

Numerical Modeling of Flow Laminarization in Channels with a Negative Pressure Gradient

V. G. Lushchik, A. I. Reshmin

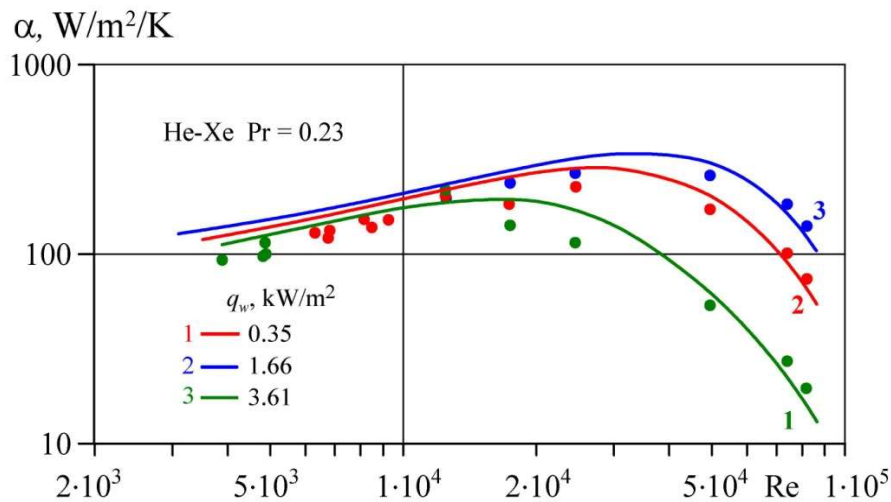
*Research Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University
Moscow, 119192, Russia*

vgl_41@mail.ru, alexreshmin@rambler.ru

Abstract

Numerical simulation of flow and heat transfer in channels with a negative pressure gradient is carried out using a three-parameter differential RANS turbulence model supplemented by a transfer equation for a turbulent heat flux. The flow in a flat confuser with small values of the wall inclination angle is considered in a wide range of Reynolds numbers. Heat transfer during the flow of a helium-xenon gas mixture in a heated pipe is investigated in a wide range of heat fluxes into the pipe wall. Estimates are obtained for the flow acceleration parameter that ensures laminarization of the turbulent flow in the channel.

Keywords: flow with heat exchange, RANS turbulence model, flat confuser, heated pipe.



Change in heat transfer coefficient α depending on Reynolds number Re for values of heat flow q_w into the pipe wall: points – experimental data, lines – calculation results

УДК 532.526.3

Численное моделирование ламинаризации течения в каналах с отрицательным градиентом давления

В. Г. Лущик, А. И. Решмин

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

Аннотация

Численное моделирование течения и теплообмена в каналах с отрицательным градиентом давления проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла. Рассмотрено течение в плоском конфузоре с малыми величинами угла наклона стенки в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Исследован теплообмен при течении гелий-ксеноновой смеси газов в обогреваемой трубе в широком диапазоне величин тепловых потоков в стенку трубы. Получены оценки параметра ускорения потока, обеспечивающего ламинаризацию турбулентного течения в канале.

Ключевые слова: течение с теплообменом, RANS-модель турбулентности, плоский конфузор, труба с подогревом.

1. Введение

Эффект ламинаризации турбулентного пограничного слоя при внешних течениях с отрицательным градиентом давления был обнаружен в 1954 году Штернбергом [1]. В этих течениях именно продольный градиент давления является параметром, оказывающим сильное влияние на течение, приводя к ламинаризации пограничного слоя в случае большого отрицательного значения. По вопросу ламинаризации течения имеется множество публикаций (см., например, [2–5]). Процесс ламинаризации изучался и продолжает изучаться многими исследователями. Предложены несколько локальных критериев для определения градиента скорости (или давления), необходимого для достижения ламинаризации течения [6–8].

$$K = -\frac{\nu}{\rho u_e^3} \frac{dp}{dx} > 3 \times 10^{-6}, \quad \Delta_p = -\frac{\nu}{\rho u_*^3} \frac{dp}{dx} > 0.02 \quad (1)$$

Здесь K – параметр ускорения потока; u_e – скорость натекающего потока; ν – кинематическая вязкость; p – давление; u_* – динамическая скорость.

Как показано в работе [9], условия (1) недостаточны для полной ламинаризации пограничного слоя, однако многие исследователи [10, 11] используют эти критерии или их комбинации и уточняют их значения для определения условий ламинаризации течения.

Большая часть экспериментов в области течений при отрицательном градиенте давления посвящена исследованию эволюции пограничных слоев и не описывает процесс в условиях течения с подогревом (см., например, [12]), тем более что сложность экспериментов и без подогрева достаточно высока [13].

По исследованию внутренних течений с переменным продольным градиентом давления опубликовано значительно меньше работ в сравнении с исследованиями внешних течений.

Следует отметить достаточно подробное исследование течения в трубах при сильном подогреве теплоносителя, вызывающем большой отрицательный градиент давления (см., например, [14, 15]).

При значительном нагреве трубы, как показано в [14, 15], турбулентный поток газа будет ускоряться и переходить к ламинарному режиму при числах Рейнольдса, больших минимального числа Рейнольдса, при котором может поддерживаться турбулентный режим течения. Это означает, что при некоторой величине параметра градиента давления (ускорения) наступает ламинаризация течения. В работе предпринята попытка оценить критическую величину ряда параметров ускорения потока.

Отметим, что для внутренних течений значение параметра ускорения потока K , при котором наступает ламинаризация течения, как показано в [16], отличается от значения K для внешнего пограничного слоя. Так, при численном исследовании течения несжимаемой жидкости в плоском конфузоре с сильным ускорением потока при достаточном времени воздействия на течение градиента давления значение параметра ускорения потока, при котором проявляется полная ламинаризация потока, составляет $K = 6 \times 10^{-6}$.

Что касается упомянутого течения в конфузоре, где реализуется отрицательный градиент давления, то оно также мало исследовано. Так, в [17, 18] исследовано течение с теплообменом в двумерном плоском конфузоре. Опубликованные экспериментальные работы по ламинаризации потока в плоских конфузорах в большей части посвящены исследованию внешнего обтекания плоской пластины, когда отрицательный градиент давления задается с помощью сужения канала [19–21].

Основной особенностью течения в каналах с плоским конфузоре ширины S которого много больше его высоты h является то обстоятельство, что гидравлический диаметр такого канала $d_n = 2hS/(h+S) \approx 2h$ и число Рейнольдса $Re = d_n U/\nu$, определенное по средней скорости течения U и гидравлическому диаметру $d_h = 2h$, в случае течения с постоянной температурой остается, постоянным по длине конфузора. Это позволяет записать параметр ускорения потока K (1) в виде

$$K = \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{dx} = \frac{2\beta}{Re}, \quad (2)$$

где $\beta = -dh/dx = \operatorname{tg} \varphi$ – тангенс угла наклона стенки конфузора.

При исследовании потока с теплообменом при течении в плоском конфузоре [18] экспериментально установлен процесс ламинаризации течения. Показано, что число Нуссельта на выходе из конфузора значительно меньше, чем число Нуссельта для развитого турбулентного течения при таком же числе Рейнольдса, что говорит о снижении интенсивности турбулентности в потоке. Однако полная ламинаризация течения при числах Рейнольдса $Re = 7300$ и 10500 в конфузоре длиной 200 мм даже при $K = 10^{-5}$ не достигалась, поскольку измеренное на выходе из конфузора число Нуссельта заметно превышало его ламинарное значение.

В [19] проведено детальное экспериментальное исследование течения в плоском конфузоре, угол сужения которого составлял 9° . При числе Рейнольдса, определенном по гидравлическому диаметру конфузора, $Re = 10^5$, параметр ускорения потока составил $K = 3.1 \times 10^{-6}$. Проведены измерения осредненных профилей скорости и их сравнение с известным автомодельным решением для ламинарного пограничного слоя [22]. Отмечено, что повышение уровня турбулентности на входе в конфузоре не оказывает существенного влияния на процесс ламинаризации.

Значительно больше публикаций посвящено численному исследованию пограничных слоев с отрицательным градиентом давления. При этом основной проблемой исследования становится выбор модели турбулентности, адекватно описывающей процесс ламинаризации. Так в [23] для моделирования течений с отрицательным градиентом давления использовались линейные и нелинейные RANS-модели турбулентности. Параметр ускорения при этом

менялся в диапазоне $K = (1.5 \div 3.0) \times 10^{-6}$. Лучшие из рассмотренных в [23] однопараметрических и двухпараметрических моделей турбулентности в их стандартных формах оказались нечувствительны к ускорению потока. Лишь предложенные авторами [23] модификации этих моделей позволили получить улучшенные результаты.

Проведенное в [16] сравнение результатов численного исследования с экспериментальными данными [18] показало, что используемая для расчетов трехпараметрическая дифференциальная RANS-модель турбулентности [24], обобщенная на течение с теплообменом и дополненная уравнением переноса для турбулентного потока тепла [25], позволяет адекватно описать течение и теплообмен в плоском конфузоре, в том числе процессы ламинаризации и последующего восстановления турбулентности в потоке. Однако, как в экспериментах [18], так и в расчетах при параметрах, соответствующих эксперименту [18], полной ламинаризации течения получено не было. Расчеты показали, что полная ламинаризация, т.е. вырождение турбулентности в потоке, происходит при снижении энергии турбулентности на выходе из конфузора до некоторого критического уровня. Дальнейшее уменьшение энергии турбулентности и полная ламинаризация течения происходит уже после конфузора, в канале постоянной высоты. Число Рейнольдса, при котором наступает полная ламинаризация течения, зависит от геометрии конфузора.

Целью настоящей работы является численное моделирование течения с отрицательным градиентом давления в условиях внутренней задачи – в плоском канале с конфузуром и в трубе с подогревом. Численное моделирование проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности [24, 25]. Основанием для её использования явилось то, что ранее полученные с её помощью результаты для течения в пограничном слое на пластине при отрицательном градиенте давления [5] и для течения в коническом канале [16, 26], показали хорошее согласование с известными экспериментальными данными.

2. Течение и теплообмен в плоском конфузоре

2.1. Моделирование течения с теплообменом в плоском конфузоре с углом сужения 2.5 градуса

Результаты экспериментального исследования течения с теплообменом в плоском конфузоре представлены в [27]. Центральный элемент экспериментальной установки – плоский сужающийся канал с подогреваемой нижней стенкой. В работе приведены его основные параметры:

- входная высота конфузора $h_0 = 105$ мм;
- длина конфузора $l_2 = 1820$ мм;
- угол наклона стенки конфузора $\varphi = 2.5^\circ$;
- тепловой поток в нагреваемую стенку $q_w = 1000$ Вт/м²;
- температура на входе в конфузор 20°C ;
- число Рейнольдса $Re_0 = h_0 U_0 / \nu = 16500$ и 43400 ;

Входу в конфузор предшествовало сужающееся сопло со скругленными стенками, геометрия которого не описана. Расход воздуха через конфузор задавался за счет равномерного отсасывания на выходе канала. Конкретные параметры воздушного потока перед входным соплом не указаны. Известно лишь, что они соответствуют окружающим условиям при температуре около 20°C . По результатам измерений степень турбулентности в начальном сечении конфузора составляла $\sim 2\%$. В результате исследований были определены распределения скорости и ее пульсаций в различных сечениях конфузурного канала, изменение по длине коэффициента теплоотдачи, температурные поля в сечениях канала. Эксперименты проводи-

лись при числах Рейнольдса, построенных по высоте входного сечения конфузора и средне-расходной скорости в этом сечении, $Re_0 = h_0 U_0 / \nu$. При проведении исследований геометрия конфузора не менялась.

В [28] проведено численное моделирование течения с подогревом в плоском конфузоре [27] с использованием трехпараметрической модели турбулентности [24, 25]. В расчетах задавались параметры канала и течения, указанные в [27].

Расчеты проводились по всей длине канала, начиная с входного сопла. Начальные условия на входе в сужающееся сопло задавались с учетом того, что на выходе такого сопла происходит снижение уровня турбулентности, и степень снижения уровня турбулентности, как показано в [29], 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.

В [30] было проведено исследование влияния на выходные параметры течения в таком сопле интенсивности турбулентности на его входе и показано, что для значения коэффициента поджатия сопла $Q = 2$ интенсивность турбулентности на выходе из сопла с ростом входной интенсивности турбулентности в два раза также увеличивается примерно в два раза и это соотношение очень слабо меняется с ростом числа Рейнольдса. Масштаб турбулентности на выходе из сопла очень слабо зависит как от входной интенсивности турбулентности, так и от числа Рейнольдса. Было определено значение интенсивности турбулентности на входе в сопло, задавая которое можно получить измеренную в [27] величину интенсивности турбулентности в начальном сечении конфузора.

Сравнение результатов численного исследования [28] с экспериментальными данными [27], представленное на рис. 1, позволило установить, что как экспериментальные, так и расчетные зависимости изменения числа Стантона St_x по длине для двух чисел Рейнольдса, заданных в эксперименте, по-разному описывают область перехода от ламинарного режима течения к турбулентному. Так, при $Re_0 = 43400$ параметр ускорения потока небольшой, $K \approx 1 \times 10^{-6}$, и ламинарно-турбулентный переход четко выражен, а с уменьшением числа Рейнольдса до $Re_0 = 16500$ параметр ускорения потока возрастает до величины $K \approx 2.6 \times 10^{-6}$, что приводит к размытию области ламинарно-турбулентного перехода и свидетельствует о ламинаризации турбулентного пограничного слоя.

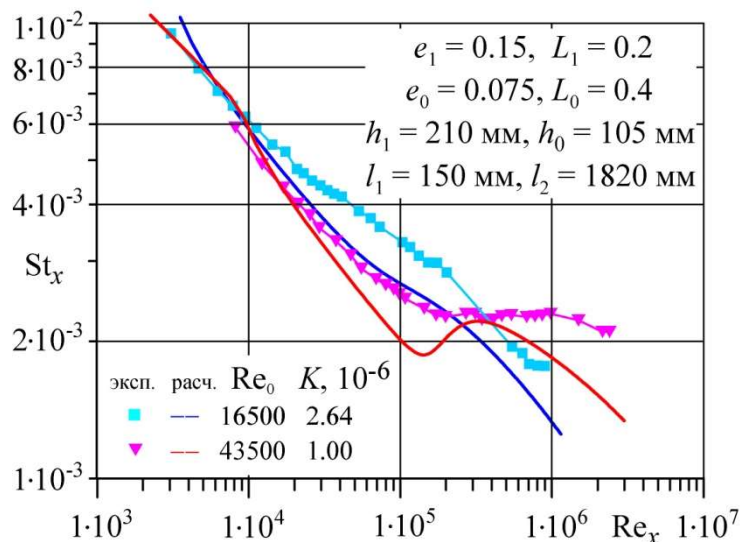


Рис. 1. Расчетные (линии) и экспериментальные [27] (точки) зависимости $St_x(Re_x)$ для чисел Рейнольдса $Re_0 = 1.65 \times 10^4$, $Re_0 = 4.35 \times 10^4$

Как в эксперименте, так и в расчете, по длине конфузора профиль скорости становился менее наполненным, что указывало на тенденцию к ламинаризации турбулентного пограничного слоя и подтверждалось также эволюцией профилей интенсивности турбулентности и

напряжения сдвига, которые в приосевой области (на расстоянии больше 0.2 высоты канала от стенки) уменьшались по длине конфузора.

Адекватное численное моделирование эксперимента по исследованию течения с теплообменом в плоском конфузоре с углом сужения 2.5° вызвало интерес к проведению расчетного исследования течения в таком конфузоре при различных углах сужения и в более широком диапазоне чисел Рейнольдса.

Задача решалась в следующей постановке (рис. 2), аналогичной приведенной в [27]. Входу в конфузор предшествовало сужающееся сопло с входной высотой h_1 и длиной l_1 , в котором формировались интенсивность и масштаб турбулентности на входе в конфузор. Далее следовал участок с конфузуром длиной l_2 с наклонной под углом φ стенкой. В качестве продольной координаты выбрана величина x с нулем в начале конфузора. Поперечная координата y отсчитывается от нагреваемой стенки.

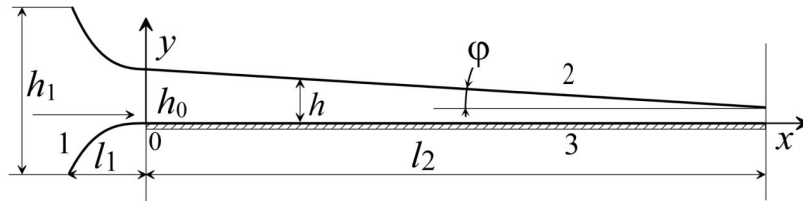


Рис. 2. Расчетная схема: 1 – входное сопло; 2 – наклонная стенка конфузора; 3 – нагреваемая стенка конфузора; h_1 – входная высота сопла; h_0 – выходная высота сопла (входная высота конфузора); h – текущая высота конфузора; l_1 – длина сопла; l_2 – длина конфузора; φ – угол наклона стенки конфузора

Решались уравнения неразрывности, движения и энергии, описывающие дозвуковое течение в плоском конфузоре в приближении узкого канала.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(r^i \rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(r^i \rho v) &= 0, \\ \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r^i} \frac{\partial}{\partial y} \left[r^i \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} + \rho \tau \right) \right], \\ \rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) &= \frac{1}{r^i} \frac{\partial}{\partial y} \left[r^i \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho q_T \right) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь x – направление вдоль канала; y – координата, отсчитываемая от нагреваемой стенки; 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. Здесь и далее $i=0$ для плоского канала, $i=1$ для осесимметричного канала, который будет рассматриваться в разделе 3, при этом $r = R - y$, где R – радиус канала.

Для вычисления величин τ и q_T используем трехпараметрическую RANS-модель турбулентности, обобщенную на течение с теплообменом, в которой уравнения переноса записываются для энергии турбулентности $E = 0.5 \sum \langle u_k'^2 \rangle$, 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 $q_T = -c_p \langle v'T' \rangle$ [24, 25].

$$\rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial E}{\partial y} = -\left(c_p \sqrt{E} L + c_1 \eta \right) \frac{E}{L^2} + \rho \tau \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{r^i} \frac{\partial}{\partial y} \left(r^i D_E \frac{\partial E}{\partial y} \right),$$

$$\begin{aligned}
 \rho u \frac{\partial \tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tau}{\partial y} &= -(3c\rho\sqrt{EL} + 9c_1\eta) \frac{\tau}{L^2} + c_2\rho E \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{r^i} \frac{\partial}{\partial y} \left(r^i D_\tau \frac{\partial \tau}{\partial y} \right), \\
 \rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega}{\partial y} &= -(2c\rho\sqrt{EL} + 1.4c_1\eta f_\omega) \frac{\omega}{L^2} + \left[\frac{\tau}{E} - 2c_3 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \rho \omega \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{r^i} \frac{\partial}{\partial y} \left(r^i D_\omega \frac{\partial \omega}{\partial y} \right), \\
 \rho u \frac{\partial q_T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial q_T}{\partial y} &= -(3c\rho\sqrt{EL} + 9c_1\eta f(\operatorname{Pr})) \frac{q_T}{L^2} + c_4 c_p \rho E \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{1}{r^i} \frac{\partial}{\partial y} \left(r^i D_q \frac{\partial q_T}{\partial y} \right), \\
 D_\varphi &= a_\varphi \sqrt{EL} + \alpha_\varphi \eta \quad (\varphi = E, \tau, \omega, q_T), \quad L = \sqrt{E/\omega}, \\
 f_\omega &= 1 - \frac{1}{2c_1} \left(\frac{L}{E} \frac{\partial E}{\partial y} \right)^2, \quad f(\operatorname{Pr}) = \frac{1 + c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}} + 1/\sqrt{\operatorname{Pr}}}{2 + c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}}}
 \end{aligned} \tag{4}$$

Значения констант [24, 25]: $c = 0.3$; $c_1 = 5\pi/4$; $c_2 = 0.2$; $c_3 = 0.04$; $c_4 = 0.235$; $c_5 = 0.25$; $a_E = a_\omega = 0.06$; $a_\tau = a_q = 3a_E = 0.18$; $\alpha_E = \alpha_\tau = 1$; $\alpha_\omega = 1.4$; $\alpha_{q_T} = f(\operatorname{Pr})$.

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

$$\begin{aligned}
 u = v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = 0, h), \\
 u = U_1, \quad T = T_1, \quad E = E_1, \quad \tau = 0, \quad \omega = \omega_1, \quad q_T = 0 \quad (x = -l_1)
 \end{aligned} \tag{5}$$

Граничные условия на стенках конфузора ($y=0$ – нагреваемая стенка, $y=h$ – теплоизолированная стенка)

$$\begin{aligned}
 u = v = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = q_w, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = 0), \\
 u = v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = h)
 \end{aligned} \tag{6}$$

Параметры течения на входе в конфузор ($x = 0$) формируются в потоке на выходе из сопла.

Таким образом, система уравнений (3), (4) с граничными условиями (5), (6) 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 [5].

Формирование начальных условий на входе в конфузор осуществлялось, как и в [27], постановкой на входе сужающегося сопла (см. рис. 1). Степень снижения уровня турбулентности, как показано в [29], 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. Расчетные зависимости коэффициента снижения интенсивности турбулентности и коэффициента роста интегрального масштаба турбулентности от коэффициента поджатия сопла Q представлены в [30].

Далее в расчетах длина сопла $l_1 = 150$ мм, входная и выходная высоты сопла были приняты равными соответственно $h_1 = 210$ мм и $h_0 = 105$ мм, так что степень поджатия сопла составляла $Q = h_1/h_0 = 2$, длина канала конфузора – 1820 мм. Интенсивность турбулентности на входе в конфузор была принята $e_0 = \sqrt{E}/U_0 = 0.075$.

2.2. Зависимость характеристик теплообмена от угла наклона стенки

В табл. 1 представлены величины углов наклона стенки конфузора и соответствующие им значения параметра ускорения потока (2) в виде $K = 2 \operatorname{tg} \varphi / \operatorname{Re}$, где $\operatorname{Re} = d_h U / \nu = 2 \operatorname{Re}_0$.

Таблица 1

Величины углов наклона стенки конфузора, принятые в расчетах

φ , градус	1.0	2.0	2.5	3.0	3.3
Параметр ускорения K , 10^{-6}	1.74	3.49	4.36	5.24	5.76
Линия на рис. 3–5	1	2	3	4	5

Результаты расчетов, приведенные на рис. 3–6, выполнены для числа Рейнольдса $\operatorname{Re} = 2 \times 10^4$ и теплового потока в стенку $q_w = 1 \text{ кВт/м}^2$. На рис. 3 представлены расчетные (линии 1–4) зависимости $St_x(\operatorname{Re}_x)$ для ряда углов наклона стенки конфузора φ . Как видно, с ростом величины φ и соответствующего ему параметра ускорения потока K (см. табл. 1) зависимости $St_x(\operatorname{Re}_x)$ отклоняются от зависимости Кейса для турбулентного пограничного слоя (линия б)

$$St_x = 0.0295 \operatorname{Re}_x^{-0.2} \operatorname{Pr}^{-0.4} \quad (7)$$

и приближаются к зависимости

$$St_x = 0.664 \operatorname{Re}_x^{-0.5} \operatorname{Pr}^{-2/3} \quad (8)$$

(линия а), которая лишь коэффициентом отличается от зависимости Петухова для ламинарного пограничного слоя, не учитывающей влияние отрицательного градиента давления.

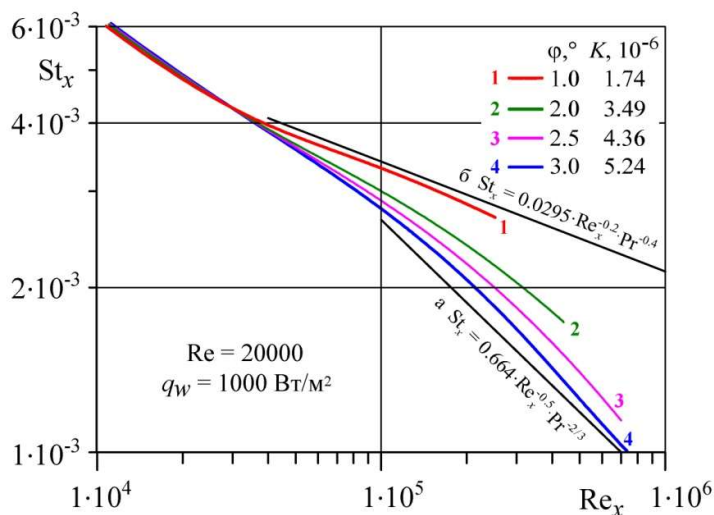


Рис. 3. Расчетные зависимости $St_x(\operatorname{Re}_x)$ для ряда углов наклона стенки конфузора (обозначения см. табл. 1); а – зависимость (8) для ламинарного пограничного слоя; б – зависимость (7) для турбулентного пограничного слоя

Эти результаты свидетельствует о тенденции к ламинаризации турбулентного пограничного слоя с ростом значения параметра ускорения потока K . Это же подтверждают приведенные на рис. 4 профили интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ на выходе из конфузора. Максимальное значение интенсивности турбулентности e_m находится вблизи стенки конфузора, где наибольшая генерация турбулентности, а минимальное значение интенсивности

турбулентности e_1 находится в середине канала. Из графиков видно, что с ростом угла наклона стенки конфузора φ и соответствующего ему значения параметра ускорения потока K наступает ламинаризация турбулентного пограничного слоя.

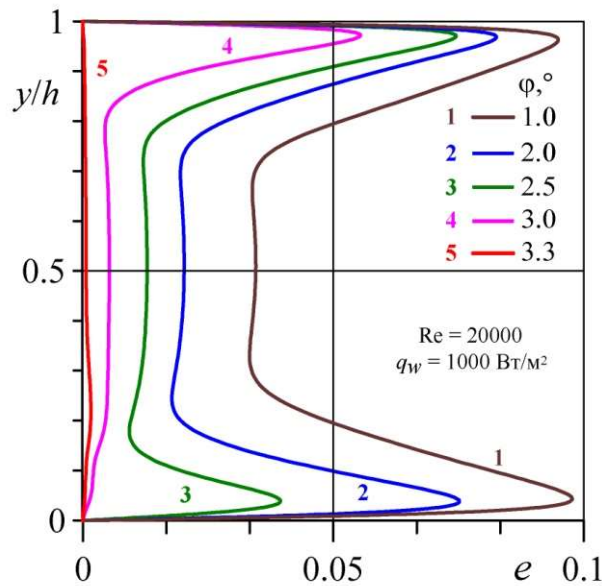


Рис. 4. Профили интенсивности турбулентности на выходе из конфузора для ряда значений угла наклона стенки канала φ (обозначения – см. табл. 1)

На рис. 5 представлено изменение по длине конфузора максимального значения интенсивности турбулентности e_m вблизи нагреваемой поверхности. Как видно, с ростом угла наклона стенки конфузора величина e_m на выходе стремится к нулю, что свидетельствует о ламинаризации турбулентного пограничного слоя.

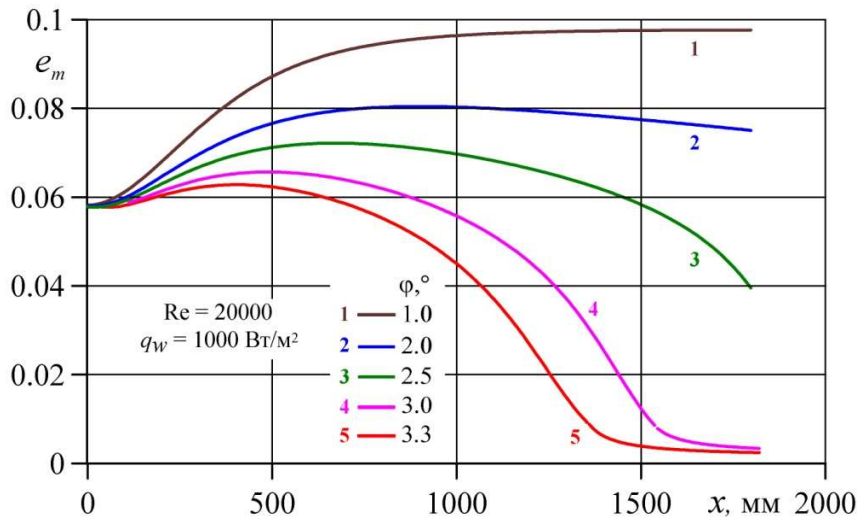


Рис. 5. Изменение по длине конфузора максимального значения интенсивности турбулентности e_m для ряда значений угла наклона стенки конфузора φ (обозначения – см. табл. 1)

Представленные на рис. 6 зависимости величин максимального e_m и минимального e_1 значений интенсивности турбулентности на выходе из конфузора от параметра ускорения потока K позволяют дать оценку величины $K \approx 5.8 \times 10^{-6}$, для которой при заданных параметрах расчета наступает ламинаризация.

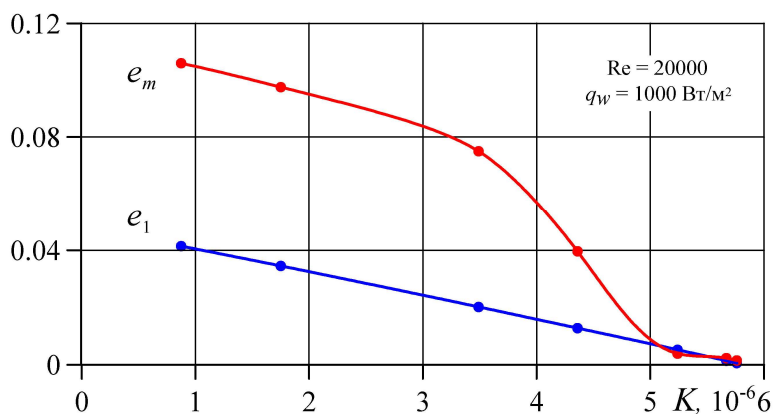


Рис. 6. Расчетные зависимости величин максимального e_m и минимального e_1 значений интенсивности турбулентности на выходе из конфузора от параметра ускорения потока K

2.3. Зависимость характеристик теплообмена от числа Рейнольдса

Численное исследование зависимости характеристик теплообмена от числа Рейнольдса $Re = 2Re_0$ для ряда значений Re , приведенных в табл. 2, проведено для теплового потока в стенку $q_w = 1 \text{ кВт/м}^2$ и постоянного угла наклона стенки конфузора $\varphi = 2.5^\circ$.

Таблица 2

Величины чисел Рейнольдса, принятые в расчетах

$Re, 10^3$	50	25	20	15
$K, 10^{-6}$	1.75	3.49	4.36	5.82
Линия на рис. 7, 8	4	3	2	1

Результаты численного исследования позволили установить следующее. Расчетные зависимости $St_x(Re_x)$ для ряда значений числа Рейнольдса $Re = 2Re_0$, (рис. 7) с уменьшением величины Re и соответствующего ему ростом параметра ускорения потока K (см. табл. 2) отклоняются от зависимости (7) для турбулентного пограничного слоя (линия б) и при ламинаризации пограничного слоя приближаются к зависимости (8) (линия а).

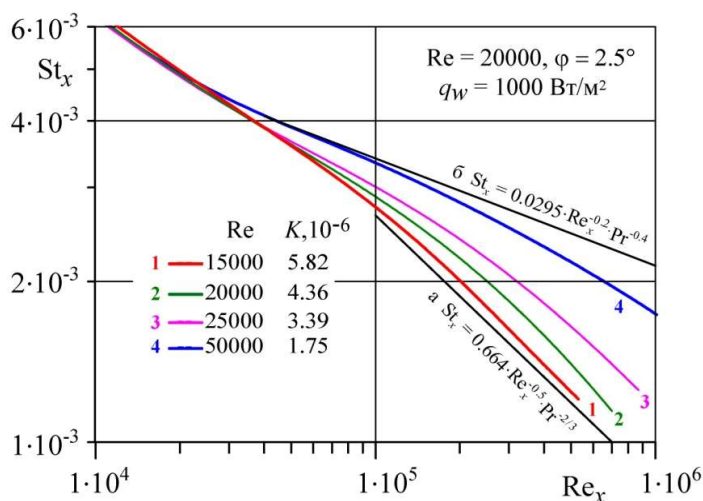


Рис. 7. Расчетные (линии 1–4) зависимости $St_x(Re_x)$ для ряда значений числа Рейнольдса $Re = 2Re_0$ (обозначения см. табл. 2); а – зависимость (8) для ламинарного пограничного слоя; б – зависимость (7) для турбулентного пограничного слоя

Таким образом, зависимости $St_x(Re_x)$ с ростом параметра ускорения потока K ведут себя аналогичным образом, как и при росте величины угла наклона стенки конфузора φ (см. рис. 3).

Аналогичным образом (см. рис. 5) ведет себя изменение по длине конфузора максимального значения интенсивности турбулентности e_m (рис. 8): с уменьшением числа Рейнольдса (соответствующего ему ростом параметра ускорения потока K) величина e_m на выходе стремится к нулю, что свидетельствует о ламинаризации турбулентного пограничного слоя.

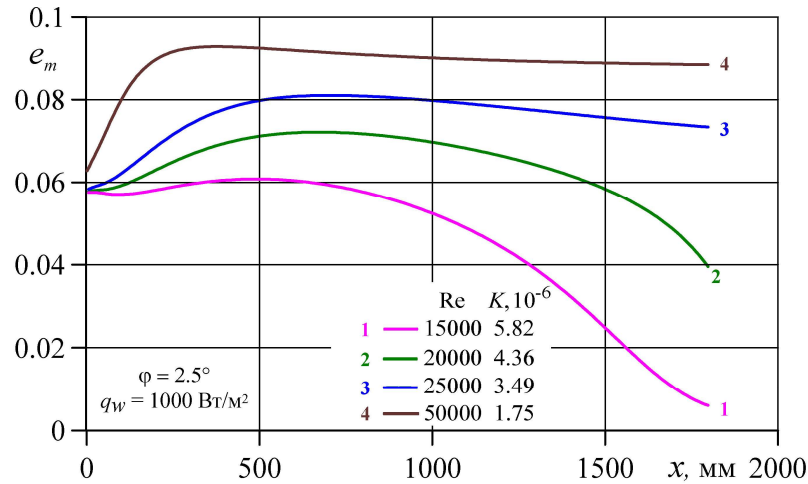


Рис. 8. Изменение по длине конфузора максимального значения интенсивности турбулентности e_m для ряда значений числа Рейнольдса $Re = 2Re_0$ (обозначения см. табл. 2)

На рис. 9 представлено сравнение расчетных зависимостей величин максимального значения интенсивности турбулентности e_m на выходе из конфузора от параметра ускорения потока K для двух вариантов расчета: для изменения угла наклона стенки конфузора φ при постоянном значении числа Рейнольдса $Re = 20000$ (линия 1) для и изменения числа Рейнольдса Re при постоянном значении угла наклона стенки конфузора $\varphi = 2.5^\circ$ (линия 2). Как видно, величина e_m для двух вариантов расчета стремится к нулю при значении параметра ускорения потока $K \approx 5.8 \times 10^{-6}$. для которого при заданных параметрах расчета наступает ламинаризация.

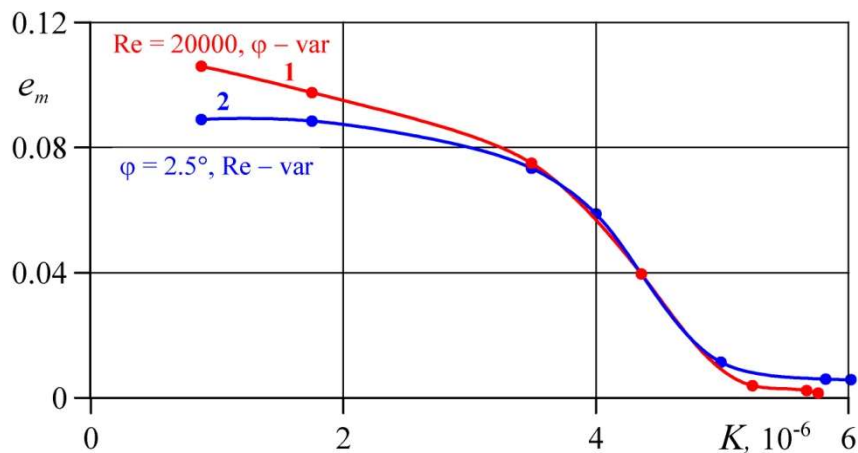


Рис. 9. Расчетные зависимости величин максимального значения интенсивности турбулентности e_m на выходе из конфузора от параметра ускорения потока K для двух вариантов расчета: изменение угла наклона стенки конфузора φ при постоянном значении числа Рейнольдса Re (линия 1) изменение числа Рейнольдса Re при постоянном значении угла наклона стенки конфузора φ (линия 2)

3. Течение и теплообмен в нагреваемой трубе

Задача решалась в следующей постановке, аналогичной приведенной в [31]. Для расчета турбулентного течения в трубе использованы уравнения неразрывности и движения в приближении узкого канала, где продольный градиент давления определяется в процессе решения из условий сохранения расхода в трубе.

Системы уравнений неразрывности, движения и энергии (3), и уравнений переноса для параметров турбулентности (4) приведены в разделе 2 и описывают течение с подогревом в трубе при значении пространственного параметра $i=1$ (осевая симметрия). Константы модели турбулентности для этих двух вариантов геометрии течения одинаковы.

Граничные условия на стенке трубы ($r=R$), на оси симметрии ($r=0$) и на входе в трубу ($x=0$) имеют вид

$$\begin{aligned}
 u=0, \quad v=0, \quad \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right)_w = q_w, \quad E = \frac{\partial E}{\partial r} = \tau = q_T = 0 \quad (r=R), \\
 \frac{\partial u}{\partial r} = v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial r} = \frac{\partial \omega}{\partial r} = \tau = q_t = 0 \quad (r=0), \\
 p = p_0, \quad u = U_0, \quad T = T_0, \quad E = E_0, \quad \omega = \omega_0, \quad \tau = q_t = 0 \quad (x=0)
 \end{aligned} \quad (9)$$

Система уравнений неразрывности, движения и энергии (3), и модели турбулентности (4) с граничными условиями (9), решалась численно методом прогонки с итерациями. Расчеты проводились на неравномерной сетке. Шаг по радиусу трубы вблизи стенки был малым. Шаг по продольной координате был также достаточно мал в сечениях, близких к входному сечению, и изменялся в большую или меньшую сторону по мере продвижения вниз по потоку в зависимости от достижения заданной точности вычислений.

В [31] представлены полученные с использованием дифференциальной модели турбулентности [24, 25] результаты численного исследования теплообмена в обогреваемой трубе смеси He-Xe с числом Прандтля $Pr=0.23$. Результаты численного моделирования сравниваются с экспериментальными данными [32, 33] для коэффициента теплоотдачи (числа Нуссельта), полученными в трубе малого диаметра при сильном подогреве теплоносителя. Расчеты проведены для параметров течения и теплообмена, соответствующих экспериментальным данным [32, 33] для трубы внутренним диаметром $d=5.5$ мм, длиной $l=600$ мм. На рис. 10 (точки) представлено полученное в эксперименте [33] изменение коэффициента теплоотдачи α в зависимости от числа Рейнольдса Re по диаметру трубы для ряда значений теплового потока в стенку q_w .

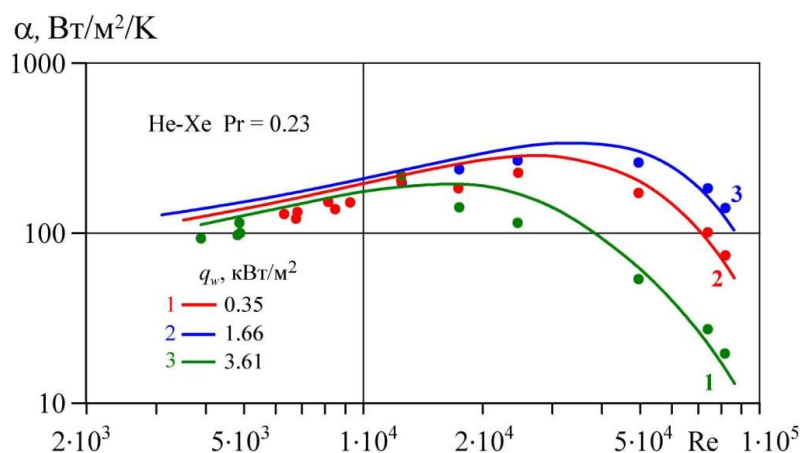


Рис. 10. Изменение коэффициента теплоотдачи α в зависимости от числа Рейнольдса Re для значений теплового потока в стенку q_w : 1 – 0.35 кВт/м^2 ; 2 – 1.66 кВт/м^2 ; 3 – 3.66 кВт/м^2 ; точки – экспериментальные данные [33], линии – результаты расчета

В расчете (линии), как и в эксперименте [33], коэффициент теплоотдачи определен как $\alpha = q_w / (T_w - \bar{T})$, т.е. по разности температуры стенки T_w и сред-немассовой термодинамической температуры потока на выходе из участка обогрева \bar{T} . Полученный как в эксперименте, так и в расчете, немонотонный характер зависимости $\alpha(\text{Re})$ – сначала рост, а затем падение – объясняется тем, что температура \bar{T} падает по длине трубы из-за роста числа Маха M потока, а температура стенки T_w слабо изменяется по длине. Таким образом, разность температур $T_w - \bar{T}$ достигает максимального значения на выходе из трубы.

Ниже представлены результаты численного исследования зависимости характеристик течения и теплообмена от степени нагрева теплоносителя, зависящей от величины удельного теплового потока в стенку трубы q_w . Исходные данные в расчетах были приняты аналогичными приведенным в экспериментах [32, 33]: труба внутренним диаметром $d = 5.5$ мм, длиной $l = 600$ мм, в качестве теплоносителя использовалась смеси He-Xe с числом Прандтля $\text{Pr} = 0.23$. Диапазон значений величины удельного теплового потока в стенку трубы q_w , принятый в расчетах был существенно расширен по сравнению с принятыми в [32, 33].

Результаты расчетов, приведенные на рис. 11–14, выполнены для числа Рейнольдса $\text{Re} = 10^4$ при давлении на входе в трубу $p = 0.05$ МПа и интенсивности турбулентности на входе $e_0 = \sqrt{E}/U_0 = 0.05$.

На рис. 11 для ряда значений теплового потока в стенку трубы q_w приведено изменение по длине трубы безразмерного продольного градиента давления $\partial\bar{p}/\partial\bar{x}$ (а) и параметра ускорения потока K (б), определенного по формуле (1).

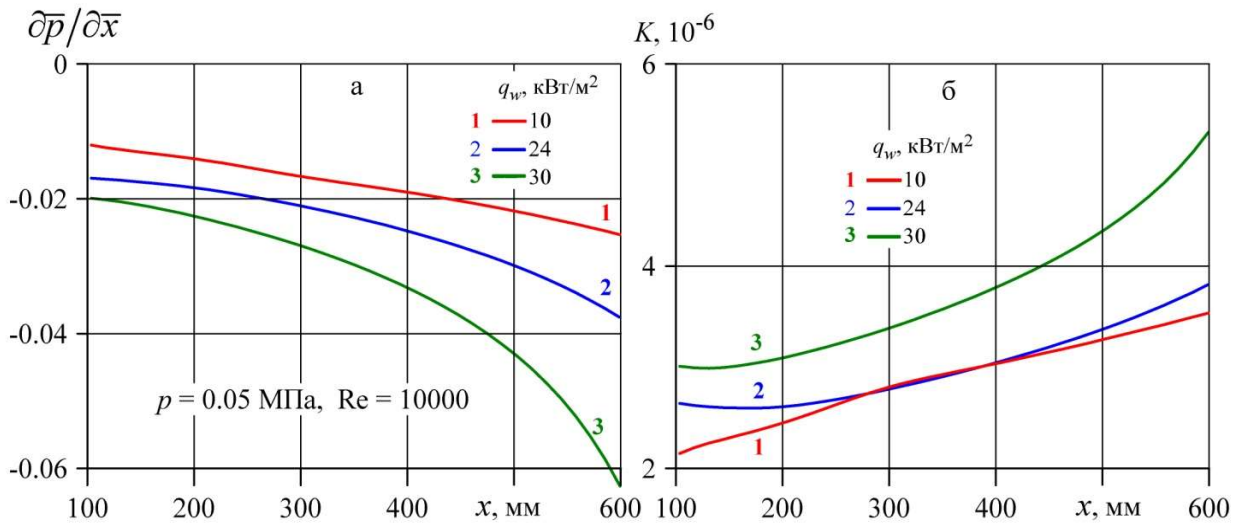


Рис. 11. Изменение по длине трубы с обогревом безразмерного продольного градиента давления $\partial\bar{p}/\partial\bar{x}$ (а) и параметра ускорения потока K (б) для ряда значений удельного теплового потока в стенку трубы q_w

Влияние теплового потока в стенку трубы q_w на профили интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ в выходном сечении трубы показано на рис. 12. Как видно, при значении величины $q_w = 24$ кВт/м² (линия 4) интенсивность турбулентности резко уменьшается, что свидетельствует о ламинаризации исходного турбулентного течения в трубе за счет ускорения потока с существенным продольным градиентом давления.

Как видно из рис. 12, профили интенсивности турбулентности неоднородны по сечению трубы, существенно изменяясь от значения на оси трубы e_1 до максимального значения у стенки e_m .

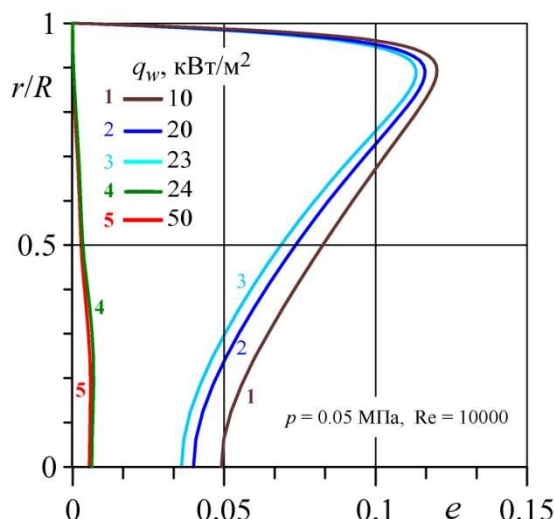


Рис. 12. Профили интенсивности турбулентности e в выходном сечении трубы для ряда значений удельного теплового потока в стенку трубы q_w

На рис. 13 для ряда значений удельного теплового потока в стенку трубы q_w представлено изменение по длине трубы значений интенсивности турбулентности e_1 (а) и e_m (б). Как видно, при значении величины $q_w > 24$ кВт/м² (линии 4, 5) интенсивность турбулентности как e_1 , так и e_m , не возрастают по длине, как при $q_w < 24$ кВт/м² (линии 1–3), а уменьшаются, что свидетельствует о ламинаризации исходного турбулентного течения.

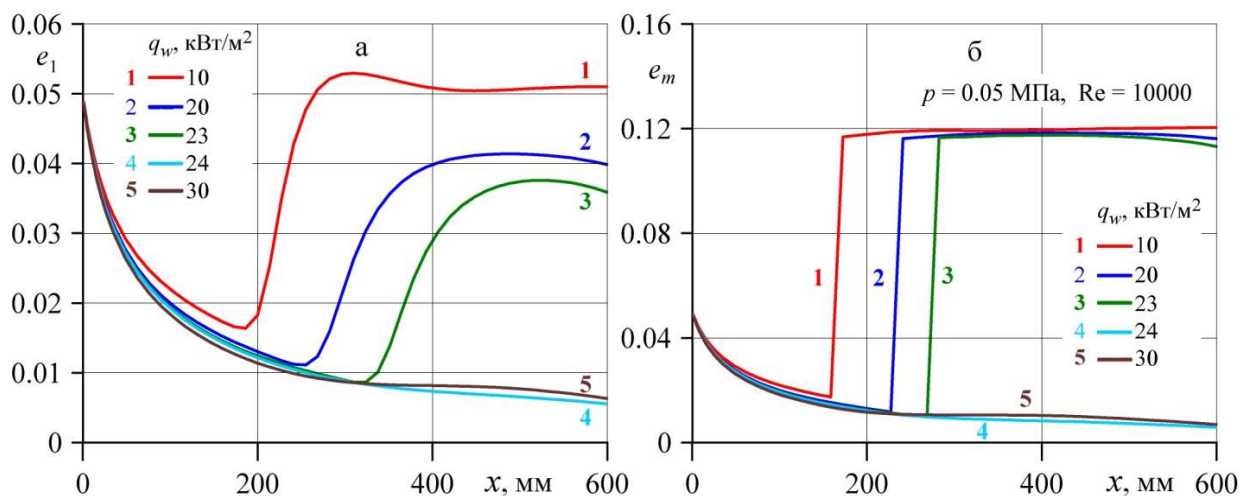


Рис. 13. Изменение по длине трубы значения интенсивности турбулентности на оси e_1 (а) и максимального значения интенсивности турбулентности e_m (б) для ряда значений удельного теплового потока в стенку трубы q_w

Для установления предельного значения величины удельного теплового потока в стенку q_w , при котором наступает ламинаризация, на рис. 14 построены зависимости максимального значения интенсивности турбулентности e_m и значения на оси e_1 в выходном сечении трубы от величины q_w . Как видно, при $q_w > 24$ кВт/м² величины e_m и e_1 с ростом удельного теплового потока в стенку q_w остаются на низком уровне, что свидетельствует о наступлении ламинаризации исходного турбулентного течения.

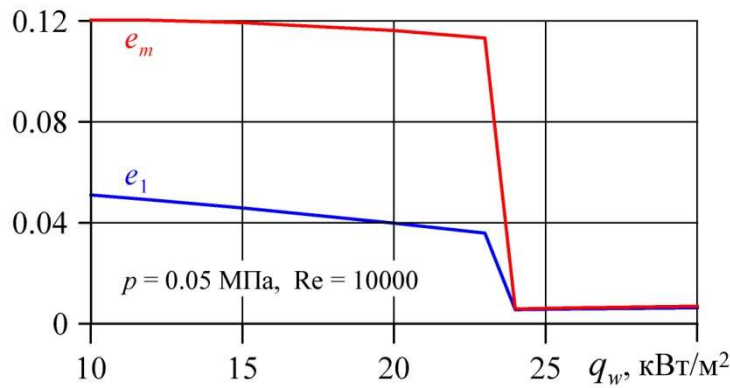


Рис. 14. Зависимости максимального значения интенсивности турбулентности e_m и значения на оси e_1 в выходном сечении трубы от величины удельного теплового потока в стенку q_w

Проведенное численное исследование позволило сделать оценку значения параметра ускорения потока K , соответствующего ламинаризации исходного течения. На рис. 15 представлена зависимость параметра ускорения потока K в выходном сечении трубы от величины удельного теплового потока в стенку q_w , которая дает оценку величины K .

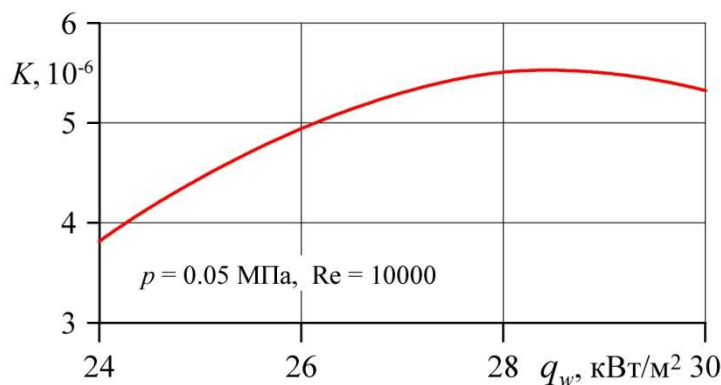


Рис. 15. Зависимость параметра ускорения потока K в выходном сечении трубы от величины удельного теплового потока в стенку q_w

Для условий численного эксперимента (диаметр и длина трубы, число Рейнольдса, тепловой поток в стенку) величина K находится в диапазоне $(4 \div 5.5) \times 10^{-6}$, что близко к полученному для течения в конфузоре (см. рис. 9).

4. Заключение

Численное моделирование течения и теплообмена в плоском конфузоре и в трубе с нагревом, генерирующими отрицательный градиент давления, проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла.

Исследованное течение в плоском конфузоре при изменении угла наклона стенки конфузора в диапазоне $\varphi = 1^\circ \div 3.3^\circ$ для постоянного значения числа Рейнольдса $Re = 20 \times 10^3$ и при изменении числа Рейнольдса в диапазоне $Re = (15 \div 50) \times 10^3$ для постоянного значения угла наклона стенки конфузора $\varphi = 2.5^\circ$ показало, что величины максимального значения интенсивности турбулентности e_m на выходе из конфузора стремятся к нулю при значении параметра ускорения потока $K \approx 5.8 \times 10^{-6}$, при котором для заданных параметров расчета наступает ламинаризация.

Проведенное численное исследование теплообмена при течении гелий-ксеноновой смеси газов в обогреваемой трубе при числе Рейнольдса $Re = 10^4$ в диапазоне значений величины теплового потока в стенку трубы $q_w = (10 \div 30)$ кВт/м² позволило сделать оценку значения параметра ускорения потока K , соответствующего ламинаризации. Полученная зависимость максимального значения интенсивности турбулентности e_m и значения на оси e_1 в выходном сечении трубы от величины q_w показала, что при $q_w > 24$ кВт/м² величины e_m и e_1 с ростом удельного теплового потока в стенку q_w остаются на низком уровне, что свидетельствует о наступлении ламинаризации исходного турбулентного течения. При этом величина K находится в диапазоне $(4 \div 5.5) \times 10^{-6}$, что близко к полученному для течения в конфузоре.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена в рамках исследований, финансируемых госбюджетом (AAAA – A19-119012990115-5, AAAA – A19-119012990110-0).

Литература

1. Sternberg J. The transition from a turbulent to a laminar boundary layer // US Army Bal. Res. Lab. Aberdeen (USA), 1954. Rep. 906.
2. Гиневский А. С., Иоселевич В. А., Колесников А. В. и др. Методы расчета турбулентного пограничного слоя // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ. 1978. Т. 11. С. 155–304.
3. Narasimha R., Sreenivasan K.R. Relaminarization fluid flows // Advances in Applied Mechanics. 1979. Vol. 19. Pp. 221–309.
4. Кадер Б. А., Яглом А. М. Влияние шероховатости и продольного градиента давления на турбулентные пограничные слои // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ. 1984. Т. 18. С. 3–111.
5. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Уравнения переноса для характеристик турбулентности: модели и результаты расчетов // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ. 1988. Т. 22. С. 3–61.
6. Moretti P. H., Kays V. M. Heat transfer in turbulent boundary layer with varying free-stream velocity and varying surface temperature—an experimental study // Int. J. Heat Mass Transfer. 1965. Vol. 8. Pp. 1187–202.
7. Sreenivasan K. R. Laminarescent, relaminarizing and retransitional flows // Acta Mech. 1982. Vol. 44. Pp. 1–48.
8. Badry Narayanan M.A., Ramjee V. On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary-layer flow // J. Fluid Mech. 1969. Vol. 35. Pt 2. Pp. 225–241.
9. Секундов А. Н. Применение дифференциального уравнения для турбулентной вязкости к анализу плоских неавтономных течений // Изв. АН СССР. МЖГ, 1971. № 5. С. 114–127.
10. Volchkov E. P., Makarov M. S., Sakhnov A. Yu. Boundary layer with asymptotic favourable pressure gradient // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. Vol. 53. Pp. 2837–2843.
11. Bourassa C., Thomas F. O. An experimental investigation of a highly accelerated turbulent boundary layer // Journal of Fluid Mechanics. 2009. No. 634. Pp. 359–404.
12. Jones M. B., Marusic I., Perry A. E. Evolution and structure of sink-flow turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 428. Pp. 1–27.
13. Escudier M.P., Abdel-Hameed A., Johnson M.W., Sutcliffe C.J. Laminarization and retransition of a turbulent boundary layer subjected to favourable pressure gradient // Exp. Fluids. 1998. V. 25. Pp. 491–502.

14. Кун К. В, Перкинс Х. К. Переход от турбулентного режима к ламинарному для течения в трубе со значительным изменением физических свойств // Теплопередача. 1970. № 3. С. 198.
15. Бэнкстон К. А. Переход от турбулентного течения газа к ламинарному в нагреваемой трубе // Теплопередача. 1970. Т. 92. № 4. С. 1–12.
16. Лущик В. Г., Макарова М. С., Решмин А. И. Ламинаризация потока при течении с теплообменом в плоском канале с конфузуром // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 1. С. 68–77.
17. Танака, Симицу. Ламинаризация турбулентных потоков в каналах при низких числах Рейнольдса // Теплопередача. 1977. Т. 99. № 4. С. 192–193.
18. Танака и др. Влияние ламинаризации потока и его последующей турбулизации на теплообмен в случае течения при малых числах Рейнольдса в канале, состоящем из конфузурной секции и следующей за ней секции с постоянным поперечным сечением // Теплопередача. 1982. Т. 104. № 2. С. 144–153.
19. Talamelli A., Fornaciari N., Johan K., Westin A., Alfredsson P.H. Experimental investigation of streaky structures in a relaminarizing boundary layer // Journal of turbulence. 2002. No.3. 018.
20. Ichimiya M., Nakamura I., Yamashita S. Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient // Experimental Thermal and Fluid Science, 1998. Vol. 17. No. 1–2. Pp. 37–48.
21. Ichimiya M., Nakase Y., Nakamura I., Yamashita S., Fukutomi J., Yoshikawa M. Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favourable pressure gradient (Analysis of bursting structure with VITA technique) // Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu, B Hen/Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Part B. 1998. Vol. 62. No. 594. Pp. 483–490.
22. Schlichting H. Boundary-Layer Theory/ 7th edn (New York: McGraw-Hill), 1979.
23. Oriji U. R., Karimisani S., Tucker P. G. RANS modelling of accelerating boundary layers // Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME. 2015. Vol. 137. No. 1. Paper A12.64.
24. Лущик В. Г, Павельев А. А., Якубенко А. Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.
25. 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. 42–50.
26. Лущик В.Г., Решмин А.И. Интенсификация теплообмена в плоском безотрывном диффузоре // Теплофизика высоких температур. 2018. Том 56. № 4. С. 586–593
27. Шакиров Р.Р, Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Кинематическая структура течений и теплоотдачи в плоских диффузорном и конфузурном каналах // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29. № 5. С. 799–805.
28. Лущик В. Г., Решмин А. И., Тепловодский С. Х., Трифонов В. В. Численное моделирование течения и теплообмена в плоском конфузоре // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2024. Т.25(1). С. 1–16.
29. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Управление уровнем турбулентности потока. М.: Физматлит, 2002. 244 с.
30. Лущик В.Г., Решмин А.И., Трифонов В.В. Влияние входных условий на течение и теплообмен в плоском диффузоре // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т.24(5). С. 1–14.
31. Лущик В. Г., Макарова М. С. Теплообмен при течении в трубе газовой смеси Не–Хе с существенным градиентом давления, обусловленным сильным нагревом трубы // Инженерно-физический журнал. 2022. Том 95. № 6. С. 1568–1578.
32. Vitovsky O.V., Makarov M.S., Nakoryakov V.E., Naumkin V.S. Heat transfer in a small diameter tube at high Reynolds number // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. Vol. 109. Pp. 997–1003.

33. Elistratov S.L., Vitovskii O.V., Slesareva E.Yu.. Experimental investigation of heat transfer of helium-xenon mixtures in cylindrical channels // *J. Engineering Thermophysics*. 2015. Vol. 24. No.1. Pp. 33–35.

References

1. Sternberg J., *The Transition from a Turbulent to a Laminar Boundary Layer*, US Army Bal. Res. Lab. Aberdeen, Rep. 906 (1954).
2. Ginevskii A. S., Ioselevich V. A., Kolesnikov A. V., Lapin Yu. V., Pilipenko V. N., and Sekundov A. N., Methods of Calculation of Turbulent Boundary Layers, in: *Advances in Science and Engineering. All-Union Institute of Science and Technical Information. Fluid Mech. Series*, 1978, vol. 11, p. 155 [in Russian].
3. Narashima R. and Sreenivasan K. R., Relaminarization Fluid Flows, *Adv. Appl. Mech.*, 1979, vol. 19, p. 221. [https://doi.org/10.1016/S0065-2156\(08\)70311-9](https://doi.org/10.1016/S0065-2156(08)70311-9)
4. Kader B. A. and Yaglom A. M., Effect of Roughness and a Longitudinal Pressure Gradient on Turbulent Boundary Layers, in: *Advances in Science and Engineering. All-Union Institute of Science and Technical Information. Fluid Mech. Series*, 1984, vol. 18, p. 3 [in Russian].
5. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., and Yakubenko A. E., Transport Equations for Turbulence Characteristics: Models and Results of Calculations, in: *Advances in Science and Engineering. All-Union Institute of Science and Technical Information. Fluid Mech. Series*, 1988, vol. 22, p. 3. [in Russian]
6. Moretti P. H., and Kays V. M., Heat Transfer in Turbulent Boundary Layer with Varying Freestream Velocity and Varying Surface Temperature – an Experimental Study, *Int. J. Heat Mass Transfer* 8, 1965, 1187.
7. Sreenivasan K. R., Laminariscient, Relaminarizing and Retrational Flows, *Acta Mech.*, 1982, vol. 44, no.1.
8. Badry Narayanan M. A. and Ramjee V., On the Criteria for Reverse Transition in a Two-Dimensional Boundary-Layer Flow, *J. Fluid Mech.*, 1969, vol. 35, no. 2, p. 225. doi:10.1017/S002211206900108X
9. Sekundov A. N., Application of a Differential Equation for Turbulent Viscosity to the Analysis of Plane Non-Self-Similar Flows, *Fluid Dynamics*, 1971, vol. 6, no. 5, 828. DOI:10.1007/BF01013866
10. Volchkov E. P., Makarov M. S., and Sakhnov A. Yu., Boundary Layer with Asymptotic Favourable Pressure Gradient, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 53, 2837. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.02.014>
11. Bourassa C. and Thomas F. O., An Experimental Investigation of a Highly Accelerated Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, 2009, vol. 634, 359. doi:10.1017/S0022112009007289
12. Jones M. B., Marusic I., and Perry A. E., Evolution and Structure of Sink-Flow Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, 2001, vol. 428, 1. doi:10.1017/S0022112000002597
13. Escuder M. P., Abdel-Hameed A., Johnson M. W., and Sutcliffe C. J., Laminarization and Retrational of a Turbulent Boundary Layer Subjected to Favourable Pressure Gradient, *Exp. Fluids*, 1998, vol. 25, 491. DOI:10.1007/s003480050255
14. Coon C. W., Perkins H. C., Transition from the turbulent to the laminar regime for internal convective flow with large property variations, *J. Heat Transf.*, 1970, vol. 92, no. 3, pp. 506–512. <https://doi.org/10.1115/1.3449702>
15. Bankston S. A., The transition from turbulent to laminar gas flow in a heated pipe, *J. Heat Transf.*, 1970, vol. 92, no. 4, pp. 569–579.
16. 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. DOI:10.1134/S0015462819010099
17. Tanaka H. and Shimitzu J.-I., Laminarization in Low Reynolds Number Turbulent Duct Flows, *J. Heat Transfer*, 1977, vol. 99, no. 4, pp. 682–684. <https://doi.org/10.1115/1.3450766>

18. Tanaka H., Kawamura H., Tateno A., and Hatamiya S., Effect of Laminarization and Retransition on Heat Transfer for Low Reynolds Number Flows through a Converging to Constant Area Duct, *J. Heat Transfer*, 1982, vol. 104, no. 2, 363.
19. Talamelli A., Fornaciari N., Johan K., Westin A., and Alfredsson P. H., Experimental Investigation of Streaky Structures in a Relaminarizing Boundary Layer, *J. Turbulence*, 2002, vol. 3, no. 018. <https://doi.org/10.1088/1468-5248/3/1/018>
20. Ichimiya M., Nakamura I., and Yamashita S., Properties of a Relaminarizing Turbulent Boundary Layer under a Favorable Pressure Gradient, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 1998, vol. 17, no. 1–2, 37. [https://doi.org/10.1016/S0894-1777\(97\)10047-4](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(97)10047-4)
21. Ichimiya M., Nakase Y., Nakamura I., Yamashita S., Fukutomi J., and Yoshikawa M., Properties of a Relaminarizing Turbulent Boundary Layer under a Favorable Pressure Gradient (Analysis of Bursting Structure with VITA Technique), *Trans. Japan Soc. Mech. Engineers Part B 62*, 1998, vol. 594, 483. DOI:10.1299/kikaib.62.483
22. Schlichting H., *Boundary Layer Theory* (McGraw-Hill, New York, 1979).
23. Oriji U. R., Karimisan S., and Tucker P. G., RANS Modeling of Accelerating Boundary Layers, *J. Fluid Eng. Trans.*, 2015, ASME 137 (1), Paper No. A12.
24. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., and Yakubenko A. E., Three-Parameter Model of Shear Turbulence, *Fluid Dynamics*, 1978, vol. 13, no. 3, 350. DOI:10.1007/BF01050525
25. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., and Yakubenko A. E., Three-Parameter Model of Turbulence. Heat Transfer Calculations, *Fluid Dynamics*, 1986, vol. 21, no. 2, 200. DOI:10.1007/BF01050170
26. 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. DOI: 10.1134/S0018151X18040120
27. Shakirov R. R., Davletshin I. A. & Mikheev N. I., Kinematic structure of flow and the heat transfer in flat diffuser and confuser channels, *Thermophys. Aeromech.*, 2022, vol. 29, pp. 759–764. <https://doi.org/10.1134/S08698643220500146>
28. Lushchik V. G., Reshmin A. I., Teplovodskii S. Kh., Trifonov V. V. Numerical Modeling of Flow and Heat Transfer in a Flat Confuser, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2024, vol. 25, no. 1, pp. 1–16. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-1/articles/1082>
29. Repik E. U., Sosedko Y. P., *Control of the level of flow turbulence*, M.: Publishing House of Fiziko-Mathematical Literature, 2002. - 244 p. -- ISBN 5-94052-055-3, [in Russian].
30. Lushchik V. G., Reshmin A. I., Trifonov V. V., Effect of Inlet Conditions on the Flow and Heat Transfer in a Flat Diffuser, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2023, vol. 24, no. 5 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-5/articles/1066>
31. Lushchik V. G., Makarova M. S., Heat transfer during the tube flow of an He-Xe gas mixture with a substantial pressure gradient due to the strong heating of the tube, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2022, vol. 95, no. 6, pp. 1539–1547. DOI:10.1007/s10891-022-02622-8
32. Vitovsky O. V., Makarov M. S., Nakoryakov V. E., Naumkin V. S., Heat transfer in a small diameter tube at high Reynolds number, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2017, vol. 109, pp. 997–1003. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.02.041>
33. Elistratov S. L., Vitovskii O. V., Slesareva E. Yu., Experimental investigation of heat transfer of helium-xenon mixtures in cylindrical channels, *J. Engineering Thermophysics*, 2015, vol. 24, no. 1, pp. 33–35. DOI:10.1134/S181023281501004X

Статья поступила в редакцию 6 сентября 2024 г.