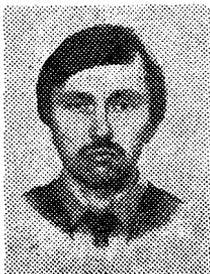
- [1]: Нартов П. С., Ханкин Е. И. Экспериментальные исследования влияния упругого звена на динамику щитового бревнобрасывателя // Лесн. журн.—1985.— № 2.— С. 38—41.— (Изв. высш. учеб. заведений). [2]: Нартов П. С., Ханкин Е. И. Пути снижения динамических нагрузок в механизмах лесных погрузчиков // Лесн. журн.—1987.— № 4.— С. 64—67.— (Изв. высш. учеб. заведений).

УДК 536.24

Э. Н. САБУРОВ, А. Н. ОРЕХОВ



Сабуров Эдуард Николаевич родился в 1939 г., в 1961 г. окончил Архангельский лесотехнический институт, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой теплотехники, проректор по научной работе Архангельского государственного технического университета, член-корреспондент Российской и Международной инженерных академий. Имеет 263 публикации в области аэродинамики и конвективного теплообмена в сильно закрученных потоках, их использования для интенсификации процессов тепломассообмена в аппаратах различного технологического назначения.



Орехов Алексей Николаевич родился в 1953 г., окончил в 1976 г. Архангельский лесотехнический институт, ст. преп. кафедры теплотехники Архангельского государственного технического университета. Имеет более 30 печатных трудов и изобретений.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ В ЦИКЛОННЫХ КАМЕРАХ БОЛЬШОЙ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ДЛИНЫ

Решена задача о теплоотдаче на боковой поверхности рабочего объема в циклонной камере большой относительной длины. Полученные уравнения рекомендуются для практического использования.

A problem of the heat output on the lateral surface of the operation space in the cyclone chamber of large relative length has been solved. The equations obtained are recommended for the practical use.

Результаты исследования аэродинамики циклонных камер большой относительной длины [4, 5], применяемых, в частности, в качестве сепарационных устройств в целлюлозно-бумажной, гидролизной и деревообрабатывающей промышленности, дали возможность перейти к изучению теплоотдачи на боковой поверхности их рабочего объема, которая определяет интенсивность протекания технологических процессов, связанных с теплопередачей.

В данной статье приведены результаты аналитического и экспериментального исследования теплоотдачи на боковой поверхности циклон-

ных камер большой относительной длины, которые позволяют выполнить необходимые в инженерной практике расчеты.

Для решения задачи используем схему движения потока, принятую в работе [4]. Течение потока вблизи боковой поверхности рабочего объема представим в виде струйного, распространяющегося с постоянным радиусом продольной кривизны R_w . Координату x направим вдоль поверхности камеры, а y — нормально к ней. Начало координат совместим со срезом входного шлица. Полную скорость потока (практически совпадающую с ее проекцией на ось x) обозначим v . Рассмотрим общий случай теплообмена с начальным необогреваемым участком стенки. Безразмерная длина необогреваемого участка $x_{н.у} = x_{н.у}/h_{вх}$, где $h_{вх}$ — высота входного шлица. Полагаем физические характеристики среды и температуру на границе пристеночного пограничного слоя T_δ постоянными. Поскольку скорость потока умеренная, тепловыделением за счет трения пренебрегаем.

При принятых предположениях интегральное соотношение энергии может быть записано следующим образом:

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_\tau} v (T_w - T) dy = \frac{q_w}{\rho c_p}, \quad (1)$$

где δ_τ — толщина теплового пограничного слоя;
 T_w, T — соответственно температура поверхности теплообмена (стенки) и среды;
 q_w — плотность теплового потока на стенке;
 ρ, c_p — плотность и теплоемкость среды при постоянном давлении.

Предположим, что профиль избыточной температуры, по аналогии с профилем скорости [4]

$$v/v_\delta = (y/\delta)^{1/2}, \quad (2)$$

описывается уравнением

$$v/v_\delta = (y/\delta_\tau)^{1/2}, \quad (3)$$

где v_δ — полная скорость потока на границе гидродинамического пограничного слоя;
 δ — толщина гидродинамического пограничного слоя;
 $v = T - T_w$ — избыточная температура среды;
 $v_\delta = T_\delta - T_w$ — избыточная температура среды на границе теплового пограничного слоя.

Распределения касательного напряжения трения τ и плотности теплового потока q в турбулентном пограничном слое определяем по формулам [8]

$$\tau = \mu \left(1 + \frac{\epsilon_\sigma}{\nu} \right) \frac{dv}{dy}; \quad (4)$$

$$q = \lambda \left(1 + \frac{\epsilon_q}{\nu} \frac{Pr}{Pr_{\tau\delta}} \right) \frac{dv}{dy}, \quad (5)$$

где λ, ν, μ — коэффициенты теплопроводности, кинематической и динамической вязкости среды;
 $\epsilon_\sigma, \epsilon_q$ — кинематические коэффициенты турбулентного переноса количества движения и теплоты;
 $Pr, Pr_{\tau\delta}$ — физическое и турбулентное числа Прандтля.

Так как в турбулентном пограничном слое коэффициенты турбулентного переноса намного превосходят соответствующие им молекулярные, то для рассматриваемой задачи формулы (4) и (5) примут вид

$$\frac{\tau}{\rho} = \epsilon_{\sigma} \frac{dv}{dy}; \quad (6)$$

$$\frac{q}{\rho c_p} = \epsilon_q \frac{dv}{dy}. \quad (7)$$

Для вычисления градиентов скорости и температуры воспользуемся их степенными распределениями (2) и (3). Разделив уравнение (7) на (6), получим

$$\frac{q}{\tau} = \frac{c_p}{Pr_{T0}} \frac{v_{\delta}}{v'_{\delta}} \left(\frac{\delta_{\tau}}{\delta} \right)^{-1/12}. \quad (8)$$

Считаем, что в пределах тонкого (по сравнению с радиусом кривизны поверхности теплоотдачи) пограничного слоя выполняется условие $q \approx q_w$, $\tau \approx \tau_w$. Перейдя на безразмерные переменные, запишем уравнение (8) следующим образом:

$$St = \frac{c_f}{2 Pr_{T0}} \left(\frac{\delta_{\tau}}{\delta} \right)^{-1/12}, \quad (9)$$

где St — число Стантона, $St = q_w / \rho c_p v_{\delta} v'_{\delta}$;

c_f — коэффициент сопротивления трения, $c_f = 2 \tau_w / \rho v_{\delta}^2$.

Подставим в уравнение (1) выражения для скорости (2), температуры (3) и, проделав указанные в нем операции, получим дифференциальное уравнение

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\delta_{\tau}}{\delta} \right)^{13/12} + \frac{1}{Re_{\delta}} \left(\frac{\delta_{\tau}}{\delta} \right)^{13/12} \frac{d Re_{\delta}}{dx} = \frac{7}{6} St \frac{1}{\delta}, \quad (10)$$

где Re_{δ} — число Рейнольдса, $Re_{\delta} = v_{\delta} \delta / \nu$.

При решении (10) воспользуемся следующими формулами, полученными в работе [4]:

толщина пристенного пограничного слоя $\bar{\delta} = \delta / h_{вх}$

$$\bar{\delta} = 0,02 k_0^{-0,54} \bar{R}_w^{0,155} Re_{вх}^{-0,129} \bar{x}^{0,986}; \quad (11)$$

коэффициент сопротивления трения

$$c_f = 0,019 Re_{\delta}^{-2/13} \bar{L}_K^{0,174}, \quad (12)$$

скорость на границе пограничного слоя $\bar{v}_{\delta} = v_{\delta} / v_{вх}$

$$v_{\delta} = 6 \bar{x}^{-0,57} \bar{L}_K^{-0,105} v_{вх}. \quad (13)$$

где k_0 — геометрический параметр, $k_0 = 340 \bar{f}_{вх}^{1,64} \bar{d}_{ввх}^{-0,96} \bar{L}_K^{-0,6}$;

$\bar{f}_{вх}$ — относительная площадь входа, $\bar{f}_{вх} = 4 \bar{f}_{вх} / \pi D_K^2$;

$\bar{d}_{ввх}$, \bar{L}_K — безразмерные (отнесенные к диаметру камеры $D_K = 2 R_K$) диаметр выходного отверстия и длина камеры;

\bar{R}_w — радиус кривизны поверхности траектории движения потока, $\bar{R}_w = R_w / h_{вх}$;

$Re_{вх}$ — число Рейнольдса на входе, $Re_{вх} = v_{вх} D_K / \nu_{вх}$;

$\nu_{вх}$ — кинематическая вязкость среды при входных условиях;

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

$v_{вх}$ — входная средняя скорость потока в щлицах.

Подставив (9), (11) ... (13) в (10) и выполнив необходимые преобразования, получим линейное дифференциальное уравнение

$$\frac{d \bar{\delta}}{d \bar{x}} + 0,448 \frac{\bar{\delta}}{\bar{x}} = 0,905 k_0^{0,623} \bar{L}_K^{0,190} \bar{R}_w^{-0,005} Re_{вх}^{-0,005} Pr_{T0}^{-1} \bar{x}^{-1,05}, \quad (14)$$

где $\bar{\delta} = (\delta_{\tau} / \delta)^{7/6}$.

Решение (14) относительно $\bar{\delta}$ позволило получить расчетную формулу для соотношения толщин теплового и динамического пограничных слоев

$$\frac{\delta_\tau}{\bar{\delta}} = 2,03 k_0^{0,535} \bar{L}_K^{0,163} \bar{R}_w^{-0,021} Re_{вх}^{-0,004} Pr_{т6}^{-0,657} \bar{x}^{-0,043} \times \left[1 - \left(\frac{\bar{x}_{н.у}}{\bar{x}} \right)^{0,4} \right]^{0,557}. \quad (15)$$

Местное число Стантона представим в виде

$$St = Nu / (Pr Re_{вх} v_\delta). \quad (16)$$

где Nu — местное число Нуссельта, $Nu = \alpha D_K / \lambda$;

α — местный (локальный) коэффициент теплоотдачи на поверхности стенки.

Из уравнения (16) с учетом зависимостей (9) и (13) получим расчетную формулу для определения местного коэффициента теплоотдачи по траектории движения потока

$$Nu = 0,0816 k_0^{0,039} \bar{L}_K^{0,072} \bar{R}_w \quad Re_{вх}^{0,866} Pr Pr_{т6}^{-0,930} \bar{x}^{-0,631} \times \left[1 - \left(\frac{\bar{x}_{н.у}}{\bar{x}} \right)^{0,4} \right]^{-0,071}. \quad (17)$$

В рассмотренных диапазонах изменения основных геометрических характеристик циклонной камеры ($\bar{f}_{вх} = 0,02 \dots 0,21$, $\bar{d}_{вых} = 0,43 \dots 0,62$, $\bar{L}_K = 3,5 \dots 21,5$) величина $k_0 = 0,61 \dots 3,39$. Поэтому значение $k_0^{0,039}$ можно принять равным 1,015 с точностью $\pm 3,4 \%$, $\bar{L}_K^{0,072} = 1,164$ с точностью $\pm 7,0 \%$. При их замене расчетное уравнение (17) упрощается и примет вид

$$Nu = 0,096 \bar{R}_w^{0,132} Re_{вх}^{0,866} Pr Pr_{т6}^{-0,930} \bar{x}^{-0,631} \left[1 - \left(\frac{\bar{x}_{н.у}}{\bar{x}} \right)^{0,4} \right]^{-0,071}. \quad (18)$$

Следует заметить, что формула (11), а следовательно (17) и (18), получены при полиномиальной аппроксимации распределения $\tau(y)$. Если пренебречь изменением трения поперек пограничного слоя, считая $\tau(y) = \tau_w$, как это сделано при выводе исходного дифференциального уравнения, и использовать в расчетах соответствующую формулу для $\bar{\delta}$ [4], то уравнение для Nu запишется следующим образом:

$$Nu = 0,096 \bar{R}_w^{0,135} Re_{вх}^{0,867} Pr Pr_{т6}^{-0,930} \bar{x}^{-0,634} \left[1 - \left(\frac{\bar{x}_{н.у}}{\bar{x}} \right)^{0,4} \right]^{-0,071}. \quad (19)$$

Сопоставление расчетных значений чисел Nu , определяемых по уравнениям (18) и (19), показало, что они отличаются между собой незначительно (на 1,0...1,5 %), несмотря на то, что значения $\bar{\delta}$ при соответствующих условиях определения $\tau(y)$ различаются в 1,09...1,15 раза. Видимо, основное влияние на расчетные значения Nu оказывают функции $v_\delta(x)$ и $c_f(Re_\delta)$, которые в обоих рассмотренных вариантах были одинаковыми, полученными из опытов при реальном распределении $\tau(y)$.

Рассматриваемая задача может быть решена и другим способом, если использовать полученные в работе опытные распределения скорости в пограничном слое на боковой поверхности рабочего объема камеры. Как и раньше, полагаем, что, в пределах тонкого, по сравнению

с радиусом кривизны R_w , пограничного слоя, значения трения и плотности теплового потока равны их значениям на поверхности. В этом случае уравнения (4) и (5) принимают вид

$$\frac{\tau_w}{\rho} (\nu + \epsilon_\sigma) \frac{dv}{dy}; \quad (20)$$

$$\frac{q_w}{\rho c_p} = (a + \epsilon_q) \frac{dv}{dy}, \quad (21)$$

где a — коэффициент температуропроводности.

Разделим уравнение (20) на (21) и перейдем на универсальные безразмерные переменные: полная скорость потока $v^+ = v/(\tau_w/\rho)^{0,5}$; координата $y^+ = (y/\nu)(\tau_w/\rho)^{0,5}$; избыточная температура $\theta = (\rho c_p/q_w)(\tau_w/\rho)^{0,5}$. В результате получим уравнение, связывающее распределение температуры и скорости в пограничном слое:

$$\frac{d\theta^+}{dy^+} = \frac{1 + \epsilon_\sigma/\nu}{(1/Pr) [1 + (Pr/Pr_{\tau\theta})(\epsilon_\sigma/\nu)]} \frac{dv^+}{dy^+}. \quad (22)$$

При решении уравнения (22) полагаем, как это делалось раньше, что в ламинарном подслое ϵ_σ/ν и $\epsilon_q/a \ll 1$, а в турбулентном ядре ϵ_σ/ν и $\epsilon_q/a \gg 1$. Для буферной области из выражения (20) имеем

$$\frac{\epsilon_\sigma}{\nu} = \frac{\tau_w}{\rho\nu} \frac{1}{dv/dy} - 1 = \frac{1}{dv^+/dy^+} - 1 = \frac{y^+}{5} - 1. \quad (23)$$

Используя зависимость (12) для коэффициента сопротивления трения; опытное распределение скорости в пристенном пограничном слое можно представить в универсальных координатах v^+ и y^+ . На рис. 1 приведены опытные данные авторов, полученные в относительно длинных циклонных камерах [4] как с разносторонним вводом и выводом газов (вариант 1), так и односторонним (вариант 2) в различных сечениях рабочего объема, характеризуемых координатой $\bar{z} = z/D_k$ (z — расстояние от торца камеры, ближайшего к сечению ввода газов, до сечения замеров).

В работе применена следующая трехслойная схема деления пограничного слоя: вязкий подслой ($0 \leq y^+ \leq 5$); буферная зона ($5 \leq y^+ \leq 30$); турбулентное ядро ($30 \leq y^+ \leq \delta^+$) (δ^+ — безразмерная

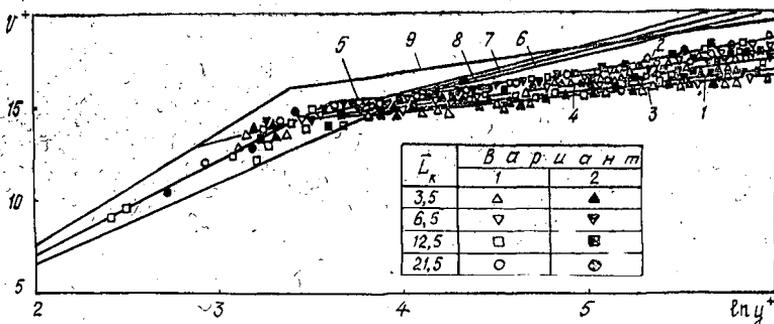


Рис. 1. Распределение скорости потока в пограничном слое на боковой поверхности рабочего объема относительно длинной циклонной камеры: 1, 2 — расчет по уравнению (26) соответственно при $x = 50$ и $x = 450$; 3 — расчетная кривая по [9]; 4 — [8]; 5 — [2]; 6 — [1]; 7 — [7]; 8 — [1]; 9 — [3].

толщина пограничного слоя). Если принять, что в ламинарном подслое и буферной зоне распределения скорости в рассматриваемой задаче хорошо описываются уравнениями, обычно используемыми для этих целей в трубах, плоских каналах и на пластине [1], то полученное в исследованиях универсальное распределение скорости можно вполне удовлетворительно представить следующими уравнениями:

при $0 \leq y^+ \leq 5$

$$v^+ = y^+; \quad (24)$$

при $5 \leq y^+ \leq 30$

$$v^+ = 5 \ln y^+ - 3,05; \quad (25)$$

при $30 \leq y^+ \leq \delta^+$

$$v^+ = (1,2 \cdot 10^{-5} \bar{x}^{1,8} + 1)(\ln y^+ - 1) + 11,3. \quad (26)$$

Из приведенной на рис. 1 графической интерпретации имеющихся рекомендаций по расчету скорости потока в пограничном слое на плоских и криволинейных поверхностях видно, что большинство экспериментальных точек расположены между линиями 1 и 2, полученными по уравнению (26) соответственно при $\bar{x} = 50$ и $\bar{x} = 450$. Интенсивность изменения опытных зависимостей $v^+(y^+)$ увеличивается с ростом \bar{x} (или \bar{z}). Так, в начальных сечениях циклонной камеры опытные данные располагаются вблизи линии 3 [9]. По мере удаления потока от входных шлицев угол наклона линии $v^+(y^+)$ возрастает и опытные точки распределяются около линий 4 [8] и 5 [2]. На максимальном удалении от входного шлица, по мере раскрутки потока, угол наклона линии $v^+(y^+)$ достигает наибольшей величины (линия 2), оставаясь, однако, ниже, чем при осевом турбулентном течении в трубах [1] (линия 6) или при обтекании пластины [1, 7] (линии 8, 7).

Внешняя граница буферной зоны по полученным в работе данным имеет осевую координату $y^+ = 30$, что соответствует данным [1, 3, 8, 9] и несколько отличается от [6] ($y^+ = 16$) и [7] ($y^+ = 60$).

За внешнюю границу турбулентного ядра пограничного слоя в относительно длинных циклонных камерах (рис. 1) можно принять координату $y^+ = 400$.

Решив уравнение (22) с использованием (24)–(26), найдем распределение температуры в пограничном слое пристенного струйного потока:

при $0 \leq y^+ \leq 5$

$$v^+ = \text{Pr} y^+; \quad (27)$$

при $5 \leq y^+ \leq 30$

$$v^+ = 5 \text{Pr}_{\tau_0} \ln \left[1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_{\tau_0}} \left(\frac{y^+}{5} - 1 \right) \right] + 5 \text{Pr}; \quad (28)$$

при $30 \leq y^+ \leq \delta^+$ ($\delta^+ = \delta_r^+ = 400$)

$$v^+ = 5 \text{Pr}_{\tau_0} \left[\ln \left(1 + 5 \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_{\tau_0}} \right) + \frac{1,2 \cdot 10^{-5} \bar{x}^{1,8} + 1}{5} \ln \frac{y^+}{30} \right] + 5 \text{Pr}. \quad (29)$$

Подставим в выражении (29) вместо y^+ значение δ^+ и получим величину температурного напора в пристенном пограничном слое:

$$v_{\delta^+}^+ = 5 \text{Pr}_{\tau_0} \left[\ln \left(1 + 5 \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_{\tau_0}} \right) + 6,2 \cdot 10^{-6} \bar{x}^{1,8} + 0,52 \right] + 5 \text{Pr}. \quad (30)$$

Известные величины температурного напора и плотности теплового потока на стенке позволяют получить расчетное уравнение теплоотдачи. Преобразуем число Нуссельта следующим образом:

$$Nu = \frac{\alpha D_k}{\lambda} = \frac{q_w D_k}{\nu_s \lambda} = \frac{\rho_p}{\nu_s^+} \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{0,5} \frac{D_k}{\lambda} = \frac{Pr}{\nu_s^+} \left(\frac{c_f}{2} \right)^{0,5} Re_{\text{вх}} \bar{\nu}_s. \quad (31)$$

Подставим в (31) значения $\bar{\delta}$, c_f , $\bar{\nu}_s$ и ν_s^+ , определяемые из соотношений (11) — (13) и (30); и найдем расчетное уравнение теплоотдачи:

$$Nu = 0,69 \frac{Pr}{\nu_s^+} k_0^{0,0415} \bar{L}_k^{-0,01} \bar{R}_w^{-0,012} \bar{h}_{\text{вх}}^{-0,077} \bar{x}^{-0,6} Re_{\text{вх}}^{0,92}. \quad (32)$$

В уравнении (32) при диапазоне изменения $k_0 = 0,61 \dots 3,39$ прием $k_0^{0,0415}$ равным 1,016 с погрешностью $\pm 3,4 \%$; при $\bar{L}_k = 3,5 \dots 21,5$ — $\bar{L}_k^{-0,01} = 0,98$ с погрешностью $\pm 0,5 \%$; при $\bar{R}_w = 3 \dots 18$ — $\bar{R}_w^{-0,012} = 0,977$ с погрешностью $\pm 1,1 \%$; при $\bar{h}_{\text{вх}} = 0,038 \dots 0,15$ — $\bar{h}_{\text{вх}}^{-0,077} = 1,221$ с погрешностью $\pm 4,9 \%$. В результате этого получим

$$Nu = 0,82 \frac{Pr}{\nu_s^+} Re_{\text{вх}}^{0,92} \bar{x}^{-0,6}. \quad (33)$$

Подставим (30) в (33) и найдем уравнение для определения местного числа Нуссельта

$$Nu = 0,164 \frac{Pr Re_{\text{вх}}^{0,92} \bar{x}^{-0,6}}{Pr_{\tau_6} \left[\ln \left(1 + 5 \frac{Pr}{Pr_{\tau_6}} \right) + 6,2 \cdot 10^{-6} \bar{x}^{1,8} + 0,52 \right] + Pr}. \quad (34)$$

Расхождения расчетных значений чисел Nu по уравнениям (18) и (34) не превышают 8% .

Если принять $Pr = 0,72$ (воздух), $Pr_{\tau_6} = 0,9$, то уравнение (34) может быть преобразовано к виду

$$Nu = \frac{0,118 Re_{\text{вх}}^{0,92} \bar{x}^{-0,6}}{2,634 + 5,6 \cdot 10^{-6} \bar{x}^{1,8}}. \quad (35)$$

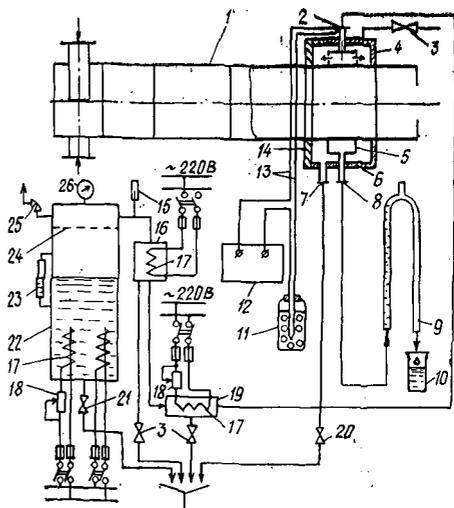
Влияние угла наклона линии, описываемой уравнением (26), в рассмотренных диапазонах изменения \bar{x} и $Re_{\text{вх}}$ на величину числа Nu в формуле (35) составляет в среднем $\pm 5,5 \%$.

В экспериментальной части работы ставилась задача не только проверить полученные расчетные формулы, но и выявить особенности теплоотдачи в относительно длинных циклонных камерах, возможность существования которых определяется установленной в работах [4, 5] спецификой их аэродинамики.

Схема экспериментального стенда для исследования конвективного теплообмена приведена на рис. 2. Теплоотдачу конвекцией к закрученному потоку воздуха в циклонной камере 1 большой относительной длины изучали по методу изменения агрегатного состояния греющего агента — конденсации слегка перегретого (на $2 \dots 3 \text{ }^\circ\text{C}$) водяного пара, подаваемого внутрь калориметра.

Калориметр 4 представляет из себя передвижную секцию, имеющую такую же систему крепления, как и секции самой циклонной камеры, что позволяет переставлять его по всей длине рабочего объема. Внутренний диаметр калориметра равен диаметру рабочего объема циклонной камеры, 160 мм. Рабочая секция калориметра 5 имеет длину рабочего участка 80 мм. Для предотвращения перетока конденсата из

Рис. 2. Схема экспериментально-го стенда для исследования конвективного теплообмена на боковой поверхности циклонных камер большой относительной длины: 1 — циклонная камера; 2 — штуцер подвода пара; 3 — продувочный вентиль; 4 — передвижной калориметр; 5 — рабочая секция калориметра; 6 — теплоизоляция; 7, 8 — штуцера, продувочный и отвода конденсата; 9 — гидрозатвор; 10 — мензурка; 11 — сосуд с таящим льдом; 12 — потенциометр; 13 — термопара; 14 — фланец теплоизоляционный; 15 — термометр; 16, 19 — пароперегреватели, основной и выносной; 17 — нагревательный элемент; 18 — реостат; 20, 21 — регулировочный и сливной вентили; 22 — паровой котел; 23 — водомерное стекло; 24 — сепарационное устройство; 25 — предохранительный клапан; 26 — манометр.



рабочей секции 5 она ограничена внешней цилиндрической поверхностью диаметром 214 мм и двумя торцевыми. В верхней части этих поверхностей имеются отверстия для ввода в рабочую секцию пароподводящей трубки и прохода избыточного пара в охранный участок калориметра (паровую рубашку). Длина охранной секции 140 мм, внешний диаметр 240 мм. Охранная секция калориметра обеспечивает полную теплоизоляцию рабочей секции. Толщина всех стенок и перегородок калориметра не превышает 1...2 мм, а теплопередающей стенки рабочего участка — 1,0...1,5 мм. Снаружи калориметр теплоизолирован 6 асбестовым шнуром, а со стороны входных шлицев — текстолитовым фланцем толщиной 10 мм.

Греющий пар из электродога 22 через электрические основной 16 и выносной 19 перегреватели по подводящей трубке 2 поступает в 5. Перегрев пара на входе в 5 поддерживают и непрерывно контролируют протарированной медь-константановой термопарой 13. Отсчет ЭДС термопары производят переносным потенциометром 12 типа ПП-63. Избыточный пар и паровоздушную смесь отводят в охранный участок калориметра, а оттуда через отводящий штуцер 7 — в дренаж. Конденсат 8 с рабочего участка собирают через гидравлический затвор 9, обеспечивающий создание определенного (1150...1155 мм вод. ст.) давления в рабочей секции калориметра. Поддержание требуемых величин избыточного давления и перегрева в стационарном режиме осуществляют кранами 3, 20, а при изменении аэродинамики камеры — также за счет регулирования реостатами 18 электрической мощности нагревательных элементов котла и выносного пароперегревателя. Переданную теплоту определяют по количеству собранного за опыт в мензурку 10 конденсата, который измеряют весовым способом с точностью до $\pm 0,01$ г. Давление греющего пара в течение опыта поддерживают постоянным. Температуру стенки рабочего участка принимают в расчетах равной температуре насыщенного пара. Конструкция калориметра и стенда дают возможность получать детальные данные по местным тепловым потокам и коэффициентам теплоотдачи.

Для средних тепловых нагрузок, расхода конденсата и длительности опыта относительные ошибки в определении коэффициентов теплоотдачи и входного числа Рейнольдса соответственно составляют $\pm 2,1$ и $\pm 3,3...4,8$ %.

Результаты опытов в виде зависимости местного числа Нуссельта Nu от входного числа Рейнольдса $Re_{вх}$ приведены отдельно для камер с разносторонним вводом и выводом газов (рис. 3, а) и односторонним — (рис. 3, б). В обоих вариантах схем интенсивность теплоотдачи на боковой поверхности рабочего объема камер снижается с ростом координаты z . В камере с разносторонним вводом и выводом газов при всех рассмотренных \bar{L}_k и \bar{z} показатель степени n в зависимости

$$Nu = A Re_{вх}^n \quad (36)$$

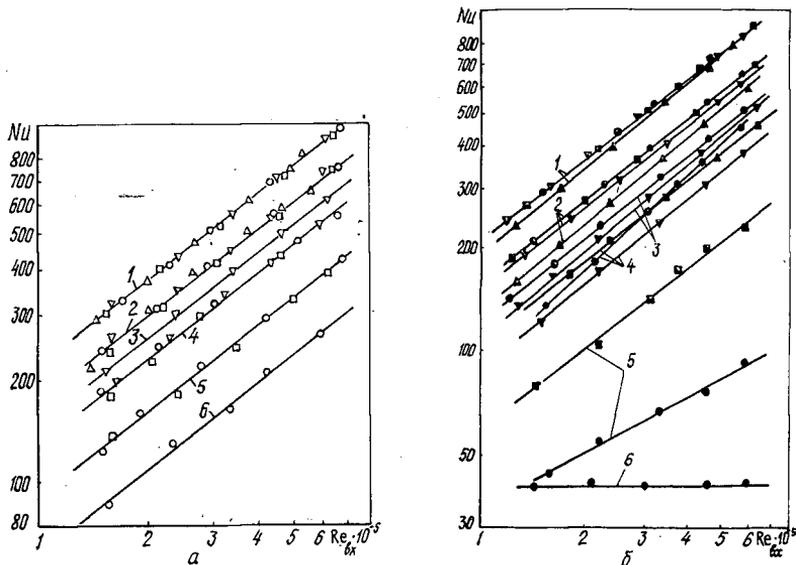


Рис. 3. Теплоотдача на боковой поверхности циклонных камер с разносторонним (а) и односторонним (б) вводом и выводом газов при различных значениях \bar{z} : 1 — 1,5; 2 — 3,0; 3 — 4,5; 4 — 6,0; 5 — 12,0; 6 — 21,0. (Обозначения для \bar{L}_k см. на рис. 1)

имеет одно и то же значение, равное 0,8. В камере с односторонним вводом и выводом газов показатель n сложным образом зависит от продольной координаты x (или \bar{z}) и относительной длины камеры. С определенного значения x наблюдается рост n до максимального значения, а затем его снижение при приближении к торцевой поверхности рабочего объема камеры. Такой характер зависимости $n(x)$, вероятно, можно объяснить радиальным перетоком массы газов через границу пограничного слоя камеры при подтормаживании периферийного обратного вихря вблизи глухого торца рабочего объема и возникающим при этом интенсивным крупномасштабным перемешиванием масс газа. Интересно, что этот процесс сопровождается снижением интенсивности теплоотдачи примерно на 15...28%. Протяженность зоны изменения n и снижения числа Nu при этом зависит от \bar{L}_k и находится в диапазоне $\bar{L}_k - \bar{z} = 1,3 \dots 2,8$, увеличиваясь с ростом длины рабочего объема камеры.

На рис. 4 приведено изменение значений n вдоль траектории струйного потока для обоих вариантов схем подвода и вывода газов и всех \bar{L}_k в зависимости от \bar{x} . Полученные данные подтверждают сделанные выводы и более наглядно показывают характер изменения n . Особый интерес представляет зависимость $n(x)$ в самой длинной из рассмотрен-

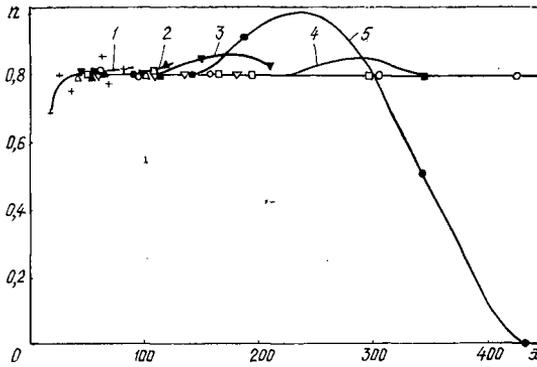


Рис. 4. Изменение показателя n в зависимости (36): 1 — $\bar{L}_k = 1,7$; 2 — 3,5; 3 — 6,5; 4 — 12,5; 5 — 21,5 (см. обозначения на рис. 1)

ных камер с $\bar{L}_k = 21,5$ (рис. 4). Максимум n , равный 0,98, здесь достигается при $\bar{x} = 240$. В диапазоне \bar{x} от 160 до 300 значения n превышают 0,8. Начиная с $\bar{x} = 300$ с увеличением \bar{x} показатель n становится меньше 0,8 и достигает нулевого значения при $\bar{x} \geq 430$. Здесь происходит практически полное торможение потока. Это, так называемая, застойная зона [4].

Резкое увеличение n в области перехода от активной зоны течения к застойной, возможно, связано с особым режимом периодического течения [10], с касанием вихря о боковую поверхность камеры и его турбулизирующим влиянием при вращении в поперечной плоскости на течение в пограничном слое. К сожалению, в наших опытах поток не визуализировался. Косвенным подтверждением возможности существования отмеченного режима течения являются наблюдавшиеся в опытах сильные периодические колебания показаний цилиндрического зонда в этой зоне.

На рис. 4 приведены опытные значения n и для камеры сравнительно небольшой длины ($\bar{L}_k = 1,7$) с односторонним вводом и выводом

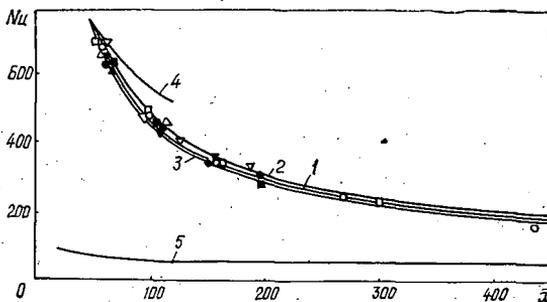


Рис. 5. Сопоставление опытных данных авторов с зависимостями (18) — кривая 1; (35) — кривая 2; (19) — кривая (3) и данных работ [3] — кривая 4 и [1] — кривая 5 (Обозначения опытных точек приведены на рис. 1)

газов (опыты Т. Г. Загоскиной, Э. Н. Сабурова обозначены +). Эти данные позволяют предположить возможность изменения $n(\bar{x})$ и в области малых значений \bar{x} , т. е. в области влияния закручивателя.

Таким образом, в циклонных камерах большой относительной длины с односторонним вводом и выводом газов, с точки зрения теплообменных процессов, на боковой поверхности камеры следует различать зону влияния закручивателя (входную), зону стабилизированного теплообмена и зону влияния приторцевой перестройки потока. Вероятно, зона влияния приторцевых потоков, как и зона влияния закручивателя, имеет место и в камерах с разносторонним вводом и выводом газов.

На рис. 5 представлено сопоставление опытных результатов теплоотдачи на боковой поверхности рабочего объема циклонных камер с разносторонним и односторонним вводом и выводом газов в расчетной зоне потока с зависимостями (18), (35) и данными работ [1, 3]. Сопоставление выполнено при $\bar{R}_w = 6,67$; $\bar{f}_{вх} = 0,04$; $\bar{h}_{вх} = 0,075$; $P_r = 0,72$; $P_r_{тб} = 0,9$ и $Re_{вх} = 5 \cdot 10^5$. Экспериментальные точки, полученные для циклонной камеры с разносторонним (вариант 1) и для активной части рабочего объема с односторонним (вариант 2) вводом и выводом газов, вполне удовлетворительно обобщаются аналитическими зависимостями (18), (35) и (19) (соответственно линии 1, 2, 3). Изменение значений числа Nu вдоль координаты \bar{x} в циклонных камерах большой относительной длины несколько интенсивнее, чем в камерах с периферийным выводом газов [3] (линия 4). Однако даже при максимальном из приведенных в работе значений $\bar{x} = 450$ уровень теплоотдачи в циклонной камере большой относительной длины при прочих равных условиях оказывается в 3,7 раза выше, чем при осевом течении в трубе [1] (линия 5). Вблизи же сечений входных шлицев это различие достигает 10 и более раз.

Выводы

1. Двумя способами решена задача о теплоотдаче на боковой поверхности рабочего объема в циклонных камерах большой относительной длины. Полученные расчетные соотношения дают близкие результаты.

2. Выполнено экспериментальное исследование теплоотдачи в циклонных камерах большой относительной длины. Установлены особенности теплоотдачи в условиях одностороннего и разностороннего ввода и вывода газов.

3. Разработаны расчетные уравнения теплоотдачи на боковой поверхности рабочего объема в циклонных камерах большой относительной длины, которые рекомендуются для практического использования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (Ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы) / Под общ. ред. П. Л. Кириллова.— М.: Энергоатомиздат, 1984.— 296 с. [2]. Сабуров Э. Н., Карпов С. В. Циклонные устройства в деревообрабатывающем и целлюлозно-бумажном производстве / Под ред. Э. Н. Сабурова.— М.: Экология, 1993.— 368 с. [3]. Сабуров Э. Н., Леухин Ю. Л. Аэродинамика и теплообмен закрученного потока в цилиндрической камере // Инж.-физ. журн.— 1985.— Т. 48, № 3.— С. 369—375. [4]. Сабуров Э. Н., Орехов А. Н. Расчет аэродинамических характеристик циклонных камер большой относительной длины // Лесн. журн.— 1994.— № 1.— С. 115—124.— (Изв. высш. учеб. заведений). [5]. 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). [6]. Сакипов З. Б. Теория и методы расчета полуограниченных струй и настильных факелов.— Алма-Ата: Наука КазССР, 1978.— 204 с. [7]. Справочник по теплообменникам: В 2 т. Т. 2 / Пер. с англ. под ред. О. Г. Мартыненко.— М.: Энерго-