Numerical Study of Plate Heat Exchangers with Diffuser Channels

V. G. Lushchik, A. I. Reshmin, A. D. Chicherina

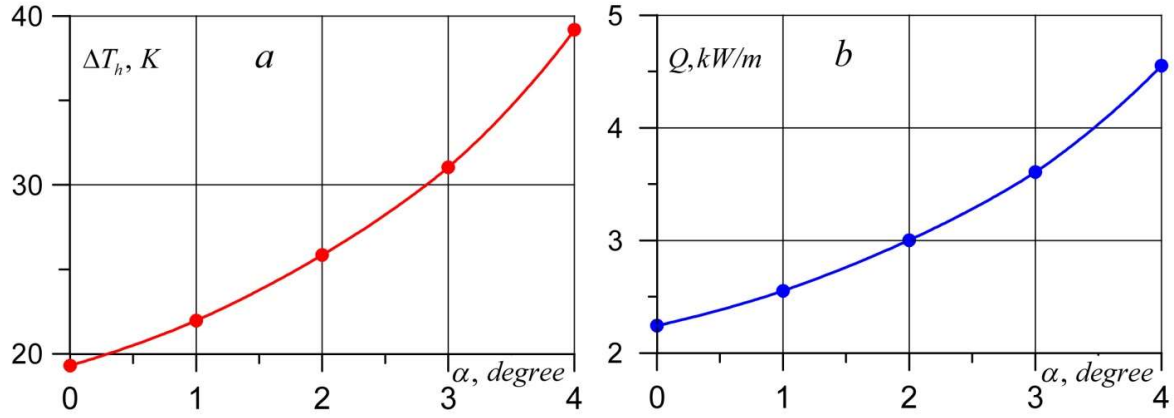
Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119192, Russia

vgl_41@mail.ru, alexreshmin@rambler.ru, chicherina@imec.msu.ru

Abstract

A numerical simulation of flow and heat transfer in an element of plate counterflow heat exchangers with expanding channels has been performed. Adjacent channels of the unit are flat continuous diffusers with a smooth surface. A computer program based on a three-parameter differential RANS turbulence model supplemented with a transport equation for the turbulent heat flux has been used to study several heat exchanger configurations. The study has examined the influence of the diffuser opening angle and the Reynolds number on the local and integral flow characteristics of the hot and cold heat carriers. It was shown that as the diffuser opening angle increases and the Reynolds number of the hot heat carrier decreases, the amount of heat transferred from the hot to the cold heat carrier increases and significantly exceeds the corresponding value in heat exchangers with smooth constant cross section channels.

Keywords: RANS model of turbulence, plate exchanger, diffuser channel, Reynolds number, Nusselt number.



Change in the temperature difference of the hot coolant and the rate of heat transfer per unit channel width depending on the channel opening angle α

УДК 532.526.3

Численное исследование пластинчатых теплообменников с диффузорными каналами

В. Г. Лущик, А. И. Решмин, А. Д. Чичерина

НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
Россия, Москва, 119192, Мичуринский проспект, д. 1
vgl_41@mail.ru, alexreshmin@rambler.ru, chicherina@imec.msu.ru

Аннотация

Численное моделирование течения и теплообмена в элементе пластинчатого противоточного теплообменника проведено с использованием дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла. Смежные каналы элемента представляют собой плоские безотрывные диффузоры с гладкой поверхностью. Проведен анализ влияния угла раскрытия диффузоров и числа Рейнольдса на локальные и интегральные характеристики течения горячего и холодного теплоносителей. Показано, что с ростом угла раскрытия диффузоров и уменьшением числа Рейнольдса горячего теплоносителя количество переданного тепла от горячего к холодному теплоносителю возрастает и существенно превосходит аналогичную величину в теплообменниках с гладкими каналами постоянного сечения.

Ключевые слова: RANS-модель турбулентности, пластинчатый теплообменник, диффузорный канал, число Нуссельта, число Рейнольдса.

1. Введение

Теплообменное оборудование повсеместно используется в технических и энергетических системах, поэтому изучение его рабочих характеристик и поиск путей повышения эффективности представляют собой важную научно-практическую задачу. В литературе [1–5] предложен широкий спектр методов интенсификации теплопередачи. Коэффициент теплопередачи при турбулентном течении намного выше, чем при ламинарном, как в условиях развивающегося течения, так и в условиях установившегося течения [6]. Поэтому на практике наиболее распространены подходы, связанные с искусственной турбулизацией потока теплоносителя. К ним относятся применение гофрированных поверхностей, оребрение каналов, а также формирование лунок различной конфигурации на теплообменных поверхностях. Согласно данным [2], максимальной эффективностью с точки зрения воздействия на гидродинамику потока обладает создание отрывных течений и вихревых структур. При этом следует учитывать, что любая интенсификация теплообмена неизбежно сопровождается повышением гидравлического сопротивления тракта и, как следствие, ростом затрат мощности на прокачку рабочей среды.

Показательным примером реализации описанного подхода является конструкция, представленная в [1], где используется волнистая теплопередающая поверхность, образующая систему диффузор–конфузор. Углы расширения диффузорных участков выбираются так, чтобы за ними образовывались отрывные вихревые зоны, интенсифицирующие теплообмен. В пластинчатых теплообменниках гофрированные пластины разного типа, как указано в [6], обеспечивают повышение интенсивности теплообмена на $15 \div 25$ %. Вместе с тем при одинаковых числах Рейнольдса коэффициенты трения в таких аппаратах оказываются значительно выше, чем в гладкоканальных аналогах. Так, в работе [7] за счет вставки винтовых тросов в

канал теплообменника число Нуссельта увеличилось 2.6 раза по сравнению с незагроможденным каналом, но коэффициент трения увеличился при этом примерно в 2.7 раза.

Исследуются и другие способы интенсификации теплообмена [8–11], использующие как присадки к теплоносителям, так и изменение геометрии каналов, однако интенсификация теплообмена при этом сопровождается ростом гидравлического сопротивления.

В настоящей работе авторы исходили из задачи повысить интенсивность теплообмена, избегая при этом неизбежного в большинстве случаев роста гидравлического сопротивления. Опираясь на результаты эксперимента, в котором было впервые обнаружено значительное повышение напряжений Рейнольдса и интенсивности турбулентных пульсаций в круглом диффузоре по сравнению с круглой трубой при одинаковых числах Рейнольдса при угле раскрытия диффузора всего 0.6° – в условиях, когда течение еще сохранялось безотрывным, авторы высказали предположение, что в диффузорном канале рост турбулентности и напряжений Рейнольдса может сопровождаться повышением теплоотдачи. Безотрывное течение в таком слаборасширяющемся канале хорошо описывается трёхпараметрической дифференциальной моделью турбулентности [12]. При этом потери на прокачку теплоносителя могут даже снижаться, так как скоростной напор, который неизбежно будет потерян на выходе в сборный коллектор, при одинаковых расходах и средних сечениях в расширяющемся канале меньше, чем в прямом. К тому же из-за положительного градиента давления в расширяющемся канале давление на входе в канал будет снижено по сравнению с прямым каналом. Это предположение легло в основу предпринятого авторами изучения теплообменников диффузорного типа.

Для проведения расчётного исследования течения и теплообмена в плоских и круглых диффузорах с углами раскрытия, не приводящими к отрыву потока, использовалась модель турбулентности [12], обобщённая на теплообменные течения и дополненная транспортным уравнением для турбулентного теплового потока. Результаты показали повышение теплообменных характеристик по сравнению с каналами постоянного сечения. В работе [13] показана возможность интенсификации теплообмена между потоками в двух таких каналах с одной теплопередающей стенкой практически без увеличения коэффициента трения. Рассматривались каналы, разделённые общей теплопроводящей стенкой, течение в которых было противонаправлено. Внешние стенки считались теплоизолированными. Установлено, что при всех рассмотренных углах раскрытия диффузоров и значениях чисел Рейнольдса и Прандтля такие параметры, как число Нуссельта и коэффициент аналогии Рейнольдса, значительно превышают соответствующие значения в канале без расширения. Это превышение слабо зависит от числа Рейнольдса, но заметно возрастает с увеличением угла раскрытия. При этом среднее по длине диффузора значение коэффициента трения практически не изменяется. Причиной турбулизации течения и интенсификации теплообмена служит положительный градиент давления, возникающий в диффузоре.

В работе [14] авторы впервые рассмотрели процессы в многоканальном пластинчатом теплообменнике с расширяющимися каналами с теплоносителями «вода-вода» с параметрами, характерными для высоконапорных (по температуре) теплообменникам. Проведенные расчеты показали, что мощность теплообмена в пластинчатых теплообменниках с гладкими стенками каналов примерно на 20 % меньше, чем в теплообменниках с часто применяющимися гофрированными каналами при всех одинаковых параметрах, но при существенно (в разы) меньших потерях давления в каналах. Уменьшением расстояния между гладкими пластинами можно добиться сопоставимой мощности теплопередачи, не превышая допустимые потери давления. При одинаковой мощности теплопередачи гидравлическое сопротивление теплообменника с диффузорными каналами может быть меньше сопротивления теплообменника с гофрированными каналами при тех же размерах пластин.

Целью работы является параметрическое исследование влияния угла раскрытия канала и числа Рейнольдса (расхода) теплоносителя на теплообмен, направленное на поиск возможности увеличения количества переданного тепла от горячего к холодному теплоносителю за

счет повышения интенсивности теплообмена в высоконапорных по температуре пластинчатых противоточных теплообменниках с гладкими расширяющимися каналами с существенно отличающимися по свойствам теплоносителями «вода-воздух».

2. Постановка задачи

Рассмотрена одна из десяти-пятнадцати составляющих теплообменник пар смежных плоских диффузорных каналов длиной l с линейным по длине профилем общих теплопередающих стенок пластинчатого противоточного теплообменника (рис. 1). Теплопередающая стенка представляет собой гладкий металлический лист толщиной примерно 1 мм. Высота $h(x)$ каналов переменна в соответствии с углом раскрытия. Теплопередача внутри стенки вдоль ее длины считается пренебрежимо малой, поэтому тепловой поток с двух сторон стенки принимается одинаковым, а температуры на противоположных сторонах различаются на величину перепада температуры на стенке, обусловленного величиной теплового потока, толщиной стенки и её теплопроводностью. Входные и выходные участки, сопряженные с соответствующими рабочими теплопередающими участками длиной l, выполнены прямолинейными. Входной участок горячего тракта имеет длину l_1 и высоту сечения $h_{1\text{гор}}$, а выходной – длину l_2 и высоту сечения $h_{2\text{гор}}$. Входной участок холодного тракта имеет длину l_2 и высоту сечения $h_{1\text{хол}}$, а его выходной участок – длину l_1 и высоту сечения $h_{2\text{хол}}$. Теплообмен на входных и выходных участках теплообменника отсутствует. На рабочем теплопередающем участке пластины расположены так, что образуют диффузорные каналы, расширяющиеся в направлении течения теплоносителей с углом раскрытия $0 < \alpha < 4°$, не вызывающим отрыв потока. Геометрические параметры диффузорных каналов при изменении угла их раскрытия меняются так, чтобы средняя высота канала оставалась постоянной, то есть происходил как бы поворот стенок канала в разные стороны около их центральной оси, направленной поперек течения. При этом общие габариты теплообменника не меняются. Высота входного и выходного сечений зависит от угла наклона образующей диффузоров $\alpha/2$ и определяется как $h_1 = h_0 - l \cdot \mathrm{tg}(\alpha/2)$ и $h_2 = h_0 + l \cdot \mathrm{tg}(\alpha/2)$, где h_0 – высота в середине канала, $h_0 = (h_1 + h_2)/2$. При нулевом угле раскрытия высота канала постоянна и равна h_0.

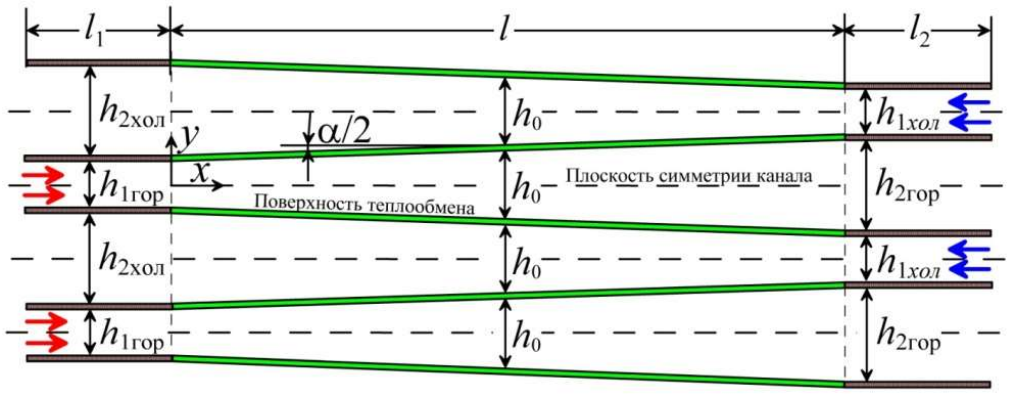


Рис. 1. Расчетная схема пластинчатого противоточного многоканального теплообменника

При сравнении характеристик течения в теплообменниках с различными углами раскрытия будут рассматриваться каналы с одинаковой средней высотой h_0. Число Рейнольдса $\mathrm{Re} = \rho U d_h/\eta$ (ρ – плотность; U – среднерасходная скорость; d_h – гидравлический диаметр, для плоского канала равный $2h$). Подставляя в выражение для числа Рейнольдса величину массового расхода теплоносителя на единицу ширины канала $G = \rho U h$, получим $\mathrm{Re} = 2G/\eta$. При рассмотрении теплообменников с фиксированными температурой и давлением на входе, плотность и вязкость на входе однозначно определяются, поэтому заданные входные числа Рейнольдса Re_h для «горячего» и Re_c для «холодного» теплоносителей определяют

соответствующие расходы на единицу ширины канала G_h для «горячего» и G_c для «холодного» каналов.

Для определения характеристик теплообмена решаются уравнения неразрывности, движения и энергии, описывающие дозвуковое ($\mathrm{M} \ll 1$) течение в плоских симметричных каналах теплообменника. Считается, что теплообменник состоит из большого (не менее десяти) числа каналов, поэтому течение в каждой группе каналов («горячих» и «холодных») будем считать одинаковым и симметричным относительно плоскости симметрии канала. Решение проводится в приближении узкого канала, где поперечный градиент давления считается постоянным, а продольный градиент давления вычисляется из условия постоянства расхода в канале

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho v)=0\,,$$

$$\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\eta\frac{\partial u}{\partial y}+\rho\tau\right),$$

$$\rho c_p\left(u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}\right)=u\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}+\rho q_t\right) \qquad (1)$$

Здесь x – продольная координата, отсчитываемая от входа в диффузор; y – поперечная координата, отсчитываемая от плоскости симметрии диффузора; u и v – компоненты скорости вдоль осей x и y соответственно; p – давление; $\rho\tau=-\rho\langle u'v'\rangle$ – турбулентное трение; $\rho q_t=-\rho c_p\langle v'T'\rangle$ – турбулентный поток тепла; ρ – плотность; η – динамическая вязкость; c_p – изобарная теплоемкость; λ – теплопроводность.

Входящие в (1) физические свойства теплоносителей в общем случае зависят от давления и температуры, однако конкретный вид этих зависимостей определяется свойствами теплоносителей и диапазоном изменения давления и температур. Условия в каналах теплоносителей описаны в разделе 3, где также указаны методы расчета физических свойств теплоносителей.

Граничные условия на входе в каналы

$$p=p_1,\quad u=U_1,\quad T=T_1 \qquad (2)$$

Граничные условия на разделяющей потоки теплопередающей стенке

$$u=v=0,\qquad T_{wh}=T_{wc}+\frac{\delta_w}{\lambda_w}q_w,\quad -\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{wh}=-\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{wc}=q_w, \qquad (3)$$

где δ_w – толщина стенки; λ_w – теплопроводность материала стенки. Здесь и далее индексы «*w*», «*c*» и «*h*» относятся соответственно к параметрам на стенке, в «холодном» и «горячем» потоках, а «1» и «2» соответственно к входным и выходным секциям каналов.

На теплоизолированных стенках входных и выходных участков каналов

$$u=v=0,\quad \frac{\partial T}{\partial y}=0 \qquad (4)$$

Для вычисления величин τ и q_t использована трехпараметрическая модель турбулентности [12], обобщенная на течение с теплообменом, в которой уравнения переноса записываются для энергии турбулентности $E=0.5\sum\langle u_i'^2\rangle$, величины напряжения сдвига $\tau=-\langle u'v'\rangle$ и предложенного А. Н. Колмогоровым параметра $\omega=E/L^2$ (L – поперечный интегральный масштаб турбулентности), а также уравнение переноса для величины $q_t=-c_p\langle v'T'\rangle$ (см. в [13])

$$\rho u\frac{\partial E}{\partial x}+\rho v\frac{\partial E}{\partial y}=-\left(c\rho\sqrt{E}L+c_1\eta\right)\frac{E}{L^2}+\frac{\partial}{\partial y}\left(D_E\frac{\partial E}{\partial y}\right)+\rho\tau\frac{\partial u}{\partial y},$$

$$\rho u\frac{\partial \tau}{\partial x}+\rho v\frac{\partial \tau}{\partial y}=-\left(3c\rho\sqrt{E}L+9c_1\eta\right)\frac{\tau}{L^2}+c_2\rho E\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left(D_\tau\frac{\partial \tau}{\partial y}\right),$$

$$\rho u\frac{\partial \omega}{\partial x}+\rho v\frac{\partial \omega}{\partial y}=-\left(2c\rho\sqrt{E}L+1.4c_1\eta f_\omega\right)\frac{\omega}{L^2}+\left[\frac{\tau}{E}-2c_3\,\mathrm{sign}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)\right]\rho\omega\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left(D_\omega\frac{\partial \omega}{\partial y}\right); \qquad (5)$$

$$\rho u\frac{\partial q_t}{\partial x}+\rho v\frac{\partial q_t}{\partial y}=-\left[3c\rho\sqrt{E}L+9c_1\eta f(\mathrm{Pr})\right]\frac{q_t}{L^2}+c_4c_p\rho E\frac{\partial T}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left(D_q\frac{\partial q_t}{\partial y}\right),$$

$$D_\varphi=a_\varphi\sqrt{E}L+\alpha_\varphi\eta,\ \ (\varphi=E,\tau,\omega,q_t),\ \ L=\sqrt{E/\omega}\,,$$

$$f_\omega=1-\frac{1}{2c_1}\left(\frac{L}{E}\frac{\partial E}{\partial y}\right)^2,\quad f(\mathrm{Pr})=\frac{1+c_5}{2}\frac{\sqrt{\mathrm{Pr}}+1/\sqrt{\mathrm{Pr}}}{1+c_5\sqrt{\mathrm{Pr}}} \qquad (6)$$

Значения констант [12, 13]:

$c=0.3$; $c_1=5\pi/4$; $c_2=0.2$; $c_3=0.04$; $c_4=0.235$; $c_5=0.25$; $a_E=a_\omega=0.06$; $a_\tau=a_{q_t}=3a_E=0.18$; $\alpha_E=\alpha_\tau=1.0$; $\alpha_\omega=1.4$; $\alpha_{q_t}=f(\mathrm{Pr})$

Характеристики турбулентности на входе в каналы ($x=-l_1$):

$$E=E_1,\quad \tau=0,\quad \omega=\omega_1,\quad q_t=0 \qquad (7)$$

Граничные условия на стенках каналов:

$$E=\frac{\partial\omega}{\partial y}=\tau=q_t=0 \qquad (8)$$

Таким образом, система уравнений (1), (5), (6) с граничными условиями (2), (3), (4), (7), (8) позволяет решить задачу и найти распределения средних и турбулентных характеристик течения и теплообмена в каналах теплообменника.

Поскольку параметры течения во всех каналах с одинаковым направлением потока, т.е. горячих либо холодных, считались одинаковыми, их распределение по высоте канала было симметричным относительно плоскости симметрии и решение проводилось при изменении поперечной координаты от 0 (на плоскости симметрии) до $h/2$ (на стенке канала). В связи с этим граничные условия на стенках дополнялись условиями на плоскости симметрии в канале:

$$\frac{\partial u}{\partial y}=0,\quad v=0,\quad \frac{\partial T}{\partial y}=0,\quad \frac{\partial E}{\partial y}=0,\quad \frac{\partial\omega}{\partial y}=0,\quad \tau=0,\quad q_t=0\ \text{ при }\ y=0$$

Уравнения решались методом прогонки с итерациями на неравномерной сетке. Координаты узлов сетки по y (по высоте канала) определялись соотношением

$$y_i=h\frac{\mathrm{th}\left(Q_s\cdot i/n\right)}{\mathrm{th}Q_s},$$

где n – число узлов сетки; i – номер узла (от 0 до n). Наибольший шаг сетки был в области плоскости симметрии в центральной части канала и наименьший – вблизи стенки. Выбирая величину Q_s, можно добиться того, чтобы шаг вблизи стенки канала был достаточно малым. Шаг по x также был переменным и изменялся в зависимости от заданной точности решения.

Из-за противоточной схемы теплообменника прямое совместное решение системы уравнений для обоих теплоносителей в приближении узкого канала невозможно, поэтому применяется итерационная процедура. Приведённая выше система уравнений гидродинамики и теплообмена решается последовательно для каждого канала. При расчёте «холодного» канала на стенке задаётся тепловой поток, взятый из «горячего» канала после очередной итерации. Продольный тепловой поток внутри стенки не учитывается, поэтому тепловой поток с обеих сторон стенки принимается одинаковым. То есть для $T(y)$ получаем граничное условие 2-го рода.

На теплообменной стенке в «горячем» канале граничное условие для уравнения теплопроводности задаётся в виде температуры, полученной из расчёта «холодного» канала на предыдущей итерации. Но в предыдущей итерации получается температура на холодной стороне стенки, которая меньше температуры на горячей стороне из-за теплового сопротивления стенки. Разница температур между горячей и холодной сторонами равна $q_w \cdot \delta_w / \lambda_w$. Поэтому при решении уравнений для горячего канала на стенке задается температура из решения для холодного канала, увеличенная на величину перепада на стенке в соответствии с условием (3). Поскольку и T_{wh} и q_w являются неизвестными, для $T(y)$ получаем граничное условие 3-го рода.

Для обеспечения сходимости итерационного процесса значения новых граничных условий (температуры и теплового потока) на каждой последующей итерации определялись с использованием коэффициентов релаксации на основе данных предыдущей и текущей итераций. Начальное распределение температуры теплообменной стенки в «горячем» канале задавалось в виде линейной функции. Критерием завершения итераций служило достижение заданной точности для средних температур в «горячем» и «холодном» каналах.

Методика расчета теплообмена в расширяющемся канале получила экспериментальное подтверждение. В [15] приводятся результаты экспериментального исследования течения с теплообменом в прямоугольном расширяющемся канале. Испытуемый участок представлял собой плоский канал с входной высотой 28 мм, длиной 1820 мм и шириной 150 мм. Угол расширения канала мог изменяться от 0.38° до 5.3°. В экспериментах нагревалась нижняя стенка – основание канала. Чтобы избежать влияния угловых течений и исключить погрешность, связанную с боковыми потерями тепла в нагреваемом основании, измерения коэффициента теплопередачи проводились только в центральной зоне основания шириной 80 мм. Предварительные расчеты показали, что поперечное распределение температуры в этой зоне было неизменным. Таким образом, теплообмен в центральной части канала рассматривался как теплообмен в двумерном канале. Результаты измерения числа Нуссельта в таком канале с односторонним подогревом с углом раскрытия 2.5° при входном числе Рейнольдса $\mathrm{Re}_0 = 2 \times 10^4$ в [15] сравнивались с ранее опубликованными результатами расчета теплообмена в двумерном расширяющемся канале, полученными авторами настоящей статьи с помощью техпараметрической модели турбулентности. Авторы [15] отметили хорошее качественное и количественное согласование результатов.

Описанная выше расчетная модель в [14] была опробована при расчете плоского многоканального теплообменника с водой в качестве теплоносителей. Результаты проведенного расчета сравнивались с результатами, полученными с помощью рекомендуемой для этого инженерной методики расчета [16]. Различие результатов по выходным температурам не превышало $2^\circ\,\mathrm{C}$, а по мощности теплообмена составляло 13 %, что можно считать удовлетворительным, тем более что полученный по алгебраической методике [16] результат предваряли многочисленные предположения и точная зависимость теплофизических свойств воды от температуры не учитывалась.

3. Результаты расчета

Приведенные ниже результаты параметрического исследования пластинчатых теплообменников с диффузорными каналами получены при следующих условиях:

- в каналах с горячим теплоносителем в качестве теплоносителя использовался воздух с температурой и давлением на входе $T_1 = 400$ K и $p_1 = 1$ МПа;
- в каналах с холодным теплоносителем в качестве теплоносителя использовалась вода с температурой и давлением на входе $T_1 = 300$ K и $p_1 = 0.2$ МПа;
- толщина теплопередающей стенки $\delta_w = 1.5$ мм, теплопроводность $\lambda = 50$ Вт/(м·K);
- интенсивность турбулентности потока в начальных сечениях входных участков горячего и холодного трактов $e_1 = \sqrt{E_1}/u_1 = 0.03$.

Теплофизические свойства воды очень слабо зависят от давления. Так, например, при температуре 330 K при изменении давления от 0.2 до 10 МПа плотность воды ρ меняется примерно на 0.5 %, динамическая вязкость η – на 0.3 %, теплопроводность λ – на 0.9 %, изобарная теплоемкость c_p – на 0.6 % [17].

Динамическая вязкость, теплопроводность и изобарная теплоемкость воздуха также почти не зависят от давления. Так в диапазоне температур $300 \div 400$ K при изменении давления от 0.1 до 1 МПа изменение динамической вязкости воздуха η не превышает 0.7 %, теплопроводности λ при изменении давления от 0.1 до 5 МПа (в пятьдесят раз) – 5 %, теплоемкости c_p при изменении давления от 1 до 2 МПа – 1.6 % [17].

При проведении расчетов перечисленные свойства воды и воздуха принимались не зависящими от давления и задавались в виде таблиц как функции температуры [17] с последующей интерполяцией по температуре.

При указанных параметрах воздух обычно считают идеальным газом. В [17] приведены таблицы термодинамических свойств, связывающие удельный объем и температуру воздуха при давлениях от 0.1 до 100 МПа. Эта связь соответствует уравнению состояния для воздуха $p\upsilon = \mathrm{R}_{\text{возд}} T$, где υ – удельный объем, $\mathrm{R}_{\text{возд}}$ – газовая постоянная воздуха. Рассчитанные значения $\mathrm{R}_{\text{возд}} = p\upsilon/T$ для температур 300, 350 и 400 K и давлений 1 и 2 МПа отличаются от известного значения газовой постоянной воздуха 287.05 Дж/кг/K не более чем на 0.4 %.

При проведении расчетов теплофизические свойства теплоносителей нормируются на их значения на входе в канал. С учетом независимости газовой постоянной воздуха от температуры и давления в канале, плотность воздуха вычисляется как

$$\frac{\rho}{\rho_{\text{вход}}} = \frac{p/p_{\text{вход}}}{T/T_{\text{вход}}}.$$

В качестве параметров задачи рассмотрены углы раскрытия каналов теплообменника и числа Рейнольдса горячего и холодного теплоносителей.

3.1. Влияние угла раскрытия каналов

Исследование влияния угла раскрытия каналов теплообменника в диапазоне $\alpha = 0 \div 4°$ проведено для входных чисел Рейнольдса $\mathrm{Re} = \rho U d_h/\eta$ горячего и холодного теплоносителей $\mathrm{Re}_h = 10^4$ и $\mathrm{Re}_c = 5\times10^3$. Здесь ρ, η, U – средние значения плотности, динамической вязкости и скорости теплоносителя, d_h – гидравлический диаметр канала, равный $2h$, на входе каналов.

В табл. 1 приведены размеры входных h_1 и выходных h_2 высот каналов, соответствующих углам раскрытия α.

На рис. 2 показано распределение по длине каналов средней по толщине температуры теплопередающей стенки и теплового потока в стенку. В расширяющихся каналах наблюдается более сильное охлаждение стенки, причем при наибольшем угле раскрытия канала темп

охлаждения стенки наибольший. Тепловой поток в стенку на большей части канала для диффузорных каналов больше, чем для каналов постоянного сечения, и увеличивается с ростом угла раскрытия.

Таблица 1

Входные и выходные высоты каналов при длине $l = 500$ мм

α, градус	0	1	2	3	4
h_1, мм	20	15.64	11.27	6.91	2.54
h_2, мм	20	24.36	28.73	33.09	37.46
Линия на рис. 1–6	0	1	2	3	4

Следует отметить, что в [14] в теплообменнике с аналогичными параметрами, но с теплоносителем вода-вода, где тепловой поток мог достигать 100 кВт/м^2 перепад температуры на теплопередающей стенке составлял до 3°C. В данном случае из-за большего теплового сопротивления газового теплоносителя столь высокая мощность теплопередачи не достигается и перепад температуры на стенке не превышает 0.5°C.

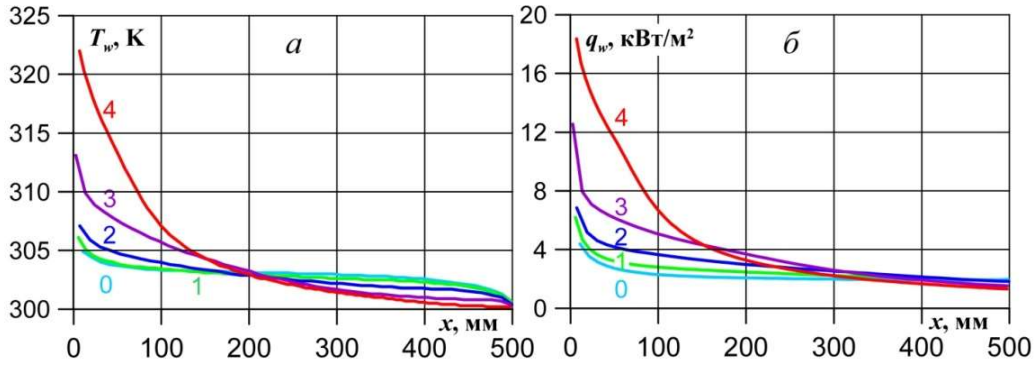


Рис. 2. Распределения по длине каналов температуры стенки (*а*), теплового потока (*б*) при различных углах раскрытия каналов; обозначения – см. табл. 1

На рисунках 3 и 4 показаны изменения по длине канала числа Нуссельта $\mathrm{Nu} = q_w d_h / \lambda |T_w - \langle T \rangle|$ и коэффициента сопротивления $\xi = 8\tau_w / \rho U$ соответственно при приведенных в табл. 1 углах раскрытия для каналов с горячим (*а*) и холодным (*б*) теплоносителями.

Из рис. 3 видно, что число Нуссельта в канале с горячим теплоносителем (рис. 3, *а*) растет с увеличением угла раскрытия в то время, как в канале с холодным теплоносителем (рис. 3, *б*) уменьшается.

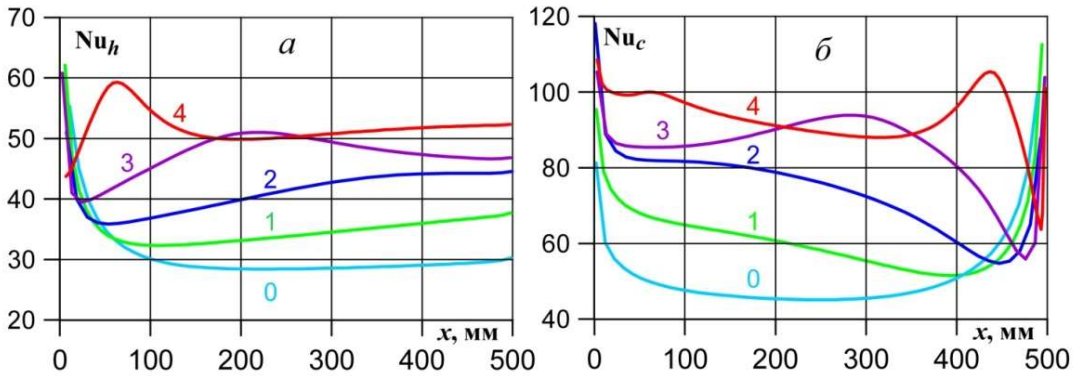


Рис. 3. Распределение числа Нуссельта по длине при различных углах раскрытия для канала с горячим (*а*) и холодным (*б*) теплоносителем; обозначения – см. табл. 1

Коэффициент сопротивления в выходной части канала с горячим теплоносителем (рис. 4, *а*) для всех углов раскрытия почти не различается в то время, как в канале с холодным теплоносителем (рис. 4, *б*) в выходной части канала существенно уменьшается.

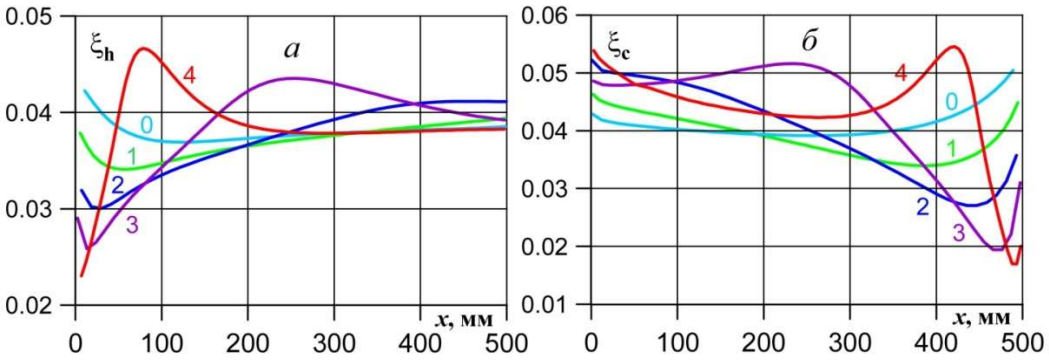


Рис. 4. Распределение коэффициента сопротивления по длине при различных углах раскрытия для канала с горячим (*а*) и холодным (*б*) теплоносителем; обозначения – см. табл. 1

Такое поведение коэффициента сопротивления сказывается на величине коэффициента аналогии Рейнольдса $K_{\mathrm{Re}} = 8\mathrm{Nu}/\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}\,\xi$, который в канале с холодным теплоносителем (рис. 5, *б*) существенно меньше величины коэффициента аналогии Рейнольдса, который в канале с горячим теплоносителем (рис. 5, *а*) заметно превышает единицу.

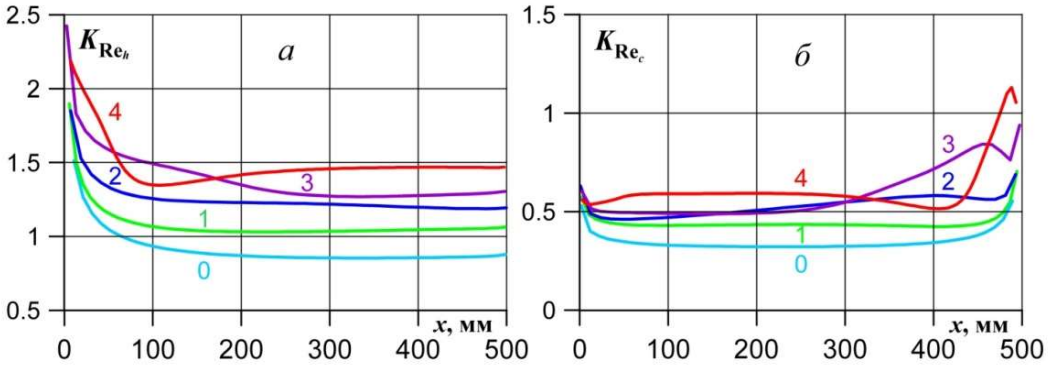


Рис. 5. Распределение коэффициента аналогии Рейнольдса по длине при различных углах раскрытия для канала с горячим (*а*) и холодным (*б*) теплоносителем; обозначения – см. табл. 1

На рис. 6 показаны расчетные профили интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ и напряжений сдвига τ/U^2 в конце горячего канала.

Как видно, интенсивность турбулентности и напряжение сдвига возрастают с ростом угла раскрытия канала по сравнению с каналом постоянного сечения $(\alpha = 0)$, что свидетельствует о турбулизации потока. Профили турбулентных характеристик в канале с холодным теплоносителем близки по форме и показывают, что абсолютные значения этих величин также увеличиваются с увеличением угла раскрытия.

В результате проведенных расчетов получено изменение среднемассовых температур горячего $\Delta T_h = T_{1h} - \langle T_{2h} \rangle$ и холодного $\Delta T_c = \langle T_{2c} \rangle - T_{1c}$ теплоносителей. Как видно из рис. 7, *а*, величина охлаждения горячего теплоносителя ΔT_h достаточно сильно возрастает с ростом угла раскрытия канала α. Нагрев холодного теплоносителя ΔT_c при этом невелик и не превышает 1 градуса, что обусловлено высокой теплоемкостью воды.

На рис. 7, *б* приведено количество переданного тепла (мощность теплопередачи на единицу ширины канала) от горячего к холодному теплоносителю $Q = G_h c_{ph} \Delta T_h = G_c c_{pc} \Delta T_c$, где

G_h и G_c – расходы на единицу ширины канала горячего и холодного теплоносителей соответственно. Как видно, количество переданного тепла Q также существенно возрастает с ростом угла раскрытия канала α.

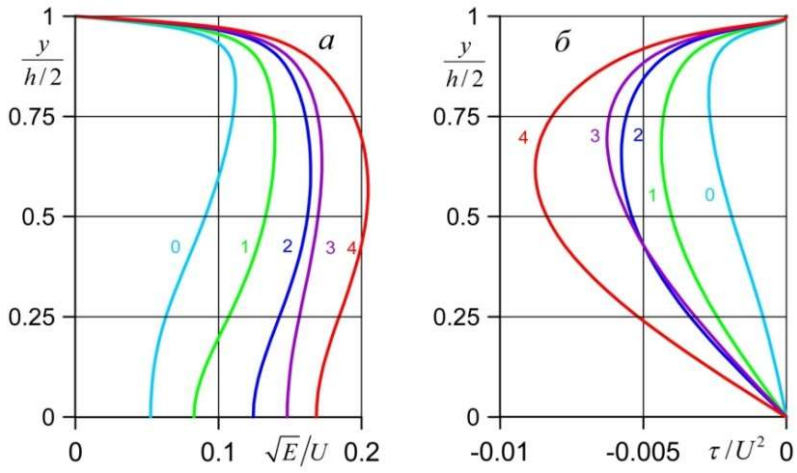


Рис. 6. Распределения по высоте канала интенсивности турбулентности (*а*) и напряжений Рейнольдса (*б*) в конце канала с горячим теплоносителем; обозначения – см. табл. 1

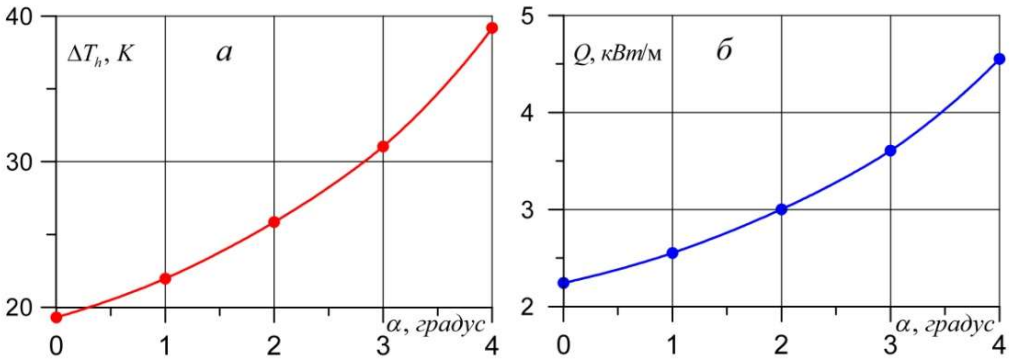


Рис. 7. Зависимость величины охлаждения горячего теплоносителя ΔT_h (*а*) и количество переданного тепла от горячего к холодному теплоносителю Q (*б*) от угла раскрытия канала α

3.2. Влияние числа Рейнольдса теплоносителей

Исследование влияния чисел Рейнольдса теплоносителей проведено для углов раскрытия каналов теплообменника $\alpha = 0,\ 2°,\ 4°$ и входных чисел Рейнольдса горячего $\mathrm{Re}_h = (5 \div 20) \times 10^3$ и холодного $\mathrm{Re}_c = (3 \div 10) \times 10^3$ теплоносителей.

Зависимость величины охлаждения горячего теплоносителя ΔT_h и количества переданного тепла на единицу ширины канала от горячего к холодному теплоносителю Q от числа Рейнольдса горячего теплоносителя Re_h приведены на рис. 8, *а* и 8, *б* соответственно. Число Рейнольдса холодного теплоносителя при этом было практически постоянным и составляло $\mathrm{Re}_c = 5 \times 10^3$.

Как видно из рис. 8, с ростом числа Рейнольдса (расхода) горячего теплоносителя Re_h величина охлаждения горячего теплоносителя ΔT_h уменьшается, однако количество переданного тепла Q растет за счет увеличения расхода горячего теплоносителя G_h (см. табл. 2).

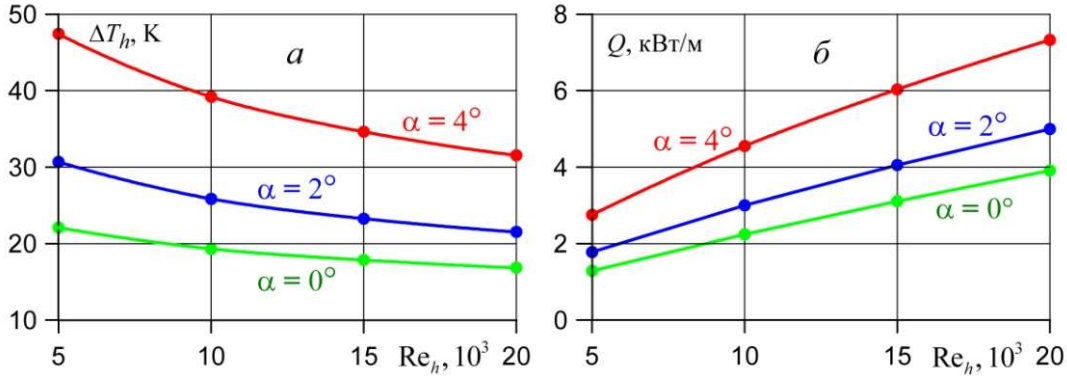


Рис. 8. Зависимость величины охлаждения горячего теплоносителя ΔT_h (*а*) и количество переданного тепла от горячего к холодному теплоносителю Q (*б*) от числа Рейнольдса горячего теплоносителя Re_h для трех углов раскрытия каналов α

Таблица 2

Связь входного числа Рейнольдса Re_h и расхода на единицу ширины канала G_h горячего теплоносителя

$\mathrm{Re}_h, 10^3$	5	10	15	20
G_h, кг/с/м	0.058	0.115	0.172	0.230

Зависимость величины охлаждения горячего теплоносителя ΔT_h и количества переданного тепла от горячего к холодному теплоносителю Q от числа Рейнольдса холодного теплоносителя Re_c приведены на рис. 9, *а* и 9, *б*. Число Рейнольдса горячего теплоносителя при этом было постоянным и составляло $\mathrm{Re}_h = 10^4$.

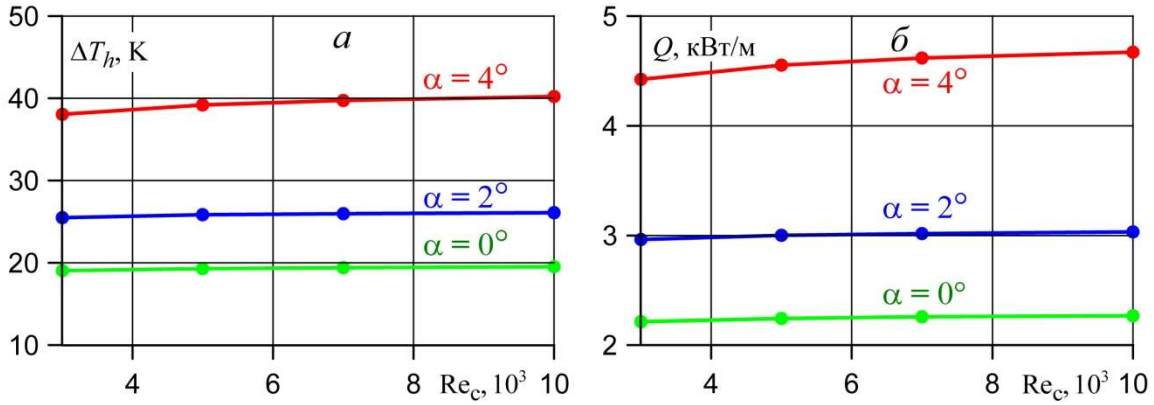


Рис. 9. Зависимость величины охлаждения горячего теплоносителя ΔT_h (*а*) и количество переданного тепла от горячего к холодному теплоносителю Q (*б*) от числа Рейнольдса холодного теплоносителя Re_c для трех углов раскрытия каналов теплоносителя α

Как видно из рис. 9, с ростом числа Рейнольдса (расхода) холодного теплоносителя Re_c величина охлаждения горячего теплоносителя ΔT_h и количество переданного тепла Q остаются практически постоянными, что обусловлено достаточно большим расходом холодного теплоносителя (воды) G_c (см. табл. 3) с высокой теплоемкостью. При этом в теплообменнике с расширяющимися каналами снижение температуры горячего теплоносителя может быть удвоено по сравнению с теплообменником с каналами постоянного сечения.

Таблица 3

Связь входного числа Рейнольдса Re_c и расхода на единицу ширины канала G_c холодного теплоносителя

Re_c, 10^3	3	5	7	10
G_c, кг/с/м	1.249	2.082	2.914	4.163

Следствием полученных результатов численного исследования влияния числа Рейнольдса холодного теплоносителя Re_c на количество переданного тепла от горячего к холодному теплоносителю является возможность использования небольших расходов воды для эффективного охлаждения воздуха.

4. Заключение

С использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла проведено численное моделирование течения в элементе пластинчатого противоточного теплообменника, смежные каналы которого представляют собой плоские безотрывные диффузоры с гладкой поверхностью.

Параметрическое исследование пластинчатых теплообменников с диффузорными каналами с водой в качестве холодного теплоносителя и воздухом к качестве горячего теплоносителя при температурах, характерных для высоконапорных теплообменников проведено в диапазоне углов раскрытия каналов теплообменника $\alpha = 0 \div 4°$ и входных чисел Рейнольдса горячего $\mathrm{Re}_h = (5 \div 20) \times 10^3$ и холодного $\mathrm{Re}_c = (3 \div 10) \times 10^3$ теплоносителей.

Проведенные расчеты показали, что с ростом угла раскрытия каналов теплообменника температура теплопередающей стенки и тепловой поток в стенку возрастают за счет увеличения теплоотдачи (числа Нуссельта), что является следствием турбулизации потока в расширяющихся каналах с положительным продольным градиентом давления. Коэффициент сопротивления в выходной части канала с горячим теплоносителем для всех углов раскрытия почти не различается, в то время как в канале с холодным теплоносителем в выходной части канала существенно уменьшается. Такое поведение коэффициента сопротивления сказывается на величине коэффициента аналогии Рейнольдса, который в канале с холодным теплоносителем существенно меньше величины коэффициента аналогии Рейнольдса в канале с горячим теплоносителем, в котором он заметно превышает единицу.

Проведенное численное исследование влияния чисел Рейнольдса (расходов) горячего и холодного теплоносителей позволило установить следующее. С ростом числа Рейнольдса горячего теплоносителя величина охлаждения горячего теплоносителя уменьшается, однако количество переданного тепла растет за счет увеличения расхода горячего теплоносителя. С ростом числа Рейнольдса холодного теплоносителя величина охлаждения горячего теплоносителя и количество переданного тепла остаются практически постоянными, что обусловлено достаточно большим расходом холодного теплоносителя (воды) с высокой теплоемкостью. Следствием полученных результатов численного исследования влияния числа Рейнольдса холодного теплоносителя на количество переданного тепла является возможность использования небольших расходов воды для эффективного охлаждения воздуха. Эффективность охлаждения может быть существенно повышена при использовании в теплообменнике расширяющихся каналов.

Благодарности и ссылки на гранты

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова (АААА – А19-119012990115-5, АААА – А19-119012990110-0).

Литература

1. Мигай В. К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1980. 144 с.
2. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Копп И. З., Мякочин А. С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с.
3. Дзюбенко Б. В., Кузма-Кичта Ю. А., Леонтьев А. И. и др. Интенсификация тепло- и массообмена в макро-, микро- и наномасштабах. М.: ФГУП «Цниатоминформ», 2008. 532 с.
4. Bergles A. E. Recent developments in enhanced heat transfer // Heat Mass Transfer. 2011. Vol. 47. No 8. P. 1001.
5. Leontiev A. I., Kiselev N. A., Burtsev S. A., Strongin M. M., Vinogradov Yu. A. Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces with spherical dimples // Experimental Thermal and Fluid Science. 2016. Vol. 79. P. 74.
6. Справочник по теплообменникам в 2-х томах. Перевод с англ. М.: Энергоатомиздат. 1987.
7. Akpinar E. K. Evaluation of heat transfer and exergy loss in a concentric doublepipe exchanger equipped with helical wires // Energy Convers. Manage. 2006. Vol. 47. P. 3473.
8. Ahmed M. A., Shuaib N. H., Yusoff M. Z. Numerical investigations on the heat transfer enhancement in a wavy channel using nanofluid // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55, iss. 21–22. Pp. 5891–5898.
9. Sui Y., Teo C. J., Lee P. S., Chew Y. T., Shu C. Fluid flow and heat transfer in wavy microchannels // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. Vol. 53. Pp. 2760–2772.
10. Duan Z., Muzychka Y. S. Effects of axial corrugated roughness on low Reynolds number slip flow and continuum flow in microtubes // J. Heat Transfer. 2010. Vol. 132. Pp. 1–8.
11. Mohammed H. A., Bhaskaran G., Shuaib N. H., Abu-Mulaweh H. I. Influence of nanofluids on parallel flow square microchannel heat exchanger performance // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2011. Vol. 38. Pp. 1–9.
12. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13.
13. Лущик В. Г., Макарова М. С., Решмин А. И. Пластинчатый теплообменник с диффузорными каналами // ТВТ. 2020. Т. 58. № 3. С. 376–383.
14. Лущик В. Г., Решмин А. И., Чичерина А.Д. Исследование турбулентных характеристик течения в пластинчатых теплообменниках с диффузорными каналами // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2025. Т. 26, вып. 5. https://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-5/articles/1203/
15. Davletshin I. A., Dushina O. A., Mikheev N. I., Shakirov R. R. Heat transfer and flow structure in a plane diverging channel // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2022. Vol. 189.Pp. 1–11.
16. Бухмиров В. В., Ракутина Д. В., Родионова М. В., Гаськов А. К. Тепловой и гидравлический расчет рекуперативного теплообменного аппарата. ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина». Иваново. 2021. 164 с.
17. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Наука, Москва, 1972.

References

1. Migai V. K., *Improving the efficiency of modern heat exchangers*, L.: Energiya, 1980, 144 p. [in Russian].
2. Kalinin E. K., Dreitzer G. A., Kopp I. Z., Myakochin A. S., *Effective heat transfer surfaces*, M.: Energoatomizdat, 1998, 408 p. [in Russian].
3. Dzyubenko B. V., Kuzma-Kichta Yu. A., Leontiev A. I., Fedik I. I., Kholpanov L. P., *Intensification of heat and mass transfer at macro, micro and nanoscales*, M.: FSUE «Tsniiatominform», 2008, 532 p. [in Russian].

4. Bergles A. E., Recent developments in enhanced heat transfer, *Heat Mass Transfer*, 2011, vol. 47, issue 8. DOI:10.1007/s00231-011-0872-y
5. Leontiev A. I., Kiselev N. A., Burtsev S. A., Strongin M. M., Vinogradov Yu. A., Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces with spherical dimples, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2016, vol. 79. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2016.06.024
6. Martynenko O. G., *Handbook of heat exchangers*, vols. 1-2, M.: Energoatomizdat, 1987. [in Russian].
7. Akpinar E. K., Evaluation of heat transfer and exergy loss in a concentric doublepipe exchanger equipped with helical wires, *Energy Convers. Manage*, 2006, vol. 47, P. 3473.
8. Ahmed M. A., Shuaib N. H., Yusoff M. Z., Numerical investigations on the heat transfer enhancement in a wavy channel using nanofluid, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012, vol. 55, iss. 21–22, pp. 5891–898.
9. Sui Y., Teo C. J., Lee P. S., Chew Y. T., Shu C., Fluid flow and heat transfer in wavy microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 53, pp. 2760–2772.
10. Duan Z., Muzychka Y. S., Effects of axial corrugated roughness on low Reynolds number slip flow and continuum flow in microtubes, *J. Heat Transfer*, 2010, vol. 132, pp. 1–8.
11. Mohammed H. A., Bhaskaran G., Shuaib N. H., Abu-Mulaweh H. I., Influence of nanofluids on parallel flow square microchannel heat exchanger performance, *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, 2011, vol. 38, pp. 1–9.
12. Luschik V. G., Pavel'ev A. A., Yakubenko A. E., Three-parameter model of shear turbulence, *Fluid Dynamics*, 1978, vol. 13, pp. 350–360. DOI: 10.1007/BF01050525
13. Luschik V. G., Makarova M. S., Reshmin A. I., Plate heat exchanger with diffuser channels, *High Temp*., 2020, vol. 58, no. 3, pp. 352–359. DOI: 10.1134/S0018151X2003013X
14. Luschik V. G., Reshmin A. I., Chicherina A. D. Study of Turbulent Flow Characteristics in Plate Heat Exchangers with Diffuser Channels, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2025, vol. 26, issue 5 [in Russian]. https://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-5/articles/1203/
15. Davletshin I. A., Dushina O. A., Mikheev N. I., Shakirov R. R., Heat transfer and flow structure in a plane diverging channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, vol. 189, pp. 1–11.
16. Bukhmirov V. V., Rakutina D. V., Rodionova M. V., Gaskov A. K., *Thermal and Hydraulic Calculation of a Recuperative Heat Exchanges*, Ivanovo, Russia: Lenin Ivanovo State Power Engineering University, 2021, 164 p. [in Russian]
17. Vargaftik N. B., *Handbook of Thermophysical Properties of Gases and Liquids*, Nauka, Moscow, 1972 [in Russian].

Статья поступила в редакцию 10 июля 2026 г.