

УДК 532.517.4

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИЗИСА СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ СФЕРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕГО ПОДХОДА

© 2024 г. А. С. Стабников^{а, *}, А. В. Гарбарук^а, М. Х. Стрелец^а

^аСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (СПбПУ), Санкт Петербург, Россия

*e-mail: an.stabnikov@gmail.com

Поступила в редакцию 31.10.2023 г.

После доработки 15.12.2023 г.

Принята к публикации 25.12.2023 г.

Представлены результаты моделирования кризиса сопротивления при обтекании сферы в рамках недавно предложенного вихреразрешающего гибридного RANS–LES-подхода, который включает полуэмпирическую модель ламинарно-турбулентного перехода. Расчеты, выполненные в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса, свидетельствуют о том, что используемая комплексная модель качественно правильно описывает все аспекты кризиса сопротивления, в том числе, такие тонкие эффекты как рост амплитуды колебаний боковой силы при значениях числа Рейнольдса близких к критическому. Вместе с тем, полученные результаты показывают, что для достижения точного количественного предсказания критического числа Рейнольдса и деталей процессов ламинарно-турбулентного перехода и отрыва потока при режимах обтекания сферы близких к критическому необходимо использование очень мелких вычислительных сеток.

Ключевые слова: Кризис сопротивления, обтекание сферы, ламинарно-турбулентный переход, критическое число Рейнольдса, гибридный RANS–LES-подход, полуэмпирическая модель ламинарно-турбулентного перехода.

DOI: 10.31857/S1024708424030078, **EDN:** PFRDFK

Кризис сопротивления плохообтекаемых тел, состоящий в резком снижении коэффициента их сопротивления в некотором узком диапазоне изменения числа Рейнольдса, является одним из наиболее интересных явлений в механике жидкости, изучению которого посвящено огромное число экспериментальных и расчетных исследований. Причина возникновения кризиса сопротивления хорошо известна и детально описана в литературе (см., например, экспериментальные [1–7] и расчетные [8, 9] работы, посвященные обтеканию сферы). Она состоит в следующем. При относительно низких (докритических) числах Рейнольдса под воздействием неблагоприятного градиента давления от обтекаемой поверхности отрывается формирующийся на ней ламинарный пограничный слой. Однако с ростом числа Рейнольдса вверх по потоку от линии отрыва происходит ламинарно-турбулентный переход (ЛТП). В результате профиль скорости в пограничном слое становится более заполненным, положение отрыва смещается вниз по потоку, размер отрывной зоны уменьшается, а давление в ней повышается, что и влечет за собой резкое падение силы сопротивления при достижении некоторого значения числа Рейнольдса, называемого критическим. При обтекании гладкой сферы, в зависимости от степени турбулентности набегающего потока, критическое значение числа Рейнольдса, построенного по ее диаметру D и скорости набегающего потока U_0 , лежит в диапазоне от $1.5 \cdot 10^5$ до $4.0 \cdot 10^5$ [3].

Несмотря на геометрическую простоту, обтекание сферы характеризуется рядом сложных физических эффектов, что делает его расчет в широком (включающем околочитические значения) диапазоне изменения числа Рейнольдса исключительно трудной задачей. К этим эффектам относятся, в частности, наличие сильного знакопеременного продольного градиента давления, упомянутый выше ЛТП, играющий ключевую роль в кризисе сопротивления, и формирование за сферой отрывной зоны, динамика, размеры, форма и вихревая структура которой кардинально зависят от режима обтекания. В частности, при докритических числах Рейнольдса в следе за сферой формируется периодическая система вихрей, имеющих подковообразную форму и ориентированных в случайном направлении относительно направления набегающего потока. Частота схода этих вихрей слабо зависит от числа Рейнольдса и соответствует

числу Струхала $St = f \cdot D / U_0 \approx 0.2$. При закритических режимах ($Re > 4.0 \cdot 10^5$) размер отрывной зоны уменьшается, а в следе за ней формируется нестационарная вихревая пара, ориентация которой относительно направления набегающего потока прецессирует с характерной частотой, соответствующей числу Струхала $St \approx 10^{-2}$ [4]. В обоих случаях асимметрия и нестационарность обтекания сферы приводят к возникновению нестационарной “боковой” силы. Наконец, при околоскритических числах Рейнольдса тип отрыва пограничного слоя от поверхности сферы (ламинарный или турбулентный) зависит от азимутального угла и изменяется во времени, что приводит к усилению асимметрии отрывной зоны и, как следствие, к увеличению боковой силы и интенсивности колебаний ее величины и направления [5]. При полете сферических тел это проявляется в их заметном и труднопредсказуемом отклонении от ожидаемой траектории. Данный эффект наблюдается, например, при движении футбольных и бейсбольных мячей (так называемый эффект “knuckleball” – см., например, [10]).

Для численного моделирования всех кратко описанных выше физических явлений необходим подход, который одновременно обеспечивает приемлемую точность расчета положения ЛТП при наличии продольного градиента давления и характеристик турбулентных течений с обширным отрывом. Известно, что полуэмпирические подходы, основанные на использовании осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (Reynolds Averaged Navier–Stokes – RANS), этим требованиям не удовлетворяют, поскольку они не обеспечивают приемлемой точности расчета отрывных течений. В связи с этим единственный возможный путь решения рассматриваемой задачи состоит в применении современных вихререшающих подходов к описанию турбулентности. В частности, результаты работы [9], в которой численно исследовался так называемый обратный эффект Магнуса на вращающейся сфере при близком к критическому значению числа Рейнольдса, свидетельствуют о том, что предсказание кризиса сопротивления в принципе возможно с помощью метода моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation – LES). Однако, как показано в этой работе, для получения с его помощью удовлетворительного согласия результатов расчета с экспериментом требуются чрезвычайно мелкие сетки, для использования которых доступные авторам вычислительные ресурсы были недостаточны.

В этой связи для решения рассматриваемой задачи более перспективным представляется применение гибридных RANS-LES-подходов. Более или менее успешные попытки их использования в сочетании с моделями ЛТП уже предпринимались для описания кризиса сопротивления при обтекании кругового цилиндра (см., например, [11–15]), а в работе [8] показано, что при задании экспериментальных положений ЛТП, соответствующих различным числам Рейнольдса, гибридные подходы позволяют описать явление кризиса сопротивления и при обтекании сферы.

Наибольшее распространение среди подходов этого типа получил метод отсоединенных вихрей (Detached-Eddy Simulation – DES) [16], в рамках которого в присоединенной части пограничного слоя используется та или иная модель RANS, а LES автоматически активируется только в области отрыва, что позволяет радикально сократить необходимые для решения задачи вычислительные ресурсы по сравнению с LES расчетом всего течения. В настоящее время наиболее продвинутой версией метода DES является Delayed DES (DDES) [17], в котором решена характерная для оригинальной версии DES проблема переключения гибридной модели в LES-моду внутри присоединенного пограничного слоя при измельчении вычислительной сетки. Кроме того, сравнительно недавно было предложено дополнительное усовершенствование метода DDES, достигаемое путем использования специального (“адаптированного к слоям смешения”) линейного подсеточного масштаба Δ_{SLA} [18], что позволяет значительно ускорить переход к развитой трехмерной турбулентности на начальных участках оторвавшихся сдвиговых слоев и за счет этого существенно повысить точность расчета отрывных течений без дополнительного измельчения расчетной сетки. Наконец, еще одним важным в контексте настоящей работы достоинством DDES является то, что он сравнительно легко сочетается с моделями ЛТП, базирующимися на уравнениях Рейнольдса (см. например, [11, 12, 19, 20]). Это связано с тем, что при закритическом обтекании сферы ЛТП происходит в присоединенном пограничном слое, который в рамках DDES полностью описывается с помощью RANS.

Базируясь на высказанных выше соображениях, в настоящей работе для решения рассматриваемой задачи, то есть для моделирования кризиса сопротивления при обтекании сферы, был применен недавно предложенный метод SST KD DDES [21], в котором в качестве базовой модели RANS используется экономичная алгебраическая модель ЛТП в сочетании с k - ω Shear Stress Transport (SST) [22] моделью турбулентности для RANS, а подсеточный масштаб в методе DDES адаптирован к слоям смешения.

Статья построена следующим образом. В разд. 1 приведена формулировка модели SST KD DDES. Раздел 2 посвящен описанию численного метода решения определяющих уравнений, в разд. 3

описаны постановка задачи и используемые расчетные сетки, а в разд. 4 представлены полученные результаты.

1. МОДЕЛЬ SST KD DDES

Данная модель включает два уравнения переноса относительно величин кинетической энергии турбулентности k и ее удельной диссипации ω

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_k k)}{\partial x_k} = \gamma P_k + (1 - \gamma)P_{\text{sep}} - \frac{\beta^* \rho \omega k^{3/2}}{l_{\text{DDES}}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_k} + \frac{\partial(\rho u_k \omega)}{\partial x_k} = \rho \frac{\alpha}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_\omega \omega}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \end{cases} \quad (1.1)$$

Уравнение переноса ω в (1.1) совпадает с соответствующим уравнением модели SST DDES [23], а в уравнение переноса k внесены два изменения по сравнению с этой моделью, предназначенные для описания ЛТП. В частности, в качестве множителя перед генерационным членом P_k введен коэффициент перемежаемости γ и добавлено новое слагаемое $(1 - \gamma)P_{\text{sep}}$.

Гибридный линейный масштаб l_{DDES} в уравнении переноса k определяется соотношением $l_{\text{DDES}} = l_{\text{RANS}} - f_d \max\{0, (l_{\text{RANS}} - C_{\text{DES}} l_{\text{LES}})\}$, где $l_{\text{RANS}} = k^{1/2} / \beta^* \omega$ – линейный масштаб турбулентности RANS-модели SST, l_{LES} – подсеточный линейный масштаб, а “весовая” функция f_d , управляющая переходом от RANS к LES-модели, рассчитывается по формуле

$$\begin{aligned} f_d &= 1 - \tanh \left[(C_{d1} r_d)^{C_{d2}} \right] \\ r_d &= \frac{(v_t + v)}{\kappa^2 d_w^2 \sqrt{0.5 \cdot (S^2 + \Omega^2)}} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь d_w – расстояние от рассматриваемой точки до ближайшей стенки, v и v_t – величины молекулярной и турбулентной вязкости, соответственно, а $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ и $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ – инварианты тензоров скоростей деформации $S_{ij} = (\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i) / 2$ и завихренности $\Omega_{ij} = (\partial U_i / \partial x_j - \partial U_j / \partial x_i) / 2$.

Как уже отмечалось, в качестве подсеточного линейного масштаба l_{LES} используется адаптированный к слоям смешения масштаб Δ_{SLA} , определяемый соотношениями [18]

$$\Delta_{\text{SLA}} = \tilde{\Delta}_\omega F_{\text{KH}}^{\text{DDES}} (\text{VTM}) \quad (1.3)$$

Здесь $\tilde{\Delta}_\omega = \max_{n,m=1,8} |(\mathbf{l}_n - \mathbf{l}_m)| / \sqrt{3}$, а величина VTM определяется соотношением

$$\text{VTM} = \left\langle \frac{\sqrt{6} |(\dot{\mathbf{S}} \cdot \boldsymbol{\Omega}) \times \boldsymbol{\Omega}|}{\Omega^2 \sqrt{3 \text{tr}(\dot{\mathbf{S}}^2) - [\text{tr}(\dot{\mathbf{S}})]^2}} \right\rangle \times \max \left\{ 1, \frac{0.2v}{\max\{(v_t - v_{t,\infty}), 10^{-6} v_{t,\infty}\}} \right\}$$

Здесь $\boldsymbol{\Omega}$ – вектор завихренности, $\text{tr}(\cdot)$ – след тензора, $\mathbf{l}_n = \mathbf{n}_\omega \times \mathbf{r}_n$, \mathbf{n}_ω – орт вектора завихренности, \mathbf{r}_n – радиус-вектор вершин рассматриваемой ячейки сетки, а угловые скобки означают осреднение по центрам этой и ближайших к ней ячеек.

Наконец, безразмерная функция $F_{\text{KH}}^{\text{DDES}} (\text{VTM})$ имеет вид

$$F_{\text{KH}}^{\text{DDES}} (\text{VTM}) = F_{\text{KH}}^{\text{DDES}} = \begin{cases} 1.0, & f_d < (1 - \epsilon) \\ \max \left\{ F_{\text{KH}}^{\text{min}}, \left[F_{\text{KH}}^{\text{max}}, F_{\text{KH}}^{\text{min}} + \frac{F_{\text{KH}}^{\text{max}} - F_{\text{KH}}^{\text{min}}}{a_{\text{KH}2} - a_{\text{KH}1}} (\text{VTM} - a_{\text{KH}1}) \right] \right\}, & f_d \geq (1 - \epsilon) \end{cases} \quad (1.4)$$

Здесь эмпирические константы равны: $F_{\text{КН}}^{\min} = 0.1$, $F_{\text{КН}}^{\max} = 1.0$, $a_{\text{КН1}} = 0.075$, $a_{\text{КН2}} = 0.15$, $\varepsilon = 0.01$.

Коэффициент перемежаемости γ в (1.1) вычисляется по формуле $\gamma = \min\{\max[(\text{Re}_\Omega/A_\gamma - 1), 0], 1\}$, в которой $\text{Re}_\Omega = k/(\nu\Omega)$, а A_γ – эмпирическая константа. В результате, согласно используемой модели, ЛТП начинается при превышении величиной γ нуля, то есть при выполнении условия $\text{Re}_\Omega > A_\gamma$.

Для того, чтобы исключить влияние модели ЛТП на течение вне пограничного слоя, величина γ в этой области полагается равной 1.0. При этом детектором пограничного слоя служит функция F_1 из RANS-модели SST, которая близка к нулю в его внутренней части и к 1.0 во внешней

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d_w}, \frac{500\nu}{\omega d_w^2} \right), \frac{2k\omega}{d_w^2 (\nabla k) \cdot (\nabla \omega)} \right] \quad (1.5)$$

Таким образом, $\gamma = 1.0$ при $F_1 > 0.9$.

Дополнительный член P_{sep} в уравнении (1.1), предназначенный для описания так называемого пузырькового типа ЛТП, рассчитывается по формуле $P_{\text{sep}} = C_{\text{sep}} F_{\text{sep}} S^2$, где $F_{\text{sep}} = \min\{\max[R_V/(2.2A_V) - 1], 0\}$, а $R_V = d_w^2 S/\nu$.

В рамках модели ЛТП производится разделение кинетической энергии турбулентности на мелко-масштабную и крупномасштабную составляющие $k_s = f_{\text{SS}} \cdot k$ и $k_1 = k - k_s$ и вводятся соответствующие им “мелкомасштабная” и “крупномасштабная” вязкости $\mu_s = a_1 \rho k_s / \max(a_1 \omega, S \cdot F_2)$ и $\mu_1 = a_2 \rho k_1 / \max(a_2 \omega, S \cdot F_2)$, где эмпирическая функция F_2 из RANS модели SST рассчитывается по формуле

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (1.6)$$

Аргумент в (1.6) определяется соотношением $\arg_2 = \max[2\sqrt{k} / (\beta^* \omega d_w), 500\nu / (d_w^2 \omega)]$.

Функция f_{SS} , входящая в формулу для мелкомасштабной составляющей кинетической энергии k_s , имеет следующий вид:

$$f_{\text{SS}} = \exp[-(\text{Re}_\Omega/C_{\text{SS}})^{-4}] \quad (1.7)$$

Здесь $C_{\text{SS}} = C_S(1 + C_A f_W \Psi)$, $\Psi = \tanh(-\Omega(S - \Omega)/[C_\Psi(\beta^* \omega)^2])$, $f_W = 1 - \tanh(k/C_W \nu \omega)$.

Расчет генерационного члена P_k в уравнениях переноса (1.1) производится так же, как и в оригинальной RANS-модели SST, т.е., по формуле $P_k = \min(-\rho \overline{u'_i u'_j} \partial U_i / \partial x_j, 10 \cdot \rho \beta^* k \omega)$, однако, в выражении для входящих в нее турбулентных напряжений используются только “мелкомасштабная” турбулентная вязкость μ_s и соответствующая ей кинетическая энергия k_s

$$\rho \overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} \rho k_s \delta_{ij} - 2\mu_s \left(\dot{S}_{ij} - \frac{1}{3} \dot{S}_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (1.8)$$

При этом турбулентная вязкость μ_t , используемая в уравнениях Рейнольдса и в уравнениях переноса k и ω , определяется как сумма “мелкомасштабной” и “крупномасштабной” вязкостей ($\mu_t = \mu_s + \mu_1$).

Эмпирические константы модели выражаются через соответствующие константы k - ε (нижний индекс “1”) и k - ω (индекс “2”) ветвей с использованием весовой функции F_1 (1.5)

$$\begin{aligned} \sigma_k &= F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2}, \quad \sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega2}, \quad \beta = F_1 \beta_1 + (1 - F_1) \beta_2 \\ C_{\text{DES}} &= F_1 C_{\text{DES1}} + (1 - F_1) C_{\text{DES2}}, \quad \sigma_d = 2(1 - F_1) \sigma_{\omega2} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Эмпирические константы k - ε и k - ω -моделей, входящие в (1.9), имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \sigma_{k1} &= 0.85, \quad \sigma_{\omega1} = 0.5, \quad \beta_1 = 0.075, \quad C_{\text{DES1}} = 0.78 \\ \sigma_{k2} &= 1.0, \quad \sigma_{\omega2} = 0.856, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad C_{\text{DES2}} = 0.61 \end{aligned}$$

Остальные константы модели равны

$$\beta^* = 0.09, a_1 = 0.31, \alpha = \beta/\beta^* - \sigma_\omega \kappa^2 / \sqrt{\beta^*}, \kappa = 0.41, C_{sep} = 2.0, A_V = 550.0, a_1 = 0.31, a_2 = 0.45$$

$$A_\gamma = 1.3, C_S = 2.0, C_A = 1.0, C_\psi = 10.0, C_W = 5.0, C_{d1} = 20.0, C_{d2} = 3.0$$

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ

Расчеты проводились с использованием собственного конечно-объемного CFD-кода NTS [24], использующего многоблочные структурированные перекрывающиеся сетки (технология Chimera), что позволяет применять схемы повышенного порядка аппроксимации. Для расчета несжимаемых течений, к которым относится рассматриваемая задача, в NTS коде используется метод расщепления разностей векторов потоков Роджерса–Квака [25], основанный на комбинации схемы расщепления разностей векторов газодинамических потоков и метода введения искусственной сжимаемости Яненко–Чорина [26].

При проведении расчетов в рамках гибридных RANS-LES- подходов важную роль играет способ аппроксимации невязки составляющих векторов потоков в уравнениях движения, определяющий диссипативные свойства схемы, требования к которым в областях потока где гибридная модель функционирует в режимах RANS и LES различны. В частности, в области RANS-схема должна обеспечивать устойчивость решения на относительно грубых анизотропных сетках, что достигается с помощью противопоточных схем, обладающих достаточно высокой численной диссипацией. В противоположность этому, в LES-области необходимо использовать низко-диссипативные симметричные аппроксимации, обеспечивающие разрешение мелкомасштабной турбулентности. При применении глобальных гибридных подходов, к которым относится используемый в данной работе метод SST KD DDES, граница между RANS- и LES-подобластями определяется автоматически в процессе решения, что, вообще говоря, не позволяет априори предписать использование той или иной схемы в определенных частях расчетной области. В связи с этим в рамках глобальных гибридных подходов предпочтительно использование взвешиваемых высоко- и низко-диссипативных аппроксимаций невязки потоков с переменным по пространству весом, который зависит от решения. В частности, в настоящей работе этот вес определялся с помощью методики [27]. При этом противопоточная схема имела третий порядок точности, а симметричная – четвертый.

Для аппроксимации невязки составляющих векторов потоков в уравнениях переноса k и ω использовалась противопоточная схема второго порядка точности, а вязкие составляющие векторов потоков во всех уравнениях переноса аппроксимировались с использованием центрально-разностной схемы второго порядка.

Для аппроксимации временных производных применялась неявная трехслойная схема Эйлера второго порядка точности [28] с итерациями по псевдо-времени. При этом на каждом шаге по физическому времени проводилось 20 таких итераций.

Для решения системы дискретных аналогов исходных газодинамических уравнений на каждой итерации использовалась релаксация Гаусса–Зейделя по плоскостям, а решение уравнений переноса турбулентных характеристик производилось при помощи модифицированного (с диагональным преобладанием) метода приближенной факторизации по пространственным направлениям.

Расчеты выполнялись с использованием параллелизации вычислений на основе гибридной MPI/Open-MP концепции, что позволило обеспечить эффективную работу программы на многопроцессорном кластере “Торнадо” Суперкомпьютерного центра СПбПУ.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РАСЧЕТНЫЕ СЕТКИ

Рассматривается обтекание сферы несжимаемой жидкостью при числах Рейнольдса в диапазоне от $1.0 \cdot 10^5$ до $6.0 \cdot 10^5$, охватывающем докритические, критические и закритические режимы течения.

Расчетная область представляет собой сферу с радиусом $20D$, центр которой совпадает с центром обтекаемой сферы и началом системы координат $\{x, y, z\} = \{0, 0, 0\}$ (см. рис.1).

На поверхности сферы все компоненты скорости, градиент давления по нормали к стенке и кинетическая энергия турбулентности k задавались равными нулю, а ее удельная скорость диссипации ω вычислялась по формуле [29]

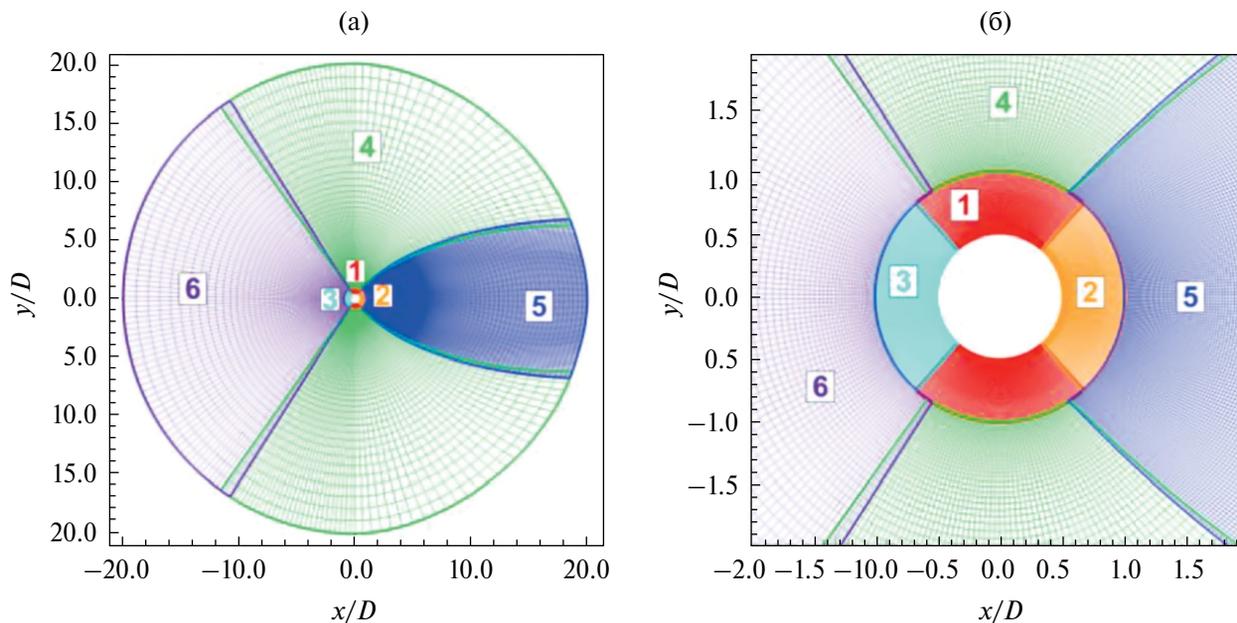


Рис. 1. Конфигурация расчетной области и многоблочная расчетная сетка Grid1 в плоскости $z = 0$: (а) – полная область, (б) – фрагмент в окрестности сферы; 1–6 – номера блоков сетки.

$$\omega_w = \frac{60v}{\beta_1 (\Delta d_1)^2}, \quad (3.1)$$

где Δd_1 – размер первого пристеночного шага по направлению нормали к поверхности сферы.

На входной части внешней границы расчетной области ($x \leq 0$) задавались постоянные значения компонент скорости равные соответствующим значениям в набегающем потоке, а давление определялось путем линейной экстраполяции его значений из внутренних точек расчетной области. Кинетическая энергия турбулентности k и ее удельная диссипация ω также считались постоянными, а их величины (см. табл. 1) подбирались таким образом, чтобы обеспечить интенсивность турбулентности 0.45% в сечении $x = 0$, что соответствует значению в измерительной секции аэродинамической трубы, в которой проводились измерения в эксперименте [30]. Для того, чтобы добиться этого, в соответствии с рекомендациями [31], величины k и ω “замораживались” в области $x/D \leq -2.0$. На выходной части внешней границы ($x > 0$) задавалось постоянное давление, а значения всех остальных переменных определялись путем линейной экстраполяции.

Поскольку расчеты методом DDES, построенным на основе RANS-моделей перехода, еще не стали рутинной практикой, надежные рекомендации по построению сеток для таких расчетов пока отсутствуют. Очевидно лишь, что эти сетки должны, как минимум, удовлетворять известным требованиям, предъявляемым как к сеткам для RANS-моделей ЛТП, так и для метода DDES.

Так, для описания ЛТП в пограничном слое в рамках RANS величина первого пристеночного шага по нормали к стенке в переменных закона стенки Δy_1^+ не должна превышать 1.0, отношение соседних шагов должно быть не больше 1.2 [32], а в направлении потока на область ЛТП должно приходиться не менее 10 ячеек.

Что касается расчетной сетки в области отрыва, где DDES функционирует в LES моде, то согласно [33] форма ячеек в этой области должна быть близка к кубической, а их размер не должен превышать 3% от характерного размера обтекаемого тела (в данном случае диаметра сферы D).

Исходя из этих требований, была построена первая расчетная сетка Grid1, состоящая из 6 блоков с общим числом узлов около 17 миллионов (см. рис. 1). Блоки 1 и 4 этой сетки являются блоками O-типа, а остальные блоки – блоками H-типа, что позволяет избежать сингулярности в окрестности линии $y = z = 0$. Шаги сетки во внутренних блоках 1, 2 и 3, прилегающих к поверхности сферы, измельчены во всех трех направлениях, а максимальный шаг сетки в этих блоках вдоль поверхности сферы не

Таблица 1. Характеристики турбулентности, задаваемые на входной границе.

$Re \times 10^{-5}$	$(k/U_0^2) \times 10^4$	$\omega D/U_0$
1.0	2.16	30.9
1.4	1.65	22.1
2.0	2.94	42.0
2.8	3.38	47.3
4.0	3.84	54.9
6.0	4.34	61.9

Таблица 2. Размер использовавшихся сеток и шаги по времени.

Сетка	Размер, млн узлов	Шаг по времени, $\Delta t \times U_0/D \times 10^3$
Grid1	17	5
Grid2	47	2.5
Grid3	147	1.25

превышает $6 \cdot 10^{-3}D$. Форма границы между внешними блоками 4 и 5 подобрана таким образом, чтобы след за сферой целиком попадал в блок 5.

Для исследования влияния сетки на полученные результаты, наряду с расчетами на сетке Grid1, были выполнены расчеты еще на двух сетках Grid2 и Grid3, последовательно измельченных в 1.5 раза во всех трех направлениях.

Интегрирование по времени проводилось с шагом, обеспечивающим выполнение условия $CFL < 1$ (CFL – число Куранта) и падение невязок в процессе итераций по псевдо-времени на каждом шаге по времени не менее, чем на 2 порядка.

Размеры использовавшихся сеток и соответствующих им шагов по времени приведены в табл. 2 (результаты расчетов нескольких режимов течения, выполненных с шагами по времени, уменьшенными в 2 раза, не отличались от результатов основной серии расчетов).

Расчеты на сетках Grid1 и Grid2 проводились в течение временного интервала равного 150 конвективным временам D/U_0 . При этом переходный период, необходимый для достижения статистически установившегося решения, составлял $50D/U_0$, а основной период, на котором проводилось осреднение нестационарного решения и анализ его нестационарных характеристик (аэродинамических сил, действующих на сферу, и среднеквадратичных значений их колебаний), был равен $100D/U_0$ (это составляет приблизительно 20 периодов схода вихрей при докритических и близких к критическим режимам, соответствующих числу Струхала $St \sim 0.2$). К сожалению, доступные вычислительные ресурсы не позволили провести столь же продолжительный расчет на сетке Grid3 (интервал времени, используемый для расчета осредненных параметров на этой сетке, был равен примерно $35D/U_0$). Этого времени недостаточно для надежного анализа колебаний боковой силы, в связи с чем он проводился на основе результатов расчётов на сетке Grid2.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

4.1. Осредненные характеристики потока

На рис. 2 представлены расчетные зависимости осредненных по времени и азимутальному углу ϕ поверхностных коэффициентов давления $C_p = (P - P_0)/(0.5\rho U_0^2)$ и трения $C_f = \tau_w/(0.5\rho U_0^2)$ от полярного угла θ , отсчитываемого от точки торможения потока, полученные на трех описанных выше сетках при числах Рейнольдса $Re = 10^5, 2 \cdot 10^5, 2.8 \cdot 10^5, 4 \cdot 10^5$ и $6 \cdot 10^5$. Там же для сравнения символами показаны соответствующие экспериментальные данные из работы [30], полученные при наиболее близких к расчетным значениях числа Рейнольдса. Как видно из этих рисунков, чувствительность результатов расчетов к используемой сетке сильно зависит от рассматриваемого числа Рейнольдса.

Так, для докритического режима течения ($Re = 10^5$) зависимости $C_p(\theta)$ и $C_f(\theta)$ из расчетов, выполненных на сетках Grid2 и Grid3, близки между собой, что позволяет рассматривать решение, полученное на сетке Grid2, как практически сеточно-независимое.

При значении $Re = 2 \cdot 10^5$, которое как будет показано ниже соответствует начальному этапу кризиса сопротивления, решения на сетках Grid1 и Grid2 остаются близкими, и при отсутствии решения на самой мелкой сетке Grid3 это могло бы создать ложное впечатление о том, что они также являются сеточно-независимыми. Однако, решение на сетке Grid3 сильно отличается от этих двух решений, а дальнейшее измельчение сетки требует недоступных вычислительных ресурсов, что не позволяет обоснованно утверждать, что эта сетка обеспечивает сошедшееся по сетке решение для этого числа Рейнольдса.

При числах Рейнольдса $Re = 2.8 \cdot 10^5$ и $4.0 \cdot 10^5$ (около- и слегка за критический режимы течения) распределения $C_p(\theta)$ и $C_f(\theta)$, полученные на сетках Grid2 и Grid3, близки между собой (существенное различие между ними наблюдается только для θ в диапазоне от 100° до 130°), что позволяет считать результаты, полученные на сетке Grid3, практически сошедшимися по сетке.

Наконец, при за критическом значении числа Рейнольдса $6.0 \cdot 10^5$ в зоне отрыва наблюдается значительное различие результатов расчета на всех трех сетках, то есть сеточная сходимость в этом случае не достигается. Это свидетельствует о необходимости использования для расчета за критических режимов существенно более мелких сеток.

Что касается согласования результатов расчета с экспериментом, то с учетом исключительной сложности рассматриваемого течения и некоторого различия расчетных и экспериментальных чисел Рейнольдса, в целом, его можно признать удовлетворительным. Как и следовало ожидать, наиболее сильные различия расчетных и экспериментальных распределений $C_p(\theta)$ и $C_f(\theta)$ наблюдаются в отрывной области течения при около- и за критических числах Рейнольдса $Re > 2 \cdot 10^5$ и связаны с различием сценариев ЛТП, реализующихся в расчете и в эксперименте. Так, экспериментальные распределения $C_f(\theta)$ для этих режимов (см. рис. 2) свидетельствуют о том, что в опытах ЛТП происходит в присоединенном ламинарном пограничном слое, в то время как расчеты предсказывают так называемый “пузырьковый” сценарий ЛТП, то есть отрыв ламинарного пограничного слоя, сопровождающийся быстрым переходом к турбулентности в оторвавшемся слое смещения и его присоединением к обтекаемой поверхности с последующим отрывом, характеризующимся резким локальным минимумом отрицательного трения. Следует отметить, однако, что именно такой (пузырьковый) сценарий перехода при около- и за критических режимах обтекания сферы наблюдался и в ряде экспериментов (см., например, работы [34, 35] и визуализацию течения из [34] на рис. 3).

Наконец, на рис. 4 представлено сравнение с экспериментальными данными из работ [5, 30, 35, 36] расчетной зависимости интегрального коэффициента сопротивления сферы $C_D = F_x / (0.5\rho U_0^2 \pi D^2 / 4)$ (F_x – проекция вектора силы F , действующей на сферу, на направление набегающего потока) от числа Рейнольдса, полученной на сетке Grid3.

Как видно из данного рисунка, экспериментальные данные имеют большой разброс, что косвенно свидетельствует о возможных различиях в условиях проведения экспериментов, например, разной степени турбулентности в набегающем на сферу потоке и/или шероховатости поверхности сферы. Значительные различия наблюдаются как в величинах критического числа Рейнольдса (согласно [1] оно определяется как значение, при котором $C_D = 0.3$), так и в значениях C_D при заведомо до- и за критических режимах течения, что не позволяет сделать однозначный вывод о степени согласования расчета с экспериментом. Тем не менее, можно констатировать, что модель SST KD DDES качественно верно описывает явление кризиса сопротивления (резкое падение C_D в относительно узком диапазоне изменения числа Рейнольдса) и общий характер изменения C_D с ростом числа Рейнольдса. Отметим также, что расчетное значение C_D при докритическом режиме течения и значение критического числа Рейнольдса оказываются близкими к соответствующим экспериментальным значениям, [35], а расчетная величина C_D при за критических режимах, хорошо согласуется с данными [5, 30].

4.2. Нестационарные характеристики

Как отмечалось во Введении и в конце раздела 3, обтекание сферы при околокритических и за критических режимах течения характеризуется протеканием сложных относительно низкочастотных нестационарных процессов и существенной асимметрией. Для расчетного анализа этих процессов на сетке Grid3 требуются чрезмерно большие вычислительные ресурсы. Поэтому анализ этих характеристик

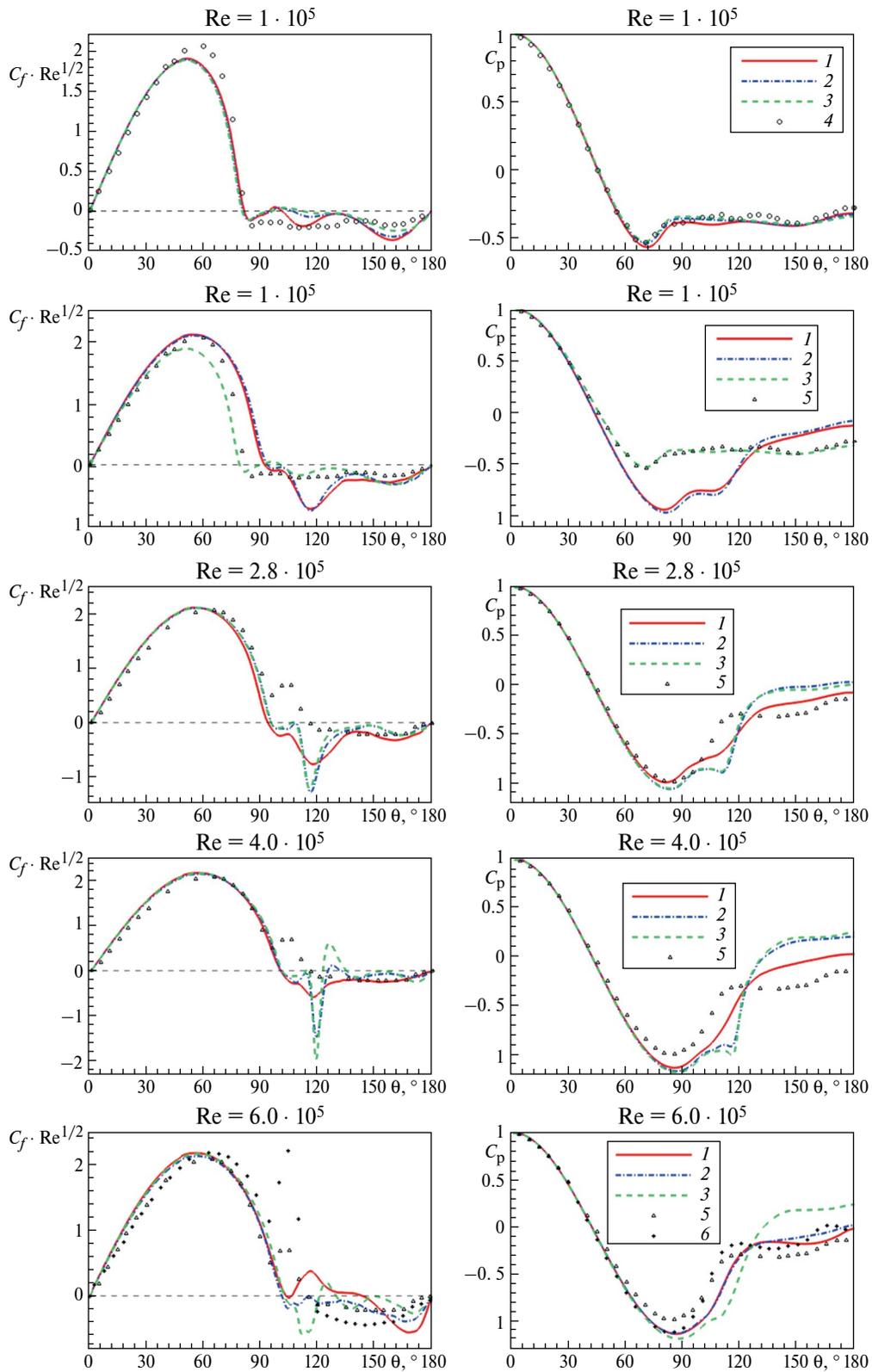


Рис. 2. Сравнение осредненных по времени и азимутальному углу расчетных распределений коэффициентов трения и давления на поверхности сферы, полученных при различных числах Рейнольдса, с экспериментальными данными [30]: 1–3 – результаты расчетов на сетках Grid1 – Grid3, 4–6 – результаты экспериментальных исследований при $Re = 1.62 \cdot 10^5$, $3.18 \cdot 10^5$ и $1.14 \cdot 10^6$ соответственно.

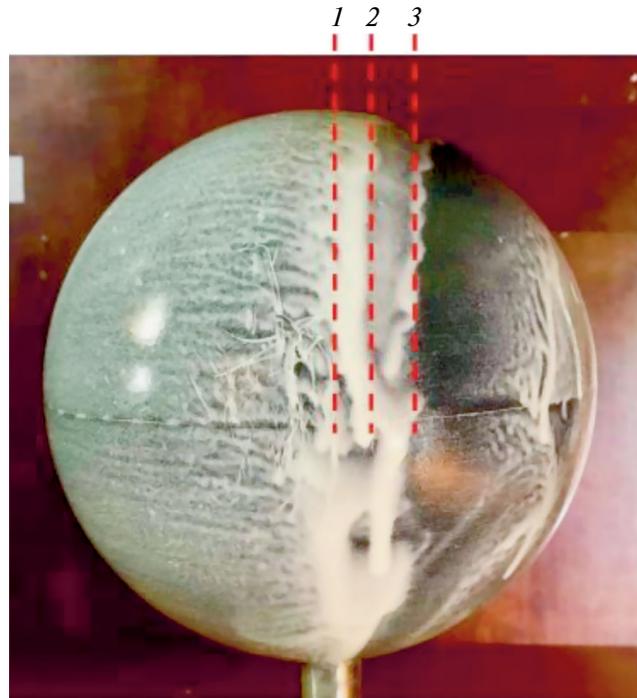


Рис. 3. Экспериментальная визуализация обтекания сферы при $Re=3.2 \cdot 10^5$ с помощью масляной пленки из работы [34]: 1 – ламинарный отрыв, 2 – присоединение турбулентного слоя смешения, 3 – турбулентный отрыв.

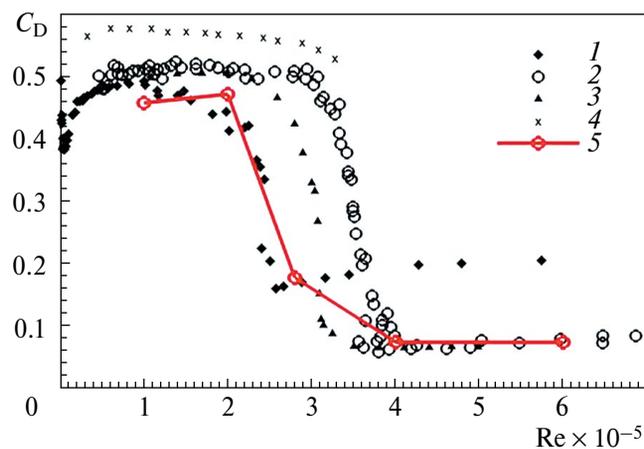


Рис. 4. Сравнение расчетной зависимости коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса, полученной на сетке Grid3 (5), с экспериментальными данными [35] (1), [30] (2), [5] (3) и [36] (4).

выполнен на сетке Grid2, и к его результатам, представленным на рис. 5–7, следует относиться с определенной осторожностью, поскольку, как показано в предыдущем разделе, она не всегда обеспечивает достаточно надежное пространственное разрешение.

Рисунок 5 иллюстрирует сложную нестационарную картину обтекания сферы с помощью “карты” мгновенных полей коэффициента поверхностного трения в координатах $\theta - \varphi$.

При докритическом числе Рейнольдса (рис. 5а) от поверхности сферы отрывается ламинарный пограничный слой (угол отрыва θ в этом случае относительно слабо зависит от азимутального угла φ), а затем в оторвавшемся слое смешения происходит турбулизация потока. При близком к критическому числе

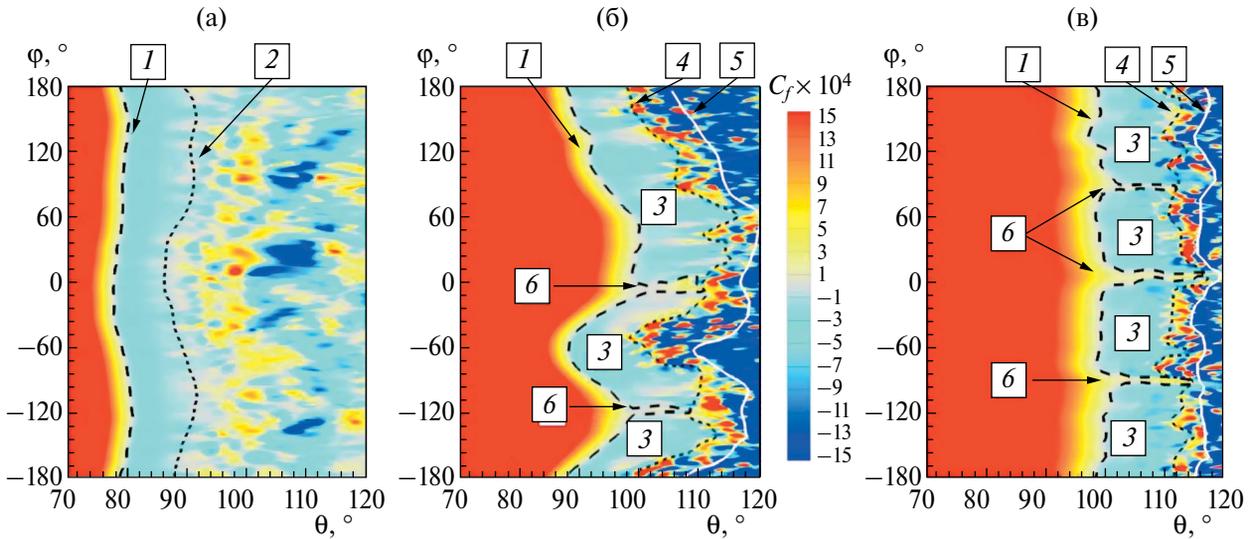


Рис. 5. Карта мгновенных полей коэффициента поверхностного трения при $Re = 1.4 \cdot 10^5$ (а), $Re = 2.0 \cdot 10^5$ (б) и $Re = 4.0 \cdot 10^5$ (в): 1 – ламинарный отрыв, 2 – возникновение турбулентных вихрей в слое смешения, 3 – переходный пузырь, 4 – присоединение отрывного турбулентного пузыря, 5 – турбулентный отрыв, 6 – “языки” ЛТП в присоединенном пограничном слое.

Рейнольдса (рис. 5б) сценарий ЛТП и положение отрыва зависят от азимутального угла. При некоторых углах (для рассматриваемого момента времени при φ в окрестности 0° и -120°) имеет место ЛТП в присоединенном ламинарном пограничном слое и турбулентный отрыв при θ около 120° , а при остальных углах – пузырьковый переход и турбулентный отрыв, положение которого сильно зависит от азимутального угла φ . Наконец, при дальнейшем росте числа Рейнольдса (рис. 5в) число “языков” с переходом в присоединенном пограничном слое увеличивается, а области с пузырьковым переходом соответственно сужаются, общая картина течения опять становится более однородной по φ .

Из анализа визуализации эволюции во времени мгновенной изоповерхности величины закрутки (второго собственного числа тензора градиента скорости λ_2) для околокритического режима можно сделать вывод о том, что в некоторые моменты времени в ближнем следе сферы формируется асимметричная крупномасштабная турбулентная структура, представляющая собой вихревую пару. Один из “кадров” этой анимации, соответствующий моменту времени возникновения этой вихревой структуры представлен на Рис. 14а. В другие моменты времени эта структура может быть ориентирована в другом направлении или вообще отсутствовать (см. Рис. 14б).

Изменение структуры течения в ближнем следе приводит к существенному нарушению осевой симметрии распределения давления на поверхности сферы при $x > 0$ (см. рис. 6в) и, как следствие, к появлению нестационарной “боковой” силы (проекции вектора полной силы \mathbf{F} на плоскость YZ). Зависимости коэффициента этой силы C_{side} и силы сопротивления C_D от времени, представленные на рис. 7а, свидетельствуют о том, что что максимальные значения C_{side} вполне сопоставимы с величиной C_D . Следует отметить, что вихревая пара, представленная на рис. 6а, наблюдается в те моменты времени, когда боковая сила максимальна. На рис. 7б показан энергетический спектр пульсаций C_{side} , который имеет максимум при числе Струхала около 0.2, что согласуется с результатами экспериментальных измерений при до- и околокритических режимах течения [3].

Красными штриховыми линиями на левом рисунке показаны моменты времени, соответствующие визуализациям на рис. 6.

Наконец, на рис. 8 сравнивается расчетная зависимость среднеквадратичного отклонения коэффициента боковой силы $gms(C_{side})$ от числа Рейнольдса с аналогичной экспериментальной зависимостью из [5]. Видно, что расчет хорошо описывает форму экспериментальной кривой и обеспечивает достаточно точное предсказание максимального значения $gms(C_{side})$. Однако положение расчетного пика gms , который достигается при критическом числе Рейнольдса, несколько сдвинуто влево от положения

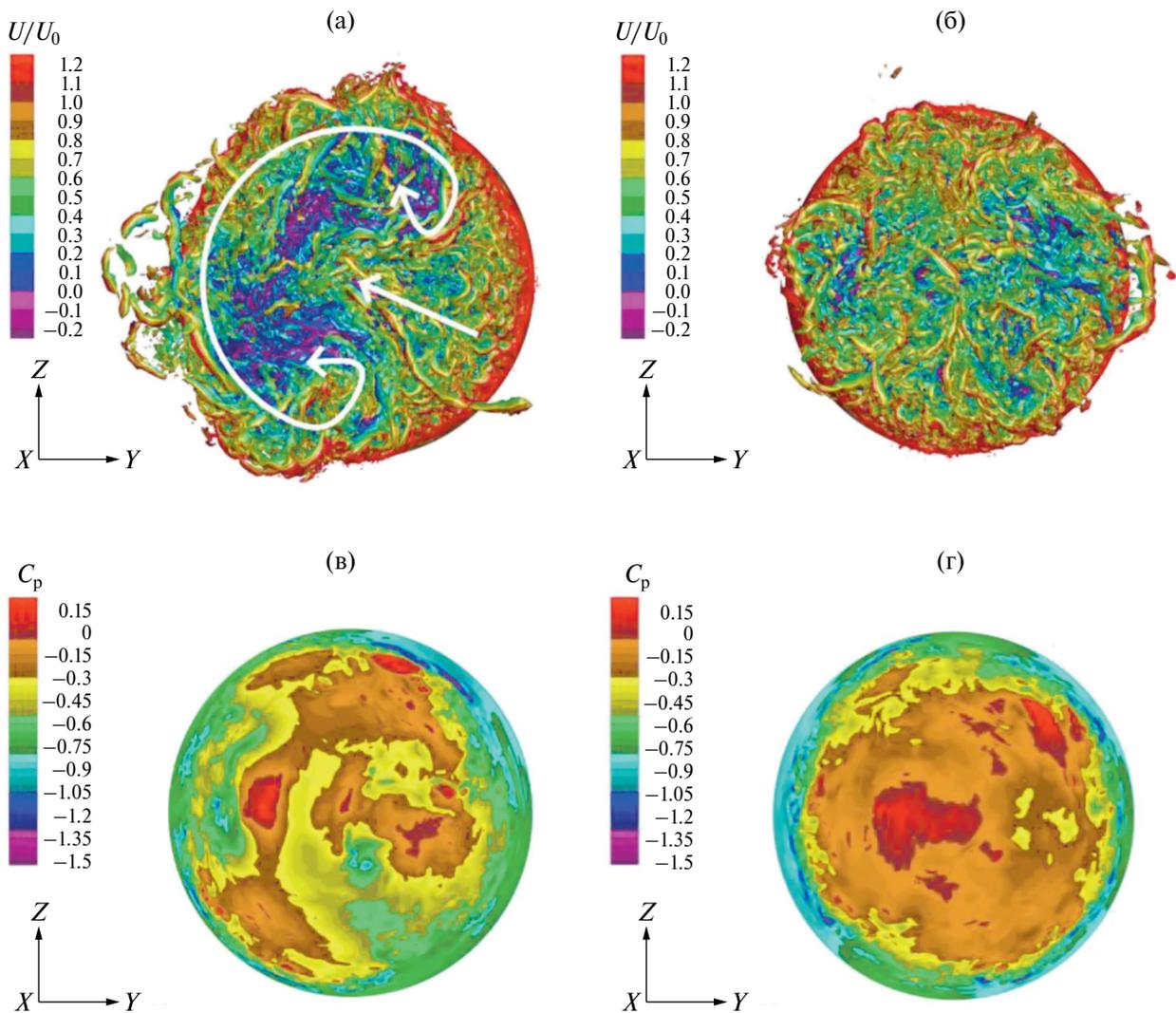


Рис. 6. Визуализация структуры течения в ближнем следе за сферой при $Re = 2.0 \cdot 10^5$ с помощью мгновенной изоповерхности величины закрутки $\lambda_2 = 15$, раскрашенной продольной составляющей скорости (а, б) и мгновенные поля давления на задней полусфере (в, г) в моменты времени $tU_0/D = 33.5$ (а, в) и 9.0 (б, г).

экспериментального пика, что соответствует отмечавшемуся выше различию критических чисел Рейнольдса в расчете и эксперименте [5] (см.рис.4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые выполнено численное моделирование кризиса сопротивления при обтекании сферы в рамках гибридной RANS–LES-модели DDES в сочетании с алгебраической RANS-моделью ламинарно-турбулентного перехода. Основные результаты проведенных исследований состоят в следующем.

Показано, что используемая комплексная модель (модель SST KD DDES [21]) качественно правильно описывает кризис сопротивления при обтекании сферы и сопровождающие его сложные процессы, в том числе, нестационарный характер и сильную асимметрию ближнего следа сферы при околукритических числа Рейнольдса. Модель также обеспечивает приемлемое количественное согласование с экспериментом по таким параметрам как коэффициент сопротивления, число Струхала колебаний боковой силы, и максимум ее среднеквадратичных значений при околукритических режимах течения. Вместе с тем, отмечается различие расчета с экспериментом по положению и типу ламинарно-турбулентного перехода при $Re >$

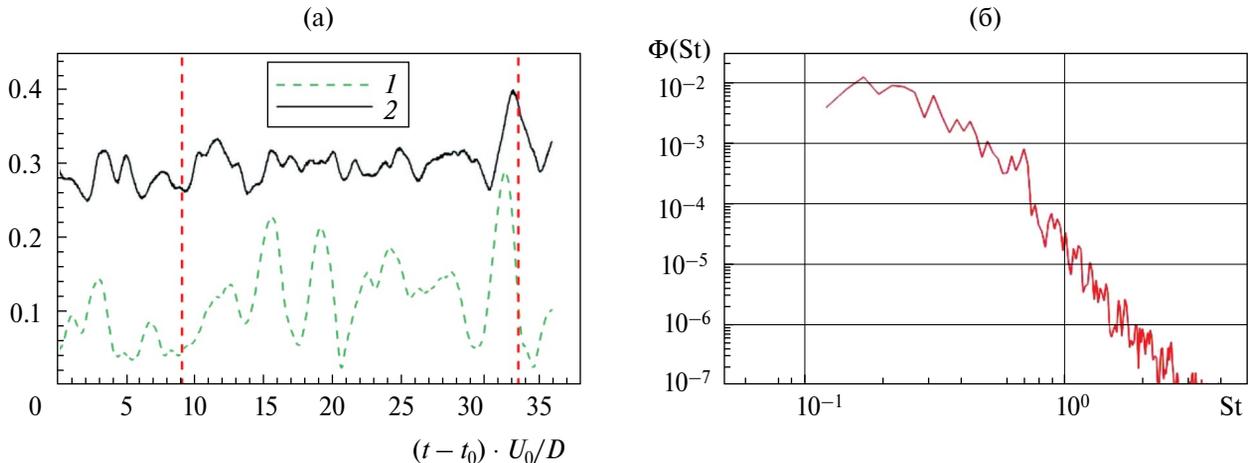


Рис. 7. Расчетные зависимости от времени коэффициентов боковой силы C_{side} (кривая 1) и силы сопротивления C_D (кривая 2) (а) и энергетический спектр C_{side} (б) при $Re = 2.0 \cdot 10^5$.

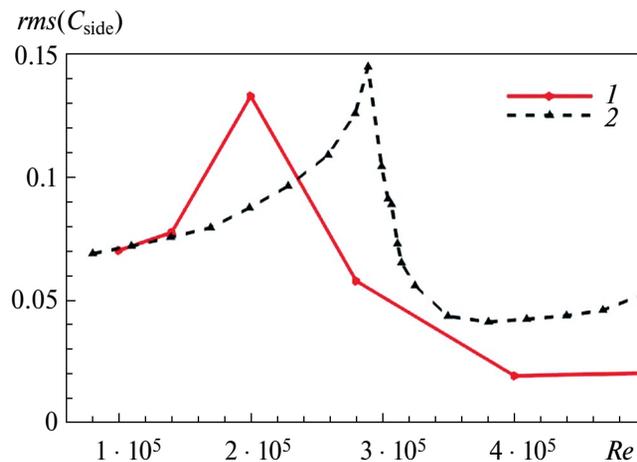


Рис. 8. Сравнение расчетной зависимостей среднеквадратичного отклонения боковой силы $rms(C_{side})$ от числа Рейнольдса, полученной в настоящей работе 1 с экспериментальными данными [5] 2.

$2 \cdot 10^5$ и по значению критического числа Рейнольдса. Однако оценивая это различие следует иметь в виду большой разброс экспериментальных данных. Кроме того, результаты расчетов на серии последовательно измельчающихся сеток свидетельствуют о том, что, по крайней мере, частично эти различия связаны с недостаточным пространственным разрешением (при около- и закритических значениях числа Рейнольдса добиться сеточной сходимости решений не удалось) и с недостаточными временными выборками, используемыми для статистической обработки результатов расчетов, из-за ограниченности доступных вычислительных ресурсов. Наконец, нельзя исключить возможность неточности описания процессов ламинарно-турбулентного перехода с помощью КД-модели в существенно нестационарных пограничных слоях. Для проверки этого предположения планируется проведение исследования аналогичного исследования, выполненному в настоящей работе, с использованием какой-либо альтернативной модели ЛТП.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проведена при поддержке РФФ (грант № 23-21-00031). Все расчеты выполнены на высокопроизводительном кластере “Торнадо” Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (<http://www.spbstu.ru>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М. -Л.: Гостехиздат, 1950. 676 с.
2. Шлихтинг Г. Теория Пограничного Слоя. 5-е изд. М.: Наука, 1974. 712 с.
3. Tiwari S.S., Pal E., Bale S., Minocha N., Patwardhan A.W., Nandakumar K., Joshi J.B. Flow past a single stationary sphere, 2. Regime mapping and effect of external disturbances // Powder Technol. 2020. V. 365. P. 215–243.
4. Taneda S. Visual observations of the flow past a sphere at Reynolds numbers between 10^4 and 10^6 // J. Fluid Mech. 1978. V. 85, № 1. P. 187–192.
5. Norman A.K., McKeon B.J. Unsteady force measurements in sphere flow from subcritical to supercritical Reynolds numbers // Exp. Fluids. 2011. Т. 51. № 5. С. 1439–1453.
6. Deshpande R., Desai A., Kanti V., Mittal S. Experimental investigation of boundary layer transition in flow past a bluff body // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 822. С. 012003.
7. Sakamoto H., Haniu H. A Study on Vortex Shedding From Spheres in a Uniform Flow // J. Fluids Eng. 1990. V. 112, № 4. P. 386–392.
8. Constantinescu G., Squires K. Numerical investigations of flow over a sphere in the subcritical and supercritical regimes // Phys. Fluids. 2004. V. 16, № 5. P. 1449–1466.
9. Muto M., Tsubokura M., Oshima N. Negative Magnus lift on a rotating sphere at around the critical Reynolds number // Phys. Fluids. 2012. V. 24, № 1. P. 014102.
10. Texier B.D., Cohen C., Quéré D., Clanet C. Physics of knuckleballs // New J. Phys. 2016. V. 18, № 7. P. 073027.
11. Suzen Y., LeBeau R. Cylinder Flow Simulation Using Combined Hybrid Turbulence and Transition Models // 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit. Seattle, Washington: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008.
12. Sørensen N.N., Bechmann A., Zahle F. 3D CFD computations of transitional flows using DES and a correlation based transition model // Wind Energy. 2011. V. 14, № 1. P. 77–90.
13. You J.Y., Kwon O.J. A Blended Model for Simulating Massive Flow Separation and Laminar-Turbulence Transition // 42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit. New Orleans, Louisiana: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2012.
14. Hodara J., Smith M.J. Improved Turbulence and Transition Closures for Separated Flows // Proceedings of 41st European Rotorcraft Forum (ERF2015-113). Munich, Germany, 2015. P. 18.
15. Kim H.J., Kwon O.J. Numerical Simulation of Transitional Flows Using a Blended IDDES and Correlation-Based Transition Model // Comput. Fluids. 2021. 104916.
16. Spalart P.R., Jou W.H., Strelets M., Allmaras S.R. Comments on the feasibility of LES for winds, and on a hybrid RANS/LES approach. 1997.
17. Spalart P. R., Deck S., Shur M.L., Squires K.D., Strelets M. Kh., Travin A. A New Version of Detached-eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2006. V. 20, № 3. P. 181–195.
18. Probst A., Schwaborn D., Garbaruk A., Guseva E., Shur M., Strelets M., Travin A. Evaluation of grey area mitigation tools within zonal and non-zonal RANS-LES approaches in flows with pressure induced separation // Int. J. Heat Fluid Flow. 2017. V. 68. P. 237–247.
19. Qiao L., Bai J., Hua J., Wang C. Combination of DES and DDES with a Correlation Based Transition Model // Appl. Mech. Mater. 2013. V. 444–445. P. 374–379.
20. Coder J.G., Ortiz-Melendez H.D. Transitional Delayed Detached-Eddy Simulation of Multielement High-Lift Airfoils // J. Aircr. 2019. V. 56, № 4. P. 1303–1312.
21. Стабников А. С., Гарбарук А.В. Алгебраическая модель ламинарно-турбулентного перехода для расчета турбулентных течений на основе метода моделирования отсоединенных вихрей // НТВ СПбГПУ. Физ.-мат. науки, 2022, т. 15, № 1, с. 16–29.
22. Menter F.R., Kuntz M., Langtry R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model // Heat Mass Transf. 2003. V. 4.
23. Gritskevich M. S., Garbaruk A.V., Schütze J., Menter F.R. Development of DDES and IDDES Formulations for the $k-\omega$ Shear Stress Transport Model // Flow Turbul. Combust. 2012. V. 88, № 3. P. 431–449.
24. Shur M., Strelets M., Travin A. High-Order Implicit Multi-Block Navier-Stokes Code: Ten-Years Experience of Application to RANS/DES/LES/DNS of Turbulent Flows // Invited lecture. 7th Symposium on Overset Composite Grids and Solution Technology. Huntington Beach, USA. 2004.

25. *Rogers S., Kwak D.* An upwind differencing scheme for the time-accurate incompressible Navier-Stokes equations // 6th Applied Aerodynamics Conference. Williamsburg, VA, U.S.A.: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1988.
26. *Chorin A.J.* A numerical method for solving incompressible viscous flow problems // *J. Comput. Phys.* 1967. V. 2, № 1. P. 12–26.
27. *Travin A., Shur M., Strelets M., Spalart P.R.* Physical and Numerical Upgrades in the Detached-Eddy Simulation of Complex Turbulent Flows // *Advances in LES of Complex Flows* / под ред. Friedrich R., Rodi W. Dordrecht: Springer Netherlands, 2002. V. 65. P. 239–254.
28. *Kim S.-E., Makarov B.* An Implicit Fractional-Step Method for Efficient Transient Simulation of Incompressible Flows // 17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. Toronto, Ontario, Canada: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005.
29. *Menter F.R.* Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. V. 32, № 8. P. 1598–1605.
30. *Achenbach E.* Experiments on the flow past spheres at very high Reynolds numbers // *J. Fluid Mech.* 1972. V. 54, № 3. P. 565–575.
31. *Zore K., Matyushenko A., Shah S., Aliaga C., Stokes J., Menter F.* Laminar–Turbulent Transition Prediction on Industrial Computational Fluid Dynamics Applications // *J. Aircr.* 2023. V. 60, № 1. P. 1–20.
32. *Matyushenko A.A., Stabnikov A.S., Garbaruk A.V.* Criteria of computational grid generation for turbulence models taking into account laminar-turbulent transition // *J. Phys. Conf. Ser.* 2019. V. 1400. 077047.
33. *Spalart P.R.* Young–Person’s Guide to Detached-Eddy Simulation Grids: Contractor Report NASA/CR-2001–211032. 2001. P. 23.
34. *Nakhostin S.M., Giljarhus K.E.T.* Investigation of transitional turbulence models for CFD simulation of the drag crisis for flow over a sphere // *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.* 2019. V. 700. P. 012007.
35. *Prandtl L.* Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen. Verlag R. Oldenbourg: 1923.
36. *Bakić V.* Experimental investigation of turbulent flows around a sphere. 2003. P. 86.

Numerical Modeling of the Drag Crisis in Flow past a Sphere Using a Vortex-Resolving Approach

A. S. Stabnikov^{a,*}, A. V. Garbaruk^a, and M. Kh. Strelets^a

^a *Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, 195251 Russia*

^{*}*e-mail: an.stabnikov@gmail.com*

The drag crisis in flow past a sphere is modeled within the framework of the recently formulated vortex-resolving hybrid RANS–LES approach, which includes a semi-empirical model of laminar-turbulent transition. The calculations performed in a wide Reynolds number range show that the complex model used yields a qualitatively adequate description of all aspects of the drag crisis including such fine effects, as the growth of the side force oscillation amplitude at near-critical Reynolds numbers. At the same time, the results obtained indicate that it is very fine computation grids that should be used for obtaining qualitatively accurate predictions of the critical Reynolds number and the details of laminar-turbulent transition in near-critical flow regimes.

Keywords: drag crisis, flow past a sphere, laminar-turbulent transition, critical Reynolds number, hybrid RANS-LES approach, semi-empirical model of laminar-turbulent transition.