

УДК 536.24.08: 533.6.011.6: 533.697.4

Применение закрученного течения пара в коротких линейных тепловых трубах. Часть 2*

Канд. физ.-мат. наук А. В. СЕРЯКОВ¹, А. В. КОНЬКИН, А. П. АЛЕКСЕЕВ

ООО «Рудетранссервис»

¹E-mail: seryakovav@yandex.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований коэффициента теплопередачи КТТ коротких тепловых труб (ТТ) с выполненным в виде сопла Лаваля паровым каналом и с частично закрученным течением пара внутри канала. Частичная закрутка струйного парового потока создается с помощью наклонных инжекторных каналов диаметром 1 мм в плоском многослойном сеточном испарителе, с углом наклона φ относительно продольной оси в азимутальном направлении, против часовой стрелки, в диапазоне $0^\circ < \varphi < 60^\circ$. Анализ рекомендуемой формы парового канала, проведенный с помощью оценки числа Ричардсона Ri струйного потока пара над испарителем, позволил оценить величину безразмерного продольного радиуса кривизны δ/R_{conf} конфузورной части парового канала, который определяют из условия минимальных потерь на трение при течении влажного пара в пограничном слое δ по вогнутой стенке конфузорной части канала с продольным радиусом кривизны R_{conf} . Форма вогнутой диффузорной части парового канала определена из условия параллельности векторов скорости движущихся паровых струй продольной оси диффузорной части парового канала ТТ. Результаты численного моделирования коэффициентов гидравлического сопротивления $\xi_{вр}$ закрытого плоскими крышками парового канала ТТ при частично закрученном струйном течении пара, полученные с помощью программы ANSYS, показывают снижение $\xi_{вр}$ при высоких значениях температурного напора на испаритель в диапазоне скоростей течения пара $1 \text{ м/с} < u_z \leq 100 \text{ м/с}$ и в интервале углов закрутки $0^\circ < \varphi < 30^\circ$. При $\varphi > 30^\circ$ начинается резкий рост коэффициента гидравлического сопротивления $\xi_{вр}$. Проведенное систематическое исследование коэффициентов теплопередачи КТТ с помощью набора тождественных ТТ с различными углами наклона инжекторных каналов в испарителях, с одинаковой массой заправки рабочей жидкостью ($\delta m/m \leq 0,1\%$), представляет собой экстремальную выпуклую функцию в зависимости от угла наклона φ инжекторных каналов, с максимумом при угле закрутки потока пара $\varphi = 26^\circ \pm 2^\circ$. Величина превышения $K_{ТТ}$ с закрученным потоком пара над аналогичными $K_{ТТ}$ с прямым потоком пара достигает 10 %.

Ключевые слова: тепловые трубы, гидравлическое сопротивление, паровой канал, коэффициент теплопередачи.

Информация о статье:

Поступила в редакцию 14.08.2023, одобрена после рецензирования 23.09.2023, принята к печати 18.01.2024

DOI: 10.17586/1606-4313-2024-23-2-72-79

Язык статьи — русский

Для цитирования:

Серяков А. В., Конькин А. В., Алексеев А. П. Применение закрученного течения пара в коротких линейных тепловых трубах. Часть 2. // Вестник Международной академии холода. 2024. № 2. С. 72–79. DOI: 10.17586/1606-4313-2024-23-2-72-79

Swirling vapour flow in short linear heat pipes. Part II

Ph. D. A. V. SERYAKOV¹, A. V. KONKIN, A. P. ALEKSEEV

LLC Rudetransservice

¹E-mail: seryakovav@yandex.ru

The article presents the results of the experimental studies of heat transfer coefficients K_{HP} for short linear heat pipes (HP) with a Laval nozzle-like vapour channel and with a partially swirled vapour flow inside the channel. A partial azimuthal swirling of the jet vapour stream is created using inclined injection channels of 1 mm diameter in a flat multilayer mesh evaporator, with an inclination angle φ relative to the longitudinal axis in the azimuthal direction in the range of $0^\circ < \varphi < 60^\circ$. An analysis of the recommended vapour channel shape, carried out by the estimating of the Richardson number Ri for the vapour flow jets above the evaporator allowed us to estimate the value of the dimensionless longitudinal radius of curvature δ/R_{conf} for the confuser part of the vapour channel, which is determined from the condition of minimal friction losses during the flow of moist vapour in the boundary layer δ along the concave wall of the confuser part in the vapour channel with a longitudinal radius of curvature R_{conf} . The concave diffuser part shape of the vapour channel is determined by the condition that the moving vapour jets' velocity vectors must be parallel to the longitudinal axis of the diffuser part of the HP's vapour channel. The results of the numerical simulation for the hydraulic resistance coefficients $\xi_{вр}$ of the HP's

* Начало статьи в предыдущем выпуске журнала «Вестник Международной академии холода», № 1, 2024.

vapour channel closed with flat lids at partially swirling jet vapour flow, obtained by using the ANSYS FLUENT software, show a decrease in ξ_{vp} coefficients at high values of the evaporator temperature load in the range of vapour flow velocities of $1 \text{ m/s} < u_z \leq 100 \text{ m/s}$ and in the range of swirling angles of $0^\circ < \varphi < 30^\circ$. With the increasing the swirling angles $\varphi > 30^\circ$, a sharp increase in the hydraulic resistance coefficient ξ_{vp} occurs. The heat transfer coefficients K_{HP} for a set of the identical HP's with a different inclination angles φ of the injection channels in the evaporators, with the same working fluid mass filling ($\delta m/m \leq 0.1\%$), represent an extreme convex function depending on the magnitude of inclination angle φ in the injection channels, with a maximum at the swirled angle of the vapour flow $\varphi = 26^\circ \pm 2^\circ$. The magnitude of K_{HP} excess with a swirling vapour flow over the identical HPs with a direct vapour flow reaches 10 %.

Keywords: heat pipes, hydraulic resistance, vapour channel, heat transfer coefficient.

Article info:

Received 14/08/2023, approved after reviewing 23/09/2023, accepted 18/01/2024

DOI: 10.17586/1606-4313-2024-23-2-72-79

Article in Russian

For citation:

Seryakov A. V., Konkin A. V., Alekseev A. P. Swirling vapour flow in short linear heat pipes. Part II. *Journal of International Academy of Refrigeration*. 2024. No 2. p. 72-79. DOI: 10.17586/1606-4313-2024-23-2-72-79

Коэффициент гидравлического сопротивления парового канала ТТ

1. Описание моделей турбулентности

Расчеты и моделирование закрученных течений влажного пара над плоским испарителем ТТ требуют тщательного и адекватного выбора модели турбулентности. В настоящее время существует множество профессиональных и коммерческих программных систем для моделирования различных видов турбулентных потоков. Все они содержат базовые модели турбулентности. В этой статье закрученные вихревые структуры моделируются в пакете ANSYS Fluent. Это универсальный программный комплекс для решения задач механики жидкости и газа, который обеспечивает адекватное моделирование сложных вихревых течений, содержащий модель турбулентности k - ϵ , которая является наиболее оптимальной для анализа потоков влажного пара в ТТ. При расчетах использовалась модель турбулентности k - ϵ , рекомендованная в руководстве пользователя Fluent версии 6.0, кинетическая энергия k и скорость рассеяния ϵ которой были рассчитаны с использованием хорошо известных уравнений, рекомендованных разработчиками ANSYS Fluent [16, 25]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{vp}k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_{vp}ku_i) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu_{mol} + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + g_k + g_b - \rho_{vp}^{mix} \epsilon - Y_M + S_k; \\ & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{vp}\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_{vp}\epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu_{mol} + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \\ & + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (g_k + C_{3\epsilon} g_b) - C_{2\epsilon} \rho_{vp} \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon. \end{aligned} \tag{65}$$

В этих уравнениях используются общепринятые обозначения: g_k — выработка кинетической энергии турбулентности за счет градиентов средней скорости; g_b — выработка кинетической энергии турбулентности за счет плавучести пара; Y_M — вклад флуктуирующего расширения при турбулентности сжимаемого пара в общую скорость рассеивания. $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$, $C_{3\epsilon}$ — константы; σ_k и σ_ϵ — турбулентные числа Прандтля для k и ϵ ; S_k и S_ϵ — исход-

ные члены соответственно. Эффективный коэффициент вязкости пара состоит из двух компонентов: молекулярного и турбулентного. Вязкость турбулентного пара μ_t определяется стандартным методом в следующей форме:

$$\mu_{vp} = \mu_{mol} + \mu_t; \mu_t = \rho_{vp} C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \tag{66}$$

где C_μ является константой, в стандартной модели двух уравнений k - ϵ , параметры турбулентности равны $C_{1\epsilon} = 1,44$, $C_{2\epsilon} = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\epsilon = 1,3$.

Кривизна линий тока влажного пара вблизи поверхности конденсации стабилизирует струи пара и уменьшает кинетическую энергию турбулентности, при этом образуется устойчивый тороидальный вихрь конденсирующегося пара, направление вращения которого зависит от тепловой нагрузки на испаритель ТТ.

2. Расчет коэффициентов гидравлического сопротивления ξ_{vp} парового канала

Влияние частичного закручивания струйного потока пара как фактора, влияющего на коэффициент гидравлического сопротивления ξ_{vp} потока в паровом канале коротких ТТ, выполненных в виде сопла Лавалья, неоднозначно. Вращение потока вокруг продольной оси симметрии удлиняет траектории микромолей пара и увеличивает потери на трение. Коэффициент гидравлического сопротивления парового канала типа сопла Лавалья, когда в нем протекает закрученный поток влажного пара, рассчитывается по формуле:

$$\xi_{vp} = \frac{2\Delta P_{vp}}{\rho_{vp}^{mix} (u_z^2 + u_r^2 + u_\varphi^2)} = \frac{2(P_{ev} - P_{cond})}{\rho_{vp}^{mix} (u_z^2 + u_r^2 + u_\varphi^2)}. \tag{67}$$

При всех расчетах коэффициента гидравлического сопротивления ξ_{vp} парового канала ТТ мы учитываем полный расход пара в канале, подобном соплу Лавалья. Давление P_{ev} над испарителем и вблизи поверхности конденсации P_{cond} определяется и рассчитывается в соответствии с [4]–[6]. В цилиндрической системе координат r , φ , z — ось z направлена вдоль продольной оси парового канала ТТ, выполненного в виде сопла Лавалья, и, соответственно, вдоль продольной оси закручивающегося вихревого потока. Анализ вихревых потоков и расчет

составляющих скорости в паровом канале ТТ будут выполнены с использованием численного решения в безразмерной форме уравнений Пуассона (68) и Навье — Стокса (69)–(71) [9–11, 14, 15] с общепринятыми обозначениями функции тока ψ , завихренности $\omega = \text{rot}u$, продольной u_z , радиальной u_r и азимутальной составляющих скорости u_φ в следующем виде:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) = -\omega; \quad (68)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (u_z \omega) + \frac{\partial}{\partial r} (u_r \omega) = \\ = \frac{1}{\text{Re}_{vp}} \left[\frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\omega}{r} \right) \right] + S^2 \frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi^2}{\partial z}; \end{aligned} \quad (69)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (u_z u_\varphi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r u_\varphi) + \frac{u_r u_\varphi}{r} = \\ = \frac{1}{\text{Re}_{vp}} \left[\frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right) - \frac{u_\varphi}{r^2} \right]; \end{aligned} \quad (70)$$

$$u_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}; \quad \omega = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r}. \quad (71)$$

Система уравнений (68)–(71) вихревого потока пара записана в безразмерной форме, продольная u_z , азимутальная (тангенциальная) u_φ и радиальная u_r составляющие скорости u нормализованы к продольной, азимутальной и радиальной составляющим скорости пара непосредственно на поверхности плоского испарителя, в выходных отверстиях наклонных инжекторных каналов в соответствии с (1) и [4]–[6]. Оценка величины завихренности ω и разрежения ΔP в центре вихря с радиусом r [26, 27] конденсирующегося пара дает следующие значения:

$$\begin{aligned} \omega \sim \frac{u_v}{r} = \frac{(3-5) \cdot 10^4 \text{ м/с}}{10^{-2} \text{ м}} = (3-5) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}; \\ \Delta P = (3-5) \cdot 10^3 \text{ Па}. \end{aligned} \quad (72)$$

На поверхности испарителя в конфузурной части парового канала мы устанавливаем следующие распределения осевой u_z , радиальной u_r и азимутальной составляющих скорости u_φ с ограничениями внутри радиуса r_4 , на котором выполнены наклонные каналы для инжектирования пара, которые задают тангенциальный наклон паровых струй над испарителем, и частичное закручивание парового потока, аналогичное приведенным в [26–28, 29, 30], в безразмерной форме:

$$u_z = u_{z0} + u_0 \exp(-b_1 r^2); \quad r_4 < r < r_{\Omega(z)}; \quad (73)$$

$$u_\varphi = u_{\varphi 0} + \frac{u_0}{r/r_4} \left[1 - \exp(-b_2 r^2) \right]; \quad r_4 < r < r_{\Omega(z)}; \quad (74)$$

$$u_r = u_{r0} + \frac{u_0}{r/r_4} \left[1 - \exp(-b_3 r^2) \right]; \quad r_4 < r < r_{\Omega(z)}, \quad (75)$$

где r_4 — радиус, на котором расположены четыре инжекторных канала в испарителе, м; $r_{\Omega(z)}$ — радиус твердой стенки КПВ вблизи испарителя, м; u_{z0} — продольная составляющая скорости пара непосредственно над испарителем, м/с; u_{r0} — радиальная составляющая скорости пара непосредственно над испарителем, м/с; $u_{\varphi 0}$ — окружная составляющая скорости пара непосредственно над испарителем, м/с.

Формулы (73)–(75) были предложены ранее в работе [31] на основе автомодельного решения уравнений Навье — Стокса для вязкого закрученного следа закрученного потока в простой плоскопараллельной геометрии задачи. Резкий профиль продольной и тангенциальной составляющих скорости пара внутри диаметра $2r_4$ может быть рассмотрен с помощью квадратичной функции, которая точно соответствует ранее предложенным и протестированным вариантам расчета [26, 27] в следующем виде:

$$u_z = a_0 + a_1 r + a_2 r^2; \quad 0 < r < r_4; \quad (76)$$

$$u_\varphi = b_0 + b_1 r + b_2 r^2; \quad 0 < r < r_4. \quad (77)$$

Все коэффициенты многочленов a_i и b_i определяются из условия прилипания пара к поверхности конфузурной части сопла и непрерывности составляющих скорости и их производных вблизи радиуса инжекторных каналов r_4 в испарителе. Входные данные, определяющие развитие потока пара по всей площади сопла, приведены в виде:

$$u_z = u|_{z=0}(r); \quad u_r = u_r|_{z=0}(r); \quad u_\varphi = u_\varphi|_{z=0}(r). \quad (78)$$

Для решения системы уравнений (68)–(71), условия для ψ , ω и u_φ должны быть заданы на всей твердой поверхности парового канала следующим образом:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \omega}{\partial z} = \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} = 0. \quad (79)$$

Текущее значение функции ψ может быть определено с точностью до константы, поэтому мы предполагаем, что $\psi=0$ на оси канала для пара при $r=0$. Следовательно, на оси канала при $r=0$:

$$\psi = 0; \quad \omega = 0; \quad u_\varphi = 0; \quad 0 \leq z \leq L_{TT}. \quad (80)$$

На твердой боковой поверхности $\Omega = \Omega(z)$ осесимметричного парового канала для закрученного потока условия прилипания реализуются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \psi = \psi_{\Omega(z)} = \text{const}; \quad \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} = 0; \\ \omega = 0; \quad 0 \leq z \leq L_{TT}; \quad r = r_{\Omega(z)}. \end{aligned} \quad (81)$$

Алгоритм численного решения системы уравнений (68)–(71) и вычисления функции тока, завихренности и скоростей потока пара является стандартным [28, 29] и заключается в последовательном определении, начиная с нуля, всех этих величин шагами по координате h и во времени Δt , использование уравнений в конечных разностях с однородными граничными условиями.

Вычисления конечного значения параметров прекращаются, когда относительная разница между последующим и предыдущим значениями вычисляемой величины отличается друг от друга менее чем на $5 \cdot 10^{-3}$, и численный результат считается достигнутым. Все подробности решения уравнений Пуассона (68) и Навье — Стокса (69)–(71) приведены в [28, 29].

Поток момента количества движения пара в осевом направлении $M_{z\varphi}$ и поток импульса (количества движения) M_z пара в осевом направлении определяют следующим образом:

$$M_{z\varphi} = \int \rho_{vp}^{mix} u_z u_\varphi r d\Omega; \quad M_z = \int \rho_{vp}^{mix} u_z^2 r d\Omega. \quad (82)$$

Граничной поверхностью интегрирования является поверхность твердой стенки сопла $\Omega(z)$, начиная со зна-

чения радиуса испарителя R_{ev} , далее до критического диаметра сопла d_{cr} и радиуса поверхности конденсации ТТ R_{cond} .

Параметр закрутки течения пара S над испарителем определяется величинами потоков момента количества движения пара и величиной потока импульса движения пара, или компонент скорости течения пара непосредственно над четырьмя наклонными инжекторными каналами испарителя, задающими угол наклона φ компоненты u_φ над испарителем следующим образом:

$$S = \frac{M_{z\varphi}}{M_z r_4} \approx \frac{w_{ev}}{u_{ev}}. \quad (83)$$

Учитывая радиус расположения инжекторных каналов r_4 , радиус испарителя R_{ev} , толщину испарителя L_{ev} , и длину конфузторного участка канала L_{conf} , интегральный параметр закрутки может быть записан в следующем виде:

$$S = \left(\frac{1}{1 + r_4 / R_{ev}} + \frac{L_{ev}}{L_{conf}} \frac{r_4}{R_{ev}} \right) tg\varphi. \quad (84)$$

При закрученном потоке паровых струй линии тока усредненного течения являются винтовыми линиями, радиус кривизны которых R_{ch} зависит от угла закручивания паровых струй φ [28, 29] и радиальной координаты r следующим образом:

$$R_{ch} = \frac{r}{\sin^2 \varphi(r)} = r \left(1 + \frac{u_z^2(r)}{u_\varphi^2(r)} \right); \varphi = \arctg \left(\frac{u_\varphi(r)}{u_z(r)} \right). \quad (85)$$

Максимальное значение интегрального параметра S струйного потока пара, циркулирующего над нашим плоским испарителем, может достигать значения $S=1,52$.

Коэффициент гидравлического сопротивления ξ_{vp} парового канала ТТ с плоскими крышками был рассчитан в соответствии с методикой, рекомендованной в российских технических стандартах ГОСТ РФ Р 55508–2013

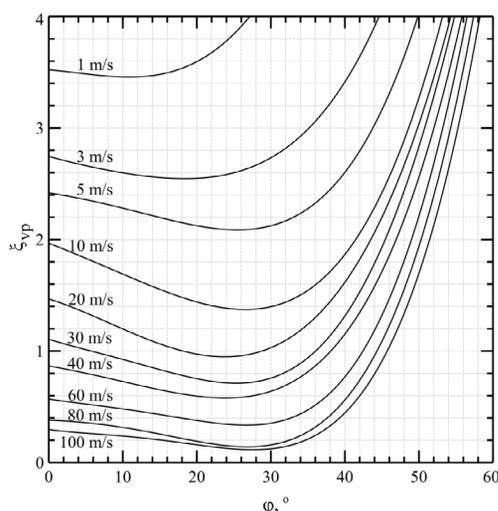


Рис. 7. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления ξ_{vp} закрытого плоскими крышками парового канала ТТ с инжекторными струйными течениями при различных углах наклона φ в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_{vp} = 10^3 \div 10^5$

Fig. 7. Dependency of the hydraulic resistance coefficient ξ_{vp} for a flat-lid-closed vapour channel of HP with injection jet flows at different inclination angles φ in the range of Reynolds numbers $Re_{vp} = 10^3 \div 10^5$

и РД РФ 26-07-32-99, по формуле (67) [30, 31]. На рис. 7 показаны полученные результаты расчета коэффициента гидравлического сопротивления ξ_{vp} , выполненного в виде сопла типа Лавалья с вогнутыми стенками парового канала, закрытого плоскими крышками, при инжектировании струйных потоков паров диэтилового эфира в диапазоне скоростей $1 \div 100$ м/с и в диапазон чисел Рейнольдса $Re_{vp} = 10^3 \div 10^5$. Цифры на кривых в левой части рис. 7 означают среднюю скорость течения пара в паровом канале ТТ, м/с.

Путем расчета зафиксировано существование диапазона значений коэффициента частичной закрутки $S \leq 0,5$ для влажного потока пара над испарителем в паровом канале ТТ, при котором коэффициент гидравлического сопротивления (гидравлическое трение) уменьшается по сравнению с гидравлическим сопротивлением испарителя с чисто поступательным струйным потоком пара с эквивалентным числом Рейнольдса [26]. Минимальные значения коэффициента гидравлического сопротивления ξ_{vp} , выполненного в виде сопла Лавалья парового канала коротких ТТ с плоскими крышками, начиная со скорости парового потока 10 м/с, устанавливаются нами при угле закручивания $\varphi = (26 \div 28)^\circ$. Величина снижения достигает 40 %. Максимальное значение интегрального параметра закрутки S струйного потока пара над нашим плоским испарителем, может достигать величины $S=1,52$.

Экспериментальное определение коэффициентов теплопередачи КТТ

Было создано девять дополнительных ТТ с идентичными размерами и массой заправки диэтилового эфира, $\delta m/m \leq 0,1\%$. Погрешности изготовления плоских испарителей, инжекторных каналов с углами наклона φ не превышали стандартных, погрешность позиционирования углов наклона каналов $\delta\varphi \leq$ не более $0,5^\circ$. Для анализа характеристик и особенностей течения вихревого закрученного потока пара в канале ТТ, и определения экспериментальных значений коэффициентов теплопередачи $K_{ТТ}$ использовался вихревой проточный калориметр, предназначенный для проведения измерений коэффициента теплопередачи $K_{ТТ}$ коротких линейных ТТ при нормальных условиях без адиабатической и вакуумной изоляции, конструкция которого была подробно описана ранее в работах [4]–[6], все измерения проводились при нормальных условиях, атмосферном давлении и температуре окружающей среды $T_0=293$ К. Коэффициент теплопередачи $K_{ТТ}$ наших ТТ [32], определяется по формуле (86):

$$K_{ТТ} = \frac{q_{ev} - h_{fr} - k_{ТТ}^0 (\bar{T}_{ТТ} - T_0)}{F_{ev}(z)(T_{ev} - T_{cond})}. \quad (86)$$

Потери энергии на трение пара h_{fr} в паровом канале коротких линейных ТТ были оценены ранее [4, 5] с использованием адиабатического вакуумного калориметра в сочетании с вихревым проточным калориметром, в котором потери энергии ТТ на теплообмен не превышают $(0 \dots 1) \cdot 10^{-2}$ Вт.

Теплопотери наружной цилиндрической поверхности ТТ, изготовленных из нержавеющей стали 1X18Н9Т, со средней температурой поверхности $\bar{T}_{ТТ} = (293 \div 373)K$, за счет теплообмена с окружающей средой при комнат-

ной температуре 293 К и атмосферном давлении оцениваются обычным способом [6]:

$$h_{\text{ТТ}}^0 (\bar{T}_{\text{ТТ}} - T_0) = (0 \div 0,125) \frac{\text{Вт}}{\text{К}} \cdot (\bar{T}_{\text{ТТ}} - T_0) = (0 \div 10) \text{Вт}. \quad (87)$$

На рис. 8 показаны результаты сравнения коэффициентов теплопередачи $K_{\text{ТТ}}$ идентичных ТТ, отличающихся только углами наклона инжекторных каналов испарителя, при одинаковом температурном напоре на испаритель $\delta T = T_{\text{ев}} - T_{\text{Б}} = (20 \pm 0,03) \text{ К}$. Все подробности проведения измерений, касающихся теплопередачи, включая все характеристики вихревого проточного калориметра, приведены в работах [4]–[6].

Результаты и их обсуждение

В результате анализа полученных данных, представленных на рис. 8, где каждая точка представляет собой экспериментально определенное значение $K_{\text{ТТ}}$ отдельной ТТ, с выполненным паровым каналом в виде сопла Лавалля, с идентичными габаритными размерами и массой заправки диэтиловым эфиром ($\Delta m/m < 0,1\%$), при заданном угле наклона инжекторных каналов φ и при постоянном температурном напоре $\delta T = T_{\text{ев}} - T_{\text{Б}} = 20 \text{ К}$, был сделан вывод, что максимум функциональной зависимости коэффициента теплопередачи имеет место при угле закрутки парового потока $\varphi = 26^\circ \pm 2^\circ$.

Увеличение коэффициента теплопередачи $K_{\text{ТТ}}$ при частичном закручивании потока пара над испарителем ТТ с использованием наклонных инжекторных каналов диаметром 1 мм обусловлено несколькими причинами.

Во-первых, основной причиной является возникновение дополнительного азимутального вращения тороидального вихря конденсирующегося пара, образующегося вблизи плоской поверхности конденсации — по-

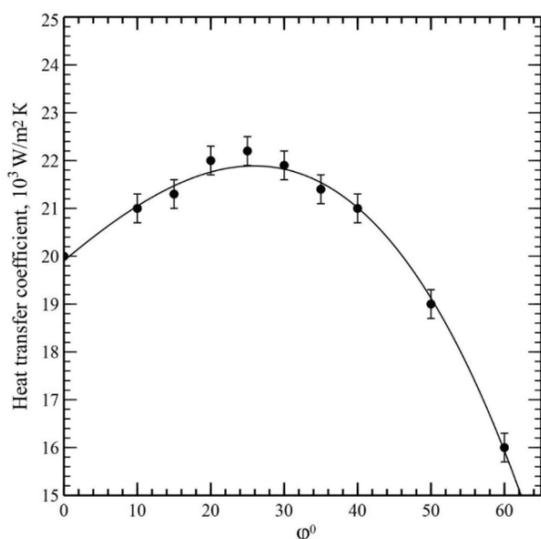


Рис. 8. Коэффициент теплопередачи КТТ коротких ТТ в зависимости от геометрического угла наклона φ^0 , инжекторных каналов в испарителях, и при одном и том же температурном напоре на испаритель $\delta T = T_{\text{ев}} - T_{\text{Б}} = (20 \pm 0,03) \text{ К}$

Fig. 8. Heat transfer coefficient KTT in short heat pipes depending on the geometrical inclination angle φ^0 of injection channels in evaporators and at the same temperature drop on the evaporator $\delta T = T_{\text{ев}} - T_{\text{Б}} = (20 \pm 0,03) \text{ К}$

верхности верхней крышки ТТ, четко зафиксированной на рис. 9. Азимутальное вращение тороидального вихря приводит к дополнительному снижению статического давления в его центре на продольной оси и увеличению перепада давления в паровом канале ТТ между испарителем и центром тороидального вихря.

Во-вторых, расчетным путем получено уменьшение коэффициента гидравлического сопротивления $\xi_{\text{вп}}$ профилированного парового канала при движении в нем закрученного струйного потока влажного пара, ограниченного плоскими крышками коротких ТТ, и минимальное значение $\xi_{\text{вп}}$ зафиксировано вблизи угла закручивания $\varphi = 26^\circ \pm 2^\circ$, см. рис. 7.

Чтобы оценить эффект дополнительного азимутального вращения тороидального вихря конденсирующегося пара, в дополнение к его результирующему осевому вращению [5, 6], необходимо оценить расчетные значения азимутальной скорости и изменения давления в центре тороидального вихря.

Качественный анализ тороидального вихревого течения в паровом канале ТТ может быть выполнен с использованием уравнения Гельмгольца, описывающего изменение завихренности сформированной тороидальной вихревой структуры вблизи поверхности конденсации пара, в следующем виде [14, 15]:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \omega = (\omega \cdot \nabla) u + v_{\text{вп}}^{\text{mix}} \nabla^2 \omega. \quad (88)$$

Это уравнение связывает изменение завихренности ω моля влажного пара, движущегося вдоль линии тока (левая сторона), с растяжением или сжатием тороидального парового вихря в условиях ограниченного канала, и с распространением завихренности. Первый член с правой стороны можно разделить на составляющую вдоль линии тока, вызывающую растяжение или сжатие вихря, и составляющую, перпендикулярную линии тока, вызывающую изменение ориентации вектора завихренности ω .

Вихревое сжатие возможно при изменении продольного ускорения потока пара в канале, при увеличении температурного напора на испаритель ТТ,

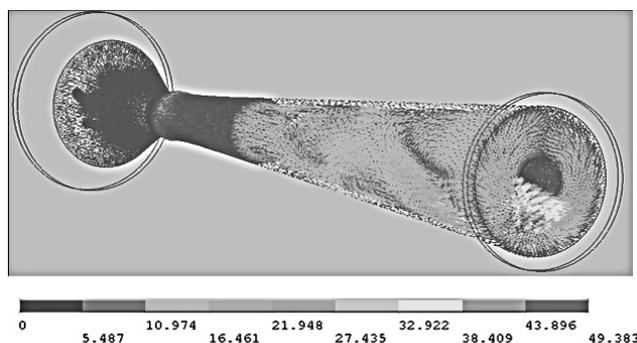


Рис. 9. Частично закрученный поток пара над инжекторными каналами вблизи поверхности испарителя, далее в паровом канале и вблизи поверхности конденсации ТТ, подтверждающий ненулевое значение азимутальной скорости вращения тороидального вихря

Fig. 9. Partially swirled vapour flow over the injector channels near the evaporator surface, further in the vapor channel and near the condensation surface of heat pipes, confirming the non-zero value of the azimuthal rotation velocity of the toroidal vortex

и при дополнительном азимутальном вращении вихря как целого.

Чтобы оценить влияние азимутального вращения парового вихря вблизи зоны конденсации внутри ТТ, значение азимутальной скорости вращения тороидального парового кольца со средним радиусом R_0 внутри парового канала было рассчитано с использованием формулы Мак-Кормака [32, 33, 34].

На рис. 10 показано распределение окружной скорости осесимметричного парового вихря в дополнение к осевой скорости $u \sim u_{vp}$. Мы используем максимальное значение окружной скорости тороидального вихря 10 м/с, плотность энергии окружного вращения в вихре приблизительно равна:

$$E = \frac{1}{2} \rho_{vp}^{mix} u_{cir}^2 \sim \frac{1}{2} 3,3 \cdot 10^2 = 1,65 \cdot 10^2 \text{ Дж/м}^2. \quad (89)$$

На рис. 10 показано расчетное значение азимутальной скорости тороидального вихря конденсирующего пары диэтилового эфира [15, 33, 34], максимум азимутальной скорости находится при $r/R_0=1$.

На рис. 11 показано изменение относительного давления в центре тороидального парового вихря из-за его азимутального вращения вблизи плоской поверхности верхней крышки ТТ, приводящее к увеличению коэффициента теплопередачи коротких ТТ с наклонными инжекторными каналами в плоском испарителе.

Зависимость относительного снижения давления в центре тороидального вихря от его радиуса, по формуле Мак-Кормика рассчитывается следующим образом:

$$\Delta P_{cir}(r) = \frac{P(T_{cond}) - \frac{1}{8\pi^2} \frac{\rho_{vp}^{mix} r^2}{(r^2 + R_0^2)} F(z)}{P(T_{cond})}. \quad (90)$$

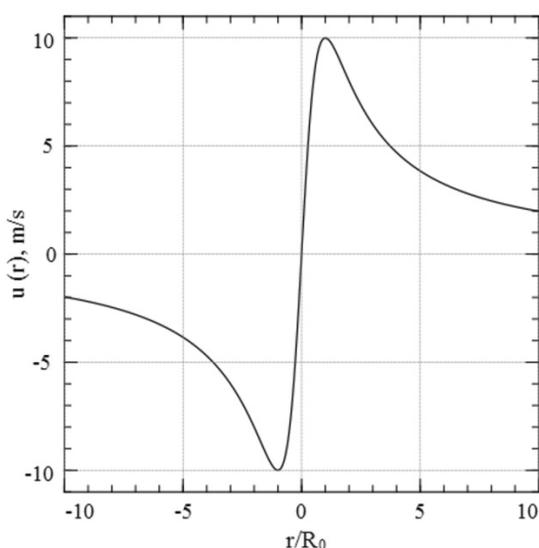


Рис. 10. Расчетные значения азимутальной скорости кольцевого вихря $u(r)$, м/с; R_0 — радиус вихря, м; r — расстояние от осевой линии парового канала ТТ

Fig. 10. Calculated values for the azimuth velocity of circular vortex $u(r)$, m/s; R_0 — vortex radius, m; r — the distance from the axis of heat pipe vapour channel

Это снижение статического давления в центре тороидального вихревого кольца с его дополнительным азимутальным вращением приводит к увеличению коэффициента теплопередачи коротких ТТ с наклонными инжекторными каналами в плоском испарителе.

При величине азимутальной циркуляции парового вихря внутри ТТ порядка $\Gamma \sim 0,01$ м²/с, падение относительного давления внутри вихря вблизи поверхности верхней крышки достигает 0,4 Па (T_{cond}). Такое понижение статического давления в центре аксиального тороидального вихревого кольца, при его дополнительном азимутальном вращении, и приводит к повышению коэффициента теплопередачи коротких ТТ с наклонными инжекторными каналами в плоском испарителе.

Выводы

По результатам проведенного исследования, можно сделать следующие выводы.

1. Использование закрученного течения в паровом канале, подобном соплу Лавалю, в ограниченном диапазоне углов закручивания $\Delta\varphi < 30^\circ$ паровых струй над испарителем снижает коэффициент гидравлического сопротивления потока пара в канале до 40 % по сравнению с ТТ с прямоточным течением струй пара.

2. Экспериментальное сравнение коэффициентов теплопередачи $K_{ТТ}$ коротких идентичных ТТ с паровым каналом, выполненном в виде сопла Лавалю, при одинаковой массе заправки диэтилового эфиром, отличающихся только разным углом наклона φ инжекторных каналов многослойного плоского испарителя, показало увеличение $K_{ТТ}$ до 10 % при угле закручивания $(26 \pm 2)^\circ$.

3. Причиной увеличения $K_{ТТ}$ является дополнительное азимутальное закручивание тороидального вихря конденсирующегося пара вблизи плоской поверхности

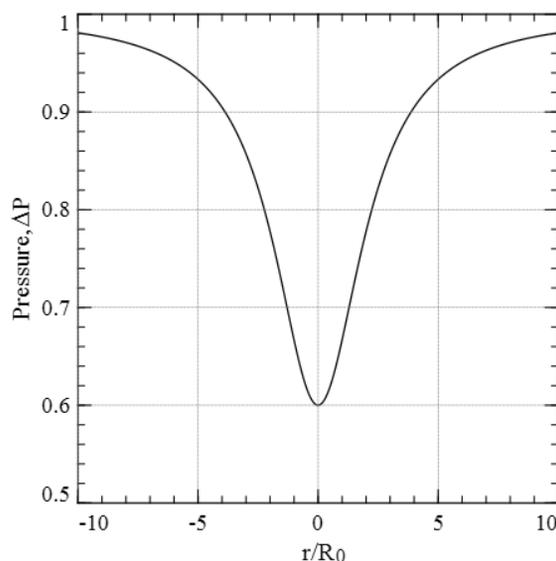


Рис. 11. Расчетные значения изменения давления ΔP в центре тороидального вихря, конденсирующего пары диэтилового эфира в канале ТТ

Fig. 11. Calculated values of the pressure changes ΔP in the middle of the toroidal vortex condensating vapours of diethyl ether in heat pipe channel

верхней крышки ТТ. Азимутальное вращение тороидального вихря при стандартном аксиальном завихрении приводит к снижению давления пара в центре вихревого кольца и к увеличению перепада давления в канале ТТ между испарителем и центром парового вихря.

Благодарности

Авторы выражают свою благодарность академику А. А. Халатову за инициирование данной работы по изучению влияния закрученных потоков в выполненном в виде сопла Лавалья паровом канале коротких ТТ на величину коэффициента теплопередачи K_{TT} .

Обозначения, применяемые в статье

C_p^{mix} — теплоемкость влажного пара, Дж/(кг·К);
 D — диаметр парового канала ТТ, м;
 $F(\bar{z})$ — площадь поперечного сечения канала ТТ, м²;
 h_{fr} — потери энергии на трение внутри ТТ, Вт;
 k_{TT}^0 — коэффициент теплообмена поверхности ТТ, Вт/К;
 l_0 — длина пути смешения потока пара без закрутки, м;
 l — длина пути смешения с закруткой потока пара, м;
 L_{TT} — длина ТТ, м;
 L_{ev} — толщина испарителя, м;
 P_{ev} — давление пара над испарителем, Па;
 q_{ev} — тепловая мощность, поступающая в испаритель, Вт;
 q_{cond} — тепловая мощность, выделяющаяся при конденсации пара, Вт;
 r — координата вдоль радиуса канала ТТ, м;
 $r(T_B)$ — удельная теплота испарения diethyl ether, кДж/кг;
 $R(z)$ — радиус парового канала ТТ, м;
 R_{ch} — продольный радиус конфузора парового канала, м;
 $R_{TT}(t)$ — тепловое сопротивление ТТ, К/Вт;
 Re_{eff} — эффективное число Рейнольдса в паровом канале;
 Re^{**} — число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса потока пара δ^{**} ;
 Ri — число Ричардсона влажного пара;
 $tg\phi$ — угол закрутки парового потока;
 T_0 — средняя температура пара на границе пограничного слоя, К;
 T — температура влажного пара, К;
 T_B — температура кипения диэтилового эфира, К;
 T_{cond} — температура поверхности конденсации ТТ, К;
 T_{ev} — температура испарителя, К;
 T_{sc} — температура сеточного остова испарителя, К;
 T_{wall} — температура стенки парового канала, К;
 T' — температура пульсаций влажного пара, К;
 u — скорость течения влажного пара в зоне конденсации, м/с;
 u_{z0} — среднее значение скорости пара в канале, м/с;
 u_z — продольная компонента скорости пара в канале, м/с;
 u_r — радиальная компонента скорости пара, м/с;
 u'_r — пульсационная компонента радиальной скорости пара, м/с;
 z, y — координаты вдоль и поперек пограничного слоя δ по потоку, м;
 x_{ev} — степень сухости пара в испарителе;
 β — безразмерная постоянная;
 δ — толщина пограничного слоя потока влажного пара, м;
 δ^{**} — толщина динамической потери импульса потока влажного пара в канале ТТ, м;
 δ^{**}/R — продольная кривизна поверхности канала;

$\lambda(t)$ — коэффициент теплопроводности ТТ, Вт/(м·К);
 ρ_{vp}^{mix} — плотность влажного пара внутри ТТ, кг/м³;
 $\tilde{\rho}_{vp}^{mix}$ — относительная плотность влажного пара;
 ρ_{vpev}^{mix} — плотность влажного пара в испарителе, кг/м³.

Литература/References

1. Герасимов Ю. Ф., Майданик Ю. Ф., Щеголев Г. Т., Филиппов Г. А., Стариков Л. Г., Кисеев В. М., Долгирев Ю. Е. Низкотемпературные тепловые трубы с отдельными каналами для пара и жидкости. // Инженерно-физический журнал. 1975. т. 28. № 6. с. 957–960. [Gerasimov Yu. F., Maidanik Yu. F., Shchegolev G. T., Filippov G. A., Starikov L. G., Kiselev V. M., Dolgirev Yu. E. Low-temperature heat pipes with separate channels for steam and liquid. *Engineering Physics Journal*. 1975. vol. 28. No. 6. pp. 957–960. (in Russian)]
2. Tong B. Y., Wong T. N., Ooi K. T. Closed-loop pulsating heat pipe. *Applied Thermal Engineering*. 2001. v. 21, no 18. pp. 1845–1862.
3. Akachi H. Structure of Heat Pipe. US patent 4921041. 1990.
4. Seryakov A. V. Intensification of heat transfer processes in the low temperature short heat pipes with Laval nozzle formed vapour channel. *American Journal of Modern Physics*. 2018. v. 7. no 1, pp. 48–61.
5. Seryakov A. V. Computer modeling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019. v. 140. pp. 243–259.
6. Seryakov A. V. Resonant vibration heat transfer coefficient increase of short low-temperature heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2020. v. 158. pp. 1–22.
7. Гольдстик М. А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981. 336 с. [Goldstick M. A. Vortex flow. Novosibirsk: Nauka, 1981. 336 p. (in Russian)]
8. Алексеенко С. В., Куйбин П. А., Окулов В. Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт Теплофизики 2003, 504 с. [Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L. Introduction to the theory of concentrated vortices. Novosibirsk: Institute of Thermophysics 2003, 504 p.]
9. Халатов А. А. Теория и практика закрученных потоков. Киев: Наукова Думка 1989. 192 с. [Khalatov A. A. Theory and practice of swirling flows. Kiev: Naukova Dumka 1989. 192 p. (in Russian)]
10. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с. [Gupta A., Lilly D., Sayred N. Swirled Flows. Moscow: Mir, 1987. 588 p. (in Russian)]
11. Шчукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980. 240 с. [Shchukin V. K. Heat exchange and hydrodynamics of internal flows in the fields of mass forces. M.: Mashinostroenie, 1980. 240 p. (in Russian)]
12. Шчукин В. К. Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с. [Shchukin V. K., Khalatov A. A. Heat transfer, mass transfer and hydrodynamics of twisted flows in axisymmetric channels. M.: Mashinostroenie, 1982. 200 p. (in Russian)]
13. Холодкова О. Ю., Фафури А. В. Экспериментальное исследование теплоотдачи в цилиндрическом канале при наличии начальной закрутки и вдуве различных газов. В книге Тепломассообмен в двигателях летательных аппаратов. Труды КАИ. Казань, 1974, вып. 178, с. 20–27. [Kholodkova O. Yu., Fafurin A. V. Experimental study of heat transfer in a cylindrical channel in the presence of initial swirling

- and blowing of various gases. In the book *Heat and Mass Exchange in Aircraft Engines. Proceedings of KAI. Kazan, 1974, v. 178, pp. 20–27. (in Russian)*
14. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. 7-е изд. М: 2003. 840 с. [Loitsyansky L. G. Mechanics of liquid and gas. 7th ed. M: 2003. 840 p. (in Russian)]
 15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 6. Гидродинамика. М: Наука, 1986. 736 с. [Landau L. D., Lifshits E. M. Theoretical Physics in 10 volumes. Volume 6. Hydrodynamics. M: Nauka, 1986. 736 p. (in Russian)]
 16. Seryakov A. V. The solving of the inverse thermal conductivity problem for study the short linear heat pipes. *Engineering*. 2022. v. 14, pp. 1–32.
 17. Серяков А. В., Алексеев А. П. Решение обратной задачи теплопроводности для исследования коротких линейных тепловых труб // Вестник Международной академии холода. 2022. № 1. с. 83–97. [Seryakov A. V., Alekseev A. P. A solution of inverse heat conduction problem for investigating short liner heat pipes. *Journal of International Academy of Refrigeration*. 2022. No 1. p. 83–97. (in Russian)]
 18. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия. 1972. 376 с. [Kutateladze S. S., Leontiev A. I. Heat and Mass Exchange and Friction in Turbulent Boundary Layer. M.: Energia. 1972. 376 p. (in Russian)]
 19. Prandtl L. *Gesamelte Abhandlungen*. Berlin u. a. Springer-Verlag, 1961, Bd. 2, pp. 798–811.
 20. Bradshaw P. The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 1969. v. 36, pt. 1, pp. 177–191.
 21. Кутателадзе С. С., Волчков Э. П., Терехов В. И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: ИТ СО АН СССР. 1987, 282 с. [Kutateladze S. S., Volchkov E. P., Terekhov V. I. Aerodynamics and Heat and Mass Transfer in Limited Vortex Flows. Novosibirsk: IT SB AN USSR. 1987, 282 p. (in Russian)]
 22. Гостинцев Ю. А. Тепломассообмен и гидравлическое сопротивление при течении по трубе вращающейся жидкости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1968. № 5. с. 115–119. [Gostintsev Yu. A. Heat and mass transfer and hydraulic resistance in the course of a rotating liquid flow through a pipe. *Izvestiya AN USSR Mekhanika Zhidkosti i Gaza*. 1968, no 5, pp. 115–119. (in Russian)]
 23. Мигай В. К., Голубев Л. К. Трение и теплообмен в турбулентном закрученном потоке с переменной круткой в трубе // Известия АН СССР. Энергетика и Транспорт. 1969, № 4, с. 141–145. [Migai V. K., Golubev L. K. Friction and heat exchange in a turbulent swirled flow with variable torsion in a pipe. *Izvestiya AN USSR Energetika i Transport*. 1969, No. 4, pp. 141–145. (in Russian)]
 24. Seryakov A. V., Alekseev A. P. A Study of the Short Heat Pipes by the Monotonic Heating Method. *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. 1683 022051.
 25. Corino E. R., Brodkey R. S. A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 1969. v. 37. no 1, pp. 1–30.
 26. Щукин А. В. Турбулентный пограничный слой на криволинейной поверхности // Известия вузов. Авиационная техника. 1978. № 3. с. 113–120. [Shchukin A. V. Turbulent boundary layer on a curvilinear surface. *Izvestiya Vuzov. Aviation Engineering*. 1978, no 3, pp. 113–120. (in Russian)]
 27. Устименко Б. П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Наука. 1977. 228 с. [Ustimenko B. P. Turbulent transfer processes in rotating flows. Alma-Ata: Nauka. 1977. 228 p. (in Russian)]
 28. Gillis J. C., Johnston J. P., Kays W. M., Moffat R. J. Turbulent boundary layer on a convex, curved surface: Report NHMT-31. Stanford University. 1980. 295 p.
 29. Bradshaw P. Review. Complex turbulent flows. *Transactions ASME*. Ser. I, 1975, v. 97, № 2, pp. 146–154.
 30. Wattendorf F. H. A study of effect of curvature on fully developed flow. *Proceedings of the Royal Society, London*. Ser. A. 1935, v. 148, pp. 565–597.
 31. Mayle R. E., Blair M. E., Kopper F. C. Turbulent boundary layer heat transfer on curved surfaces. *Transactions ASME. Journal of Heat transfer*. 1979. v. 101, no 3. pp. 521–525.
 32. Васильев А. П., Кудрявцев В. М., Кузнецов В. А. и др. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей. В 2-х книгах. М: Выш. шк., 3-е изд., 1993. [Vasiliev A. P.; Kudryavtsev V. M.; Kuznetsov V. A. et al. Fundamentals of theory and calculation of liquid rocket engines. In 2 books. M: Vyshaya shkola 3rd ed., 1993. (in Russian)]
 33. Brassard D., Ferchichi M. Transformation of polynomial for a contraction wall profile. *Journal of Fluids Engineering*. 2005. v. 127. pp. 183–185.
 34. Kurokava J., Kajigaya A., Matusi J., Imamura H. Supression of swirl in a conical diffuser by use of J-groove, in: Proc. 20th IAHR Symposium on hydraulic machinery and systems. Charlotte, North Carolina, USA, DY-01. 2000.
 35. Doolan C. J. Numerical evaluation of contemporary low-speed wind tunnel contraction designs. *Journal of Fluids Engineering*. 2007. v. 129. pp. 1241–1244.

Сведения об авторах

Серяков Аркадий Владимирович

К. ф.-м. н., ООО «Рудетранссервис», 173003, г. Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская, 64, seryakovav@yandex.ru

Конькин Александр Владимирович

Ведущий инженер, ООО «Рудетранссервис», 173003, г. Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская, 64

Алексеев Андрей Петрович

Член совета директоров, ООО «Рудетранссервис», 173003, г. Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская, 64

Information about authors

Seryakov Arkady V.

Ph. D., LLC «Rudetransservice», Sankt-Petersburg Str. 64, Veliky Novgorod, 173003, Russia, seryakovav@yandex.ru

Konkin Aleksandr V.

Leading engineer, LLC «Rudetransservice», Sankt-Petersburg Str. 64, Veliky Novgorod, 173003, Russia

Alekseev Andrey P.

BoD member, LLC «Rudetransservice», Sankt-Petersburg Str. 64, Veliky Novgorod, 173003, Russia

