

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ НА ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ВСТАВКИ В ЦИКЛОННОЙ КАМЕРЕ СО СТУПЕНЧАТЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ДИАМЕТРА

Канд. техн. наук, проф. КАРПОВ С. В.,
засл. деят. науки и техн. России, докт. техн. наук, проф. САБУРОВ Э. Н.,
инж. КУЛИКОВСКАЯ А. Л.

Архангельский государственный технический университет

Задача конвективного теплообмена цилиндрической вставки в закрученном потоке газов, создаваемом в циклонном устройстве со ступенчатым изменением диаметра рабочего объема, представляет существенный интерес как с точки зрения дальнейшего развития теории циклонных процессов, так и практического использования получаемого при этом эффекта интенсификации процессов тепло- и массообмена при создании новых комбинированных циклонных топок, термообезвреживающих и нагревательных печей, компактных теплообменников, теплорекуперационных устройств, охладителей газов и т. п. [1–3]. В печных установках осесимметричная вставка играет роль нагреваемого изделия, в топочных устройствах, циклонных сепараторах и пыле-каплеуловителях – дополнительной теплообменной поверхности, в электроциклонах – коронирующего электрода.

Результаты исследований и рекомендации по аэродинамическому расчету наиболее простого варианта циклонной камеры со ступенчатым изменением диаметра D_k , состоящей из двух частей с различным D_k , подробно изложены в [4–10]. Ввиду отсутствия рекомендаций по расчету теплоотдачи на поверхности вставки таких камер были проведены исследования [11].

Рассматриваемая циклонная камера состояла из двух осесимметричных цилиндров (рис. 1). Диаметр первого $D_{k1} = 310$ мм; диаметр второго D_{k2} мог варьироваться (в относительном виде $\bar{D}_{k2} = D_{k2}/D_{k1} = 0,387...0,648$); длина первого $L_{k1} = 264$ мм; безразмерная длина второго $\bar{L}_{k2} = L_{k2}/D_{k1}$ изменялась в пределах $0,361...1,948$. Диаметр соосного с камерой выходного отверстия $d_{\text{вых}2}$, расположенного на торце камеры с меньшим диаметром, варьировали плоскими пережимами таким образом, что безразмерный параметр $\bar{d}_{\text{вых}2} = d_{\text{вых}2}/D_{k1}$ изменялся соответственно от 0,4 до 1,0. Относительная площадь входа потока $\bar{f}_{\text{вх}1} = 4f_{\text{вх}1}/(\pi D_{k1}^2)$ составляла 0,0477. В опытах изменяли также соотношение объемных расходов воздуха, вводимого во вторую Q_2 и первую Q_1 части камеры $\bar{Q}_2 = Q_2/Q_1$ в диапазоне значений от 0 до ∞ (при отключении подачи воздуха в первую).

Изучение теплоотдачи проводили по методу конденсации слегка перегретого водяного пара, подаваемого внутрь секционного калориметра-вставки, установленного осесимметрично рабочему объему циклонной камеры, что позволяло определять локальные коэффициенты теплоотдачи как в первой, так и во второй ее частях. Калориметр перемещали по длине камеры за счет крепления дополнительной секции сверху или снизу к его рабочей части. Общая длина поверхности калориметра составляла 360 мм, диаметр $d_b = 105,3$ мм. Длина секции 45 мм, количество секций – 8. Подробное описание калориметра изложено в [3]. Пре-

дельно допустимые погрешности измерений расхода воздуха и коэффициентов теплоотдачи α составляли соответственно $\pm 1,9$ и $\pm 2,3$ %.

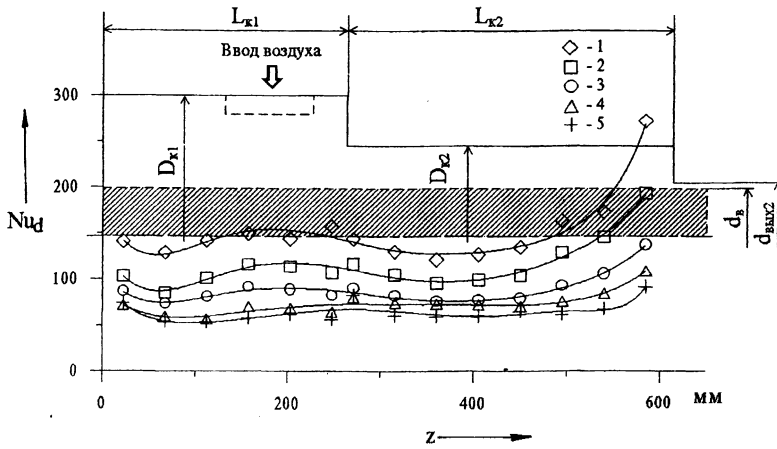


Рис. 1. Изменение локальных значений числа Nu_d по длине вставки при различных числах Рейнольдса: 1— $Re_{вх} = 1,45 \cdot 10^5$; 2— $1,04 \cdot 10^5$; 3— $6,48 \cdot 10^4$; 4— $4,88 \cdot 10^4$; 5— $3,36 \cdot 10^4$

На рис. 1 показано распределение локальных значений чисел Нуссельта $Nu_d = \alpha_z d_B / \lambda$ по длине вставки (координате z , отсчитываемой от глухого торца камеры) при различных числах Рейнольдса $Re_{вх} = V_{вх1} D_{к1} / \nu_{вх}$ ($V_{вх1}$, $\nu_{вх}$ — средняя скорость и кинематическая вязкость потока во входных каналах) в устройстве с $\bar{D}_{к2} = 0,648$; $\bar{d}_{вых2} = 0,6$; $\bar{L}_{к2} = 1,132$. Распределение Nu_d имеет сложный характер и соответствует особенностям аэродинамики рассматриваемой циклонной камеры [7, 9].

Рост теплоотдачи в приторцевых областях обусловлен наличием радиальных течений, особенно интенсивных в области выходного участка камеры. При числах $Re_{вх} = 3,36 \cdot 10^4 \dots 1,45 \cdot 10^5$ изменение Nu_d по длине вставки имеет общую закономерность, определяемую геометрией циклонной камеры.

Исследование влияния $\bar{L}_{к2}$ с недифрагмированным выходным отверстием (рис. 2) показало наличие областей: зависимости чисел Nu_d от осевой координаты z в первой части камеры, где распределение $Nu_d = f(z)$ носит единообразный характер при различных значениях $\bar{L}_{к2}$, и выходного участка, на котором зависимость $Nu_d = f(z)$ повторяет сложную картину изменения максимальной тангенциальной скорости w_{om} по его длине. Максимальный уровень теплообмена во второй части камеры достигается на определенном расстоянии от торцевой поверхности первой, причем положение максимума смещается в сторону выходного отверстия с ростом $\bar{L}_{к2}$.

Анализ влияния диаметра второй части камеры на распределение локальных значений Nu_d по длине вставки в этой области при $\bar{d}_{вых2} = 1$ показал, что увеличение $\bar{D}_{к2}$ до 0,648 приводит к значительному понижению уровня теплоотдачи. Последнее вызвано формированием присоединенного внутреннего кольцевого слабопроточного вихря. Наличие пережима выхода (при $\bar{d}_{вых2} = 0,6 \dots 0,8$) снижает общий уровень теплообмена на

основном участке второй части камеры. Радиальные приторцевые течения и внутренний кольцевой обратный вихрь обуславливают скачкообразный характер распределения $Nu_d = f(z)$ в ее выходных сечениях. Для варианта с недиафрагмированным выходом максимальный уровень чисел Nu_d в первой части камеры превышает максимум Nu_d в вариантах с диафрагмированным выходом в среднем на 40 %, а во второй — на 50 %.

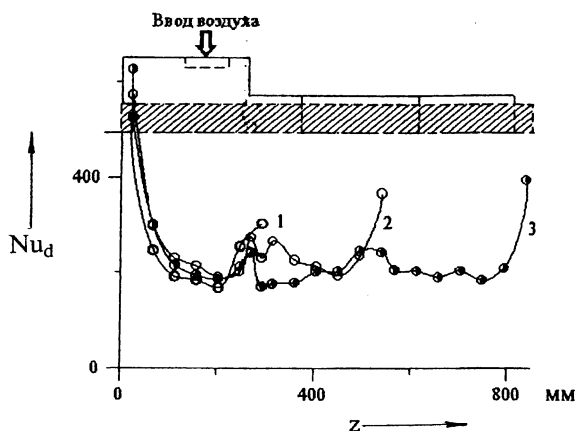


Рис. 2. Изменение Nu_d по длине вставки для ДШУ с $\bar{D}_{K2} = 0,49$; $\bar{d}_{\text{вых}2} = 1$ при различных \bar{L}_{K2} : 1 — $\bar{L}_{K2} = 0,361$; 2 — $\bar{L}_{K2} = 1,119$; 3 — $\bar{L}_{K2} = 1,948$

Опытные данные по средним коэффициентам теплоотдачи получены путем интегрирования распределений тепловых потоков. В качестве характерного линейного размера при обработке опытных данных использовали диаметр вставки d_B , в расчетах чисел Рейнольдса — диаметр вставки d_B , диаметр камеры D_{K1} и разность диаметров $(D_{K1} - d_B)$; в качестве характерной скорости — скорость входа потока в камеру $V_{\text{вх}}$, максимальную тангенциальную скорость $w_{\text{фм}}$ и среднерасходную скорость $w_{\text{ср}}$. Экспериментальные данные обобщены в виде уравнений подобия $Nu = CRe^n$, где $n = f(\bar{D}_{K2}, \bar{d}_{\text{вых}2})$. В результате проведенных обобщений получены полиномиальные уравнения третьей степени $n = f(\bar{d}_{\text{вых}2})$. Для вариантов с $\bar{d}_{\text{вых}2} = 0,6 \dots 0,8$ установлены осредненные (при относительной погрешности 5,6 %) значения n : для первой зоны — 0,57; для второй — 0,63; для вариантов с недиафрагмированным выходом — соответственно 0,73; 0,76. Опытные данные обработаны как с учетом переменности n , так и его усредненных значений. С уменьшением \bar{D}_{K2} показатель степени n повышается. Если пренебречь влиянием \bar{D}_{K2} на n , то уравнения подобия можно представить в виде следующих зависимостей:

для первой части камеры —

$$Nu_d = 0,1035 Ko_1 Re_{\text{вх}d}^{0,72}; \quad (1)$$

для второй —

$$Nu_d = 0,2674 Ko_2 Re_{\text{вх}d}^{0,72}, \quad (2)$$

где Ko_1 и Ko_2 — безразмерные комплексы, учитывающие влияние геометрических и режимных параметров на конвективный теплообмен в первой и второй частях камеры;

$$Ko_1 = (1 - \bar{D}_{K2})^{1,07} \varepsilon_{d1} \varepsilon_{L1} \varepsilon_{Q1}; \quad Ko_2 = (9,32 - 1/\bar{D}_{K2}^2)^{-1} \varepsilon_{d2} \varepsilon_{L2} \varepsilon_{Q2},$$

где ε_{d1} , ε_{d2} , ε_{L1} , ε_{L2} , ε_{Q1} , ε_{Q2} — поправочные множители, учитывающие влияние диаметра выходного отверстия $\bar{d}_{\text{вых}2}$, относительной длины \bar{L}_{k2} и безразмерного расхода газа \bar{Q}_2 на теплоотдачу соответственно в первой и второй частях камеры:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{d1} = \varepsilon_{d2} = 1 \text{ при } \bar{d}_{\text{вых}2} = 1; \varepsilon_{d1} = 0,82, \varepsilon_{d2} = 0,88 \text{ при } \bar{d}_{\text{вых}2} = 0,6 \dots 0,8; \\ \varepsilon_{L1} = \bar{L}_{k2}^{0,052} \bar{L}_{k2}; \varepsilon_{L2} = 2 \cdot \bar{L}_{k2}^{0,91} \cdot 0,49 \bar{L}_{k2}; \varepsilon_{Q1} = 1,5 \bar{Q}_2; \varepsilon_{Q2} = 1,56 \bar{Q}_2; \\ \text{Re}_{\text{вх}d} = V_{\text{вх}1} d_B / \nu_{\text{вх}}. \end{aligned}$$

Результаты сопоставления расчетных по зависимостям (1), (2) и опытных значений чисел Nu_d представлены на рис. 3. Следует отметить вполне удовлетворительное их совпадение.

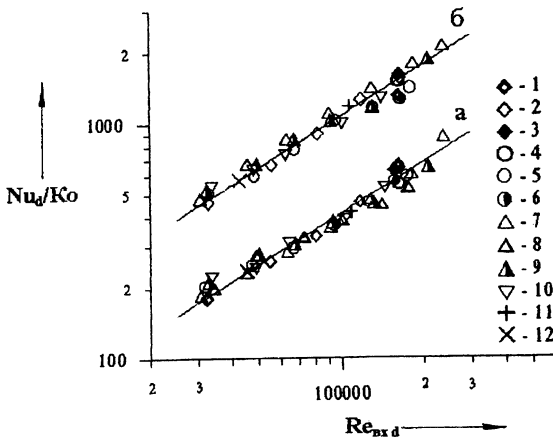


Рис. 3. Обобщение опытных данных по средней теплоотдаче на поверхности вставки в первой камере: а — расчет по (1); б — по (2); опытные данные: 1, 2, 3 — $\bar{D}_{k2} = 0,387$; $\bar{L}_{k2} = 0,361$; 1,119; 1,764; 4, 5, 6 — $\bar{D}_{k2} = 0,49$; $\bar{L}_{k2} = 0,361$; 1,119; 1,948; 7, 8, 9, 10 — $\bar{D}_{k2} = 0,648$; $\bar{L}_{k2} = 1,132$; $\bar{d}_{\text{вых}2} = 1$; 0,8; 0,7; 0,6; 11 — $\bar{D}_{k2} = 0,648$; $\bar{L}_{k2} = 1,132$; $\bar{d}_{\text{вых}2} = 0,6$; $Q_2/Q_1 = 1$; 12 — $\bar{D}_{k2} = 0,648$; $\bar{L}_{k2} = 1,132$; $\bar{d}_{\text{вых}2} = 0,6$; $Q_2/Q_1 = 2,74$

В основу решения задачи конвективного теплообмена на боковой поверхности вставки положено условное интегральное соотношение для теплового пограничного слоя [8, 9], записанное в приближении плоского кругового течения и при использовании ряда допущений, позволивших придать ему форму, аналогичную обычному интегральному соотношению для теплового пограничного слоя:

$$\frac{d}{dr_B} \int_0^{\delta_T} w_\varphi \vartheta dy = \frac{q_B}{\rho c_p}, \quad (3)$$

где δ_T — толщина теплового пограничного слоя; $\vartheta = (T_B - T)$ — избыточная температура; y — координата, направленная по нормали к поверхности вставки; q_B — плотность теплового потока на поверхности вставки; ρ , c_p — средние плотность и изобарная теплоемкость.

В рассматриваемой задаче формирование пограничного слоя характеризуется в основном переменной $\eta_B = r_B/r_{\phi m}$ [2, 8], где $r_{\phi m}$ — радиус, на котором достигается максимальная тангенциальная скорость $w_{\phi m}$. Принято также, что пограничный слой тонкий и его поперечной кривизной можно пренебречь [1], а распределения w_ϕ и ϑ хорошо описываются обычными степенными формулами:

$$\frac{w_\phi}{w_{\phi\delta}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^m; \quad (4)$$

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_T} = \left(\frac{y}{\delta_T}\right)^m, \quad (5)$$

где $w_{\phi\delta}$ и δ — скорость на границе гидродинамического пограничного слоя и его толщина; ϑ_T — избыточная температура на границе теплового пограничного слоя.

Напряжение трения $\tau_{\phi B}$ и плотность теплового потока q_B в пределах турбулентного пограничного слоя определены также известными формулами:

$$\tau_{\phi B} = \rho(\nu + \varepsilon_\sigma) \frac{dw_\phi}{dy}; \quad (6)$$

$$q_B = \rho c_p (a + \varepsilon_q) \frac{d\vartheta}{dy}, \quad (7)$$

где a — коэффициент температуропроводности; ε_σ , ε_q — турбулентные аналоги коэффициентов ν и a .

При условии, что в турбулентном ядре $\nu \ll \varepsilon_\sigma$; $\alpha \ll \varepsilon_q$, из последних получено соотношение

$$\frac{q_B}{\rho c_p} = \frac{1}{Pr_{T\phi}} \left(\frac{\delta}{\delta_T}\right)^m \frac{\vartheta_T}{w_{\phi\delta}}. \quad (8)$$

Здесь $Pr_{T\phi}$ — турбулентный аналог молекулярного числа Прандтля Pr .

Безразмерная толщина пристенного пограничного слоя $\bar{\delta} = \delta/d_B$ определена как функция числа Рейнольдса $Re_{\phi m} = w_{\phi m} d_B / \nu$ (рис. 4)

$$\bar{\delta} = \frac{\delta^+}{\sqrt{\frac{A}{2}}} Re_{\phi m}^{\frac{z}{2}-1}, \quad (9)$$

где δ^+ — толщина пограничного слоя в универсальных координатах; A , z — коэффициенты, входящие в уравнение для коэффициента трения [8, 9]:

$$c_{f\delta} = \frac{2\tau_{\phi B}}{\rho w_{\phi m}^2} = A \operatorname{Re}_{\phi m}^{-z}. \quad (10)$$

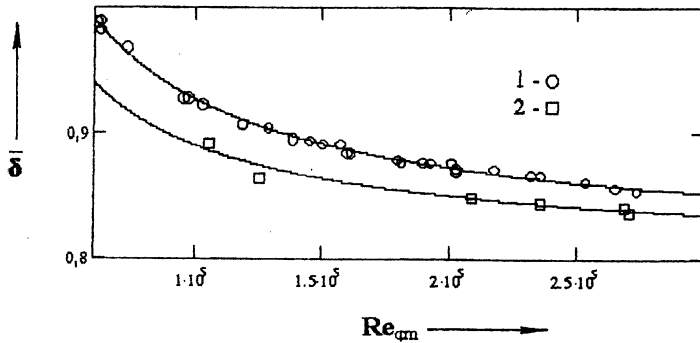


Рис. 4. Зависимость безразмерной толщины пограничного слоя от числа Рейнольдса: линии — расчет по (9); точки: 1 — $\bar{d}_{\text{вык}2} = 0,4$ («сконцентрированный» поток); 2 — $0,6$ («свободный» поток) [1]

С учетом (9) безразмерный радиус внешней границы гидродинамического слоя

$$\eta_{\delta} = \left(1 + \frac{2\delta^+}{\sqrt{\frac{A}{2}}} \operatorname{Re}_{\phi m}^{\frac{z-1}{2}} \right) \eta_B. \quad (11)$$

Распределение w_{ϕ} в приосевой области рассматриваемой циклонной камеры, так же как и обычной [1–3], зададим, используя аппроксимацию вида

$$\bar{w} = \frac{w_{\phi}}{w_{\phi m}} = \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^{n_{\omega}}, \quad (12)$$

где $\eta = r/r_{\phi m}$ — безразмерный текущий радиус; n_{ω} — показатель степени, в общем случае зависящий от геометрических характеристик камеры и z ,

$$n_{\omega} = \frac{1 + \eta_{\omega}^2}{1 - \eta_{\omega}^2}. \quad (13)$$

Здесь η_{ω} — безразмерный радиус, на котором достигается максимум угловой скорости циклонного потока.

Подставив (12) и (13) в (11), получим расчетное выражение для скорости на границе гидродинамического пограничного слоя, которое приближенно аппроксимировано степенной зависимостью

$$w_{\phi\delta} = B\eta_B \operatorname{Re}_{\phi m}^{-k} w_{\phi m}, \quad (14)$$

где B и k – коэффициенты, в общем случае зависящие [8, 9] от коэффициента трения (10), осевой координаты, диапазона изменения $Re_{\varphi m}$.

Вычислив определенный интеграл в левой части (3) с учетом (4), (5), (14) и сделав необходимые преобразования, получим линейное дифференциальное уравнение

$$\frac{d}{d\eta_B} \left(\frac{\delta_T}{\delta} \right)^{2m+1} + \frac{1}{\eta_B} \left(\frac{\delta_T}{\delta} \right)^{2m+1} = \frac{E}{\eta_B^3} Re_{\varphi m}^{2k - \frac{3}{2}z + 1}, \quad (15)$$

где

$$E = \frac{2m+1}{4} \frac{\sqrt{\frac{A^3}{2}}}{B^2 \delta^+ Pr_{T\delta}}.$$

Решение (15) позволяет получить соотношение между толщинами теплового и гидродинамического пограничных слоев на поверхности вставки

$$\frac{\delta_T}{\delta} = \left[E \left(\frac{1}{C\eta} - \frac{1}{\eta^2} \right) \right]^{\frac{1}{2m+1}} Re_{\varphi m}^{\frac{2k - \frac{3}{2}z + 1}{2m+1}}. \quad (16)$$

Здесь $C = \eta_B^0$ – постоянная интегрирования, $\eta_B^0 \cong 6,74 \cdot 10^{-3}$ [8, 9].

Подставив (10) и (16) в (8) и выделив в правой части число Nu_d , получим формулу для расчета локальной или средней по длине цилиндра теплоотдачи

$$Nu_d = \frac{1}{2} \frac{A}{B} \frac{Pr}{Pr_{T\delta}} \frac{1}{\eta_B} \left[\left(\frac{1}{\eta_B^0 \eta_B} - \frac{1}{\eta_B^2} \right) \frac{2m+1}{4} \frac{\sqrt{A^3/2}}{B^2 \delta^+ Pr_{T\delta}} \right]^{\frac{m}{2m+1}} Re_{\varphi m}^n, \quad (17)$$

где

$$n = 1 + k - z - \frac{m}{2m+1} \left(2k - \frac{3}{2}z + 1 \right).$$

Сопоставление полученного выражения с экспериментальными значениями средних чисел Nu_d представлено на рис. 5. Сравнение выполнено при $Pr = 0,72$; $Pr_{T\delta} = 0,75$ (кривая 1); 1 (кривая 2). Из рисунка видно, что опытные точки удовлетворительно согласуются с (17).

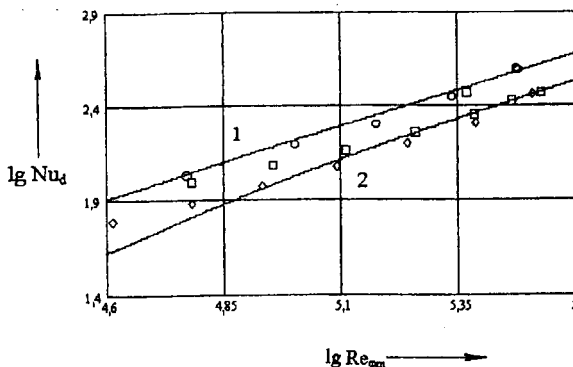


Рис. 5. Сопоставление расчетных и опытных данных по средней теплоотдаче вставки в первой камере двухкамерного циклонного устройства: линии – расчет по (17): 1 – $\bar{D}_{k2} = 0,387$; 2 – $0,648$; точки – эксперимент: \circ – $\bar{D}_{k2} = 0,387$; \square – $0,49$; \diamond – $0,648$

Полученные обобщающие уравнения подобия и рекомендации для расчета средних значений коэффициентов теплоотдачи могут быть использованы при проектировании циклонных камер со ступенчатым изменением диаметра рабочего объема различного технологического назначения.

ЛИТЕРАТУРА

1. С а б у р о в Э. Н. Аэродинамика и конвективный теплообмен в циклонных нагревательных устройствах. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982. – 240 с.
2. С а б у р о в Э. Н., К а р п о в С. В. Циклонные устройства в деревообрабатывающем и целлюлозно-бумажном производстве / Под ред. Э. Н. Сабурова. – М.: Экология, 1993. – 368 с.
3. С а б у р о в Э. Н. Циклонные нагревательные устройства с интенсифицированным конвективным теплообменом. – Архангельск: Сев.-Зап. изд-во, 1995. – 344 с.
4. К а р п о в С. В., С а б у р о в Э. Н. Некоторые результаты экспериментального исследования аэродинамики двухкамерного циклонного устройства // Тр. АЛТИ. – 1970. – Вып. 22.
5. К а р п о в С. В., С а б у р о в Э. Н. О некоторых особенностях аэродинамики циклонно-вихревого нагревательного устройства с камерой для предварительного подогрева металла // Тр. АЛТИ. – 1971. – Вып. 24.
6. К а р п о в С. В., С а б у р о в Э. Н. Аэродинамика двухкамерных циклонных нагревательных устройств // Вопросы энергетики и промышленной теплотехники Севера: Сб. НТОЭ и ЭП. – Вып. 4. – Архангельск: Северо-Зап. книжн. изд-во, 1974.
7. К а р п о в С. В., К о п т я е в а А. Л., С а б у р о в Э. Н. Исследование аэродинамики двухкамерного циклонного устройства // Актуальные проблемы рационального использования природных и энергетических ресурсов Европейского Севера: Сб. науч. тр. – Архангельск, 1994.
8. К а р п о в С. В. О расчете движения газов и теплоотдачи в приосевой области циклонного потока // ИФЖ. – 1984. – Т. 47, № 6.
9. С а б у р о в Э. Н., К а р п о в С. В., О с т а ш е в С. И. Теплообмен и аэродинамика закрученного потока в циклонных устройствах. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1989. – 276 с.
10. К а р п о в С. В., К у л и к о в с к а я А. Л., С а б у р о в Э. Н. О расчете аэродинамики выходного канала циклонных камер // Изв. вузов. Лесной журнал. – 2000. – № 3.
11. К а р п о в С. В., С а б у р о в Э. Н., К у л и к о в с к а я А. Л. Теплоотдача цилиндрической вставки в двухкамерном циклонном устройстве // Повышение эффективности теплообменных процессов и систем: Материалы II междунар. науч.-техн. конф. – Вологда: ВоГТУ, 2000.