ИЗВЕСТИЯ РАН. МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА, 2019, № 6, с. 60–74

УДК 532.526.4

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВДУВА (ОТСОСА) НА ПОВЕРХНОСТИ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПРИСТЕННЫМ ТЕЧЕНИЕМ

© 2019 г. В. А. Алексин*

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

** E-mail: aleksin@ipmnet.ru*

Поступила в редакцию 18.03.2019 г.
После доработки 03.06.2019 г.
Принята к публикации 25.06.2019 г.

В условиях набегающего потока с высокой интенсивностью турбулентности и воздействия возмущающих факторов вдува (отсоса) в пограничном слое через проницаемый участок поверхности численно исследуются на основе двухпараметрических моделей турбулентности динамические и тепловые характеристики нестационарных пристенных течений. Дается анализ совместного влияния гармонических временных колебаний скорости внешнего невязкого потока и плотности расхода вдува на стенке на развитие нестационарных характеристик тепломассопереноса в турбулентном потоке. Устанавливаются закономерности изменения характеристик течения и теплопереноса при задании переменной во времени плотности расхода на поверхности и постоянного значения. На основе сравнения расчетных результатов изучаются основные механизмы воздействия вдува и отсоса на проницаемом участке и вниз по потоку.

Ключевые слова: пристенное течение, пограничный слой, тепломассообмен, турбулентность, переход, нестационарность, модели турбулентности, проницаемый участок поверхности

DOI: 10.1134/S056852811906001X

Одним из эффективных способов защиты поверхности при обтекании тел и криволинейных профилей набегающим потоком газа с высокой интенсивностью турбулентности от максимального теплового нагрева в области начала развитого турбулентного режима может служить стационарный вдув жидкости или газа через пористый участок, расположенный вблизи этой области. Установлено значительное снижение значений коэффициентов трения и теплопереноса на проницаемом участке. Кроме того, решаются задачи, связанные с воздействием вдува и отсоса через проницаемые участки поверхности на переходные процессы в пограничных слоях и управлением нестационарными режимами в развитых турбулентных течениях.

Наличие на обтекаемой поверхности проницаемого участка приводит к резким изменениям условий на его границах: в начале и за ним – на участке последействия, что значительно изменяет как структуру потока, так и характеристики течения и теплопередачи не только в пристеночной области, но и во всем пограничном слое. При численном решении подобных задач учет этих особенностей производится через задание соответствующих граничных условий на поверхности. Так, при обтекании поверхностей с резким изменением заданной температуры поверхности однородным турбулентным потоком результаты классического расчетного исследования [1] сопоставлены как для нулевого, так и положительного градиента давления с экспериментальными данными. Для потока со значительным отрицательным градиентом давления расчетные результаты, учитывающие изменения масштаба вязкого подслоя, приведены в [2] в сравнении с данными экспериментов. Анализ особенностей структуры турбулентного течения в условиях вдува и отсоса на проницаемых поверхностях представлен в [3–6]. В расчетных исследованиях, учитывающих зависимость толщины вязкого подслоя в динамических переменных от параметров проницаемости для этих условий, также получено удовлетворительное согласование с данными экспериментов.

Усложнение подобной задачи возможно за счет рассмотрения нестационарных режимов обтекания поверхностей как двумерных тел, так и пространственных конфигураций нестационарным набегающим потоком с периодическими колебаниями продольных составляющих скорости, зависящих от времени, по заданным распределениям. При этом численно исследуется режим взаимодействия нестационарного турбулентного набегающего потока и пристенного течения с массообменом на поверхности.

В то же время к отдельному классу можно отнести исследования взаимодействия подобных течений в пристеночной области турбулентного пограничного слоя с однородным потоком вдуваемого газа через проницаемый участок при нестационарном задании относительной плотности массового расхода газа. Причем, достаточно рассмотрения режимов только умеренного периодического расхода через проницаемый участок поверхности, при которых сохраняется приближение уравнений пограничного слоя. В последнем случае одной из основных задач исследования может считаться нахождение такого нестационарного распределения плотности массового расхода газа при вдуве через проницаемый участок, при котором реализуется более эффективный режим его воздействия на волновые колебания внешнего потока, т.е. достигается заметное снижение их амплитуд.

Проведенные численные расчеты подобных турбулентных стационарных пристенных течений в пограничном слое, основанные на полуэмпирических моделях турбулентности различной сложности [7, 8], и сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными, использованными в [1–6], подтвердили их удовлетворительное соответствие. Для повышения эффективности подобных методов исследования сохраняется необходимость в дальнейшем совершенствовании моделей турбулентности и развитии численных методов расчета.

Кроме защиты поверхности от аэродинамического нагрева, проницаемые участки применяются для активизации и управления переходом в ламинарных пограничных слоях. Так, для генерации волн Толлмина-Шлихтинга и установления их влияния на переход в сверхзвуковых пограничных слоях в [9] использованы нестационарные распределения параметра массового расхода на проницаемых участках типа вдув–отсос. В условиях незначительной интенсивности турбулентности набегающего потока проведенные численные исследования влияния тепломассообмена на устойчивость ламинарного режима пограничного слоя сжимаемого газа [10] позволили установить ряд основных закономерностей перехода к турбулентному режиму. В то же время, как показал анализ расчетных результатов и данных экспериментов в условиях высокой интенсивности турбулентности набегающего потока, даже незначительные отличия параметров градиента давления и проницаемости поверхности от значений, близких к нулевым, могут приводить к заметным изменениям как в положении и протяженности переходной области, так и области развитого турбулентного режима.

В численном исследовании [11] при моделировании области развитого турбулентного течения пограничного слоя основное внимание уделено влиянию возмущающих факторов воздействия нестационарного теплообмена и умеренного вдува (или отсоса) через пористый участок поверхности с постоянной относительной плотностью расхода на изменения динамических и тепловых характеристик на проницаемом участке и в области последействия вниз по потоку. Продольный градиент давления в рассматриваемых течениях предполагался близким к нулевому в соответствии с базовыми экспериментальными данными, которые относятся к классу течений с высокой интенсивностью турбулентности, приводящей к раннему переходу к турбулентному режиму [12, 13].

Модифицированный вариант K–ε-модели для низких чисел Рейнольдса для моделирования нестационарных характеристик течения и теплопереноса при гармонических колебаниях внешней скорости во времени, апробированный в [14, 15], позволяет непрерывно рассчитывать всю область течения от ламинарного до турбулентного режима. Для определения начальных условий по времени численно решается стационарная задача о течении и теплообмене на поверхности с проницаемым участком при нулевом значении продольного градиента давления. На начальном участке обтекаемой поверхности режим предполагается ламинарным с переходом вниз по течению к области развитого турбулентного режима с локальными числами Рейнольдса $\mathrm{Re}_{\xi 0} \propto 10^6$ в соответствии с экспериментальными данными для слабосжимаемого дозвукового потока [13].

В настоящем исследовании на основе получаемых численных решений нестационарного двумерного турбулентного пограничного слоя проводится определение такого распределения для относительной плотности расхода потока при вдуве (отсосе) однородного потока через проницаемый участок поверхности, которое наиболее эффективно воздействует на волновые колебания динамических и тепловых характеристик на поверхности с целью их подавления при заданных параметрах колебаний внешнего потока.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При развитом турбулентном режиме течения осредненные уравнения нестационарного пограничного слоя могут замыкаться с использованием дифференциальных моделей для характеристик турбулентности, основанных на введении различных гипотез и принимаемых предположений. Представленные классы моделей обычно разделяются на два основных направления: в одном используется подход Буссинеска о введении турбулентной вязкости, и во втором задаются уравнения непосредственно для турбулентных напряжений и потоков. Кроме того, такие модели обычно различаются выбранными характеристиками турбулентности, для которых задаются дифференциальные уравнения, и их количеством [16–19], причем их число всегда считалось существенным фактором при проведении многочисленных параметрических расчетов.

Применяемый в настоящем исследовании подход основывается на введении турбулентной вязкости и использовании гипотез Колмогорова–Прандтля [16]. Влияние вязкости на турбулентные пульсации при малых локальных числах Рейнольдса в пристеночной области развитого турбулентного пограничного слоя и ламинарно-турбулентном переходе в низкорейнольдсовых вариантах таких моделей учитывается введением соответствующих демпфирующих функций в коэффициенты уравнений. Возможность использования такого подхода для расчета течений на проницаемых участках поверхности и при значительных продольных градиентах давления в рамках модели пограничного слоя обычно ограничивается умеренными значениями параметра проницаемости.

Введение турбулентных коэффициентов вязкости μ_t и теплопроводности λ_t с и применение гипотезы Буссинеска о градиентном механизме переноса для турбулентного напряжения Рейнольдса $(-\rho\langle u'v'\rangle)$ и закона Фурье для турбулентного теплового потока $(-\rho\langle h'v'\rangle)$

$$\tau_t = -\rho\langle u'v'\rangle = \mu_t\frac{\partial u}{\partial\zeta}, \quad q_t = -\rho\langle h'v'\rangle = \frac{\lambda_t}{c_p}\frac{\partial h}{\partial\zeta}$$

дает возможность представить полные (эффективные) напряжение трения τ и тепловой поток q как в [14]

$$\tau = \mu\frac{\partial u}{\partial\zeta} - \rho\langle u'v'\rangle = \mu_\Sigma\frac{\partial u}{\partial\zeta}, \quad q = \frac{\lambda}{c_p}\frac{\partial h}{\partial\zeta} - \rho\langle h'v'\rangle = \frac{\lambda_\Sigma}{c_p}\frac{\partial h}{\partial\zeta} \tag{1.1}$$

Здесь введены полные коэффициенты μ_Σ, λ_Σ

$$\mu_\Sigma = \mu + \mu_t, \quad \lambda_\Sigma = \lambda + \lambda_t$$

Следует заметить, что рассматривается двумерное течение с нулевой поперечной компонентой скорости $w = 0$, и не учитывается зависимость функций от поперечной координаты η, проницаемый участок расположен на поверхности вдоль продольной координаты ξ, где ζ-координата по нормали к поверхности.

Введение в (1.1) ламинарного $\mathrm{Pr} = \mu c_p/\lambda$ и турбулентного $\mathrm{Pr}_t = \mu_t c_p/\lambda_t$ чисел Прандтля позволяет выразить λ/c_p и λ_t/c_p через отношения μ/Pr и μ_t/Pr_t. В дальнейших расчетах числа Прандтля Pr и Pr_t могут приниматься либо постоянными, либо определяться по дополнительным выражениям или из уравнений в соответствии с принятыми гипотезами [15].

Система уравнений для осредненных характеристик нестационарного двумерного пограничного слоя в сжимаемом однородном потоке совершенного газа относительно системы координат ξ, ζ, связанной с поверхностью обтекаемого тела, представляется в виде [14, 15]

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial\xi}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial\zeta}(\rho v) = 0 \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial\xi} + v\frac{\partial u}{\partial\zeta} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\xi} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left[\mu_\Sigma\frac{\partial u}{\partial\zeta}\right]$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u\frac{\partial h}{\partial\xi} + v\frac{\partial h}{\partial\zeta} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left[\frac{\lambda_\Sigma}{c_p}\frac{\partial h}{\partial\zeta}\right] + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{u}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\xi} + \frac{\mu_\Sigma}{\rho}\left(\frac{\partial u}{\partial\zeta}\right)^2$$

$$\frac{\partial p}{\partial\zeta} = 0, \quad p = \rho RT$$

$$\mu = \mu_e(h/h_e)^w, \quad \lambda = \lambda_e(h/h_e)^\omega, \quad \omega = 0.75$$

Система (1.2) записана с учетом обычных предположений теории пограничного слоя и в пренебрежении членами с нормальными напряжениями Рейнольдса, в ней использовано предположение о малости членов содержащими флуктуации плотности, вязкости и теплопроводности по сравнению с членами, в которые входят их средние значения. Статическое давление p считается функцией t, ξ.

В уравнениях (1.2) введены следующие обозначения: u, v — продольная и нормальная компоненты скорости в системе координат ξ, ζ, направленные вдоль поверхности и по нормали к ней, p — статическое давление, ρ — плотность, T — температура, h — энтальпия, μ, λ — коэффициенты вязкости и теплопроводности, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, R — газовая постоянная, нижние индексы e и w относятся к значениям на внешней границе пограничного слоя и стенке, t — к турбулентному режиму, штрих — к пульсационным величинам.

Граничные условия задаются на поверхности и внешней границе пограничного слоя

$$\begin{gathered}\zeta = 0 : u = 0, \quad \rho v = (\rho v)_w = F(t,\xi), \\ h_w H_0^{-1} = i_w(t,\xi) \quad \text{или} \quad q_w = q_w^o(t,\xi)\end{gathered} \tag{1.3}$$

$$\zeta \to \infty, \quad u \to u_e, \quad h \to h_e \tag{1.4}$$

На поверхности задается безразмерный удельный массовый расход вдува (отсоса) по нормальной координате $F_w(t, \xi) = F/(\rho_e u_e) = (\rho v)_w/(\rho_e u_e)$ и тепловой поток $q_w = q_w^o(t,\xi)$.

Распределения продольной составляющей скорости $u_e(t, \xi)$ и энтальпии $h_e(t, \xi)$ предполагаются известными из решения уравнений газовой динамики или из экспериментальных данных. Рассматривается нестационарный пограничный слой, в котором в начальный момент времени $t = 0$ поля течения и теплообмена определяются из стационарных условий; при $t > 0$ внешняя скорость $u_e(t, \xi)$ начинает изменяться относительно стационарной скорости $u_0(\xi)$ по гармоническому закону

$$u_e(t,\xi) = u_0(\xi)(1 + A_0 \cos \omega t) \tag{1.5}$$

Нестационарный тепловой поток $q_w = q_w^0(t,\xi)$ может задаваться аналогичной гармонической зависимостью

$$q_w^0(t,\xi) = q_{w0}(\xi)(1 + C_0 \cos(\omega t + \varphi) \tag{1.6}$$

В проведенных расчетах полагается та же частота ω в (1.6), как и в (1.5), и фаза $\varphi = 0$.

В случае, если на проницаемом участке поверхности задано постоянное значение параметра проницаемости $F_w = \text{const}$, то нормальная составляющая скорости v_w при переменной по t скорости u_e может также быть зависимой от t.

В случаях переменного расхода F_w от t его распределения могут задаваться по гармоническому закону как зависимости (1.5), (1.6)

$$F_{wt}(t,\xi) = F_{w0}(1 + B_0 \cos \omega t) \tag{1.7}$$

В начальный момент времени $t = 0$ задается решение стационарной задачи

$$t = 0, \quad u(0,\xi,\zeta) = u_0(\xi,\zeta), \quad h(0,\xi,\zeta) = h_0(\xi,\zeta)$$

Начальные условия по продольной координате для профилей скорости u и энтальпии h задаются в некоторой области, например, при $\xi = \xi_0$

$$u(t,\xi_0,\zeta) = u_{00}(t,\zeta), \quad h(t,\xi_0,\zeta) = h_{00}(t,\zeta)$$

Для их определения в этой плоскости $\xi = \xi_0$ решается нестационарная задача с распределением (1.3) , (1.4).

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Для замыкания системы уравнений (1.2) используются двухпараметрические K–ε-модели, для которых параметры турбулентности в набегающем потоке определяются интенсивностью

$\mathrm{Tu}_\infty = 10^4 \times 2K_\infty/(3V_\infty^2)$ (в %) и масштабом L_∞ или скоростью диссипации энергии ε_∞ турбулентности, где кинетическая энергия турбулентности K_∞ ($K = 0.5\langle u_i' u_i' \rangle$) обезразмеривается на V_∞^2, L_∞ – на масштаб длины L_D, ε_∞ – на L_D/V_∞^3 (где $\varepsilon_\mathrm{k} = \nu\langle(\partial u_j'/\partial x_j)^2\rangle = \varepsilon + D$, штрих – пульсационная составляющая, скобки – знак осреднения по Рейнольдсу).

Уравнения для кинетической энергии турбулентности K и изотропной части скорости ее диссипации $\varepsilon = \varepsilon_k - D$ нестационарного двумерного пограничного слоя в системе координат ξ, ζ имеют вид [20]

$$\frac{\partial K}{\partial t} + u\frac{\partial K}{\partial \xi} + v\frac{\partial K}{\partial \zeta} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \zeta}\left[\mu_{\Sigma,k}\frac{\partial K}{\partial \zeta}\right] + \frac{P_k}{\rho} - \varepsilon_k \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u\frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} + v\frac{\partial \varepsilon}{\partial \zeta} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \zeta}\left[\mu_{\Sigma,\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial \zeta}\right] + \frac{P_\varepsilon}{\rho} - (D_\varepsilon + E) \tag{2.2}$$

Здесь в уравнениях (2.1), (2.2) введены коэффициенты полных вязкостей $\mu_{\Sigma k}$, $\mu_{\Sigma\varepsilon}$; числа Прандтля σ_k, σ_ε для K и ε

$$\mu_{\Sigma,k} = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \mu_{\Sigma,\varepsilon} = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \tag{2.3}$$

Кроме того, члены P_k, P_ε описывают процессы генерации в уравнениях для K и составляющей скорости диссипации ε в явной форме; D_ε – диссипативное слагаемое в уравнении для ε; члены D, E выражают влияние вязкости на диссипативные эффекты вблизи стенки и в областях с малыми локальными числами Рейнольдса в уравнениях для K и ε

$$P_k = \tau_t\frac{\partial u}{\partial \zeta}, \quad D = \frac{2\nu K}{\zeta^2}, \quad P_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{K}\mu_t\left[\frac{\partial u}{\partial \zeta}\right]^2$$

$$D_\varepsilon = c_2 f_2\frac{\varepsilon^2}{K}, \quad E = \frac{2\nu f_4 \varepsilon}{\zeta^2}$$

Коэффициент турбулентной вязкости ν_t определяется по второй формуле Прандтля–Колмогорова с демпфирующей функцией f_μ

$$\nu_t = c_\mu f_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \tag{2.4}$$

В варианте модели [21] f_μ – функция координаты ζ^+ и $c_3^*(\eta_*)$ [14, 15]

$$f_\mu = 1 - \exp(-c_3^*\zeta^+), \quad \zeta^+ = \frac{u_*\zeta}{\nu}, \quad u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \tag{2.5}$$

Модификация этой модели (2.1)–(2.4) предполагает замену постоянной c_3 в (2.5) функцией

$$c_3^* = \frac{C_0'}{\eta_*^\alpha}, \quad C_0' = c_3\eta_*^\alpha(A_0'), \quad \alpha = 0.25$$

Функция c_3^* связана с толщиной вязкого подслоя $\zeta_l^+ = \eta_*$, заданной в форме зависимости от локального числа Re_θ и двух параметров A_0', B_0', определяемых в общем случае параметрами набегающего потока и его турбулентности [14, 15]. Здесь вводится эмпирическая зависимость A_0' от Tu_∞, полученная для опытных данных [22] и преобразованная в [14, 15] для турбулентности с высокой интенсивностью.

Функции f_2, f_4 соответственно применяются в виде

$$f_2 = 1 - 0.2222\exp\left\{-\left(\frac{R_t}{6}\right)^2\right\}, \quad f_4 = \exp(-c_4\zeta^+), \quad R_t = \frac{K^2}{\varepsilon\nu}$$

Константы модели, определяемой (2.2)–(2.5), имеют значения в соответствии с [21]

$$(c_m, c_1, c_2, c_3, c_4, \sigma_k, \sigma_\varepsilon) = (0.09; 1.44; 2.0; 0.0115; 0.5; 1.0; 1.3)$$

На всей поверхности задаются граничные условия: $\zeta = 0$: $K = 0, \varepsilon = 0$.

Функции $K_e(t, \xi)$, $\varepsilon_e(t, \xi)$ на внешней границе пограничного слоя определяются при заданном распределении $u_e(t, \xi)$ вне окрестности передней критической точки из уравнений

$$\frac{\partial K_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial K_e}{\partial \xi} = -\varepsilon_e, \quad \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial \xi} = -c_2 \frac{\varepsilon_e^2}{K_e} \tag{2.6}$$

Для уравнений (2.6) начальные условия по t и ξ для функций K_e и ε_e устанавливаются соотношениями при $t = 0$ и $\xi = \xi_0$

$$t = 0, \quad K_e(0,\xi) = K_{e0}(\xi), \quad \varepsilon_e(0,\xi) = \varepsilon_{e0}(\xi)$$

$$\xi = \xi_0, \quad K_e(t,\xi_0) = K_{e00}(t), \quad \varepsilon_e(t,x_0) = \varepsilon_{e00}(t)$$

в правые части которых входят K_{e0}, ε_{e0} и K_{e00}, ε_{e00} – решения (2.6) с учетом $\partial/\partial t = 0$ и $\partial/\partial\xi = 0$ соответственно.

Тогда на внешней границе должны выполняться условия

$$\zeta \to \infty, \quad K \to K_e(t,\xi), \quad \varepsilon \to \varepsilon_e(t,\xi)$$

Для функций K и ε начальные условия по времени t в общем случае вводятся как

$$t = 0, \quad K(0,\xi,\zeta) = K_0(\xi,\zeta), \quad \varepsilon(0,\xi,\zeta) = \varepsilon_0(\xi,\zeta)$$

Здесь K_0, ε_0 – заданные начальные распределения кинетической энергии и скорости ее диссипации при $t = 0$. Они могут быть получены из решения уравнений (2.2), (2.3) при $t = 0$ и $\partial/\partial t = 0$.

Для нахождения характеристик течения и теплообмена в нестационарном пограничном слое развит численный метод расчета, основанный на неявной конечно-разностной схеме четвертого порядка точности по нормали к поверхности. Метод был распространен на решения ряда двумерных нестационарных задач пограничного слоя с периодическими распределениями во времени параметров набегающего потока для широкого диапазона амплитуд колебаний [14, 15, 23]. Он позволяет получить численные решения исходной системы нелинейных уравнений и на их основе изучить свойства течения и тепловое состояние обтекаемой поверхности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Предварительно численно решается стационарная задача о течении и теплообмене в ламинарной, переходной и турбулентной областях пограничного слоя на поверхности с нулевым градиентом давления в соответствии с экспериментальными данными [13] при постоянном массовом расходе $F_{w0} = \text{const}$.

После обезразмеривания задача определяется параметрами набегающего потока: M_∞, Re_∞, Tu_∞, L_∞. В численных расчетах для $\mathrm{Re}_\infty = 0.2835 \times 10^6$ ($\mathrm{Re}_\infty = V_\infty L_\mathrm{D}/\nu_\infty$, L_D – длина плоской пластины) значения Tu_∞ изменяются в диапазоне 1–9% , а безразмерная скорость диссипации $\varepsilon'_\infty = \varepsilon_\infty L_\mathrm{D}/V_\infty^3$ в пределах 0.184×10^{-4}–0.184.

Для дозвукового низкоскоростного слабосжимаемого потока с умеренным значением скорости $u_\infty = 5.6$ м/с ($\mathrm{M}_\infty = 0.0164$) и с турбулентностью высокой интенсивности задается граничное условие на стенке для уравнения притока тепла $q_{w0} = \text{const}$. При этом температурный фактор i_w варьируется в пределах 0.7–1.3 (где $i_w = T_w/T_0$, T_w, T_0 – температуры стенки и торможения), что отвечает условиям холодной и слабо нагретой стенки. На внешней границе пограничного слоя значения энтальпии h_e соответствуют данным [13].

Влияние параметра интенсивности турбулентности набегающего потока Tu_∞ на положение перехода (конца), определяемого через критическое число Рейнольдса $\mathrm{Re}_{\theta,*}$, в численных расчетах принимается в соответствии с экспериментальными данными [22].

Распределение расчетных значений локального коэффициента трения $C_{f0}/2 = \tau_w/(\rho_e u_{e0}^2)$, зависящего от продольной координаты в виде числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_{\xi0} = u_{e0}\xi/\nu_{e0}$, при высокой интенсивности $\mathrm{Tu}_\propto = 4.86\%$ и скорости диссипации ε'_∞, равной 0.184×10^{-2}, сопоставляются на рисунках с зависимостью $C_{f0}/2$ для турбулентного $0.0592/(\mathrm{Re}_{\xi 0})^{0.2}$ режима для плоской пластины. Тепловое состояние обтекаемой поверхности характеризуется распределениями как локального коэффициента теплопередачи $\mathrm{St}_0 = q_w/[\rho_{e0}u_{e0}(h_w - H_0)]$, так и температурного фактора $i_w = T_w/T_0$ от $\mathrm{Re}_{\xi 0}$. Для безградиентного течения численные решения St_0 сравниваются с эмпирическим соотношением для турбулентного числа $\mathrm{St}_0(\mathrm{Re}_{\xi 0}) = 0.0367\mathrm{Re}_{\xi 0}^{-0.2}$ режима.

Для параметров турбулентности с высокой интенсивностью набегающего потока $\mathrm{Tu}_\infty \geq 1$ (так в расчетах приняты значения для параметров турбулентности: $\mathrm{Tu}_\infty = 4.86\%$ и скорости диссипации энергии турбулентности $\varepsilon'_\infty = 0.184 \times 10^{-2}$) расчетные значения коэффициента трения $C_{f0}(\mathrm{Re}_{\xi 0})/2$, числа Стантона $\mathrm{St}_0(\mathrm{Re}_{\xi 0})$ и температурного фактора $i_w(\mathrm{Re}_{\xi 0})$ получены для условий постоянного теплового потока $q_w = 2q_{w0}$, где $q_{w0} = \mathrm{const}$, на стенке и заданного нестационарного распределения $q_w^0(t)$ в [11]. Переменность числа $\mathrm{St}_0(\mathrm{Re}_{\xi 0})$ вдоль поверхности при постоянном $q_w = 2q_{w0}$ с возрастанием $\mathrm{Re}_{\xi 0}$ достигается за счет изменения температурного фактора i_w. На поверхности вместо граничного условия для нормальной составляющей скорости v_w задается безразмерная плотность массового расхода $F_w = (\rho v)_w/(\rho_e u_e)$: на проницаемом участке F_w не равна нулю, в отличие от остальной части поверхности, где $F_w = 0$.

Численное исследование стационарного турбулентного пограничного слоя с одним или несколькими проницаемыми участками проведено в [8]. Причем особое внимание уделено анализу поведения распределений динамических характеристик в начале как пористого участка, так и участка последействия.

Расчетные результаты, полученные в [11] на основе дифференциальной двухпараметрической моделью турбулентности, демонстрируют аналогичное поведение динамических характеристик пограничного слоя. При этом значительные качественные изменения отмечаются не только у интегральных распределений вдоль поверхности при переходе границ проницаемого участка, но и у соответствующих расчетных профилей поперек пограничного слоя локальных динамических и тепловых характеристик потока.

В представленном численном исследовании рассматриваются режимы только умеренного вдува ($F_w > 0$). Для таких режимов предполагается, что турбулентный пограничный слой остается полностью присоединенным к обтекаемой поверхности, то есть поверхностное трение не достигает нулевого значения и не образуется зоны вязкого отрыва. Вдуваемый через пористый участок поток газа, взаимодействуя с набегающим турбулентным течением, только незначительно отодвигает его от поверхности.

В начале проницаемого участка в условиях вдува, где граничные условия для F_w резко изменяются, численные результаты показывают значительное падение коэффициента трения $C_{f0}(\mathrm{Re}_{\xi 0})/2$ аналогично данным [3–5, 8]. Далее вниз по потоку вдоль поверхности темп снижения коэффициента постепенно замедляется и кривая коэффициента асимптотически выходит на примерно его постоянный уровень снижения, почти равный уровню кривой без вдува ($F_w = 0$).

В начале участка последействия, где $F_w = 0$, наоборот, происходит стремительное возрастание распределения $C_{fc}(\mathrm{Re}_{\xi 0})/2$ с дальнейшим снижением этого темпа, при этом кривая с вдувом асимптотически стремится к кривой без вдува, где $F_w = 0$. Таким образом, в результате вдуваемый поток на проницаемом участке, взаимодействуя с набегающим потоком, интенсифицирует характеристики турбулентности в пристеночной области пограничного слоя. Следует заметить, что согласно экспериментальным данным при вдуве с ростом расхода F_w сама толщина вязкого подслоя несколько уменьшается даже в динамической переменной $\zeta_l^+ = \eta_*$.

Для режима умеренного отсоса газа ($F_w < 0$) через проницаемый участок работает другой механизм его воздействия на набегающий турбулентный поток: в этом случае только малая его часть вытекает через проницаемую часть внутрь поверхности по направлению, противоположному к нормали. При этом поток как бы прижимается к стенке, и в целом турбулентный режим стабилизируется, что приводит в итоге к снижению характеристик турбулентности. В зависимости от параметров течения и турбулентности, протяженности проницаемого участка возможен даже обратный переход к ламинарному режиму. В результате прослеживается противоположная вдуву тенденция в поведении характеристик течения и теплообмена в пристеночной области.

В начале проницаемого участка распределение коэффициента $C_{f0}(\mathrm{Re}_{\xi 0})/2$ резко возрастает с постепенным снижением темпа вниз по потоку. На участке последействия происходит с замедляющимся темпом асимптотическое падение коэффициента трения к турбулентному распределению с $F_w = 0$. Отмечается, что согласно экспериментальным данным [3–5] при отсосе увеличивается с ростом величины $(-F_w)$ толщина вязкого подслоя как по нормальной координате ζ_l^*, так и в динамической переменной ζ_l^+. При этом может произойти частичная или почти полная реламинаризация турбулентного режима течения [8].

Для тепловых характеристик: числа Стантона $\mathrm{St}_0(\mathrm{Re}_{\xi 0})$ и температурного фактора $i_w(\mathrm{Re}_\xi)$, отмечаются качественно противоположные свойства в их поведении как на проницаемом участке, так и вниз по потоку на участке последействия.

Так, распределения числа $\mathrm{St}_0(\mathrm{Re}_{\xi 0})$ для вдува и отсоса имеют в целом качественно схожие свойства распределениям $C_{f0}(\mathrm{Re}_{\xi 0})/2$ как на проницаемом участке, так и вниз по потоку. Для распределений температурного фактора $i_w(\mathrm{Re}_{\xi 0})$ расчетами установлена почти противоположная тенденция в их свойствах.

Приведенные свойства распределений коэффициентов трения $C_{f0}(\mathrm{Re}_{\xi 0})/2$ и теплопередачи $\mathrm{St}_0(\mathrm{Re}_{\xi 0})$ вдоль поверхности в зависимости от локального $\mathrm{Re}_{\xi 0}$ для начального режима при $t = 0$ влияют как любые начальные условия на дальнейшее развитие этих распределений с ростом времени t, которые устанавливаются далее при численном решении нестационарной задачи.

Влияние параметров набегающего потока и начальных условий на развитие средних характеристик движения и теплопередачи на рассматриваемой поверхности в нестационарном пограничном слое с осциллирующим распределением внешней скорости (1.5) исследуется численно при ламинарном, переходном и турбулентном режимах с нулевым продольным градиентом давления.

Для умеренных значений амплитуды колебаний $0.147 \le A_0 \le 0.352$ и значений частоты $f = \omega/2\pi = 0.33$ и 1 Гц при ламинарном режиме на плоской пластине в [14] установлено соответствие распределений расчетного значение фазового угла φ от приведенной частоты $\omega' = \omega\xi/u_0$ с аналитическими результатами и численными данными [24]. Для турбулентного режима течения численные результаты [14] получены в соответствии с экспериментальными данными [25] для параметров колебаний и числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_\infty = 1.25 \times 10^6$ ($\mathrm{Re}_\infty = V_\infty D/\nu_\infty$, $D = V_\infty/f$). Параметры турбулентности набегающего потока изменялись в широких диапазонах параметров $\mathrm{Tu}_\infty = 3$–6% и $\varepsilon'_\infty = 0.184 \times 10^{-2}$–$0.184 \times 10^{-1}$.

Для расчетов теплообмена в нестационарном пограничном слое распределение энтальпии в общем случае переменное вдоль внешней границы и от времени. Так как течение предполагается низкоскоростным с малым M_∞, изменением энтальпии по t пренебрегается и далее считается $h_e \approx h_\infty$.

При наличии гармонических колебаний скорости набегающего потока во времени уровень интенсивности турбулентности в нем оказывает доминирующее влияние на развитие теплообмена в нестационарным пограничном слое. Для умеренных значений амплитуды A_0 и частоты f колебаний в условиях высокой интенсивности турбулентности распределения коэффициента теплопередачи и температурного фактора, соответствующие в начальный момент времени стационарным экспериментальным параметрам потока, быстро перестраиваются во всех областях течения, особенно в переходной, сохраняя при этом гармонический характер изменения.

Распределения коэффициента трения $C_{f0}(\tau, \mathrm{Re}_{\xi 0})/2$, представленные далее на рисунках, близки к гармоническим (при $\mathrm{Re}_{\xi 0} = \mathrm{const}$), но с некоторым сдвигом фазы относительно внешней скорости u_e, и зависят в основном от параметров колебаний $u_e - A_0$ и ω, и плотности расхода F_w на проницаемом участке. Здесь в расчетах было принято $f = 1$ Гц и введена переменная $\tau = 2\pi f t = \omega t$.

На приводимых в статье рисунках показывается влияние на коэффициент трения $C_{f0}/2$, число Стантона St_0 и температурный фактор i_w переменного во времени массового расхода $F_{wt}(\tau)$ в диапазоне от 0.002 до 0.004 по распределению (1.7) в сравнении с результатами при постоянном значении нормального расхода $F_w = 0.004$ при заданной амплитуде колебаний внешней скорости $A_0 = 0.147$.

Для переменного расхода $F_{wt}(\tau)$ распределение (1.7) применяется с коэффициентами $F_{w0} = 0.003$; $B_0 = 1/3$ как

$$F_{wt}(\tau, \xi) = 0.003(1 + \cos(\tau)/3)$$

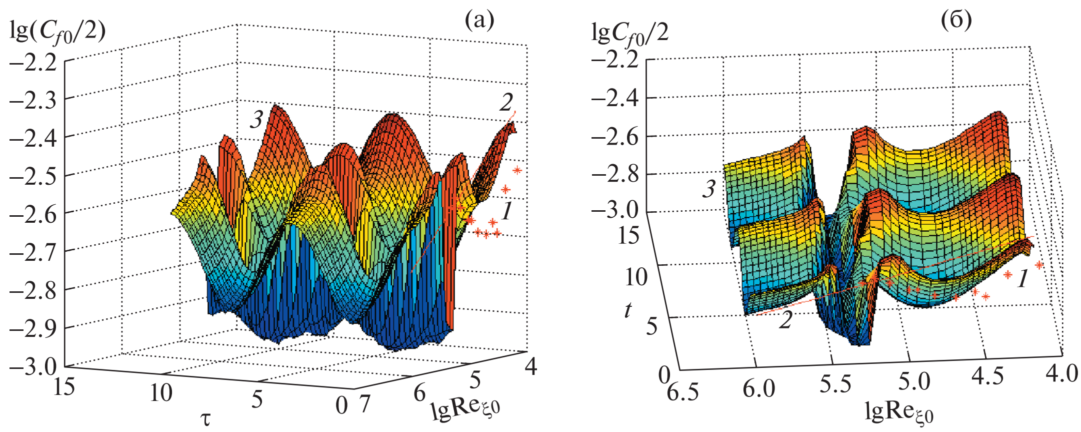

Рис. 1. Влияние на коэффициент трения $C_{f0}/2$ переменной плотности расхода вдува с $F_{wt}(\tau)$ на проницаемом участке при граничном условии $q = 2q_{w0}$ и амплитуде $A_0 = 0.147$: а, б – со стороны осей τ и $\lg\mathrm{Re}_{\xi 0}$: *1* – экспериментальные данные [13], *2* – эмпирическая зависимость для турбулентного режима, *3* – расчетная поверхность; плотность оттенка которой меняется при вариации величины $\lg C_{f0}/2$ от максимума до минимума

Необходимо отметить, что здесь при принятом распределении для переменного расхода $F_{wt}(\tau)$ рассматривается вариант со средним расходом $F_{w0} = 0.003$ несколько меньшим, чем при постоянном $F_w = 0.004$. Таким образом, общее воздействие вдуваемого потока на проницаемом участке поверхности на турбулентный пограничный слой для заданной амплитуды колебаний внешнего потока в последнем случае в целом более значительно, чем при выбранном переменном расходе. Это различие в итоге отражается на приводимых результатах для коэффициентов трения и теплообмена на поверхности при их сравнении. При постоянном $F_w = 0.004$ установлено в результате большее снижение коэффициентов $C_{f0}/2$, St_0, чем при F_{wt}. Но такой выбор принятого распределения $F_{wt}(\tau)$ связан с основной задачей исследования – снижения амплитуд колебаний по τ приводимых характеристик. Причем такой вариант распределения F_{wt} не является единственным.

В случае задания вдува на проницаемом участке, например с постоянным расходом $F_w = 0.004$ с ростом τ кривые коэффициента $C_{f0}/2(\tau, \mathrm{Re}_{\xi 0})$ при $\mathrm{Re}_{\xi 0} = \mathrm{const}$ видоизменяются таким образом, что, сгущаясь к нижней границе пограничного слоя (к его дну), расстояние между максимальным и минимальным значениями $C_{f0}/2$ почти не меняется. Так, минимальные значения $\lg(C_{f0}/2)$ падают по τ примерно от значения (−2.9) до (−3.2). В результате кривые $C_{f0}/2$ от времени τ при $\mathrm{Re}_{\xi 0} = \mathrm{const}$ на проницаемом участке напоминают гармонические распределения коэффициента на непроницаемой части поверхности перед ним, как распределение внешней скорости $u_e(\tau)$. Для ослабления этого волнового воздействия u_e на трение на стенке (или на коэффициент $C_{f0}/2$) возможны различные варианты задания зависимости переменного во времени расхода $F_{wt}(\tau)$.

Здесь рассматривается один из возможных вариантов задания распределения $F_{wt}(\tau)$ (17) в виде гармонического распределения, аналогичного зависимости (1.5) внешней скорости $u_e(\tau)$. Причем основное внимание уделено представленному анализу зависимости коэффициента трения $C_{f0}/2(\tau, \mathrm{Re}_{\xi 0})$ по времени τ при $\mathrm{Re}_{\xi 0} = \mathrm{const}$, так как изучение его зависимости по продольной координате (или по числу $\mathrm{Re}_{\xi 0}$) при $\tau = \mathrm{const}$ может быть проведено аналогично случаю постоянного расхода F_w как в [11].

Для переменного расхода $F_{wt}(\tau)$ по зависимости (1.7) сначала при $\tau = 0$ наблюдается максимальная величина падения кривой коэффициента трения $C_{f0}/2(0, \mathrm{Re}_{\xi 0})$ по $\mathrm{Re}_{\xi 0}$ на проницаемом участке относительно значений до этого участка, так как расход при $F_w = 0.004$ максимален – рис. 1а, 1б.

Далее с ростом τ кривая $C_{f0}/2(\tau, \mathrm{Re}_{\xi 0})$ по τ при разных $\mathrm{Re}_{\xi 0} = \mathrm{const}$ начинает снижаться от максимума при расходе $F_w = 0.004$ по гармонической зависимости – сначала медленно, потом с изменяющейся интенсивностью F_{wt} от 0.004 до 0.002, но с возрастающим темпом.

Следует заметить, что в рассматриваемом случае вдува на проницаемом участке происходит взаимодействие двух периодических гармонически колеблющихся во времени τ потоков – внешнего с распределением скорости u_e, действующего на границе пограничного слоя, и внутреннего, направленного в пристеночный слой по нормали от стенки с переменным расходом $F_{wt}(\tau)$. В результате этого взаимодействия кривые $C_{f0}/2$ по τ при $\mathrm{Re}_{\xi0} = \mathrm{const}$ начинают отличаться от распределения при постоянном расходе $F_w = 0.004$, так как воздействие вдува постепенно снижается с ростом τ, и значения этих кривых $C_{f0}/2$ падают до меньших значений. В то же время с возрастанием τ кривые $C_{f0}/2(\tau, \mathrm{Re}_{\xi0})$ при $\mathrm{Re}_{\xi0} = \mathrm{const}$ сгущаются ближе к нижней границе, но при этом расстояние между максимальным и минимальным значениями $C_{f0}/2$ постепенно начинает изменяться. В итоге, переменный со временем, но синхронный по фазе с u_e расход $F_{wt}(\tau)$ может оказывать противоположное воздействие на распределение $C_{f0}/2(\tau, \mathrm{Re}_{\xi0})$ при $\mathrm{Re}_{\xi0} = \mathrm{const}$ в отличие от внешнего потока, причем его действие направлено на ослабление влияния этого волнового колебания u_e.

В результате анализа полученных результатов можно сделать вывод, что на проницаемом участке при взаимодействии двух гармонически колеблющихся во времени τ потоков: внешнего с распределением u_e и внутреннего на поверхности, направленного в пристеночный слой по нормали от стенки с переменным, но синхронной по фазе с u_e плотности расхода $F_{wt}(\tau)$, амплитуда колебаний коэффициента $C_{f0}/2$ может падать. При этом переменная плотность расхода в случае вдува оказывает противоположное воздействие на распределение $C_{f0}/2$ по τ, так как его действие направлено на ослабление влияния волнового колебания u_e.

Следует заметить, что с изменением, например, в сторону увеличения постоянного значения расхода F_w, выбор зависимости (1.7) или ее постоянных может осуществляться опять различными способами.

При анализе расчетных результатов в случае отсоса на проницаемом участке необходимо учитывать, что его воздействие направлено в противоположном вдуву направлении – по нормали внутрь поверхности. В этом состоит основное качественное различие влияния отсоса от случая вдува для постоянного F_w и переменного расходов F_{wt} на рис. 2. В итоге, согласно расчетным данным для отсоса при $F_{w0} = -0.003$ получается противоположное воздействие на течение и теплообмен в пристеночной области, а так же на зависимость $C_{f0}/2(\tau)$, чем при вдуве. Согласно расчетным данным на рис. 2б, 2в на проницаемом участке отмечается даже некоторое возрастание амплитуды колебания коэффициента $C_{f0}/2$ по τ по сравнению со случаем постояннoого расхода F_w на рис. 2а.

Для течения на проницаемом участке в случае вдува с постоянным расходом $F_w = 0.004$ кривые числа $\mathrm{St}_0(\tau, \mathrm{Re}_{\xi0})$ от времени τ при $\mathrm{Re}_{\xi0} = \mathrm{const}$ изменяются подобно их гармоническим колебаниям в начальной области течения, предшествующей участку вдува, и соответствуют кривым $C_{f0}/2$ [11].

Распределения числа $\mathrm{St}_0(\tau, \mathrm{Re}_{\xi0})$ от τ при переменном расходе $F_{wt}(\tau)$ на проницаемом участке при вдуве в основном аналогичны зависимостям $C_{f0}/2(\tau, \mathrm{Re}_{\xi0})$, но они могут иметь свои особенности, например, относительно меньшую амплитуду колебаний, при этом также отмечается некоторое смещение его максимумов во времени, т.е. небольшой сдвиг по фазе относительно скорости u_e как и для $C_{f0}/2$ (рис. 5). Так, для $F_{wt}(\tau)$ на рис. 3а, 3б наблюдается падение минимальных значений $\lg \mathrm{St}_0$ от (–2.68) до (–2.71).

Согласно полученным результатам в области течения от начала проницаемого участка и далее вниз по потоку, переменный расход $F_{wt}(\tau)$ видоизменяет распределения числа St_0 на рис. 3 в сравнении с постоянным расходом F_w не только на проницаемой части поверхности, но и не так заметно как на зависимости $C_{f0}/2(\tau)$, и в итоге, далее на участке его последействия. Так, при переменном $F_{wt}(\tau)$ и с $q = 2q_{w0}$ для случая вдува выделяется заметное снижение амплитуды колебаний распределения $\mathrm{St}_0(\tau, \mathrm{Re}_{\xi0})$ от τ при $\mathrm{Re}_{\xi0} = \mathrm{const}$, чем при постоянном F_w.

Таким образом, в заключение можно сформулировать основной вывод. Распределения числа $\mathrm{St}_0(\tau, \mathrm{Re}_{\xi0})$ от τ при $\mathrm{Re}_{\xi0} = \mathrm{const}$ и с $q = 2q_{w0}$ на рис. 3 при переменном расходе $F_{wt}(\tau)$ на проницаемом участке при вдуве в основном аналогичны зависимостям $C_{f0}/2$, но они имеют свои особенности, например, относительно меньшую амплитуду колебаний и некоторое смещение его максимумов по τ.

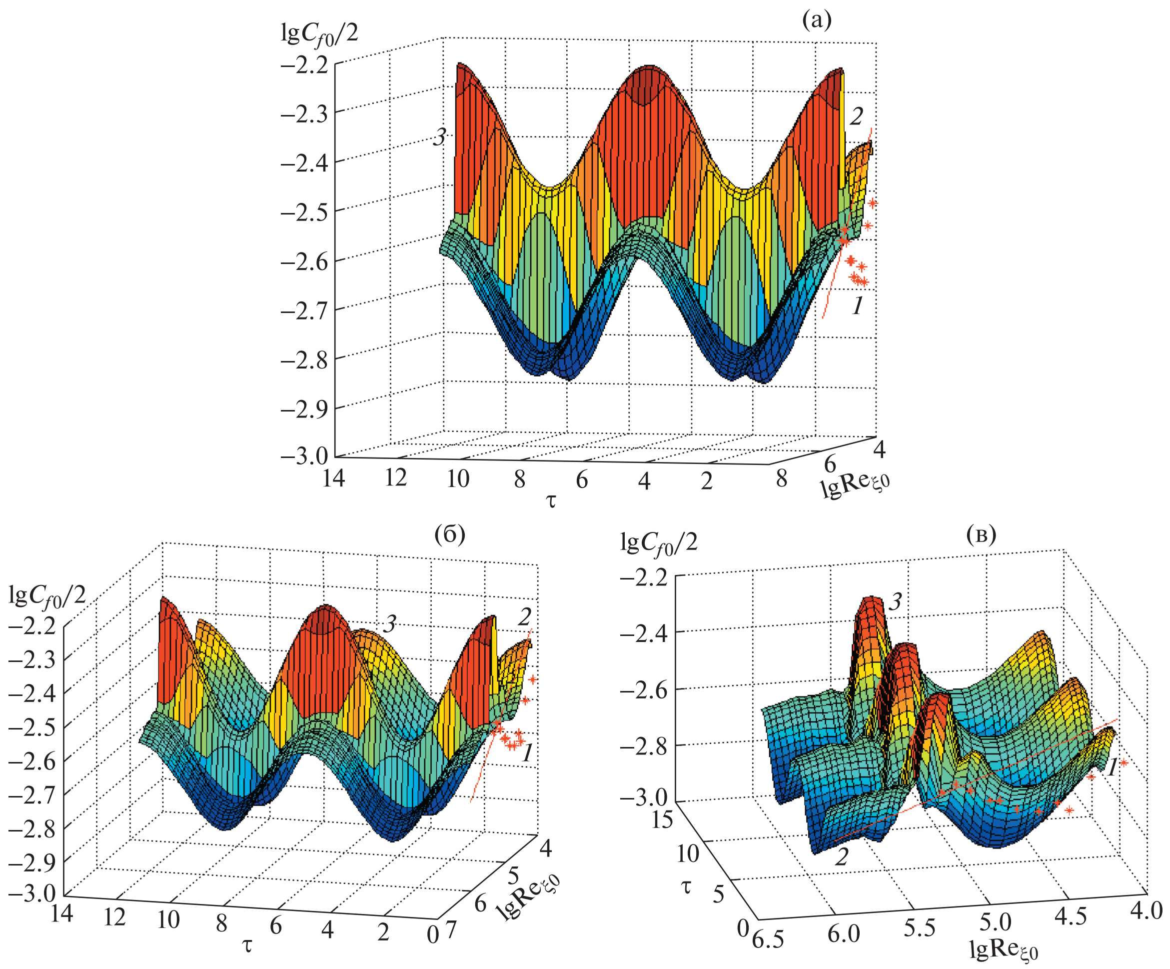

Рис. 2. Влияние на коэффициент трения $C_{f0}/2$ в случае отсоса для постоянного и переменного расходов с $F_w = -0.004$ (а) и $F_{wt}(\tau)$ (б, в) расходов на проницаемом участке при граничном условии $q = 2q_{w0}$ и $A_0 = 0.147$: а, б – со стороны оси τ, в – со стороны оси $\lg\mathrm{Re}_{\xi 0}$: обозначения как на рис. 1

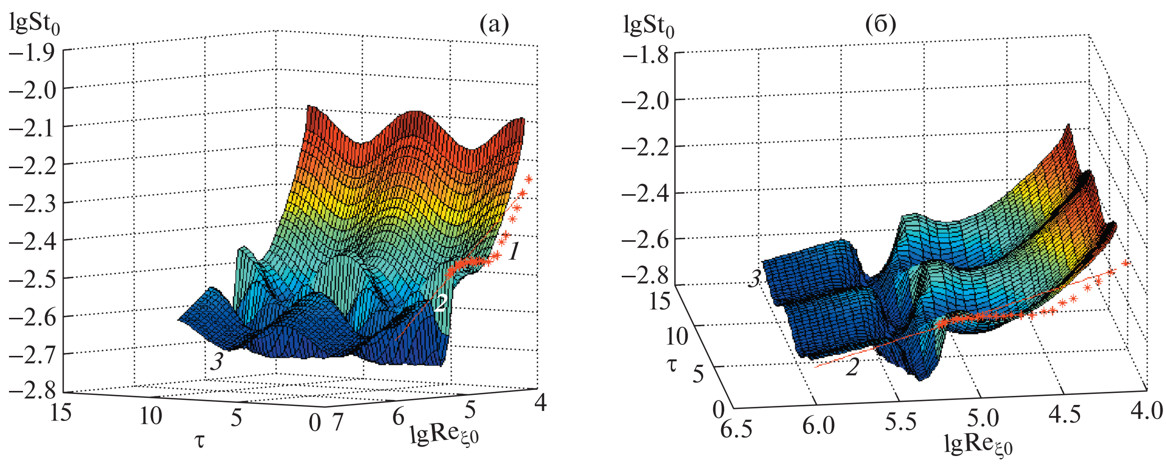

Рис. 3. Влияние на коэффициент трения St_0 переменного параметра вдува с $F_{wt}(\tau)$ на проницаемом участке при граничном условии $q = 2q_{0w}$ и $A_0 = 0.147$: а, б – со стороны осей τ и $\mathrm{Re}_{\xi 0}$: обозначения как на рис. 1

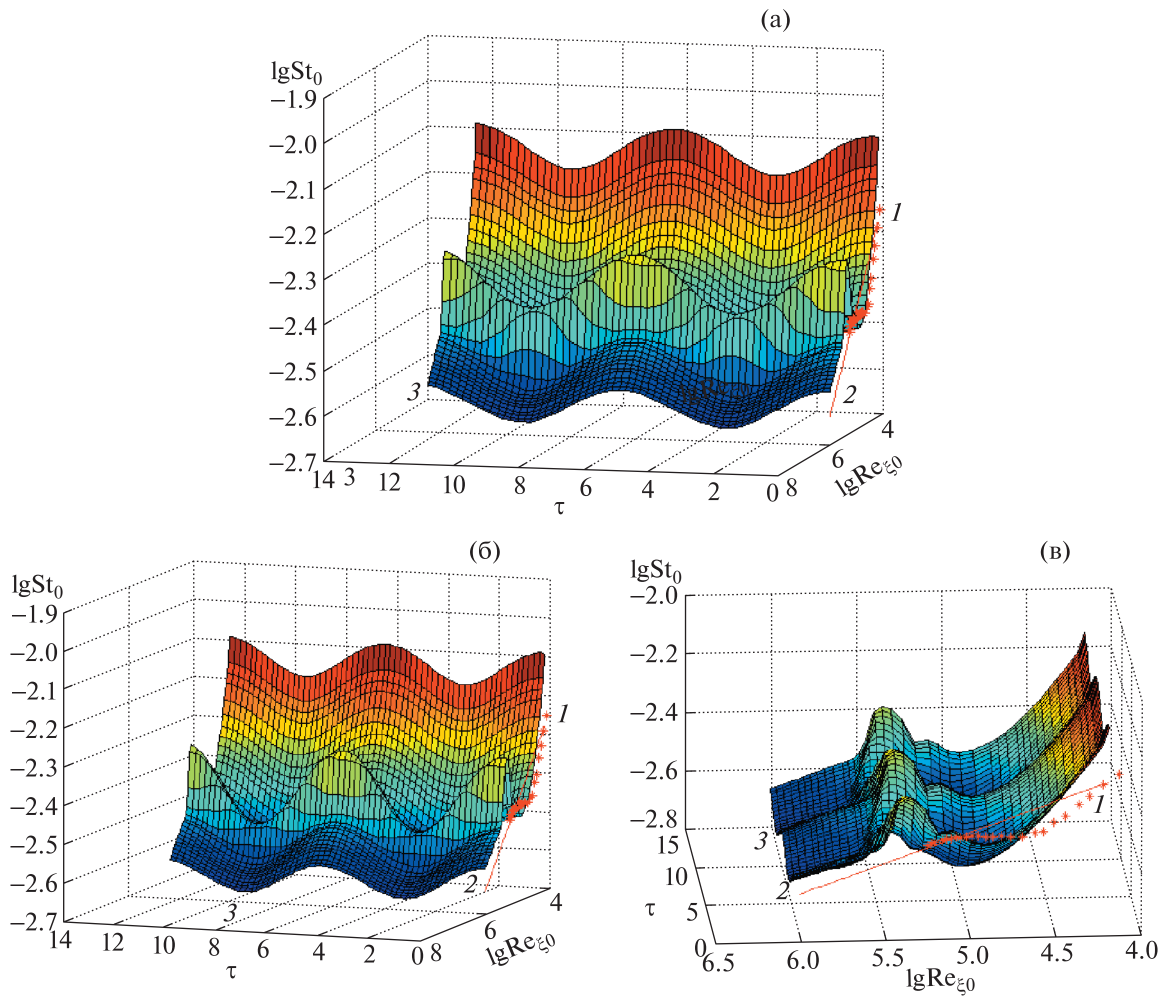

Рис. 4. Влияние на число Стантона St_0 в случае отсоса для постоянного с $F_w = -0.004$ (а) и переменного с $F_{wt}(\tau)$ (б, в) расходов на проницаемом участке при граничном условии $q = 2q_{w0}$ и $A_0 = 0.147$: а, б – со стороны оси τ; в – со стороны оси $Re_{\xi 0}$: обозначения как на рис. 1

В соответствии с анализом расчетных данных, представленных на рис. 4, отсос на проницаемом участке для постоянного расхода $F_w = -0.004$ почти не изменяет гармонический характер распределений числа $St_0(\tau, Re_{\xi 0})$ от τ при $Re_{\xi 0} = \mathrm{const}$ (рис. 4а) при их небольших возросших амплитудах колебаний относительно значений на начальной, непроницаемой части поверхности. При этом траектории течения смещаются ближе к поверхности по сравнению со случаем без вдува, а значения числа St_0 резко возрастают по $Re_{\xi 0}$ при $\tau = \mathrm{const}$ в начале участка аналогично распределениям $C_{f0}/2$.

В то же время можно отметить, что отсос (рис. 4б), направленный уже с переменной интенсивностью $F_{wt}(\tau)$ по закону (1.7) внутрь проницаемого участка, может не оказывать аналогичного стабилизирующего эффекта на волновое колебание характеристик течения и теплообмена, в частности, на зависимости числа St_0 (рис. 4), а напротив, может даже несколько усиливать его волновое колебание. Этот вывод также может следовать из того факта, что в данном случае воздействие отсоса на пограничный слой синхронно и однонаправленно с внешним распределением скорости $u_e(\tau)$ и, в итоге, увеличивает их амплитуды.

Распределения температурного фактора i_w в случае вдува при постоянном расходе $F_w = 0.004$ имеют много меньшую амплитуду колебаний, чем при переменном $F_{wt}(\tau)$ на проницаемом участке (при постоянном граничном условии $q = 2q_{w0}$). С заданным расходом $F_{wt}(\tau)$ у распределения $i_w(\tau, Re_{\xi 0})$ появляются ярко выраженные максимумы и минимумы (рис. 5а, 5б). Максимумы i_w

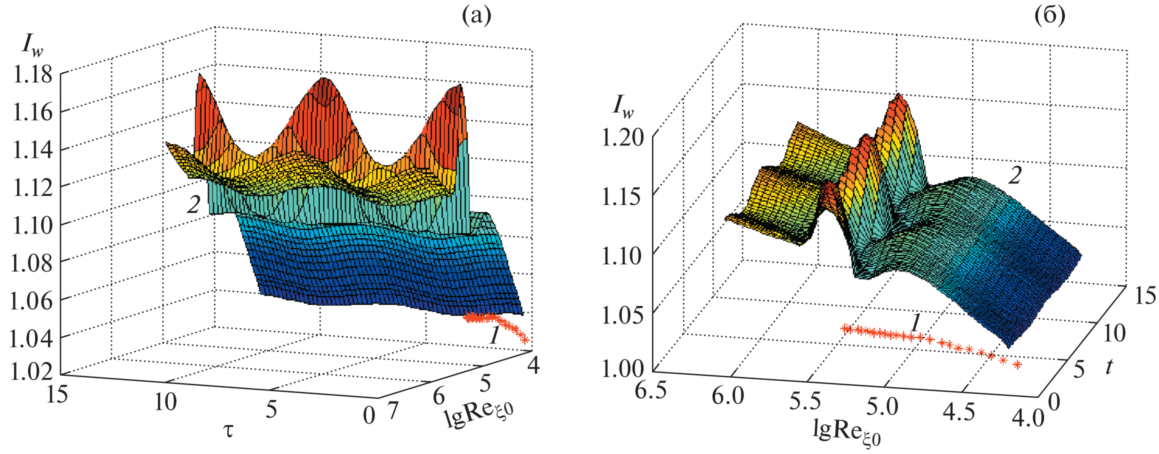

Рис. 5. Влияние на температурный фактор i_w переменного параметра вдува с $F_{wt}(\tau)$ на проницаемом участке при граничном условии $q = 2q_{w0}$ и $A_0 = 0.147$: а, б – со стороны осей τ и $\mathrm{Re}_{\xi 0}$: *1* – экспериментальные данные [13], *2* – расчетная поверхность

достигают значений в пределах значений 1.14–1.16 (рис. 5а). Если при постоянном $F_w = 0.004$ отмечается сравнительно небольшая амплитуда колебаний распределения $i_w(\tau)$ по τ, то в случае переменного во времени τ расхода $F_{wt}(\tau)$ заметно увеличиваются максимумы значений распределения $i_w(\tau)$ на проницаемом участке, т.е. возрастают амплитуды колебаний.

Аналогичная картина распределения i_w наблюдается в результатах расчетов при постоянном F_w для вдува и переменном тепловом потоке $q_w(\tau)$ (см. [11]). В том случае достигаются еще большие максимумы фактора i_w порядка (1.25–1.26) на проницаемом участке. Этот эффект может быть объяснен непосредственным влиянием заданного граничного условия для теплового потока $q_w(\tau)$ в гармоническом виде на распределение величины i_w.

В случае отсоса (рис. 6) при постоянном $F_w = -0.004$ и переменном $F_{wt}(\tau)$ расходах на проницаемом участке его действие направлено противоположно воздействию вдува, в результате механизм воздействия отсоса на пограничный слой иной. Для постоянного расхода F_w амплитуды колебаний распределения $i_w(\tau, \mathrm{Re}_{\xi 0})$ несколько снижаются (рис. 6а), но при этом практически сохраняется синхронность колебаний по τ как со значениями i_w вверх по потоку на начальной непроницаемой части поверхности, так и с внешней скоростью $u_e(\tau)$. Вниз по потоку на участке последействия картина колебаний i_w сохраняет синхронность колебаний по τ, оставаясь аналогичной картине на непроницаемой части, при этом амплитуды колебаний возрастают, что связано в основном с возникновением турбулентного режима течения.

Напротив, для переменного расхода $F_{wt}(\tau)$ на проницаемом участке величина $i_w(\tau)$ с ростом τ начинает колебаться почти в противофазе скорости $u_e(\tau)$: увеличиваться от минимума до максимума и только затем убывать (рис. 6б). Можно сделать вывод, что в случае отсоса при задании переменного расхода $F_{wt}(\tau)$ его действие, направленное в противоположном по нормали направлении по сравнению со вдувом заметно сдвигает распределения i_w по фазе τ – вплоть до $\pi/2$ (рис. 6б). На участке последействия синхронность колебаний $i_w(\tau)$ постепенно начинает восстанавливаться вниз по потоку; в результате возрастает амплитуда колебаний относительно значений на начальном участке поверхности, что в основном связано со сменой режимов: ламинарного на турбулентный, так как при последнем амплитуды колебаний устанавливаются выше.

В результате проведенного численного исследования найдено, что задание переменного относительного расхода во времени $F_{wt}(\tau)$ на поверхности может в случае вдува с меньшим средним расходом более эффективно воздействовать на волновые колебания распределений расчетных характеристик трения и теплопереноса на стенке, чем при постоянном, но несколько большем значении $F_w = \mathrm{const}$. В случае отсоса на пористом участке, напротив, возможно установление даже некоторого усиления волнового колебания этих характеристик. При этом отмечаются некоторые особенности распределения температурного фактора i_w по времени τ на проницаемом участке, связанные со сдвигом его фазы.

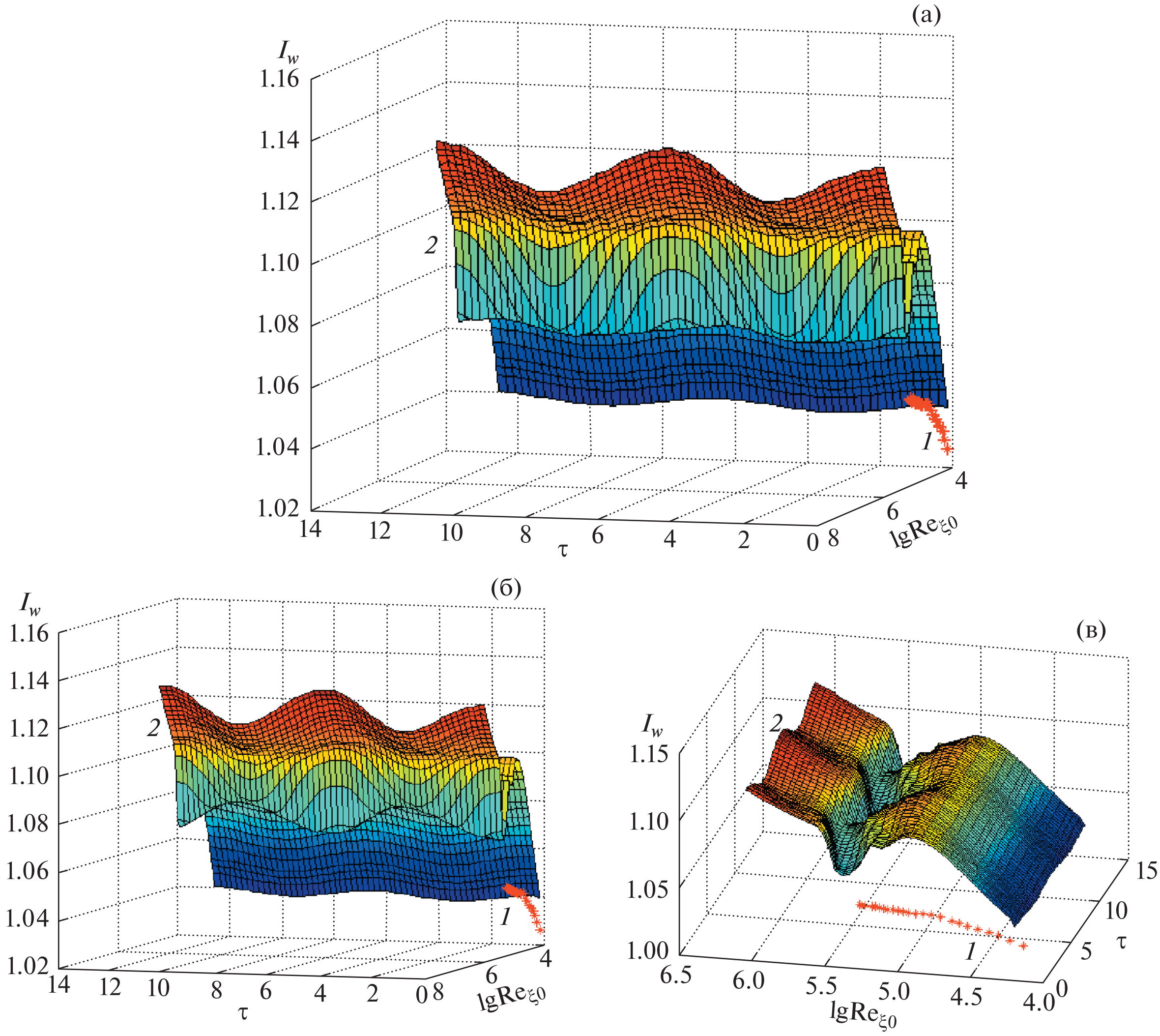

Рис. 6. Влияние на температурный фактор i_w в случае отсоса для постоянного с $F_w = -0.004$ (а) и переменного с $F_{wt}(\tau)$ (б, в) расходов на проницаемом участке при граничном условии $q = 2q_{w0}$ и $A_0 = 0.147$: а, б – со стороны оси τ, в – со стороны оси $\mathrm{Re}_{\xi 0}$: обозначения как на рис. 5

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При обтекании поверхности набегающим потоком с высокой интенсивностью турбулентности численными расчетами стационарного турбулентного пограничного слоя с вдувом (отсосом) на проницаемом участке подтверждены основные закономерности, установленные в экспериментах. Для нестационарного режима обтекания при исследовании совместного воздействия высокой интенсивности турбулентности набегающего потока, гармонических колебаний во времени внешней скорости и заданного распределения поверхностной плотности массового расхода на характеристики течения и теплопереноса в нестационарных пограничных слоях установлено определяющее влияние их амплитуд колебаний и плотности массового расхода. В целом их увеличение приводит к интенсификации тепломассообмена и количественному росту амплитуд колебаний характеристик пограничного слоя. Задание переменной величины относительной плотности расхода вдува во времени позволяет в основном более эффективно воздействовать на распределения расчетных характеристик трения и теплопереноса, чем при задании постоянной плотности. В то же время воздействие вдува и отсоса при задании переменной плотности расхода может носить качественно различный характер на развитие волновых колебаний характеристик течения и теплообмена на проницаемом участке и вниз по потоку.

Исследование выполнено по теме N AAAA-A17-117021310376-4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Moretti P.M., Kays W.M.* Heat transfer to a turbulent boundary-layer with varying freestream velocity and varying surface temperature, an experimental study // Int. J. Heat Mass Transfer. 1965. V. 8. № 9. P. 1187–1202.
2. *Kays W.M.* Heat transfer to the transpired turbulent boundary layer // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. V. 15. № 5. P. 1023–1044.
3. *Simpson R.L., Moffat R.J., Kays W.M.* The turbulent boundary layer on a porous plate: experimental skin friction with variable injection and suction // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1969. V. 12. № 7. P. 771–789.
4. *Simpson R.L.* Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration // J. Fluid Mech. 1970. V. 42. Pt. 4. P. 783–799.
5. *Simpson R.L.* The effect of a discontinuity in wall blowing on the turbulent incompressible boundary layer // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1971. V. 14. № 12. P. 2083–2097.
6. *Andersen P.S., Kays W.M., Moffat R.J.* Experimental results for the transpired turbulent boundary layer in an adverse pressure gradient // J. Fluid Mech. 1975. V. 69. Pt. 2. P. 353–375.
7. *Алексин В.А., Совершенный В.Д.* Численный расчет турбулентного пограничного слоя с резким изменением граничных условий // Сб. Турбулентные течения. М.: Наука, 1977. С. 55–63.
8. *Алексин В.А., Совершенный В.Д., Чикова С.П.* Расчет турбулентного пограничного слоя на поверхностях с проницаемыми участками // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 1. С. 71–77.
9. *Динь К.Х., Егоров И.В., Федоров А.В.* Влияние волн Маха на ламинарно-турбулентный переход при сверхзвуковом обтекании плоской пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 5. С. 113–124.
10. *Гапонов С.А., Терехова Н.М.* Совместное влияние тепло-массообмена на устойчивость пограничного слоя сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 1. С. 33–42.
11. *Алексин В.А.* Моделирование взаимодействия нестационарного потока высокой интенсивности турбулентности с тепломассообменом в пограничном слое на поверхности // Изв. РАН МЖГ. 2018. № 6. С. 55–66.
12. Transition Modelling for Turbomachinery II: An Updated Summ. of ERCOFTAC Trans. SIG Progr. 2nd WORKSHOP. Ed. A.M. Savill. Cambridge: Univ. Press, 1994. 226 p.
13. *Epik E.Ya.* Heat transfer effects in transitions // Proc. On Turbulent Heat Transfer, Engineering Foundation Conf. N.Y.: San Diego California, 1996. P. 1–47.
14. *Алексин В.А., Казейкин С.Н.* Моделирование влияния параметров турбулентности набегающего потока на течение в нестационарном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 6. С. 64–77.
15. *Алексин В.А.* Моделирование влияния параметров турбулентности набегающего потока на теплообмен нестационарного пограничного слоя // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 2. С. 82–96.
16. *Гиневский А.С., Иосилевич В.А., Колесников А.В., Лапин Ю.В., Пилипенко В.А., Секундов А.Н.* Методы расчета турбулентного пограничного слоя // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНИТИ, 1978. Т. 11. С. 155–304.
17. *Hanjalic K., Launder B.E.* Contribution towards a Reynolds-stress closure for low-Reynolds-number turbulence // J. Fluid Mech. 1976. V. 74. № 4. P. 593–610.
18. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Турбулентные течения. Модели, численные исследования. Обзор // Изв. АН СССР. МЖГ. 1994. № 4. С. 4–27.
19. *Bradshaw P., Ferris D.H., Atwell N.P.* Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation // J. Fluid Mech. 1967.V. 28. № 3. P. 593–616.
20. *Jones W.P., Launder B.E.* The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1973. V. 16. № 6. P. 1119–1130.
21. *Chien K.-Y.* Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model // AIAA J. 1982. V. 20. № 1. P. 33–38.
22. *Abu-Ghannam B.J., Shaw R.* Natural transition of boundary layers – the effect of turbulence, pressure gradient, and flow history // J. Mech. Eng. Sci. 1980. V. 22. № 5. P. 213–228.
23. *Алексин В.А., Кудряков А.М.* Нестационарный периодический пограничный слой с зонами возвратного течения // Изв. РАН. МЖГ. 1991. № 5. С. 82–89.
24. *Cebeci T.* Calculation of unsteady two-dimensional laminar and turbulent boundary layers with fluctuations in external velocity // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1977. V. 355. № 1681. P. 225–238.
25. *Karlsson S.K.F.* An unsteady turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 1959. V. 5. Pt 4. P. 622–636.