

Effect of Inlet Conditions on the Flow and Heat Transfer in a Flat Diffuser

V. G. Lushchik, A. I. Reshmin, V. V. Trifonov

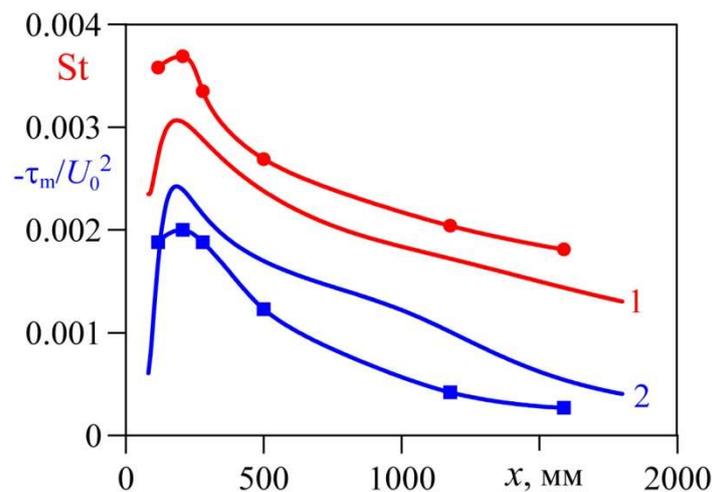
*Lomonosov Moscow State University, Research Institute of Mechanics
Moscow, 119192, Russia*

vgl_41@mail.ru,
alexreshmin@rambler.ru,
trifonovvl@mail.ru

Abstract

The effect of the intensity and scale of turbulence generated by a nozzle at the inlet to a flat diffuser on the flow and heat transfer characteristics is considered for a number of values of the diffuser opening angle and Reynolds numbers. Numerical modeling was carried out using a three-parameter differential RANS turbulence model supplemented with a transport equation for a turbulent heat flow. The calculation results are compared with known experimental data.

Keywords: flow with heat exchange, flat diffuser, RANS-turbulence model.



The change in the length of the diffuser of the calculated (line) and experimental (line with points) values of the Stanton number (1) and the maximum value of the turbulent shear stress τ_m/U_0^2 (2) for $Re_0 = 15.8 \times 10^3$

УДК 532.526.3

Влияние входных условий на течение и теплообмен в плоском диффузоре

В. Г. Лущик, А. И. Решмин, В. В. Трифонов

*МГУ им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики
Москва, 119192, Россия*

vgl_41@mail.ru,
alexreshmin@rambler.ru,
trifonovvl@mail.ru

Аннотация

Рассмотрено влияние интенсивности и масштаба турбулентности, формируемых соплом на входе в плоский диффузор, на характеристики течения и теплообмена для ряда значений угла раскрытия диффузора и чисел Рейнольдса. Численное моделирование проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла. Проведено сравнение результатов расчета с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: течение с теплообменом, плоский диффузор, RANS-модель турбулентности.

1. Введение

Интенсификация процессов в теплообменных устройствах - актуальная задача энергосбережения. На сегодняшний день предложены самые разнообразные способы повышения интенсивности теплообмена (см., например, [1, 2]). Оценить такие способы можно с помощью важного критерия эффективности теплообменных устройств - коэффициента аналогии Рейнольдса, который показывает соотношение между теплоотдачей и гидравлическими потерями. Практически все упомянутые в [1, 2] способы связаны с искусственной турбулизацией потока в каналах теплообменного устройства. Давая выигрыш в теплообменных характеристиках, такие способы в большей степени увеличивают гидравлические потери, ухудшая при этом коэффициент аналогии Рейнольдса.

Обнаруженный в экспериментальных исследованиях течения в круглом коническом безотрывном диффузоре с малым углом раскрытия [3] сильный рост турбулентных характеристик потока по сравнению с течением в круглой трубе дал повод использовать этот эффект в теплообменных аппаратах. Экспериментально измеренные в выходном сечении канала диффузора скорости и напряжения Рейнольдса хорошо согласовались с расчетами, выполненными с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности [4], что подтвердило возможность использовать эту модель для проведения численных исследований безотрывных течений с теплообменом в диффузорных каналах.

Дальнейшие численные исследования течения с теплообменом в слабо расширяющемся безотрывном диффузоре показали, что для такого течения при числах Рейнольдса в диапазоне от 5000 до 20000 основные характеристики теплообмена – число Нуссельта и коэффициент аналогии Рейнольдса – оказываются значительно выше, чем в трубе постоянного сечения при тех же числах Рейнольдса. Перестройка течения и положительный градиент давления в диффузоре приводят к росту турбулизации течения. Поток тепла в стенку диффузора существенно возрастает. С увеличением угла раскрытия диффузора этот эффект возрастает [5].

Проведенные расчеты показали возможность повышения эффективности теплообменных аппаратов за счет интенсификации теплоотдачи (числа Нуссельта) и увеличения коэффициента аналогии Рейнольдса в расширяющихся каналах в особенности при невысоких числах Рейнольдса ($Re < 10^4$).

Течение на выходе диффузора с малым углом раскрытия [3] оказалось довольно удобным для проведения его численного исследования. При значениях числа Рейнольдса $Re > 1300$ это течение было турбулентным и его можно было считать установившимся, так как параметры на выходе из диффузора практически не зависели от условий на входе в диффузор. Однако на развитие течения начальные условия оказывают сильное влияние. Начальные условия можно связывать с формой самого канала, профилем скорости потока, амплитудой и структурой пульсаций скорости в некотором сечении канала, после которого развивается течение. Пульсации могут определяться как условиями втекания в канал, так и особенностями конструкции начального участка, например, шероховатостью поверхности, наличием в потоке твердых тел, вдувом газа со стенки, вибрацией стенок канала, механическим воздействием на поток.

Разнообразие начальных условий затрудняет оценку воздействия их изменения на течение в канале. Так, экспериментальное исследование течения в круглой [6] трубе показало, что критическое число Рейнольдса, ниже которого течение может быть только ламинарным, зависит от способа формирования пульсационного движения на входном участке трубы. Организация на входе в трубу довольно мощных пульсаций скорости за счет подачи воздуха через отверстие, диаметр которого в 26 раз меньше диаметра трубы, оказала меньшее влияние на критическое число Рейнольдса, чем установка на ламинарном участке течения по диаметру трубы цилиндрического стержня с диаметром в $10 \div 20$ раз меньше диаметра трубы. Дальнейшие исследования [7] показали, что наименьшее значение критического числа Рейнольдса наблюдалось в том случае, когда условия на входе в трубу определялись условиями на выходе из установленного перед трубой безотрывного диффузора. Там же было высказано предположение, что именно различие в структуре начальных возмущений может служить причиной разброса приводимых различными авторами значений нижнего (минимального значения) критического числа Рейнольдса.

В [8] с помощью RANS-модели [4] проведено численное исследование перехода к турбулентности на начальном участке круглой трубы. Показано, что уменьшение масштаба турбулентности на входе уменьшает значение критического числа Рейнольдса перехода. Это нашло подтверждение в интересном эксперименте [9], где в некотором сечении трубы устанавливались лепестковые роторы. Был выбран режим, при котором после роторов устанавливалось турбулентное течение. После включения вращения роторов течение ламинаризовалось. Казалось бы, интенсивность пульсаций за роторами возросла и это должно способствовать турбулизации, но при этом масштаб пульсаций значительно уменьшился, так как до включения вращения он соответствовал расстоянию между лепестками ротора, а после включения – толщине лепестков. Это и приводило к ламинаризации. Такое течение можно было бы рассчитать при адекватном задании начальных условий в начале течения и в одном, и в другом режимах.

Влияние профиля скорости на входе в трубу было исследовано в [10]. На входе устанавливались различные втулки и насадки, с помощью которых можно было формировать профиль скорости и пульсационные характеристики в канале. При некоторых числах Рейнольдса течение за входными устройствами ламинаризовалось. Геометрия указанных элементов была достаточно подробно описана, но пульсационные характеристики течения за ними не приводились. В [11] авторы, на основании приведенной геометрии элементов, приближенно оценили интенсивность и масштаб пульсаций за входными устройствами, провели расчеты течений и получили хорошее совпадение с результатами экспериментов. Кроме того, в [11] были проведены исследования течения в трубе при различных начальных профилях скорости и также отмечено сильное влияние входных условий на характер течения.

Результаты экспериментальных исследований течения с теплообменом в плоском расширяющемся канале приведены в [12]. Измеренные распределения числа Нуссельта по длине канала сравниваются с расчетными данными ранее опубликованной работы [13], где была рассмотрена возможность интенсификации теплообмена в плоском безотрывном диффузоре. Отмечено достаточно хорошее согласие между расчетными и экспериментальными данными. Некоторое отличие результатов на начальном участке канала объяснялось различием в начальных условиях течения. Действительно, при проведении расчетов всегда возникает проблема задания условий в начале течения. В [13] входу в расширяющийся канал предшествовал участок постоянного сечения, в котором проходил ламинарно-турбулентный переход, и устанавливалось развитое турбулентное течение, тогда как в [12] переход к турбулентности наблюдался в начальной части канала. Кроме того, на входе в канал был установлен плоский конфузор. По утверждению авторов [14], в конфузорном канале уровень энергии турбулентности снижается к его выходу. Экспериментальные результаты исследований зависимости уменьшения турбулентности от степени поджатия конфузора, полученные в разных экспериментах, заметно отличались. Одной из причин этого мог быть неучет вырождения турбулентности потока из-за диссипации за время прохождения потока через конфузор, длина которого в разных экспериментах была разной [14]. Это еще раз показывает, насколько важно учитывать начальные условия, как в расчете, так и в эксперименте.

Цель данной работы состоит в оценке влияния начальных условий (интенсивности и масштаба турбулентности) на течение с теплообменом в плоском расширяющемся канале, основываясь на обширном экспериментальном материале, приведенном в [11], с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности [4], обобщенной на течение с теплообменом и дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла [15].

2. Постановка задачи

Задача решалась в следующей постановке (рис. 1). Входу в диффузор предшествовало сужающееся сопло с входной высотой H_1 и длиной L_1 , в котором формировались интенсивность и масштаб турбулентности на входе в диффузор. Далее следовал участок с диффузором длиной L_2 с наклонной под углом φ стенкой. В качестве продольной координаты выбрана величина x с нулем в начале диффузора.

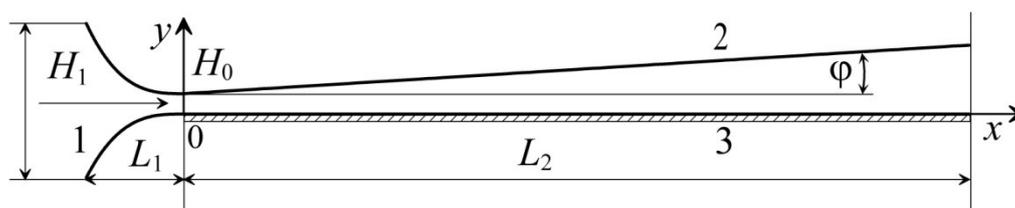


Рис. 1. Расчетная схема: 1 – входное сопло; 2 – наклонная стенка диффузора; 3 – нагреваемая стенка диффузора; H_1 – входная высота сопла; H_0 – выходная высота сопла (входная высота диффузора); L_1 – длина сопла; L_2 – длина диффузора; φ – угол наклона стенки диффузора

Уравнения неразрывности, движения и энергии, описывающие дозвуковое течение в плоском диффузоре в приближении узкого канала, имеют вид

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

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} + \rho \tau \right) \right],$$

$$c_p \left(\rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = u \frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho q_T \right) \right] \quad (1)$$

Здесь x – направление вдоль диффузора; y – координата, отсчитываемая от нагреваемой стенки 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.

Для вычисления величин τ и q_T используем трехпараметрическую RANS-модель турбулентности [4], обобщенную 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 $q_T = -c_p \langle v'T' \rangle$ [15].

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

Значения констант [4, 15]: $c = 0.3$; $c_1 = 5\pi/4$; $c_2 = 0.2$; $c_3 = 0.04$; $c_4 = 0.235$; $c_5 = 0.25$; $a_E = a_\omega = 0.06$; $a_\tau = a_q = 3a_E = 0.18$; $\alpha_E = \alpha_\tau = 1$; $\alpha_\omega = 1.4$; $\alpha_q = f(\operatorname{Pr})$.

Граничные условия на теплоизолированных стенках сопла и на входе в сопло имеют вид

$$\begin{aligned} u = v = 0, \quad - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right) &= 0, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = 0, H), \\ u = U_1, \quad T = T_1, \quad E = E_1, \quad \tau = 0, \quad \omega = \omega_1, \quad q_T = 0 \quad (x = -L_1) \end{aligned} \quad (3)$$

Граничные условия на стенках диффузора ($y=0$ – нагреваемая стенка, $y=H$ – теплоизолированная стенка) имеют вид

$$\begin{aligned} u = v = 0, \quad - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right) &= q_w, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = 0), \\ u = v = 0, \quad - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right) &= 0, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = H) \end{aligned} \quad (4)$$

Граничные условия на входе в диффузор ($x=0$) формируются в потоке на выходе из сопла.

Таким образом, система уравнений (1), (2) с граничными условиями (3), (4) 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 [8]. Это позволяет надеяться, что приближение узкого канала окажется столь же продуктивным и при расчете течения и теплообмена в диффузоре.

3. Формирование начальных условий на входе в диффузор

Как упоминалось выше, формирование начальных условий на входе в диффузор осуществляется постановкой перед диффузором сужающегося сопла (см. рис. 1), в котором согласно [14] происходит снижение уровня турбулентности на выходе из сопла. Степень снижения уровня турбулентности, как показано в [14], зависит от коэффициента поджатия сопла $Q = U_0/U_1 = H_1/H_0$, где U_1, H_1 – входные скорость и высота сопла, U_0, H_0 – выходные скорость и высота сопла.

На рис. 2 приведены контуры сопла длиной $L_1 = 150$ мм для ряда значений входной высоты сопла H_1 при неизменной выходной высоте сопла $H_0 = 25$ мм.

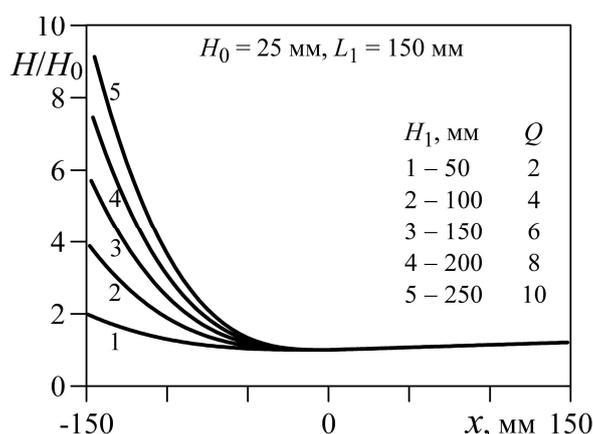


Рис. 2. Изменение по длине высоты канала для ряда значений входной высоты H_1 , мм (коэффициент поджатия сопла $Q = H_1/H_0$)

На рис. 3 представлены расчетные зависимости коэффициента снижения интенсивности турбулентности $K_e = e_0/e_1$ (а) и коэффициента роста интегрального масштаба турбулентности $K_l = l_0/l_1$ (б) соответственно от коэффициента поджатия сопла Q .

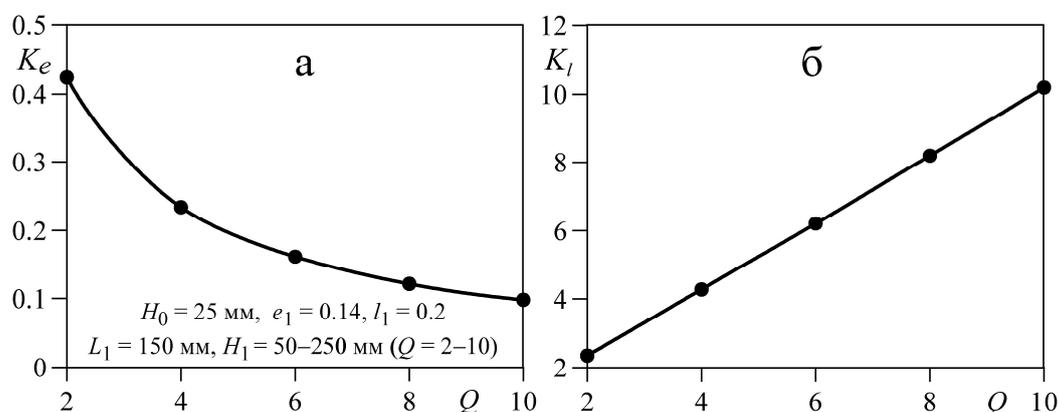


Рис. 3. Расчетная зависимость коэффициентов снижения интенсивности турбулентности K_e (а) и роста интегрального масштаба турбулентности K_l (б) от коэффициента поджатия сопла Q

Здесь $e_1 = \sqrt{E_1}/U_1$, $e_0 = \sqrt{E_0}/U_0$ – входная и выходная интенсивности турбулентности; $l_1 = (L/H)_1$, $l_0 = (L/H)_0$ – входной и выходной относительные масштабы турбулентности на средней линии сопла (при $y/H = 0.5$) на входе в сопло (индекс 1) и на выходе из него (индекс 0).

Зависимости K_e и K_l от коэффициента поджатия сопла Q получены для фиксированных величин входных интенсивности $e_1 = \sqrt{E_1}/U_1 = 0.14$ и масштаба $l_1 = (L/H)_1 = 0.2$ турбулентности, длины сопла $L_1 = 150$ мм и выходной высоты сопла $H_0 = 25$ мм. Входная высота сопла H_1 варьировалась в диапазоне $50 \div 250$ мм, что соответствовало изменению коэффициента поджатия сопла Q от 2 до 10.

Как видно из рис. 3, с ростом коэффициента поджатия сопла Q в расчетах получено уменьшение интенсивности турбулентности, что качественно соответствует экспериментальным данным для продольных пульсаций скорости, приведенным в [14].

На рис. 4 приведены профили интенсивности e_0 (а) и масштаба l_0 (б) турбулентности в выходном сечении сопла для ряда значений коэффициента поджатия сопла Q . Число Рейнольдса $Re_0 = U_0 H_0 / \nu = 25000$, входные интенсивность e_1 и масштаб l_1 турбулентности были приняты равными 0.14 и 0.2 соответственно, длина сопла $L_1 = 150$ мм, выходная высота сопла $H_0 = 25$ мм.

Как видно из рис. 4, а, с ростом коэффициента поджатия сопла Q интенсивность турбулентности на выходе из сопла, уменьшаясь по величине, становится более однородной по сечению. Масштаб турбулентности (рис. 4, б) на выходе из сопла возрастает с ростом коэффициента поджатия сопла.

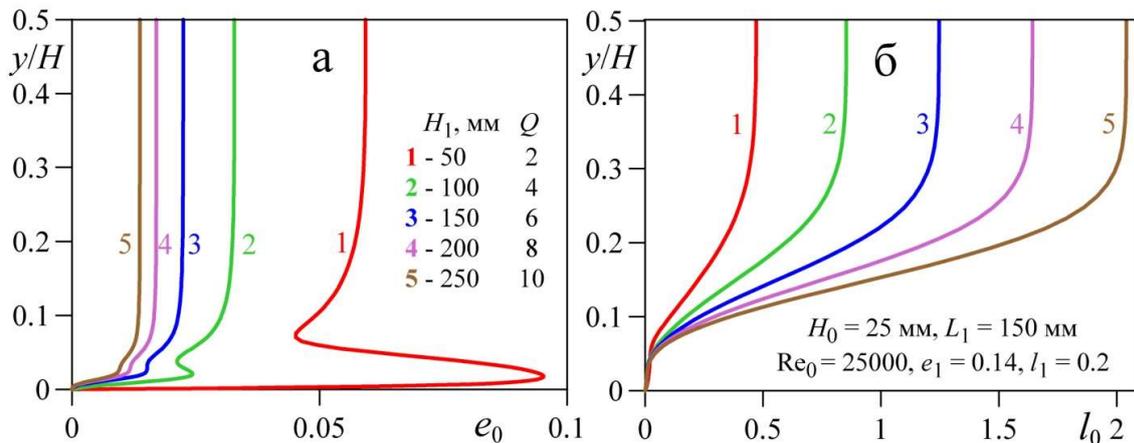


Рис. 4. Профили интенсивности e_0 (а) и масштаба l_0 (б) турбулентности в выходном сечении сопла для ряда значений коэффициента поджатия сопла Q

4. Зависимость характеристик теплообмена от начальных условий на входе в диффузор

Ниже представлены результаты численного исследования зависимости числа Стантона $St = \alpha / (\rho c_p U_0)$ от числа Рейнольдса по длине диффузора $Re_{0,x} = \rho U_0 x / \eta$. Коэффициент теплоотдачи от нагреваемой стенки к набегающему потоку в числе Стантона $\alpha = q_w x / (T_w - T_c)$ определялся по длине стенки диффузора x и разности температур стенки T_w и на половине высоты диффузора T_c . Тепловой поток в стенку диффузора принимался постоянным по длине и небольшим по величине ($q_w = 100$ Вт/м²) с тем, чтобы теплофизические и переносные свойства теплоносителя можно было считать близкими к постоянным.

На рис. 5, а показано влияние начальной интенсивности турбулентности e_1 , на рис. 5, б – влияние начального масштаба турбулентности l_1 на зависимость $St(Re_{0,x})$. Приведенные зависимости $St(Re_{0,x})$ получены для числа Рейнольдса $Re_0 = 25 \times 10^3$, угла наклона стенки

диффузора $\varphi = 2^\circ$, $H_1 = 100$ мм, $H_0 = 25$ мм ($Q = 4$), $L_2 = 1000$ мм. Как видно, влияние величины входной интенсивности турбулентности e_1 намного сильнее влияния входного масштаба турбулентности.

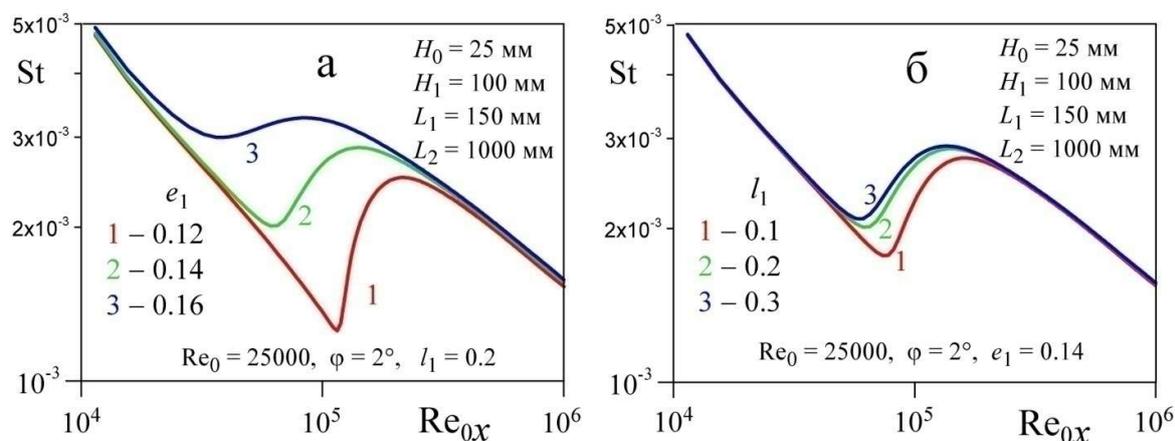


Рис. 5. Зависимость числа Стантона St от числа Рейнольдса по длине диффузора Re_{0x} : (а) – для значений входной интенсивности турбулентности $e_1 = 0.12, 0.14, 0.16$ (при $l_1 = 0.2$); (б) – для значений входного масштаба турбулентности $l_1 = 0.1, 0.2, 0.3$ (при $e_1 = 0.14$)

На рис. 6, а приведена зависимость $St(Re_{0x})$ для ряда значений угла наклона диффузора φ при $Re_0 = 25 \times 10^3$, $e_1 = 0.14$, $l_1 = 0.2$, $H_1 = 100$ мм, $H_0 = 25$ мм ($Q = 4$), $L_2 = 1000$ мм. Как видно, с ростом угла наклона стенки диффузора на участке перехода от ламинарного режима течения к турбулентному число Стантона уменьшается. При развитом турбулентном режиме течения ($Re_{0x} \sim 10^6$) число Стантона также уменьшается с ростом угла наклона диффузора.

На рис. 6, б приведена зависимость $St(Re_{0x})$ для ряда значений входного числа Рейнольдса Re_0 при $\varphi = 2^\circ$, $e_1 = 0.14$, $l_1 = 0.2$, $H_1 = 100$ мм, $H_0 = 25$ мм ($Q = 4$), $L_2 = 1000$ мм. Как видно, в области перехода от ламинарного режима течения к турбулентному число Стантона существенно уменьшается с ростом числа Рейнольдса Re_0 .

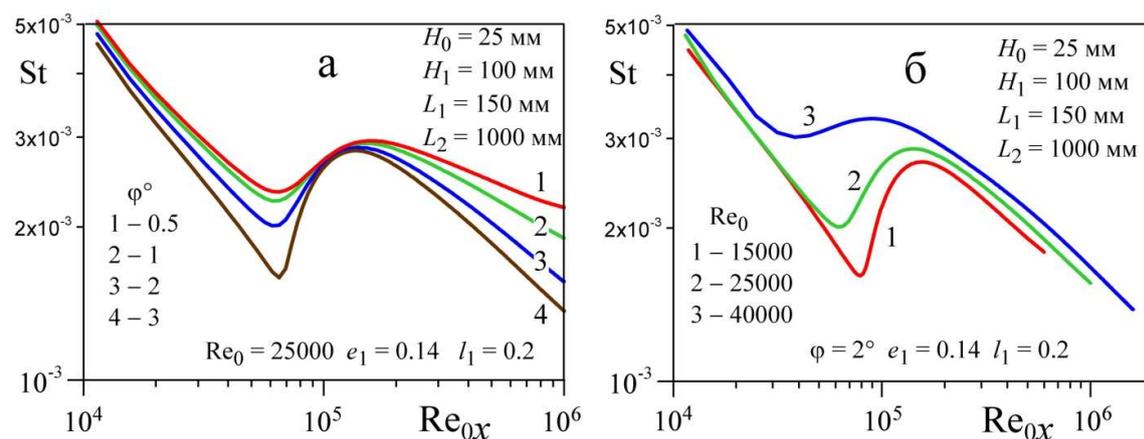


Рис. 6. Зависимость числа Стантона St от числа Рейнольдса по длине диффузора Re_{0x} : (а) – для значений угла наклона диффузора $\varphi = 0.5^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ$; (б) – для значений входного числа Рейнольдса $Re_0 = 15000, 25000, 40000$

Для числа Рейнольдса $Re_0 = 25 \times 10^3$, угла наклона стенки диффузора $\varphi = 2^\circ$, $H_1 = 100$ мм, $H_0 = 25$ мм ($Q = 4$), $L_2 = 1000$ мм проведен расчет производства и диссипации энергии турбулентности.

На рис. 7, а представлено изменение величины производства энергии турбулентности $P_E = -\rho\tau \partial u/\partial y$ на половине высоты диффузора для ряда значений числа Рейнольдса Re_{0x} , на рис. 7, б – максимальные значения производства $P_{Em} = -(\rho\tau \partial u/\partial y)_m$ и диссипации $D_{Em} = [(c\rho\sqrt{EL} + c_1\eta)E/L^2]_m$ энергии турбулентности по длине диффузора (числу Рейнольдса Re_{0x}).

Как видно из рис. 7, б, до перехода от ламинарного режима течения к турбулентному ($Re_{0x} < 5 \times 10^4$, линия 2 на рис. 6, б) производство и диссипация энергии турбулентности минимальны. С ростом числа Re_{0x} они возрастают, достигая максимума в диапазоне $Re_{0x} = (1 \div 2) \times 10^5$, где зависимость $St(Re_{0x})$ (линия 2 на рис. 6, б) достигает максимума.

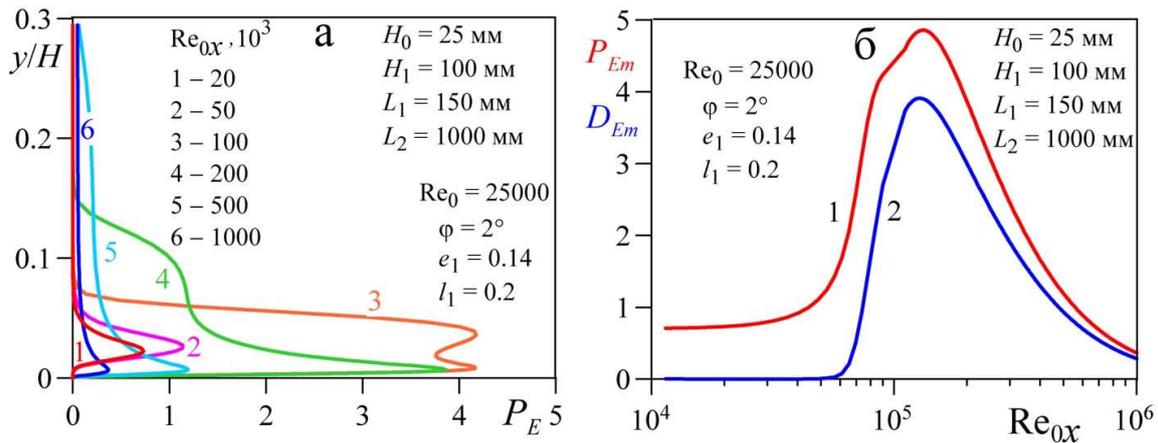


Рис. 7. (а) – профили порождения энергии турбулентности P_E для значений числа Рейнольдса $Re_{0x}, 10^3 = 20, 50, 100, 200, 500, 1000$; (б) – изменение максимального значения производства P_{Em} (1) и диссипации D_{Em} (2) энергии турбулентности по длине диффузора

5. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными

Ниже представлено сравнение результатов численного исследования с экспериментальными данными [12]. Исходные данные в расчете были приняты такими же, как и в одном из вариантов эксперимента [12]:

- входная высота диффузора $H_0 = 28$ мм;
- длина диффузора $L_2 = 1820$ мм;
- угол наклона стенки диффузора $\varphi = 2.5^\circ$;
- число Рейнольдса $Re_0 = H_0 U_0 / \nu = 15800$ и 30500 ;
- тепловой поток в нагреваемую стенку $q_w = 1000$ Вт/м²;
- температура на входе в диффузор 20°C .

На рис. 8 представлено расчетное и экспериментальное [12] изменение числа Стантона $St = \alpha / (\rho c_p U_0)$ от числа Рейнольдса по длине диффузора $Re_{0x} = x U_0 / \nu$. Отметим, что коэффициент теплоотдачи в числе Стантона $\alpha = q_w x / (T_w - T_c)$ определялся по длине стенки диффузора x и разности температур стенки T_w и на середине высоты диффузора T_c .

Размеры сопла, не указанные в эксперименте [12], в расчете были приняты следующими: входная высота сопла $H_1 = 100$ мм, длина сопла $L_1 = 150$ мм. Входные масштаб и интенсивность турбулентности были приняты равными соответственно $l_1 = 0.2$ и $e_1 = 0.15$ (для $Re_0 = 15800$) и $e_1 = 0.13$ (для $Re_0 = 30500$). Принятые значения входных величин интенсивности турбулентности на выходе из сопла (на входе в диффузор) для коэффициента поджатия сопла $Q = H_1 / H_0 = 3.6$ соответствуют значениям $e_0 = 0.039$ и 0.033 . Отметим, что в эксперименте [12] приведено значение интенсивности продольной составляющей пульсационной

скорости $u'/U_0 \sim 0.02$. Учитывая, что в сужающемся сопле, как следует из [14], продольная составляющая пульсационной скорости u'/U_0 уменьшается, а поперечные составляющие пульсационной скорости v'/U_0 и w'/U_0 растут, приведенные выше значения интенсивности энергии турбулентности $e_0 = \sqrt{E}/U_0$, где $E = 0.5 \sum \langle u_i'^2 \rangle$ не будут сильно отличаться от экспериментальных значений величины e_0 .

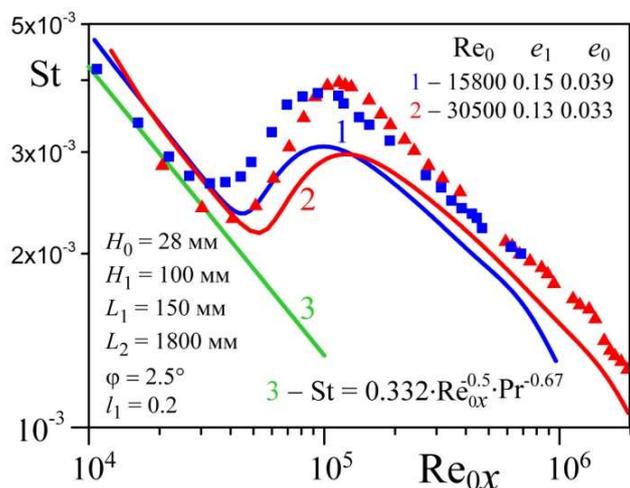


Рис. 8. Расчетные (линии) и экспериментальные [12] (точки) зависимости $St(Re_{0x})$ для чисел Рейнольдса $Re_0 = 15.8 \times 10^3$ (линии, точки 1) и $Re_0 = 30.5 \times 10^3$ (линии, точки 2); линия 3 – зависимость $St = 0.332 Re_{0x}^{-0.5} Pr^{-0.67}$ для безградиентного ламинарного пограничного слоя

Как видно из рис. 8, расчетные зависимости правильно описывают область перехода от ламинарного режима течения к турбулентному и режим турбулентного течения при больших числах Рейнольдса. Отметим, что линия 3 на рис. 8 соответствует зависимости Польгаузена числа Стантона от числа Рейнольдса для безградиентного ламинарного пограничного слоя, которая будет близка к соответствующей зависимости для ламинарного пограничного слоя с умеренным продольным градиентом давления.

На рис. 9 представлены расчетные и экспериментальные [12] профили скорости в ряде сечений по длине диффузора.

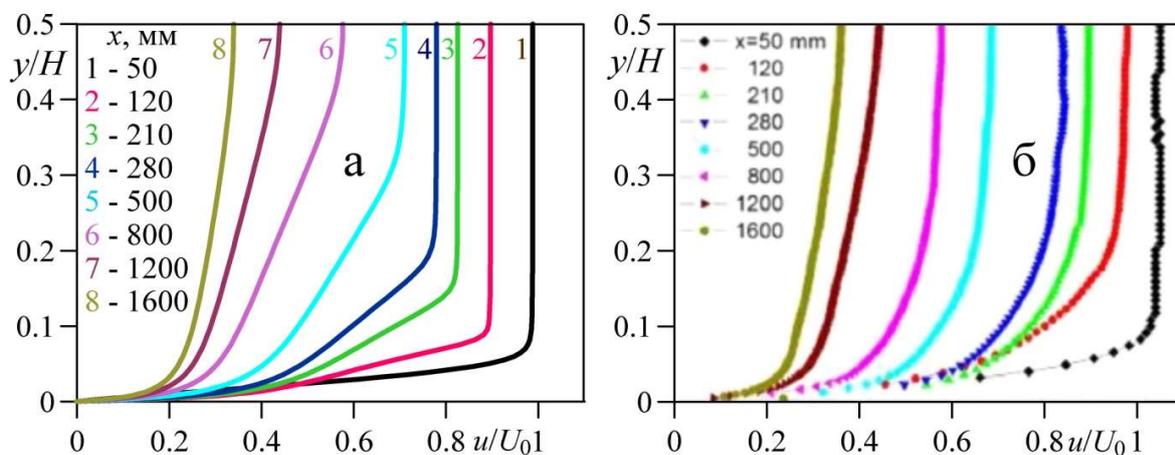


Рис. 9. Расчетные (а) и экспериментальные (б) профили скорости u/U_0 по длине диффузора для числа Рейнольдса $Re_0 = 15.8 \times 10^3$

Как видно, ядро потока с постоянной скоростью как в расчете (рис. 9, а), так и в эксперименте (рис. 9, б) существует до длины $x = 500 \div 800$ мм, а далее пограничные слои на стенках диффузора смыкаются, что делает приведенное выше определение числа Стантона для пограничного слоя на стенке диффузора некорректным.

На рис. 10 приведены расчетные (а) и экспериментальные [12] (б) профили безразмерной величины турбулентного напряжения сдвига τ/U_0^2 в ряде сечений по длине диффузора. Как видно, на длине $x \sim 200$ мм ($Re_{0x} \sim 10^5$) идет турбулизация течения за счет положительного градиента давления и число Стантона (см. рис. 8) возрастает. Далее при уменьшении коэффициента теплоотдачи $\alpha = q_w x / (T_w - T_c)$ за счет уменьшения разности температур $T_w - T_c$ число Стантона падает.

Следует отметить, что в экспериментальных данных [12] (рис. 10, б) на центральной линии диффузора (при $y/H \rightarrow 0.5$) величина τ/U_0^2 не приближается к нулю, тогда как должна переходить через нулевое значение.

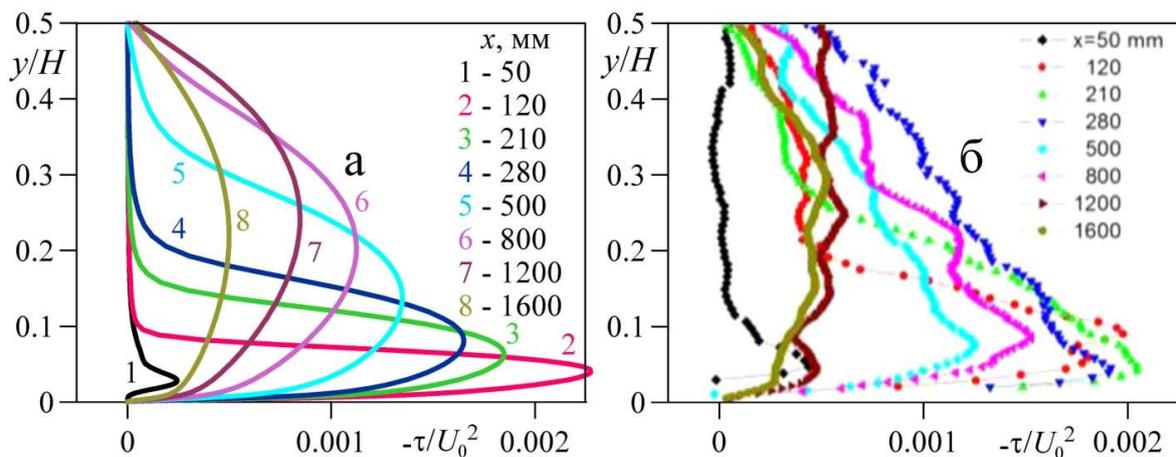


Рис. 10. Расчетные (а) и экспериментальные [12] (б) профили безразмерной величины турбулентного напряжения сдвига τ/U_0^2 по длине диффузора для $Re_0 = 15.8 \times 10^3$

На рис. 11 приведены расчетные и экспериментальные данные [12], иллюстрирующие отмеченную выше турбулизацию течения в диффузоре за счет положительного градиента давления, приводящую на длине $x \sim 200$ мм к росту числа Стантона St (линии, точки 1) и максимального значения турбулентного напряжения сдвига τ_m/U_0^2 (линии, точки 2).

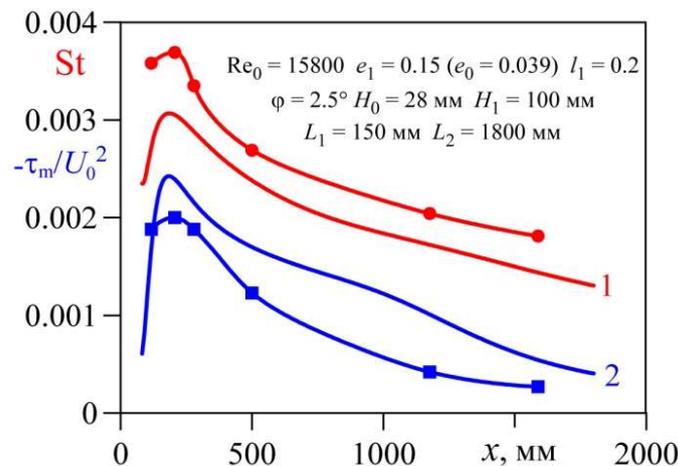


Рис. 11. Изменение по длине диффузора расчетных и экспериментальных величин числа Стантона St (линия, точки 1) и максимального значения турбулентного напряжения сдвига τ_m/U_0^2 (линия, точки 2) для $Re_0 = 15.8 \times 10^3$

Таким образом, проведенный в разделах 3, 4 анализ влияния начальных условий на входе в диффузор на характеристики течения и теплообмена позволил оценить недостающие входные условия в экспериментах [12], дающие удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментальными данными.

6. Заключение

Численное моделирование влияния начальных условий (интенсивности и масштаба турбулентности), формируемых соплом на входе в плоский диффузор на течение с теплообменом в диффузоре проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла.

1. Показано, что с ростом коэффициента поджатия сопла интенсивность турбулентности на выходе из сопла, уменьшаясь по величине, становится более однородной по сечению. Масштаб турбулентности на выходе из сопла возрастает с ростом коэффициента поджатия сопла.

2. Численное исследование зависимости характеристик теплообмена от начальных условий на входе в диффузор позволило установить следующее:

- влияние величины входной интенсивности турбулентности на зависимость числа Стантона от входного числа Рейнольдса Re_0 намного сильнее влияния входного масштаба турбулентности;
- на участке перехода от ламинарного режима течения к турбулентному с ростом угла наклона стенки диффузора число Стантона уменьшается. При развитом турбулентном режиме течения ($Re_{0x} \sim 10^6$) число Стантона также уменьшается с ростом угла наклона стенки диффузора.
- показано, что до перехода от ламинарного режима течения к турбулентному производство и диссипация энергии турбулентности минимальны, а с ростом числа Рейнольдса они возрастают, достигая максимума в диапазоне $Re_{0x} = (1 \div 2) \times 10^5$, где зависимость $St(Re_{0x})$ достигает максимума.

3. Сравнение результатов численного исследования с экспериментальными данными [12] показало удовлетворительное качественное и количественное согласование результатов и позволило установить следующее:

- по виду зависимости числа Стантона от числа Рейнольдса Re_{0x} можно определить, на какой длине существует область перехода от ламинарного режима течения к турбулентному и режим турбулентного течения при больших числах Рейнольдса Re_{0x} ;
- профили скорости, полученные для ряда сечений по длине диффузора, показывают, на какой длине смыкаются пограничные слои на стенках диффузора, после чего определение числа Стантона для пограничного слоя на стенке диффузора становится некорректным;
- эволюция профилей турбулентного напряжения сдвига показывает, что на некоторой длине идет турбулизация течения за счет положительного градиента давления и число Стантона как и максимальное значение турбулентного напряжения сдвига возрастает.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 20-19-00404.

Литература

1. Дзюбенко Б.В., Кузма-Кичта Ю.А, Леонтьев А.И. и др. Интенсификация тепло- и массообмена в макро-, микро- и наномасштабах. М.: ФГУП «ЦНИИАТОМИНФОРМ», 2008. 532 с.

2. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Копп И.З., Мякочин А.С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с.
3. Решмин А.И., Тепловодский С.Х., Трифонов В.В. Турбулентное течение в круглом безотрывном диффузоре при числах Рейнольдса меньших 2000 // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 2. С. 121.
4. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13.
5. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Решмин А.И. Теплообмен в конических расширяющихся каналах // Теплофизика высоких температур. М. Наука. 2016. Т. 54. № 2. С. 287–293.
6. Павельев А.А., Решмин А.И., Тепловодский С.Х., Федосеев С.Г. О нижнем критическом числе Рейнольдса для течения в круглой трубе // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 4. С. 47–55.
7. Павельев А.А., Решмин А.И., Трифонов В.В. Влияние структуры начальных возмущений на режим установившегося течения в трубе // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 6. С. 68–76.
8. Павельев А.А., Решмин А.И. Переход к турбулентности на начальном участке круглой трубы // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 4. С. 113–121.
9. Kühnen, J., Song, B., Scarselli, D. *et al.* Destabilizing turbulence in pipe flow. *Nature Phys* **14**, 386–390 (2018). <https://doi.org/10.1038/s41567-017-0018-3>
10. Kühnen J., Scarselli D., Schaner M., Hof B. Relaminarization by steady modification of the streamwise velocity profile in a pipe // *Flow Turbulence Combust.* 2018. No 100. Pp. 919–943.
11. Лущик В.Г., Макарова М.С., Решмин А.И. Численное моделирование управления турбулентным потоком на входе в трубу с целью ламинаризации течения // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 1. С. 81–96.
12. 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. 189(4):122744 DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122744
13. Лущик В.Г., Решмин А.И. Интенсификация теплообмена в плоском безотрывном диффузоре // Теплофизика высоких температур. 2018. Наука (М.). Том 56. № 4. С. 586–593
14. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Управление уровнем турбулентности потока. // М.: Физматгиз, 2002. 244 с.
15. Лущик 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.

References

1. Dzubenko 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*, М.: FSUE "TsNIATOMINFORM", 2008. 532 p. [in Russian].
2. Kalinin E. K., Dreytser G. A., Kopp I. Z., Myakochin A. S., *Effective heat exchange surfaces*, М.: Energoatomizdat, 1998. 408 p. [in Russian].
3. Reshmin A. I., Teplovodskii S. K., Trifonov V. V., Turbulent flow in a circular separationless diffuser at Reynolds numbers smaller than 2000, *Fluid Dyn.*, 2011, vol. 46, pp. 278–285. DOI: 10.1134/S0015462811020104
4. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., Yakubenko A. E., Three parameter model of shear turbulence, *Fluid Dyn.*, 1978, vol. 13, pp. 350–360. DOI: 10.1007/BF01050525
5. Leont'ev A. I., Lushchik V. G., Reshmin A. I., Heat transfer in conical expanding channels, *High Temp.*, 2016, vol. 54, pp. 270–276. DOI: 10.1134/S0018151X16020115
6. Pavelyev A. A., Reshmin A. I., Teplovodskii S. K., Fedoseev S. G., On the lower critical Reynolds number for flow in a circular Pipe, *Fluid Dynamics*, 2003, vol. 38, pp. 545–551. DOI: 10.1023/A:1026369727130

7. Pavelyev A. A., Reshmin A. I., Trifonov V. V., Effect of the pattern of initial perturbations on the steady pipe flow regime, *Fluid Dyn.*, 2006, vol. 41, pp. 916–922. DOI: 10.1007/s10697-006-0106-z
8. Pavelyev A. A., Reshmin A. I., Turbulent transition in the inlet region of a circular pipe, *Fluid Dynamics*, 2001, vol. 36, pp. 626–633. DOI: 10.1023/A:1012349915447
9. Kühnen J., Song B., Scarselli D., Budanur N. B., Riedl M., Willis A. P., Avila M., Hof B., Destabilizing turbulence in pipe flow, *Nature Phys.*, 2018, vol. 14, pp. 386–390. DOI: 10.1038/s41567-017-0018-3
10. Kühnen J., Scarselli D., Schaner M., Hof B., Relaminarization by steady modification of the streamwise velocity profile in a pipe, *Flow Turbulence Combust.*, 2018, no. 100, pp. 919–943. DOI: 10.1007/s10494-018-9896-4
11. Lushchik V. G., Makarova M. S., Reshmin A. I., Numerical simulation of turbulent flow control at pipe inlet to advance flow relaminarization, *Fluid Dynamics*, 2023, vol. 58, pp. 57–71. DOI: 10.1134/S0015462822601954
12. 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(4):122744. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122744
13. Lushchik V. G., Reshmin A. I., Heat transfer enhancement in a plane separation free diffuser, *High Temp.*, 2018, vol. 56, pp. 569–575. DOI: 10.1134/S0018151X18040120
14. Repik E. U., Sosedko Yu. P., *Controlling the level of flow turbulence*, М.: Fizmatgiz, 2002. 244 p. [in Russian].
15. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., Yakubenko A. E., Transfer equation for turbulent heat flux. Calculation of heat exchange in a pipe, *Fluid Dyn.*, 1988, vol. 23, pp. 835–842. DOI: 10.1007/BF01051816

Статья поступила в редакцию 1 августа 2023 г.