

УДК 621.1.016.4, 536.24, 532.526

Численное исследование течения и теплообмена в плоских каналах переменного сечения*

В.Г. Луцик¹, М.С. Макарова^{1*}, Н.В. Медвецкая², А.И. Решмин¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики МГУ, Москва, 119192, Россия

²Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412, Россия

* e-mail: mariia.makarova@gmail.com

Поступила в редакцию 4.06.2019

После доработки 2.08.2019

Принята к публикации 6.08.2019

Численное моделирование течения и теплообмена в плоских осесимметричных конфузоре и диффузоре с углом наклона образующей $-5^\circ \div -1^\circ$ и $1^\circ \div 5^\circ$ проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла. Показано, что при одинаковом (по модулю) угле наклона образующей в конфузоре гидравлическое сопротивление существенно выше, чем в диффузоре, и это превышение возрастает с увеличением угла. При этом теплоотдача в отличие от гидравлического сопротивления в конфузоре существенно ниже, чем в диффузоре. Исследование влияния числа Рейнольдса на характеристики течения и теплообмена в диффузоре показало, что изменение их в диапазоне чисел Рейнольдса 10000 \div 100000 не очень существенно и не превосходит $\pm 14\%$ для гидравлического сопротивления и $\pm 5\%$ для теплоотдачи.

Ключевые слова: диффузор, конфузор, угол наклона образующей, течение, теплообмен, число Рейнольдса, дифференциальная модель турбулентности.

Введение

Течение в каналах переменного сечения может характеризоваться наличием значительного продольного градиента давления, который оказывает существенное влияние на турбулентное течение, приводя в пределе при течении в конфузоре с большим отрицательным градиентом давления к ламинаризации пограничного слоя, а при течении в диффузоре с большим положительным градиентом давления – к отрыву пограничного слоя. Однако даже при небольших углах сужения или раскрытия канала продольный градиент давления оказывает заметное влияние на характеристики течения и теплообмена, что необходимо учитывать в проектных разработках реальных каналов [1].

Так, в работе [2] показано, что при течении в диффузоре при всех рассмотренных изменениях угла раскрытия диффузора и числа Рейнольдса основные характеристики теплообмена – число Нуссельта и фактор аналогии Рейнольдса – оказываются существенно выше, чем в канале постоянного сечения при том же числе Рейнольдса. Это превышение слабо зависит от числа Рейнольдса, но возрастает с увеличением угла раскрытия диффузора. При этом средний по длине диффузора коэффициент трения во всех рассмотренных случаях практически не изменяется. Установлено, что перестройка течения и появляющийся в диффузоре положительный градиент давления приводят к росту турбулизации течения. Подтверждением этого являются изменение энергии турбулентности, которая существенно возрастает в диффузоре, что приводит к интенсификации теплообмена [3].

* Работа поддержана РФФИ (№17-08-00115) и Советом по грантам Президента РФ (№СП-3993.2018.1).

В работах [4, 5] численным моделированием исследован процесс ламинаризации турбулентного течения с теплоподводом в плоском конфузоре с постоянным углом сужения. Показано влияние отрицательного продольного градиента давления на характеристики течения и теплообмена. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по теплообмену [6]. Определена величина параметра ускорения, при котором в канале происходит полная ламинаризация течения.

Целью настоящей работы является численное исследование турбулентного течения в плоских диффузоре и конфузоре с одинаковым постоянным углом раскрытия (сужения) канала. Плоский канал переменного сечения выбран из условий постоянства числа Рейнольдса, чтобы исключить его из числа переменных параметров.

1. Постановка задачи

Рассмотрены каналы с плоскими симметричными диффузором и конфузуром высотой $h_1 = 5$ см (рис. 1) с постоянным углом $|\alpha/2|$ образующих по длине, в которых реализуется течение с переменным по длине градиентом давления. Входу в каналы предшествовал участок стабилизации длиной $L_1 = 250$ см, на котором устанавливалось развитое турбулентное течение при заданном числе Рейнольдса. Далее следовал участок с диффузором или конфузуром длиной $L_2 = 50$ см, за которым следовал участок постоянного сечения высотой $h_2 = h_1 + 2L_2 \text{tg}(\alpha/2)$, на котором устанавливалось турбулентное течение при заданном числе Рейнольдса.

Для решения задачи использовались уравнения неразрывности, движения и энергии, описывающие существенно дозвуковое (число Маха $M \ll 1$) течение в плоском канале переменного сечения в приближении узкого канала:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) &= 0, \\ \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= \\ &= -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} + \rho \tau \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$c_p \left(\rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = u \frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho q_T \right) \right],$$

где x – направление вдоль канала; y – координата, отсчитываемая от плоскости симметрии; 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.

Для вычисления величин τ и q_T используем трехпараметрическую модель турбулентности [7], обобщенную на течение с теплообменом [8], 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 $q_T = -c_p \langle v'T' \rangle$ [9]:

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

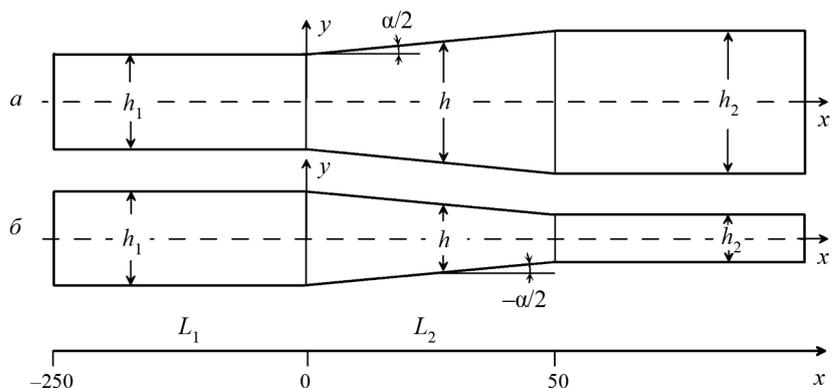


Рис. 1. Расчетная схема: а – диффузор, б – конфузор

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega}{\partial y} &= \\ &= -(2c_2 \rho \sqrt{EL} + 1.4c_1 \eta f_\omega) \frac{\omega}{L^2} + \\ &+ \left[\frac{\tau}{E} - 2c_3 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \rho \omega \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_\omega \frac{\partial \omega}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial q_T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial q_T}{\partial y} &= -[3c_2 \rho \sqrt{EL} + 9c_1 \eta f(\operatorname{Pr})] \frac{q_T}{L^2} + \\ &+ c_4 c_p \rho E \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_q \frac{\partial q_T}{\partial y} \right), \\ D_\varphi &= a_\varphi \sqrt{EL} + a_\varphi \eta \quad (\varphi = E, \tau, \omega, q_T), \\ L &= \sqrt{E/\omega}, \\ f_\omega &= 1 - \frac{1}{2c_1} \left(\frac{L}{E} \frac{\partial E}{\partial y} \right)^2, \\ f(\operatorname{Pr}) &= \frac{1 + c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}} + 1/\sqrt{\operatorname{Pr}}}{2 + c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Значения констант [7–9]: $c = 0.3$; $c_1 = 5\pi/4$; $c_2 = 0.2$; $c_3 = 0.04$; $c_4 = 0.235$; $c_5 = 0.25$; $a_E = a_\omega = 0.06$; $a_\tau = a_{q_T} = 3a_E = 0.18$; $\alpha_E = \alpha_\omega = 1$; $\alpha_{q_T} = f(\operatorname{Pr})$.

Граничные условия на стенке ($y = \pm h/2$), на оси симметрии ($y = 0$) и на входе в канал ($x = 0$) имеют вид:

$$\begin{aligned} u &= 0, \quad v = 0, \quad -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = q_w, \\ E &= \frac{\partial E}{\partial y} = \tau = q_T = 0 \quad (y = \pm h/2); \\ \frac{\partial u}{\partial y} &= v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial E}{\partial y} &= \frac{\partial \omega}{\partial y} = \tau = q_T = 0 \quad (y = 0); \\ p &= p_1, \quad u = U_1, \quad T = T_1, \quad E = E_1, \\ \omega &= \omega_1, \quad \tau = q_T = 0 \quad (x = 0). \end{aligned} \quad (3)$$

В качестве граничных условий на входе (3) используются постоянные по сечению профили скорости, температуры и характеристик турбулентности.

Таким образом, система уравнений (1), (2) с граничными условиями (3) позволяет решить задачу и найти распределения как средних, так и турбулентных характеристик течения и теплообмена.

Отметим, что использование приближения узкого канала позволяет достаточно адекватно эксперименту описать течение на начальном участке трубы, в частности, немонотонное изменение скорости и характеристик турбулентности по длине [10]. Основанием для использования выбранной модели турбулентности явилось и то, что результаты расчетов как для внешних, так и для внутренних течений при наличии в потоке градиента (например, [2, 4]) показали хорошее согласование результатов расчета с известными экспериментальными данными. В то время как лучшие из одно- и двухпараметрических моделей турбулентности в их стандартных формах могут быть нечувствительны к ускорению (замедлению) потока, например [11]. Это позволяет надеяться, что приближение узкого канала окажется столь же продуктивным и при расчете течения и теплообмена в диффузоре и конфузоре.

2. Результаты расчетов

Сравнение результатов расчета течения и теплообмена в плоском диффузоре и конфузоре проводилось с соответствующими результатами для течения в плоском канале постоянного сечения при одинаковом числе Рейнольдса. Отметим, что число Рейнольдса $Re = \rho U d_h / \eta$, определенное по гидравлическому диаметру $d_h = 2h$ для плоского диффузора и конфузора и средне-расходной скорости U , остается постоянным по всей длине канала. Тепловой поток в стенку канала принимался постоянным по всей длине и небольшим по величине ($q_w \sim 10$ Вт/м²) с тем, чтобы теплофизические и переносные свойства теплоносителя были близкими к постоянным.

Результатами расчетов явились локальные значения безразмерного коэффициента теплоотдачи – числа Нуссельта Nu , коэффициента сопротивления ξ , относительного градиента давления $\nabla \bar{P}$, определенных как

$$Nu = \frac{q_w d_h}{\lambda(T_w - \bar{T})}, \quad \xi = 8 \frac{\tau_w}{\rho U^2}, \quad \nabla \bar{P} = \frac{dp/dx}{(dp/dx)_0}.$$

Здесь T_w – температура стенки; \bar{T} – средне-массовая температура теплоносителя; U – сред-нерасходная скорость; $\tau_w = -(\eta \partial u / \partial r)_w$; $q_w = -(\lambda \partial T / \partial r)_w$; $(dp/dx)_0 = \xi_0 \rho U^2 / 2d_h$ – абсолютная величина градиента давления для развитого течения в канале постоянного сечения при числе Рейнольдса, соответствующем

течению в диффузоре и конфузоре. В расчетах получены также безразмерные профили скорости, температуры, интенсивности турбулентности, турбулентного трения и турбулентного потока тепла.

Интегральные характеристики течения и теплообмена представлены для числа Нуссельта Nu , коэффициента сопротивления ξ , а также для относительных величин числа Нуссельта Nu/Nu_0 , коэффициента сопротивления ξ/ξ_0 и градиента давления $\nabla \bar{P}$. Здесь число Нуссельта Nu_0 , коэффициент сопротивления ξ_0 вычислены для развитого течения в канале постоянного сечения при числе Рейнольдса, соответствующем течению в диффузоре и конфузоре.

Кроме того, определялись средние по длине диффузора и конфузора L_2 значения относительных величин коэффициента сопротивления и числа Нуссельта:

$$\langle \bar{\xi} \rangle = \langle \xi/\xi_0 \rangle = \frac{1}{L_2} \int_0^{L_2} \frac{\xi}{\xi_0} \cdot dx, \quad (4)$$

$$\langle \bar{Nu} \rangle = \langle Nu/Nu_0 \rangle = \frac{1}{L_2} \int_0^{L_2} \frac{Nu}{Nu_0} \cdot dx.$$

Параметрами задачи являлись следующие величины:

– угол раскрытия (сужения) диффузора и конфузора α ;

– число Рейнольдса $Re = \frac{\rho U d_h}{\eta}$.

Ниже представлены результаты численного исследования влияния на интенсификацию теплообмена указанных параметров, которые изменялись в диапазонах: $\alpha = \pm(1^\circ-5^\circ)$, $Re = (10-100) \cdot 10^3$.

2.1. Влияние угла раскрытия (сужения) канала

Расчеты проведены для плоских диффузора и конфузора длиной $L_2 = 50$ см с углами раскрытия $\alpha = \pm(1^\circ-5^\circ)$, в качестве теплоносителя принят воздух ($Pr = 0.71$), число Рейнольдса $Re = 20 \cdot 10^3$.

На рис. 2 приведено изменение по длине безразмерного градиента давления $\nabla \bar{P}$ (а) и относительной скорости на оси канала u_0/U (б) в диффузоре и конфузоре. Как видно, градиент давления с ростом угла раскрытия (сужения) существенно возрастает (см. рис. 2, а), остава-

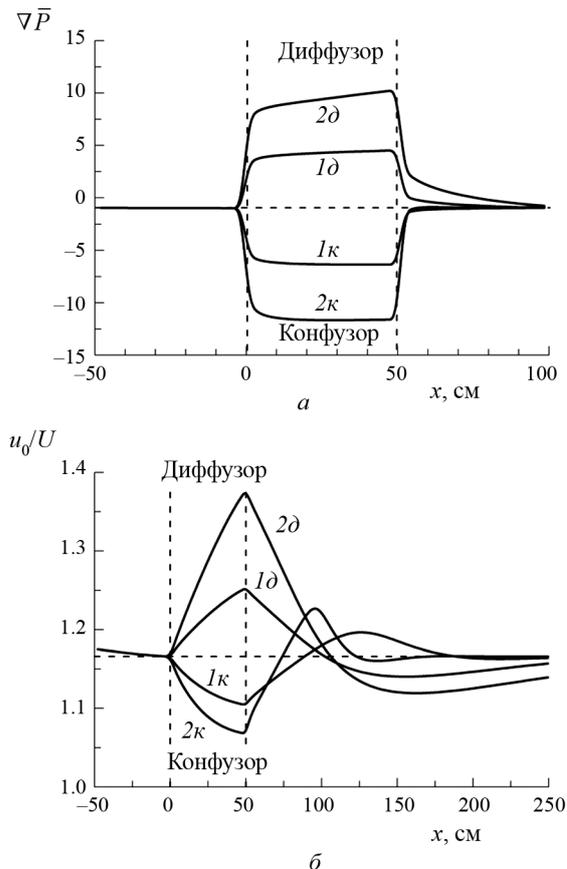


Рис. 2. Изменение по длине безразмерного градиента давления $\nabla \bar{P}$ (а) и относительной скорости на оси канала u_0/U (б) в диффузоре (линии 1δ , 2δ) и конфузоре (линии 1κ , 2κ) для углов раскрытия: $1\delta - \alpha = 2^\circ$, $2\delta - \alpha = 4^\circ$ и сужения: $1\kappa - \alpha = -2^\circ$, $2\kappa - \alpha = -4^\circ$ соответственно

ясь по абсолютной величине примерно одинаковым как в диффузоре, так и в конфузоре. Соответственно изменению градиента давления меняется и скорость на оси канала (см. рис. 2, б). При этом выход на режим развитого течения (при $x > 50$ см) происходит немонотонно.

На рис. 3 представлено изменение по длине коэффициента сопротивления ξ (а) и числа Нуссельта Nu (б) в диффузоре (линии 1δ , 2δ) и конфузоре (линии 1κ , 2κ) для двух углов раскрытия (сужения) канала α .

Как видно из рис. 3, в диффузоре коэффициент трения ξ (см. рис. 3, а) уменьшается за счет положительного градиента давления, а число Нуссельта Nu (см. рис. 3, б) возрастает за счет турбулизации течения (рис. 4). В конфузоре ξ возрастает (см. рис. 3, а) за счет отрицательного градиента давления, а Nu уменьшается (см. рис. 3, б) за счет ламинаризации потока (см. рис. 4). Коэффициент трения ξ (см. рис. 3, а)

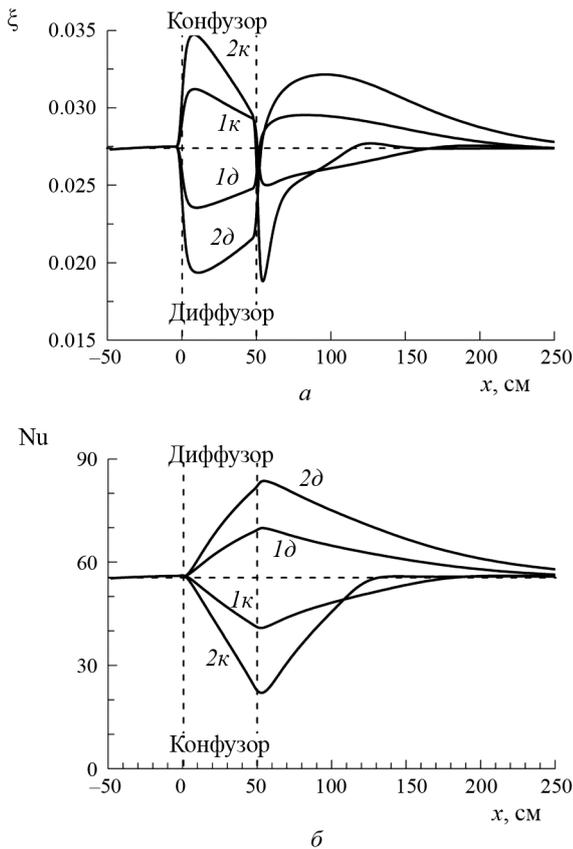


Рис. 3. Изменение коэффициента сопротивления ξ (а) и числа Нуссельта Nu (б) по длине канала (обозначения см. на рис. 2)

и число Нуссельта Nu (см. рис. 3, б) как в диффузоре, так и в конфузоре существенно отличаются от соответствующих величин ξ_0 и Nu_0 в каналах постоянного сечения при том же числе Рейнольдса, и это отличие возрастает с увеличением угла раскрытия (сужения) канала. На участках канала постоянного сечения ($x > 50$ см), следующих за диффузором и конфузоре, интенсивность турбулентности изменяется немонотонно (см. рис. 4), что сказывается на изменении величин ξ и Nu , затягивая их выход на режим развитого течения.

Следует отметить, что выход на режим развитого течения в выходном участке течения (при $x > 50$ см) в канале с диффузором и конфузоре происходит на разной длине. Это связано с тем, что в выходном участке после диффузора при большом угле раскрытия α течение не успевает выйти на развитое вследствие недостаточной относительной длины канала, определенной по выходной высоте h_2 . Так, например, для $\alpha = 4^\circ$ $h_2 \approx 8.5$ см и на длине $L = 150$ см ($L/h_2 \approx 18$), что явно недостаточно для выхода на режим развитого течения. Поэтому величины ξ и Nu (см.

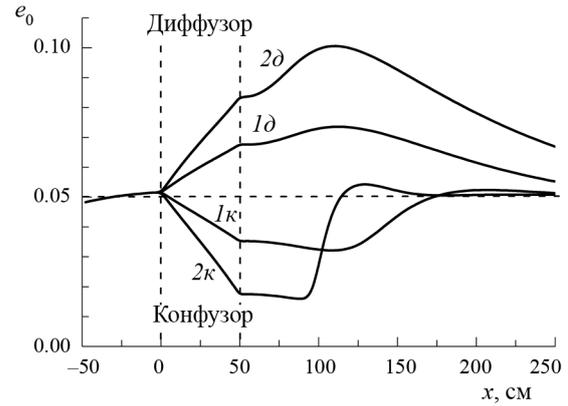


Рис. 4. Изменение интенсивности турбулентности на оси канала $e_0 = \sqrt{E_0}/U$ по длине (обозначения см. на рис. 2)

рис. 3) в выходном сечении заметно отличаются от ξ_0 и Nu_0 для канала постоянного сечения. Для конфузора при $\alpha = -4^\circ$ $h_2 \approx 1.5$ см на длине $L = 150$ см ($L/h_2 \approx 100$), что вполне достаточно для выхода на режим развитого течения.

Следует отметить также, что наличие изломов и пикообразного характера в зависимостях, приведенных на рис. 2–4, на входе и выходе из диффузора и конфузора обусловлено резким изменением градиента давления в сечениях с угловыми точками в контуре каналов на входе и выходе при внезапном изменении наклона стенок (см. рис. 1). Тестовые расчеты показали, что при плавном изменении контура канала изменение этих зависимостей также имеет плавный характер.

Положительный градиент давления в диффузоре (см. рис. 2, а, линии 1δ , 2δ) приводит к турбулизации течения, а отрицательный в конфузоре (см. рис. 2, а, линии 1κ , 2κ) способствует ламинаризации потока, что подтверждается изменением профилей интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ по длине канала (рис. 5). Из рис. 5, а видно, что в средней части диффузора (линия 2) и на выходе из диффузора (линия 3) величина интенсивности турбулентности e существенно превышает соответствующие значения на входе в диффузор (линия 1). В конфузоре (рис. 5, б) величина e в средней части (линия 2) и на выходе (линия 3) существенно ниже соответствующего значения на входе в конфузоре (линия 1). В выходном участке диффузора и конфузора на достаточной длине (линия 4) величина интенсивности турбулентности близка к входной величине (линии 1).

При положительном градиенте давления скорость u вблизи стенки уменьшается быстрее, чем в

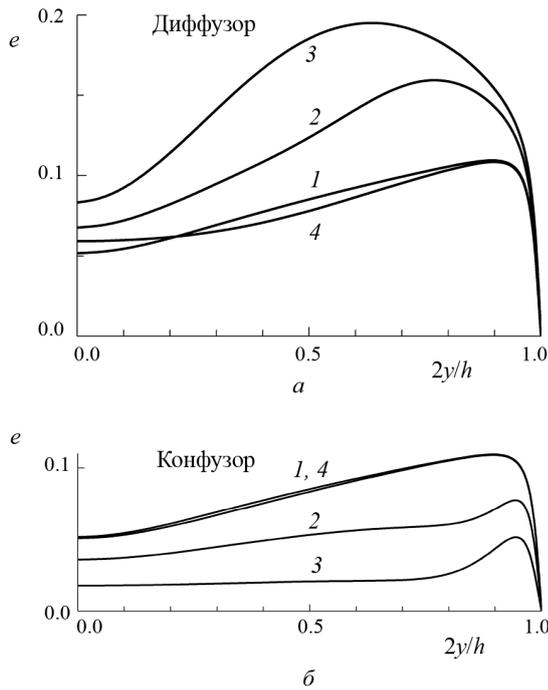


Рис. 5. Профили интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E} / U$ в канале с диффузором (а) и с конфузуром (б) с углами раскрытия (сужения) $\alpha = \pm 4^\circ$ для ряда сечений по длине: 1 – $x = 0$, 2 – 25 см, 3 – 50 см, 4 – 250 см

центре, и профиль скорости, отнесенной к среднерасходной скорости, на диффузорном участке оказывается вытянутым в центре (рис. 6, а, линии 2, 3). В конфузоре, при отрицательном градиенте давления, наоборот, скорость u вблизи стенки увеличивается быстрее, чем в центре, и профиль скорости, отнесенной к среднерасходной скорости, оказывается более плоским (рис. 6, б, линии 2, 3). На выходном участке канала при его достаточной длине (линии 4) эти профили близки к входным профилям (линии 1) для развитого турбулентного течения при заданном числе Рейнольдса.

Учитывая непостоянство величин ξ и Nu (см. рис. 3) по длине диффузора и конфузора, представляется целесообразным использовать для анализа теплогидравлических характеристик средние по длине диффузора и конфузора значения относительных величин коэффициента сопротивления и числа Нуссельта (4).

Как видно из рис. 7, при одинаковом (по модулю) угле α в конфузоре (рис. 7, б) средний по длине коэффициент сопротивления $\langle \xi \rangle$ существенно выше, чем в диффузоре (рис. 7, а), и это превышение возрастает с увеличением угла α . При этом среднее по длине число Нуссельта $\langle Nu \rangle$ в отличие от величины $\langle \xi \rangle$ в конфузоре существенно ниже, чем в диффузоре.

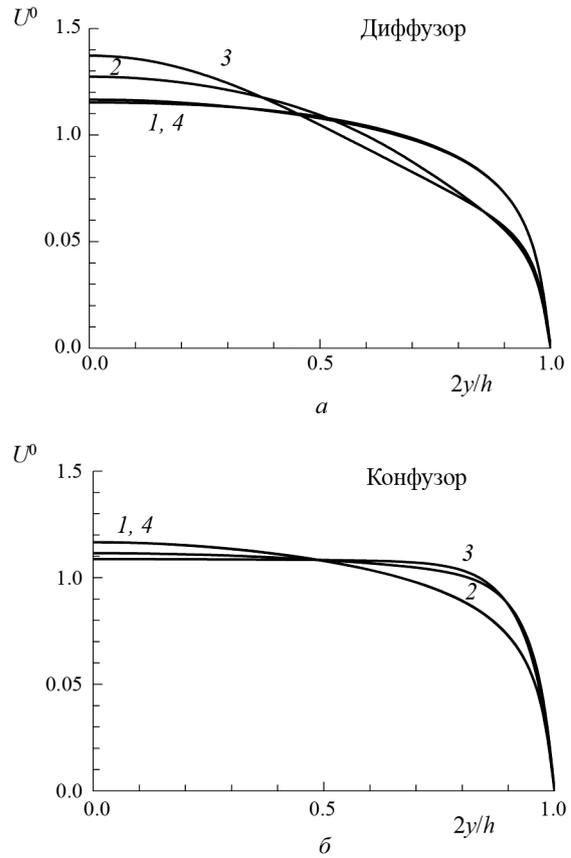


Рис. 6. Безразмерные профили скорости $U^0 = u / U$ в канале с диффузором (а) и с конфузуром (б) с углами раскрытия (сужения) $\alpha = \pm 4^\circ$ для ряда сечений по длине: 1 – $x = 0$, 2 – 25 см, 3 – 50 см, 4 – 250 см

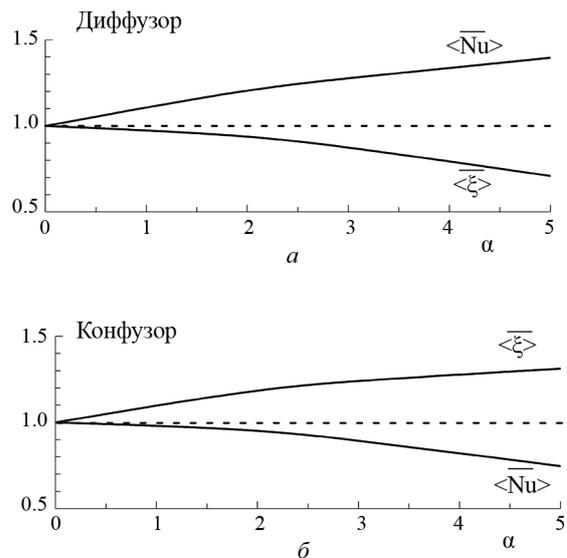


Рис. 7. Средние по длине диффузора (а) и конфузора (б) значения коэффициента сопротивления $\langle \xi \rangle$ и числа Нуссельта $\langle Nu \rangle$ в зависимости от угла раскрытия диффузора и сужения конфузора α

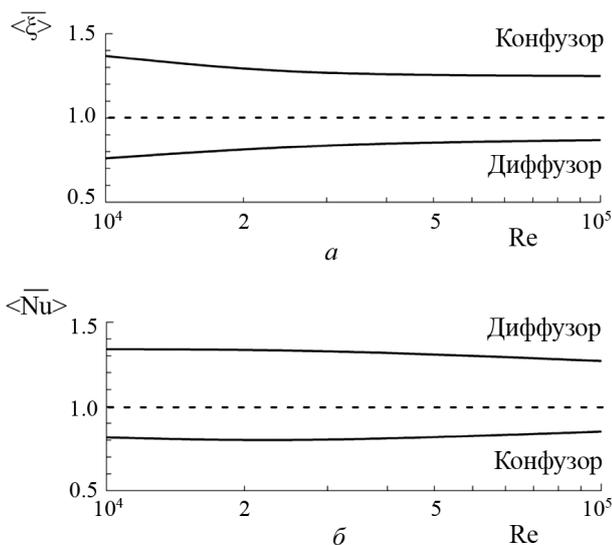


Рис. 8. Средние по длине диффузора и конфузора значения коэффициента сопротивления $\langle \xi / \xi_0 \rangle$ (а) и числа Нуссельта $\langle Nu / Nu_0 \rangle$ (б) в зависимости от числа Рейнольдса Re

2.2. Влияние числа Рейнольдса

Расчеты проведены для диффузора и конфузора длиной $L_2 = 50$ см с углом раскрытия (сужения) $\alpha = 4^\circ$ и -4° в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = (10-100) \cdot 10^3$, в качестве теплоносителя принят воздух ($Pr = 0.7$).

Численное исследование влияния числа Рейнольдса на характеристики течения и теплообмена в диффузоре позволило установить следующее (рис. 8). С ростом числа Рейнольдса (с $10 \cdot 10^3$ до $100 \cdot 10^3$) средний по длине диффузора коэффициент сопротивления $\langle \xi \rangle$ возрастает, в то время как среднее по длине число Нуссельта $\langle Nu \rangle$ уменьшается. В конфузоре с ростом числа Рейнольдса величина $\langle \xi \rangle$ уменьшается, в то время как $\langle Nu \rangle$ возрастает.

Следует отметить, что изменение величин $\langle \xi \rangle$ и $\langle Nu \rangle$ в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса $Re = (10-100) \cdot 10^3$ не очень существенно и не превосходит $\pm 14\%$ для $\langle \xi \rangle$ и $\pm 5\%$ для $\langle Nu \rangle$.

Заключение

Проведенное численное исследование показало, что перестройка течения и появляющийся в диффузоре положительный градиент давления приводят к турбулизации течения, а отрицательный градиент давления в конфузоре – к ламинаризации течения. Подтверждением этого является изменение энергии турбулентности, которая существенно возрастает в диффузоре, что приводит к интенсификации теплообмена, а

в конфузоре уменьшается, что приводит к ухудшению теплоотдачи.

В диффузоре и конфузоре характеристики течения и теплообмена существенно отличаются от соответствующих величин в каналах постоянного сечения при том же числе Рейнольдса. Исследование влияния угла раскрытия (сужения) в диффузоре и конфузоре показало, что при одинаковом (по модулю) угле в конфузоре средний по длине коэффициент сопротивления существенно выше, чем в диффузоре, и это превышение возрастает с увеличением угла. При этом среднее по длине число Нуссельта в отличие от величины гидравлического сопротивления в конфузоре существенно ниже, чем в диффузоре.

Численное исследование влияния числа Рейнольдса на характеристики течения и теплообмена в диффузоре показало, что с ростом числа Рейнольдса гидравлическое сопротивление возрастает, а теплоотдача уменьшается, в то время как в конфузоре наоборот – гидравлическое сопротивление уменьшается, а теплоотдача возрастает. Однако это изменение в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса $Re = (10-100) \cdot 10^3$ не очень существенно и не превосходит $\pm 14\%$ для гидравлического сопротивления и $\pm 5\%$ для теплоотдачи.

Проведенное исследование показало, что даже небольшая конусность (с углами не более $\pm 4^\circ$), которая может иметь место в реальных каналах, заметно влияет на характеристики течения и теплообмена. Установлено, что в теплообменных устройствах каналы диффузорного типа предпочтительнее по сравнению с каналами конфузоревого типа, поскольку имеют меньшее гидравлическое сопротивление и большую теплоотдачу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигай В.К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1980. 144 с.
2. Лущик В.Г., Решмин А.И. Интенсификация теплообмена в плоском безотрывном диффузоре // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 586–593.
3. Макарова М.С., Лущик В.Г., Решмин А.И. Сравнительный анализ турбулентного течения в плоском и круглом каналах с диффузором // Материалы XXIII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентности». Отв. ред. Н.В. Никитин, Н.В. Попеленская. Москва, МАКСПресс, 2018. С. 182–187.
4. Лущик В.Г., Макарова М.С., Решмин А.И. Ламинаризация потока при течении с теплообменом в плоском канале с конфузореом // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 1. С. 68–77.
5. Макарова М.С., Лущик В.Г., Решмин А.И. Исследование условий возникновения полной реламинаризации течения в плоских конфузореных каналах. В сб.:

- Современные проблемы механики и математики // Научные слушания, посвященные 110-летию со дня рождения С.А. Христиановича. Сборник материалов. 2018. С. 66–68.
6. **Танака Х., Кавамура Х., Татено А., Хатамия С.** Влияние ламинаризации потока и его последующей турбулизации на теплообмен в случае течения при малых числах Рейнольдса в канале, состоящем из конфузальной секции и следующей за ней секции с постоянным поперечным сечением // Теплопередача. 1982. Т. 104. № 2. С. 144–153.
 7. **Лушчик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.** Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.
 8. **Лушчик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.** Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40.
 9. **Лушчик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.** Уравнение переноса для турбулентного потока тепла. Расчет теплообмена в трубе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 42.
 10. **Лушчик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.** Турбулентные течения. Модели и численные исследования (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 4. С. 4.
 11. **Orijji U.R., Karimisan S., Tucker P.G.** RANS modeling of accelerating boundary layers // J. Fluids Engineering, Trans. ASME. 2015. V. 137. N 1. Paper № A12.

Numerical investigation of flow and heat transfer in plane channels of variable section

Lushchik V.G.¹, Makarova M.S.¹, Medvetskaya N.V.², Reshmin A.I.¹

¹ *Lomonosov Moscow State University, Institute of mechanics, Moscow, 119192, Russia*

² *Joint Institute for High Temperature of RAS, Moscow, 125412, Russia*

e-mail: mariia.makarova@gmail.com

Numerical simulation of the flow and heat transfer in plane axisymmetric confuser and diffuser with an inclination angle of $-5^\circ \div -1^\circ$ and $1^\circ \div 5^\circ$ has been performed using a three-parameter differential model of turbulence, supplemented by the transport equation for turbulent heat flux. A flat channel of variable cross section was selected from the conditions of constant Reynolds number in order to exclude it from the number of variable parameters. It is shown that the restructuring of the flow and the positive pressure gradient in the diffuser lead to turbulization of the flow, and the negative pressure gradient in the confuser leads to laminarization. Confirmation of this is a change in the turbulence energy, which increases significantly in the diffuser and leads to intensification of heat transfer, and decreases in the confuser and leads to a decline of heat transfer. In the diffuser and confuser, the flow and heat transfer characteristics differ significantly from the corresponding values in the channels of constant cross section for the same Reynolds number. The study of the influence of the inclination angle in the diffuser and confuser showed that for the same (modulo) angle in the confuser, the average length drag coefficient is significantly higher than in the diffuser, and this excess increases with increasing of the angle. In this case, the average Nusselt number along the length, in contrast to the hydraulic losses, is significantly lower in the confuser than in the diffuser. A numerical study of the influence of the Reynolds number on the flow and heat transfer characteristics in the diffuser showed that with an increase in the Reynolds number, hydraulic losses increase and heat transfer decreases, while in the confuser, on the contrary, hydraulic losses decrease and heat transfer increases. However, this change in the studied range of Reynolds numbers $Re = (10-100) \cdot 10^3$ is not very significant and does not exceed $\pm 14\%$ for hydraulic losses and $\pm 5\%$ for heat transfer. The study showed that even a slight taper (with angles less than $\pm 4^\circ$), which can take place in real channels, significantly affects the characteristics of the flow and heat transfer. It is established that in heat exchangers diffuser-type channels are more preferable in comparison with confuser-type channels, since they have lower hydraulic losses and greater heat transfer.

Keywords: diffuser, confuser, angle of inclination, flow, heat transfer, Reynolds number, differential model of turbulence.

REFERENCES

1. **Migai V.K.** *Povyshenie ehffektivnosti sovremennykh teploobmennikov* [Improving the efficiency of modern heat exchangers]. Leningrad: Energia, 1980. 144 p. In Russ.
2. **Lushchik V.G., Reshmin A.I.** Heat transfer enhancement in a plane separation-free diffuser. *High Temperature*, 2018, vol. 56, no. 4, pp. 569–575.
3. **Makarova M.S., Lushchik V.G., Reshmin A.I.** Sravnitel'nyj analiz turbulentnogo techeniya v ploskom i

- kruglom kanalakh s diffuzorom [Comparative analysis of turbulent flow in flat and round channels with diffuser]. *Materialy XXIII Mezhdunarodnoj konferentsii «Nelinejnye zadachi teorii gidrodinamicheskoy ustojchivosti i turbulentnost'» Otv. red. N.V. Nikitin, N.V. Popelenskaya* (Materials of the XXIII International Conference «Nonlinear problems of the theory of hydrodynamic stability and turbulence». Res. ed. N.V. Nikitin, N.V. Pelenskaya), Moscow: Publishing House MAKS Press, 2018. pp. 182–187. In Russ.
4. **Lushchik V.G., Makarova M.S., Reshmin A.I.** Laminarization of flow with heat transfer in a plane channel with a confuser. *Fluid Dynamics*, 2019, vol. 54, no. 1, pp. 66–75.
 5. **Makarova M.S., Lushchik V.G., Reshmin A.I.** Issledovanie uslovij vozniknoveniya polnoj relaminarizatsii techeniya v ploskikh konfuzornykh kanalakh [Investigation of the conditions for the appearance of complete relaminarization of the flow in flat confuser channels]. *Sovremennye problemy mekhaniki i matematiki. Sbornik materialov nauchnykh slushanij, posvyashhennykh 110-letiyu so dnya rozhdeniya S.A. Khristianovicha* (Modern problems of mechanics and mathematics. Proceedings of Scientific hearings dedicated to the 110th anniversary of S.A. Khristianovich), 2018, pp. 66–68. In Russ.
 6. **Tanaka H., Kawamura H., Tateno A., Hatamiya S.** Effect of laminarization and retransition on heat transfer for low Reynolds number flow through a converging to constant area duct. *J. Heat Transfer*, 1982, vol. 104, no. 2, pp. 363–371.
 7. **Lushchik V.G., Pavel'ev A.A., Yakubenko A.E.** Three-parameter model of shear turbulence. *Fluid Dynamics*, 1978, vol. 13, no. 3, pp. 350–360.
 8. **Lushchik V.G., Pavel'ev A.A., Yakubenko A.E.** Three-parameter model of turbulence: Heat transfer calculations. *Fluid Dynamics*, 1986, vol. 21, no. 2, pp. 200–211.
 9. **Lushchik V.G., Pavel'ev A.A., Yakubenko A.E.** Transfer equation for turbulent heat flux. Calculation of heat exchange in a pipe. *Fluid Dynamics*, 1988, vol. 23, no. 6, pp. 835–842.
 10. **Lushchik V.G., Pavel'ev A.A., Yakubenko A.E.** Turbulent flows. Models and numerical investigations. A review. *Fluid Dynamics*, 1994, vol. 29, no. 4, pp. 440–457.
 11. **Orij U.R., Karimisani S., Tucker P.G.** RANS modeling of accelerating boundary layers. *J. Fluids Engineering, Trans. ASME*, 2015, vol. 137, no. 1, Paper A12.