

文章编号: 1007-7294(2025)11-1663-15

亚临界雷诺数圆球绕流相干结构 RANS 基壁面模化大涡模拟方法研究

蓝林欣¹, 韩盼盼¹, 尤云祥^{1,3}, 邱小平², 马 乔², 吴凯健²

(1. 上海交通大学 海洋工程国家重点实验室, 上海 200240; 2. 上海君显信息科技有限公司, 上海 200240; 3. 上海交通大学 三亚崖州湾深海科技研究院, 海南 三亚 572000)

摘要: 亚临界区圆球绕流的 CFD 数值模拟目前仍面临诸多困难, 包括剪切层不稳定结构及回流区周期性收缩、舒张等相干结构的高置信度解析与捕捉等。本文发展一种 RANS 基壁面模化大涡模拟方法, 致力于对这类复杂钝体绕流现象进行高置信度的 CFD 数值模拟研究。该方法与传统 RANS/LES 混合方法的主要不同之处在于, 其 RANS 与 LES 模式之间的转换是通过一个仅与当地网格参数相关的滤波参数 f_k 实现, 并且 RANS 与 LES 模式之间的转换边界位置及其对湍动能的解析能力可通过两个可自定义的控制参数 f_{k1} 和 f_{k2} 进行预先设定。通过对亚临界雷诺数 $Re = 3700$ 下圆球绕流场的系列数值模拟研究表明, 该方法具有对其绕流场中复杂三维时空瞬态演化相干结构进行高置信度 CFD 数值解析及捕捉的能力。

关键词: 亚临界区; 圆球绕流; 相干结构; K-H 不稳定性; 壁面模化大涡模拟; RANS/LES 混合

中图分类号: O357.5 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1007-7294.2025.11.001

RANS-based wall-modeled large-eddy simulation investigation for flow past a sphere with coherent structures at subcritical Reynolds numbers

LAN Lin-xin¹, HAN Pan-pan¹, YOU Yun-xiang^{1,3}, QIU Xiao-ping², MA Qiao², WU Kai-jian²

(1. State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China; 2. Shanghai Junyu Information Technology Ltd., Co., Shanghai 200240, China; 3. Yazhou Bay Institute of Deepsea Sci-tech, Shanghai Jiao Tong University, Sanya 572000, China)

Abstract: There still remain many challenging topics for CFD to numerically simulate flow around a bluff body at subcritical Reynolds numbers, such as the high-fidelity resolving and capturing for instability structures in the shear layer, as well as the periodic shrinkage and enlargement of the recirculation region. This paper presents the development of a RANS-based wall-modeled large eddy simulation method (RANS-WMLES) to provide a high-fidelity CFD tool for numerically simulating such complex flow phenomena around a bluff body. Such a new method is different from traditional hybrid RANS/LES models. In particular, for the new method the transition from RANS to LES can be achieved through a filtering parameter f_k which is only related to local grid parameters. Moreover, the transition can be pre-controlled through two customizable parameters f_{k1} and f_{k2} for not only the transition boundary positions between RANS and LES,

收稿日期: 2025-05-16

作者简介: 蓝林欣(1993-), 男, 博士研究生; 韩盼盼(1990-), 男, 博士, 通讯作者, E-mail: hanpanpan@sjtu.edu.cn; 尤云祥(1963-), 男, 教授, 博导。

but also the ability of resolving turbulent kinetic energy. A series of numerical simulations for flow past a sphere at subcritical Reynolds number $Re=3700$ show that the new method is capable of resolving and capturing with high-fidelity temporally/spatially developed coherent structures for such complex three-dimensional flows around a sphere.

Key words: subcritical Reynolds number; flow past a sphere; coherent structure; K-H instability; wall-modeled LES; hybrid RANS/LES

0 引 言

对圆球绕流问题,其流动涉及层流分离、回流区扩张与收缩、层流-湍流转捩、周期性涡脱落及剪切层不稳定性等复杂现象,长期以来一直都是计算流体力学(CFD)及其工程应用领域中的研究热点。所谓亚临界雷诺数钝体绕流,即边界层为层流状态,而尾流则为湍流状态的一类流动现象。圆球绕流场的亚临界区雷诺数范围为 $800 \leq Re \leq 3.7 \times 10^5$,在这个雷诺数区,圆球绕流场中会出现一种所谓的剪切层不稳定性结构,其形成机理与回流区边缘的K-H不稳定性有关。这种剪切层不稳定性会导致大尺度涡结构的扭曲、涡管以拟凝聚方式的脱落甚至分离剪切层转捩成湍流等复杂流动现象^[1]。

实验研究表明,在亚临界雷诺数圆球绕流场中,通常存在两类不同的不稳定结构的频率成分^[2]。一类为与尾流中大尺度不稳定性结构相关的低频成分(频率记为 f_{vs}),另一类为与分离剪切层中小尺度K-H不稳定性结构相关的高频成分(频率记为 f_{kh})。与低频成分的大尺度不稳定性结构相比,小尺度K-H不稳定性结构呈现出宽频的信号特征且其峰值频率受雷诺数 Re 的影响而变化显著。在亚临界区某个雷诺数以下上述两种不稳定模式通常可以共存,然而关于这个共存的临界雷诺数,目前学界仍存在争议。Achenbach^[3]在 $Re > 6 \times 10^3$ 时的实验研究以及 Sakamoto等^[2]在 $Re > 1.5 \times 10^4$ 时的实验研究,均没有发现这类剪切层的不稳定性现象,但在一些实验中有学者观测到直到雷诺数 $Re=10^5$ 时两种不稳定性模式仍然共存^[4]。

在CFD数值研究方面,RANS方法由于只能提供圆球绕流场的时均量信息,不能获得空间瞬态演化的信息,因此对小尺度K-H不稳定性等这类复杂流动问题并不适用^[5]。直接数值模拟方法(DNS)、大涡模拟方法(LES)及部分平均N-S方法(PANS)则可以弥补RANS的这个缺陷,并在最近二十余年中成为研究这类复杂非定常钝体绕流问题的主要手段之一。

通过DNS^[5-6]、LES^[7-8]及PANS^[9]的大量数值模拟研究,并结合相关的模型实验研究^[2-4],人们对亚临界区雷诺数下圆球绕流场涉及的层流分离、回流区扩张与收缩、层流-湍流转捩、周期性涡脱落及剪切层不稳定性等复杂流动的形成机理及其特征,有了较为深入的认识。特别地,当 $Re=3700$ 时,Rodriguez等^[5]发现,在圆球绕流场中除了存在两类不同的不稳定性结构的频率成分(f_{vs} 和 f_{kh})外,还存在一个超低频信号的频率成分(频率记为 f_m),该现象与回流区的扩展与收缩有关。

对PANS方法,其对湍流尺度的解析能力通过一个滤波参数 f_k ($f_k = k_u/k$)进行控制。其中, k 为总的湍动能, k_u 为未解湍动能。Kamblea等^[9]对圆球绕流场的PANS数值模拟研究发现,当 $Re=3700$ 时,为准确获取其小尺度K-H不稳定性结构高频成分的频率 f_{kh} ,滤波参数需要满足 $f_k \leq 0.2$,即PANS的网格对湍动能的解析能力至少需要达到80%。这意味着,对PANS方法而言,为准确获取亚临界区雷诺数下圆球绕流场中小尺度K-H不稳定性结构高频成分的频率 f_{kh} ,其所需网格量应当与LES方法的网格量相当。

Spalart^[10]估算了雷诺数 $Re=10^5 \sim 10^6$ 下采用DNS和LES数值模拟钝体绕流所需的网格量及时间步数,并得出如下预测性结论:在当今超级计算机能力及资源的条件下,DNS的应用时间约需至2080年,而LES的应用时间约需至2045年。为了解决DNS和LES计算量巨大的问题,在过去的二十余年中,各种RANS/LES混合方法(Hybrid RANS/LES,简称HRL)相继被提出,在很大程度上解决了

DNS 和 LES 计算成本高昂的问题,其中 IDDES 方法在工程领域的应用最为广泛^[11]。

IDDES 方法通过一个混合函数 \tilde{f}_d 来实现从 RANS 到 LES 的转换,但一般情况下其具有 80% 湍动能解析能力的完全 LES 模式需要在边界层外才能被激活^[11]。然而,亚临界区雷诺数下圆球绕流场中小尺度 K-H 不稳定性现象发生在边界层的对数律层区中,因此 IDDES 方法一般地对上述复杂流动并不适用。

有鉴于此,本文通过修改混合函数 f_b ,发展了一种新的 RANS 基壁面模化大涡模拟方法(简称 RANS-WMLES),该方法也属于 HRL 方法。该 RANS-WMLES 方法与 IDDES 等传统 HRL 方法的主要不同之处在于,前者可实现自小尺度 K-H 不稳定性结构发生区域即进行具有至少 80% 湍动能解析能力的完全 LES 计算,不仅能够有效地减少计算网格的数量,还可以准确地解析小尺度 K-H 不稳定性结构特征,并精确地捕捉特征频率等信息。

在此基础上,本文以亚临界雷诺数 $Re = 3700$ 下的圆球绕流问题为研究对象,对该 RANS-WMLES 方法的能力进行系列数值模拟和评估研究。

1 理论模型

本文考虑密度均匀的流体中钝体绕流问题。为此,建立直角坐标系 $o-x_1x_2x_3$,其中垂直轴 ox_3 向上为正, $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)$ 为流体运动的速度矢量。设流体是不可压缩的,在 RANS 框架下,钝体非定常三维绕流场的控制方程如下:

$$\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial \tau_{ki}}{\partial x_k} \quad (2)$$

其中,字母上面的上划线“—”表示雷诺时均, ρ_0 为流体密度, p 为流体的扰动压力, ν 为流体的运动粘性系数, τ_{ki} 为 Reynolds 应力,其在方程(1)~(2)中是未知的,采用如下 Boussinesq 近似进行计算:

$$\tau_{ki} = 2\nu_t \bar{S}_{ki} - \frac{2}{3} k \delta_{ki} \quad (3)$$

其中, $k = \varepsilon/\omega$ 为湍动能, ω 为比耗率, ε 为耗散率, \bar{S}_{ki} 为形变率张量。

本文采用 SST $k-\omega$ 模型对方程(1)~(3)进行封闭,具体如下:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\gamma}{\nu_t} P_k - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (5)$$

其中, P_k 为产生项, ν_t 为湍流涡粘系数,其他系数见文献[13]。涡粘系数 ν_t 由下式给出:

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, |\bar{S}| F_2)} \quad (6)$$

其中, α_1 为模型系数,取值为 0.31; F_2 为混合函数, $|\bar{S}|$ 为形变率张量的幅值。对 SST $k-\omega$ 模型,其 IDDES 方法通过修改上述 k 方程(4)中的色散项而建立,有

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P_k - \frac{k^{3/2}}{\tilde{l}_{\text{hyb}}} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (7)$$

其中, \tilde{l}_{hyb} 为 IDDES 的混合长度尺度,具体形式如下:

$$\tilde{l}_{\text{hyb}} = \tilde{f}_d \cdot (1 + f_e) \cdot l_{\text{RANS}} + (1 - \tilde{f}_d) \cdot l_{\text{LES}} \quad (8)$$

式中, f_e 为提升函数, \tilde{f}_d 为混合函数,具体表达式见文献[14]。 l_{RANS} 为 RANS 尺度, l_{LES} 为 LES 尺度,它们可分别表示为

$$l_{\text{RANS}} = k^{1/2} / (\beta^* \omega), \quad l_{\text{LES}} = C_{\text{DES}} \Delta \quad (9)$$

其中, C_{DES} 为模型常数, Δ 为 LES 滤波宽度。

Gritskevich 等^[15] 指出, f_c 函数旨在增大湍流涡粘系数的值, 但这种人为增大湍流涡粘系数的方式并不具有普适性, 因此建议取消该提升函数, 即将式(8)修改为

$$l_{\text{IDDES}} = \tilde{f}_d \cdot l_{\text{RANS}} + (1 - \tilde{f}_d) \cdot l_{\text{LES}} \quad (10)$$

混合函数 \tilde{f}_d 采用如下的 f_d 和 f_B 进行双重保护

$$\tilde{f}_d = \max\{f_B, f_{dt}\} \quad (11)$$

$$f_B = \min(2 \exp(-9\alpha^2), 1.0), \alpha = 0.25 - d_w/h_{\text{max}} \quad (12)$$

$$f_{dt} = \tanh\left[(cd_1 \cdot r_{dt})^{cd_2}\right], \quad r_{dt} = (\nu + \nu_t) / (\kappa^2 d_w^2 \sqrt{(\partial \bar{u}_k / \partial x_i)(\partial \bar{u}_k / \partial x_i)}) \quad (13)$$

其中, d_w 为计算点到壁面的距离, h_{max} 为计算单元网格的最大尺度, 冯卡门常数 $\kappa = 0.41$, cd_1 取为 20, cd_2 取值为 3。

由式(12)可知, 当 $d_w/h_{\text{max}} \leq 0.5$ 时, $\tilde{f}_d = f_B = 1$, 此时 IDDES 为完全 RANS 模式。如果让粘性底层及过度层内的网格满足 $d_w/h_{\text{max}} \leq 0.5$, 则 IDDES 与 DDES 一样, 同样具有延迟脱体涡模拟的能力。当 $0.5 < d_w/h_{\text{max}} < 1$ 时, $0 < f_B < 1$, 此时 \tilde{f}_d 的取值与 f_B 和 f_{dt} 的取值大小有关。当 $d_w/h_{\text{max}} \geq 1$ 时, $f_B = 0$, 由式(11)可知 $\tilde{f}_d = f_{dt}$, 此时 IDDES 转为完全由 f_{dt} 控制的模式。

宋汉奇等^[12] 指出: 在对数律层内, $r_{dt} \propto (\nu + \nu_t) / (\kappa^2 d_w^2)$ 。由于此时 d_w 的值很小, 因此 r_{dt} 的值在 1 左右。结合公式(11)和公式(13)可以发现, 在对数律层内, $\tilde{f}_d = f_{dt} = 1$ 。而在边界层外, 由于 $\lim_{y^+ \rightarrow \delta} ((\nu + \nu_t) / \sqrt{(\partial \bar{u}_k / \partial x_i)(\partial \bar{u}_k / \partial x_i)}) = 1$, 此时 $r_{dt} \propto 1 / (\kappa^2 d_w^2)$, 其中 δ 为边界层厚度, 再结合公式(11)和(13)可知, 在边界层外, $\tilde{f}_d = f_{dt} = 0$ 。这意味着, 对 IDDES 而言, 在通常情况下, 在边界层内一般为完全 RANS 拟模式, 而其完全 LES 模式一般发生在边界层外。由此可见, IDDES 除了可以避免 MSD 问题外, 也可以避免 LLM 的问题。

本文研究的亚临界雷诺数圆球绕流问题, 其剪切层的 K-H 不稳定性发生在对数律层区内, 由于 RANS 模式难以准确地捕捉到 K-H 不稳定性的空间瞬态流动特征, 因此 IDDES 一般难以准确解析这类非定常、非平衡流动现象的特征。Shur 等^[14] 指出, IDDES 还存在一个 WMLES 分支, 其混合函数为

$$l_{\text{WMLES}} = f_B \cdot l_{\text{RANS}} + (1 - f_B) \cdot l_{\text{LES}} \quad (14)$$

由式(12)可知, 如果从对数律层区的某个位置开始, 让网格设置满足 $d_w/h_{\text{max}} \geq 1$, 此时 $f_B = 0$, 即 WMLES 为完全 LES 模式, 而 LES 具有能够准确捕捉 K-H 不稳定这类非定常、非平衡流动特征的能力。有鉴于此, 本文以此 WMLES 模型为手段, 来研究亚临界雷诺数圆球绕流问题。

采用 WMLES 模型研究圆球绕流, 其关键问题之一在于 RANS 结束及 LES 开启边界的确定。为解决这一问题, 首先引入湍动能解析度指标的概念。为此, 设 k_u 为未解湍动能, 则湍动能解析度指标 f_k 可定义为 $f_k = k_u/k$ 。当 $f_k = 1$ 时, 湍动能完全被模化, 此时为完全 RANS 模式。当 $f_k = 0$ 时, 湍动能被完全解析, 此时为准 DNS 模式。对 LES 来说, 为准确捕捉湍流脉动信息, 其对湍流的解析能力应至少为 80%, 即 $f_k \leq 0.2$ 。设 k_c 为截断波数, 它可由当地网格长度 Δ^* 确定, 即 $k_c = \pi/\Delta^*$ 。当截断波数 k_c 位于惯性亚区时, f_k ^[16] 可以表示为

$$f_k = (\Delta^*/L_{\text{RANS}})^{2/3} \quad (15)$$

对于当地网格长度 Δ^* , 一种较为合理的选择是 $\Delta^* = h_{\text{max}}$ ^[17], 此时 f_k 可以改写为

$$f_k = (h_{\text{max}}/L_{\text{RANS}})^{2/3} \quad (16)$$

其中, h_{max} 为当地网格的最大步长。Pope^[18] 指出: 在对数律层区, L_{tur} 与 d_w 成正比关系, 即 $L_{\text{tur}} = C_w d_w$ 。其中, 在高雷诺数情况下, $C_w \approx 2.5$ 。因此, 式(16)可以改写为

$$f_k = (0.4(h_{\text{max}}/d_w))^{2/3} \quad (17)$$

由式(17)可知,当 $d_w/h_{\max} \geq 1$ 时, $f_k \leq 0.54$ 。这意味着,基于 IDDES 分支的 WMLES 模型(记为(Orig)WMLES)采用的混合函数 f_B ,当从 RANS/LES 混合模式过渡到完全 LES 模式后,其对湍流动能的最小解析度只有 46%,而这个解析度对捕捉圆球绕流的 K-H 不稳定性这类非定常、非平衡流下的流动特征是不够的。为克服(Orig)WMLES 的这个缺陷,Han 等^[19]提出了 f_B 的一种改进形式:

$$f_{B,\text{Han}} = \min\left(2\exp\left(-9\min(\alpha,0)^2\right), 1.0\right), \alpha = 1.35 - d_w/h_{\max} \quad (18)$$

为下文陈述简便,将基于式(18)的 WMLES 记为(Han)WMLES。在该改进模型中,将 WMLES 的完全 RANS 结束边界从 $d_w/h_{\max} = 0.5$ 变换为 $d_w/h_{\max} = 1.6$,而将 WMLES 的完全 LES 启动边界从 $d_w/h_{\max} = 1$ 变换到 $d_w/h_{\max} = 2.2$ 。

结合式(18)可知,对(Han)WMLES 模型,在 RANS/LES 混合区,其湍动能解析度满足 $0.32 \leq f_k \leq 0.4$ 。这意味着,在完全 RANS 区,(Han)WMLES 已经采用了大量具有 60% 湍动能解析度的网格,但这些网格仅用于做 RANS 计算,在一定程度上是一种网格资源的浪费。同时,该模型在转换至完全 LES 模式时,其对湍动能的解析度仅为 68%。

Kamblea 等^[9]指出:当用 LES 对亚临界雷诺数圆球绕流相干结构进行数值解析模拟时,其湍动能解析度至少要达到 80%,而(Han)WMLES 模型在其进入完全 LES 解析模式后并没有达到至少 80% 的解析度这个要求。综上所述,不论是(Orig)WMLES,还是(Han)WMLES,这两类模型均不具有普遍的适用性。有鉴于此,本文提出一种新的混合函数如下:

$$f_{B,\text{New}} = \min\left[2\exp(-11.0\alpha^2), 1.0\right], \alpha = \min\left[0.25, \frac{1}{2(f_{k1} - f_{k2})} f_k + \frac{f_{k2} - 3f_{k1}}{4(f_{k1} - f_{k2})}\right] \quad (19)$$

其中, f_k 定义见式(17),而 $f_{k1} > f_{k2}$ 为取值在 0 和 1 之间的常数。

本文将此 WMLES 模型称为(New)WMLES。由式(19)可知:当 $f_k \geq f_{k1}$ 时, $f_{B,\text{New}} = 1$,此时(New)WMLES 为完全 RANS 解析模式;当取 $f_{k1} = 0.63$ 时,可得 $d_w/h_{\max} \leq 0.8$ 。由此可见,如果将 $d_w/h_{\max} \leq 0.8$ 设置为(New)WMLES 模型属于完全 RANS 解析模式的网格区域,则此时在完全 RANS 区的网格对湍动能的最大解析度仅为 37%。由此可见,与(Han)WMLES 模型相比,(New)WMLES 模型在完全 RANS 区可以节省大量网格资源,而与(Orig)WMLES 模型相比,(New)WMLES 模型在完全 RANS 区可以用更为精细的网格对近壁区的湍流场进行解析。

由式(19)进一步可知,当 $f_k \leq f_{k2}$ 时, $f_{B,\text{New}} = 0$,此时(New)WMLES 为完全 LES 解析模式。进一步由式(17)可知,此时 $h_{\max}/d_w \geq 2.5(f_{k2})^{3/2}$ 。当取 $f_{k1} = 0.2$ 时,可得 $d_w/h_{\max} \geq 4.5$ 。这意味着,如果将 $d_w/h_{\max} \geq 4.5$ 设置为(New)WMLES 模型属于完全 LES 解析模式的网格边界,则此时在完全 LES 区的网格对湍动能之解析度至少可达 80%,这已完全具备对亚临界区圆球绕流 K-H 不稳定性这类非定常、非平衡流动进行高置信度解析的能力。此外,本团队作者季梦等^[21]基于上述湍动能解析度指标参数概念,发展了一种 WM-HRL 模型,并对亚临界雷诺数 $Re=3900$ 下圆柱绕流问题开展了数值仿真计算。其结果表明,该模型不仅可以准确地获取圆柱绕流场中剪切层 K-H 不稳定性频率特征,还可以精细地解析两类不同回流区长度结构及对应的“U”和“V”型速度剖面特性。

最后,由式(19)还可发现,当 $f_{k2} < f_k < f_{k1}$ 时, $0 < f_{B,\text{New}} < 1$,此时(New)WMLES 为 RANS/LES 混合解析模式。该模式下的网格区域称为“灰区”。在“灰区”中,WMLES 可能会面临的问题是 MSD,即模化应力不足问题。Larsson 等^[20]指出:LES 被激活的条件为其对湍动能的解析度至少为 37%,而完全被激活的条件为其对湍动能的解析度至少为 80%。特别地,Shur 等^[14]指出,在 WMLES 分支下,若将 RANS/LES 转换区域控制在近壁处,即 $y^+ < 15 \sim 20$,此时靠近混合区的雷诺应力可忽略不计,近似达到壁面解析大涡模拟。因此,对任意的钝体绕流问题,在采用(New)WMLES 方法进行数值模拟时,可通过调整解析度指标参数 f_k ,使解析度参数 f_{k1} 及 f_{k2} 满足 $f_{k2} < 0.2 < f_{k1} < 0.63$,此时可满足 Larsson 对于湍动能解析度指标的要求。进一步地,可通过局部网格加密等形式调整网格 h_{\max} 值,可使 RANS/LES 转换区靠近壁面,当 RANS/LES 转换区位于 $y^+ < 15 \sim 20$ 时,达到壁面解析大涡模拟的精度,从而做到高置

信度地解析钝体绕流场问题。

本文利用作者团队自研 CFD 软件 NUWA: FLOW_{UV}, 对如上所述(New)WMLES 模型开发了相应的植入式程序。该自研 CFD 软件系统, 采用有限体积法(FVM)求解控制方程, 压力速度求解采用 PISO 算法, 对流项及扩散项的空间离散采用二阶中心差分格式, 时间离散格式为二阶隐式格式。

2 亚临界雷诺数圆球绕流数值模拟

2.1 几何模型、网格划分及数值验证

本文针对 $Re = 3700$ 下圆球绕流场问题, 采用(New)WMLES 模型进行数值模拟与分析。其中, $Re = U_\infty D/\nu$, U_∞ 为来流速度, D 为圆球直径。计算区域为如图 1 所示的矩形区域, 圆球中心位于坐标原点 $(0, 0, 0)$; 入口边界位于 $x = -5D$, 出口边界位于 $x = 25D$; 上下控制面分别位于 $z = \pm 5D$; 两个垂直侧面分别位于 $y = \pm 5D$ 。

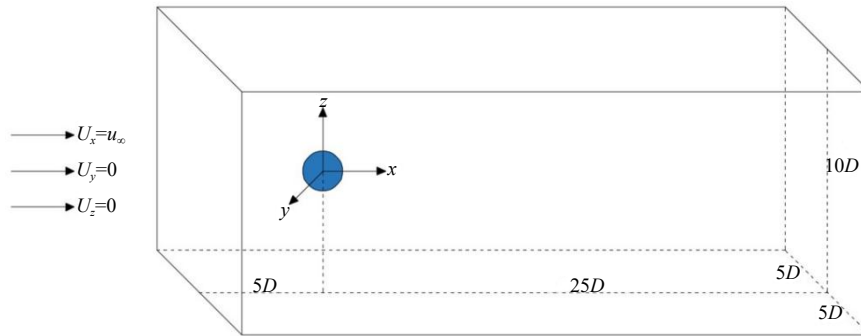


图 1 计算区域设置.

Fig.1 Schematic of computational domain

边界条件设置如下: 在入口边界, 速度入口设置为自由来流条件, 即 $(\bar{u}_x, \bar{u}_y, \bar{u}_z) = (U_\infty, 0, 0)$; 湍动能按湍流强度 $I = 0.2\%$ 设定, 即 $k = 3(U_\infty I)^2/2$; 比耗率按 $\omega = k/\nu_t$ 设定, 其中 $\nu_t/\nu = 10.0$ 。在出口边界, 出口设置为零压力, 即 $\bar{p} = 0$ 。两个垂直侧面及上下边界均设置为对称边界条件。圆球表面边界设置为无滑移条件, 即 $\bar{u}_x = \bar{u}_y = \bar{u}_z = 0$, 湍动能设置为 $k = 0$, 比耗率 ω 设置为 $\omega = 6\nu/\beta^* d_w^2$ 。在本文数值模拟中, 对式(9)中的模型常数 C_{DES} 以下列方式取值:

$$C_{DES} = f_{B,New} C_{RANS} + (1 - f_{B,New}) C_{LES} \quad (20)$$

其中, C_{RANS} 及 C_{LES} 为自定义参数, 此处参考 Gritskevich^[15] 的设置取值如下:

$$C_{RANS} = 0.78, \quad C_{LES} = 0.61 \quad (21)$$

对式(9)中 LES 滤波宽度 Δ , 采用 Shur 的公式^[14] 如下:

$$\Delta = \min(\max(C_w d_w, C_w h_{max}, h_{wn}), h_{max}) \quad (22)$$

其中, $C_w = 0.15$, h_{wn} 为壁面法向网格步长。

在进行网格设置时, 首先需要明确“两个边界”和“三个区域”。其中, 两个边界分别为 RANS 结束边界(记为 Γ_{RANS})和 LES 启动边界(记为 Γ_{LES}), 三个区域分别为 RANS 区、RANS/LES 混合区和 LES 区。为此, 首先进行 RANS 计算, 结果表明: 雷诺数 $Re=3700$ 下圆球绕流场的边界层厚度为 $y^+ \leq 120$, 粘性底层厚度为 $y^+ \leq 10$, 过渡层厚度为 $10 < y^+ \leq 30$, 其中 y^+ 为无量纲壁面距离。Larsson 等^[20] 指出, 对 WMLES, 其 LES 区至少要占边界层厚度的 80%, 即 $y^+ \geq 24$ 。由此可见, LES 启动边界 Γ_{LES} 的位置一般应满足 $y^+ \leq 24$ 。

进一步地, 结合 Kamble 等^[9] 数值仿真结果可知, 要充分解析圆球尾流场中的小尺度 K-H 不稳定性结构, LES 模式对湍动能的解析度至少要达到 80%, 即 $f_{k2} \leq 0.2$, 此即 LES 区网格设置的基本要求。

对 RANS 结束边界 Γ_{RANS} 的位置, 一般应将其设置在粘性底层区 $y^+ \leq 10$ 内。需特别指出的是, 对 WMLES 模型, 其边界层内第一层网格的无量纲壁面距离应满足 $y^+ \leq 1$ 。在此基础上, 采用 ANSYS ICEM 软件进行分块网格划分, 单元网格为六面体, 如图 2 所示。

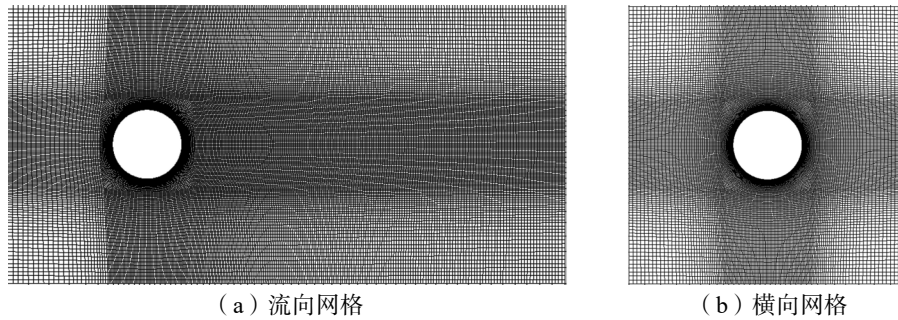


图 2 网格剖面

Fig.2 Section view of mesh

为保证数值计算方法的可靠性, 需要进行数值方法的验证。本文主要研究内容为亚临界区雷诺数圆球绕流特征, 有鉴于此, 现分别选取亚临界雷诺数区 $Re=800$ 、 2000 、 3700 、 10^4 、 5×10^4 、 10^5 及 2×10^5 , 求解其在每个雷诺数下的阻力数值, 并与相关文献结果^[16] 进行对比, 结果如图 3 所示。

由图 3 所示, 图中的 nWMLES 即本文(New) WMLES模型数值计算结果与相关实验结果的相对误差均在 2% 以内, 验证了本文采用的数值计算方法的可行性。

2.2 数值计算结果与分析

在数值计算中, 无量纲化时间步长 Δt^* ($\Delta t^* = \Delta t U_\infty / D$) 取值为 3.7×10^{-3} , 库朗数 $CFL < 1$, 计算时长为 80 个大涡泄涡周期, 并对后 60 个泄涡周期的数据做统计平均, 以获取圆球绕流场的积分量及流场统计量等信息, 并与文献中相关 DNS 方法^[5]、LES 方法^[8] 及 PANS 方法^[9] 的数值结果进行比较分析。

表 1 为文献中相关流场参数统计量的 CFD 数值模拟结果。其中, \bar{f}_{vs} 为无因次涡泄频率, \bar{f}_{kh} 为无因次 K-H 不稳定性的频率, \bar{f}_m 为无因次超低频信号频率, φ_s^o 为分离角, L_r/D 为无因次回流区长度, C_d 为阻力系数。其中, 所谓无因次频率 \bar{f} , 定义为 $\bar{f} = fD/U_\infty$, f 为相应的有因次频率。

表 1 文献中相关流场参数统计量的 CFD 数值模拟结果

Tab.1 CFD numerical simulation results of flow statistic parameters in related literatures

CFD模型	\bar{f}_{vs}	\bar{f}_{kh}	\bar{f}_m	φ_s^o	L_r/D	C_d
DNS ^[6]	0.215	0.72	0.0178	89.40	2.28	0.394
LES ^[10]	0.210	1.05	/	90.00	2.62	0.355
PANS ^[11] ($f_k = 0.1$)	0.217	0.65~0.71	/	89.79	2.24	0.396
PANS ^[11] ($f_k = 0.2$)	0.204		/	89.80	2.26	0.395

在表 2 中, 给出了当 $f_{k2} = 0.2$ 时, 利用本文(New) WMLES 所得相关流场参数统计量的数值模拟结果。其中, LES 区的湍动能解析度均设置为 $f_{k2} = 0.2$, LES 开启边界设置为 4 种情况, 分别位于 $y^+ = 20$ 、24、28 及 32。为下文陈述简便, 记 y_{RANS}^+ 为 RANS 结束边界 Γ_{RANS} 的位置, 而记 y_{LES}^+ 为 LES 启动边界 Γ_{LES} 的位置。

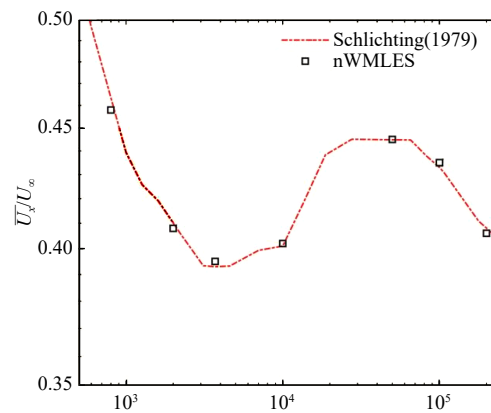


图 3 圆球绕流阻力系数

Fig.3 Drag coefficient for flow past a sphere

表2 当 $f_{k2} = 0.2$ 时, 本文对相关流场参数统计量的数值模拟结果.Tab.2 Numerical simulation results of flow statistic parameters when $f_{k2} = 0.2$

y_{LES}^+	f_{k1}	y_{RANS}^+	\bar{f}_{vs}	\bar{f}_{kh}	\bar{f}_m	φ_s^o	L_t/D	C_d
20	0.721	2.97	0.214	0.542	/	89.6	2.21	0.395
	0.513	4.79	0.218	0.653	/	89.5	2.25	0.395
	0.473	5.25	0.214	0.721	0.0175	89.4	2.27	0.393
	0.449	5.79	0.215	0.716	0.0177	89.5	2.28	0.394
	0.401	6.87	0.217	0.687	0.0173	89.5	2.26	0.395
	0.361	8.03	0.217	0.683	0.0173	89.2	2.26	0.395
	0.301	10.57	0.219	0.835	/	89.3	2.25	0.393
	0.681	3.85	0.221	0.43	/	89.8	2.15	0.393
24	0.512	5.80	0.211	0.64	/	89.7	2.21	0.396
	0.482	5.93	0.218	0.683	0.018	89.5	2.23	0.392
	0.455	6.87	0.216	0.720	0.0174	89.5	2.25	0.395
	0.411	8.03	0.218	0.715	0.0175	89.1	2.26	0.397
	0.374	9.52	0.221	0.733	0.0172	89.3	2.24	0.396
	0.347	10.57	0.219	0.893	/	89.3	2.25	0.396
	0.316	11.98	0.211	0.931	/	89.2	2.27	0.397
	0.715	3.91	0.223	0.445	/	89.8	2.22	0.393
28	0.537	5.88	0.213	0.423	/	89.7	2.18	0.396
	0.478	6.98	0.217	0.608	/	89.5	2.20	0.392
	0.432	8.15	0.216	0.615	/	89.5	2.21	0.395
	0.403	9.21	0.215	0.624	/	89.1	2.18	0.397
	0.379	9.83	0.217	0.795	/	89.2	2.23	0.399
	0.361	10.73	0.219	0.817	/	89.3	2.25	0.396
	0.332	12.16	0.219	0.835	/	89.8	2.18	0.392
	0.685	4.86	0.207	0.431	/	89.8	1.95	0.393
32	0.535	6.98	0.209	0.455	/	89.7	1.93	0.396
	0.483	8.15	0.208	0.473	/	89.5	1.98	0.392
	0.439	9.39	0.21	0.525	/	89.6	2.01	0.395
	0.402	10.73	0.211	0.536	/	89.1	2.01	0.389
	0.371	12.16	0.209	0.852	/	89.8	2.02	0.389
	0.344	13.68	0.208	0.883	/	89.3	2.02	0.383

结合文献中 DNS^[5] 和 PANS^[9] 的数值模拟结果, 本文通过系列数值模拟研究表明: 在 $Re = 3700$ 下圆球绕流的 K-H 不稳定性发生在对数律层区 $y^+ \geq 25$ 的范围内。由此可见, 前两种 LES 开启边界位置均位于 K-H 不稳定性发生区域外, 而后两种 LES 开启边界位置均位于 K-H 不稳定性发生区域内。在每种 LES 开启边界位置的情况, 均设置了若干种 RANS 结束边界位置及其相应的湍动能解析度 f_{k1} 的取值。

由表 2 可知, 当 $f_{k2} = 0.2$ 时, 在各种不同 y_{LES}^+ 、 y_{RANS}^+ 及 f_{k1} 的组合下, 利用本文(New) WMLES 模型计算所得无因次涡泄频率 \bar{f}_{vs} 、分离角 φ_s^o 、无因次回流区长度 L_t/D 及阻力系数 C_d 的值, 均与文献中相关 DNS 方法^[5] 及 PANS 方法^[9] 的数值结果一致。当 LES 开启边界位置位于 K-H 不稳定性发生区域内时(即 $y_{LES}^+ = 28$ 和 32 两种情况), 虽然在能量谱中能够观察到一个高频模态的频率峰值, 但其频率值与实际 K-H 不稳定性频率 \bar{f}_{kh} 并不一致。同时, 在此情况下, 在能量谱中并不能观察到另一个超低频模态信号的频率峰值。

当 LES 开启边界位置位于 K-H 不稳定性发生区域外时(即 $y_{LES}^+ = 20$ 和 24 两种情况), 能否从能量谱中获取准确的 f_{kh} 及 f_m 的信息, 与 RANS 结束边界位置及其相应的湍动能解析度 f_{k1} 的取值密切相关。由表 2 可知, 在 $y_{LES}^+ = 20$ 和 24 两种情况下, 当 $f_{k1} > 0.5$ 或 $y_{RANS}^+ \geq 10.0$ 时, 从 Welch 能量谱中虽然能够观察到一个高频模态的频率峰值, 但其频率值与实际的 K-H 不稳定性频率 f_{kh} 并不一致, 而且在此情况下能量谱中并不能观察到另一个超低频模态信号的频率峰值。

由此可见, 当 LES 开启边界位置位于 K-H 不稳定性发生区域外时, 在 $f_{k2} = 0.2$ 的条件下, 从能量谱中能够准确获取 f_{kh} 及 f_m 信息的条件为: 第一, $f_{k1} \leq 0.5$; 第二, $y_{RANS}^+ < 10.0$ 。

在表 3 中, 给出了当 $y_{LES}^+ = 24$ 时, 利用本文(New)WMLES 模型所得相关流场参数统计量的数值模拟结果。结果表明, 在各种不同的 f_{k2} 及相应的 f_{k1} 的组合下, 利用本文(New) WMLES 模型计算所得斯特劳哈尔数 St 、分离角 φ_s^o 、无因次回流区长度 L_r/D 及阻力系数 C_d 的值, 均与文献中相关 DNS^[5] 及 PANS^[9] 的数值结果一致。但只有当 $f_{k2} = 0.25$ 、 $f_{k1} = 0.439$ 且 $y_{RANS}^+ = 9.51$ 时, 才能从能量谱中准确获取 f_{kh} 及 f_m 的信息。由此可见, 当 LES 开启边界位置位于 K-H 不稳定性发生区域外时, 为从能量谱中能够准确获取 f_{kh} 及 f_m 信息, 还需要第三个条件, 即 $f_{k2} \leq 0.2$ 。

表 3 当 $y_{LES}^+ = 24$ 时, 本文对相关流场参数统计量的数值模拟结果

Tab.3 Numerical simulation results of flow statistic parameters when $y_{LES}^+ = 24$

f_{k2}	f_{k1}	y_{RANS}^+	\bar{f}_{vs}	\bar{f}_{kh}	\bar{f}_m	φ_s^o	L_r/D	C_d
0.25	0.535	7.08	0.213	0.643	/	89.7	2.21	0.396
	0.483	8.26	0.215	0.653	/	89.5	2.23	0.392
	0.439	9.51	0.214	0.686	0.018	89.5	2.25	0.395
	0.402	10.89	0.217	0.663	/	89.1	2.26	0.397
	0.371	12.34	0.221	0.886	/	89.2	2.26	0.394
	0.344	13.89	0.219	0.894	/	89.3	2.25	0.396
	0.321	15.56	0.223	0.891	/	89.2	2.27	0.393
0.3	0.516	7.59	0.213	0.425	/	89.7	2.18	0.396
	0.473	8.83	0.217	0.608	/	89.5	2.20	0.392
	0.439	9.84	0.216	0.611	/	89.3	2.19	0.395
	0.398	11.63	0.215	0.625	/	89.1	2.18	0.397
	0.381	12.81	0.216	0.807	/	89.2	2.19	0.398
	0.356	14.56	0.219	0.815	/	89.3	2.25	0.396
	0.337	16.21	0.217	0.823	/	89.2	2.15	0.397
0.35	0.523	8.47	0.209	0.453	/	89.7	1.93	0.396
	0.501	9.02	0.208	0.473	/	89.5	1.98	0.392
	0.465	10.15	0.209	0.485	/	89.6	2.01	0.395
	0.433	10.89	0.205	0.535	/	89.8	2.01	0.389
	0.416	11.63	0.207	0.831	/	89.3	2.03	0.388
	0.379	12.76	0.209	0.851	/	89.8	2.02	0.389

剪切层 K-H 不稳定性发生的位置是未知的, 但通常位于对数律层中。因此, 为了能够准确解析并捕捉剪切层 K-H 不稳定性的结构特征及其频谱特性, 可将 RANS 模式的结束边界和 LES 模式的启动边界均设置在过渡层内, 并且使 $f_{k2} \leq 0.2$, 即在对数律层区的网格具有至少 80% 的湍动能解析度。由表 1 可知, 文献中 PANS 方法与 DNS 方法的数值模拟结果基本一致, 而 LES 对 \bar{f}_{kh} 、 L_r/D 及 C_d 的数值模拟结果与 DNS 方法的结果有较大差异。此外, 只有 DNS 方法^[6] 数值模拟能够获得超低频信号的频率 \bar{f}_m 。由表 2 可知, 利用本文所构造的(New)WMLES 方法, 不仅能够获取与 DNS 方法^[5] 及 PANS 方法^[9] 一致的 \bar{f}_{vs} 、 \bar{f}_{kh} 、 \bar{f}_{kh} 、 φ_s^o 、 L_r/D 及 C_d 的结果, 而且还能获取与 DNS 方法一致的结果。

在表 4 中, 给出了相关文献中 DNS 方法^[5]、LES 方法^[8] 及 PANS 方法^[9] 的计算网格数量, 同时也给

出了当 $y_{LES}^+ = 24$ 及 $f_{k2} = 0.2$ 时, 本文(New)WMLES方法所用的计算网格数量。由表可知, 本文(New)WMLES方法所用计算网格数量均少于DNS方法^[5]、LES方法^[8]及PANS方法^[9]的计算网格数量, 而且即使在所用网络数量远少于DNS方法网格数量的条件下, 也仍然可以获得相同的数值模拟结果。

表4 不同湍流模型所用计算网格数量比较

Tab.4 Comparison of number of meshes for different turbulent models

CFD模型	DNS ^[6]	LES ^[10]	PANS $f_{k2} = 0.1$ ^[11]	PANS $f_{k2} = 0.2$ ^[11]	(New) WMLES
网格数量 ($\times 10^6$)	9.48	9.08	8.82	7.52	6.75

下面通过两个测点A和B处径向速度 U_r 的Welch功率谱, 给出 \bar{f}_{vs} 和 \bar{f}_{kh} 的(New)WMLES数值模拟结果。测点A位于K-H不稳定区, $x/D = 1.0$ 且 $r/D = 0.6$, 记为Point A。测点B位于尾流区, $x/D = 3.0$ 且 $r/D = 0.6$, 记为Point B。同时, 根据表2的数值模拟结果, 对 f_{k1} 、 f_{k2} 及 y_{LES}^+ 选取4个组合: Case A对应 $y_{LES}^+ = 20$, $f_{k1} = 0.449$; Case B对应 $y_{LES}^+ = 20$, $f_{k1} = 0.401$; Case C对应 $y_{LES}^+ = 24$, $f_{k1} = 0.455$; Case D对应 $y_{LES}^+ = 24$, $f_{k1} = 0.374$ 。

Point A处径向速度 U_r 的Welch功率谱, 主要用于检测圆球绕流剪切层K-H不稳定结构中的高频成分的频率值 \bar{f}_{kh} 。对Case A~D这4个组合工况, 利用(New)WMLES数值模拟所得 U_r 之Welch功率谱如图4所示, 同时还与Kamble等^[9]利用PANS方法的数值计算结果进行了比较。结果表明, 与PANS方法的数值计算结果一样, 在利用(New)WMLES方法数值模拟所得 U_r 之Welch功率谱中, 同样可以清晰地看到K-H不稳定结构高频成分的峰值, 而且其对应频率 \bar{f}_{kh} 的值在0.65~0.71之间(见表1), 文献中PANS方法^[9]的数值结果一致。

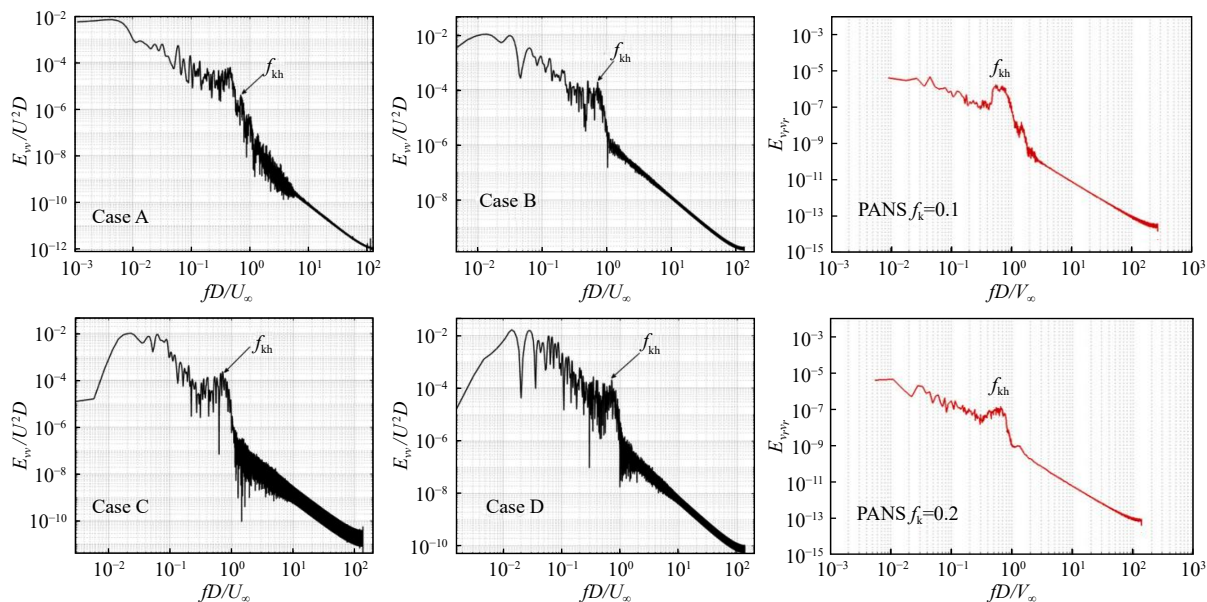


图4 Point A处径向速度 U_r 的Welch功率谱.

Fig.4 Welch power spectrum of radial velocity U_r at Point A

对Point B处径向速度 U_r 的Welch功率谱, 主要用于检测圆球绕流尾流中大尺度不稳定结构低频成分的频率值 \bar{f}_{vs} 。对Case A~D这4个组合工况, 利用(New)WMLES方法数值模拟所得 U_r 之Welch功率谱如图5所示, 同时还与Kamble等^[9]利用PANS方法的数值计算结果进行了比较。结果表明, 与PANS方法的数值计算结果一样, 在利用(New)WMLES数值模拟所得 U_r 之Welch功率谱中, 同样可以清晰地看到尾流中大尺度不稳定结构低频成分的峰值, 而且其对应的无量纲频率 \bar{f}_{vs} 值与PANS方法^[9]的数值结果一致(见表1)。

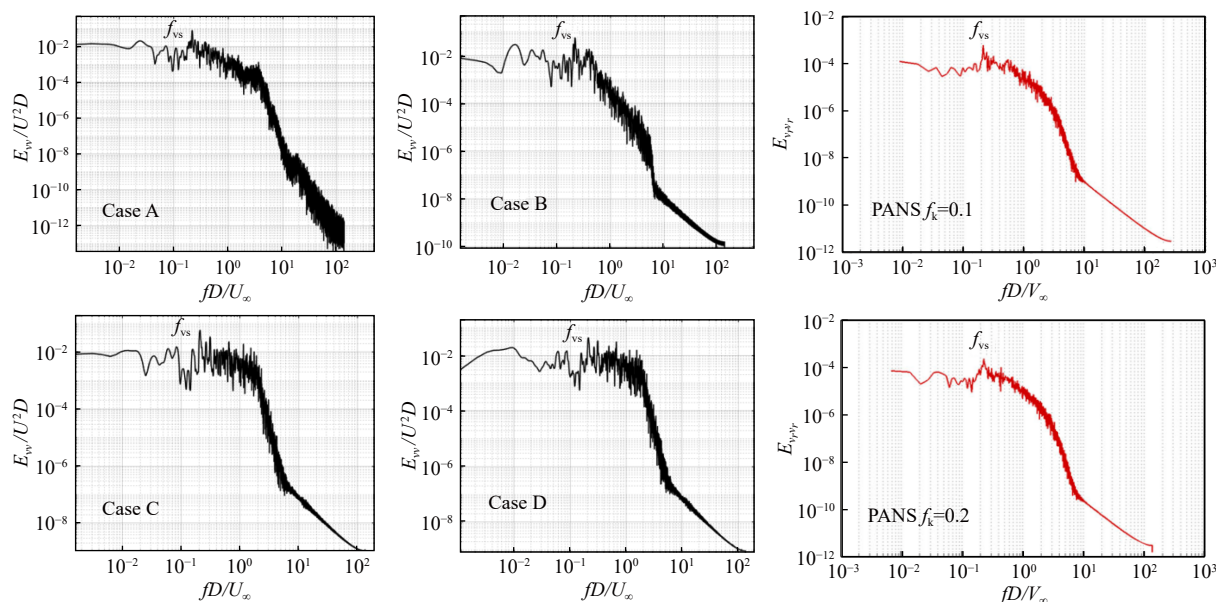


图 5 Point B 处径向速度 U_r 的 Welch 功率谱

Fig.5 Welch power spectrum of radial velocity U_r at Point B

下面通过测点 C 处流向脉动速度 u'_1 的 Welch 功率谱, 给出 \bar{f}_m 和 \bar{f}_{kh} 的 (New) WMLES 数值模拟结果。测点 C 位于尾流区, $x/D = 3.0$ 且 $r/D = 0.0$, 记为 Point C。对 Case A~D 这 4 个组合工况, 利用 (New) WMLES 方法数值模拟所得 u'_1 之 Welch 功率谱如图 6 所示。结果表明, 与 DNS 方法的数值计算结果一样, 在利用 (New) WMLES 方法数值模拟所得 u'_1 之 Welch 功率谱中, 同样可以清晰地看到尾流中超低频成分的峰值, 而且其对应的无因次频率 \bar{f}_m 值与 DNS 方法^[6] 的数值结果一致(见表 1)。

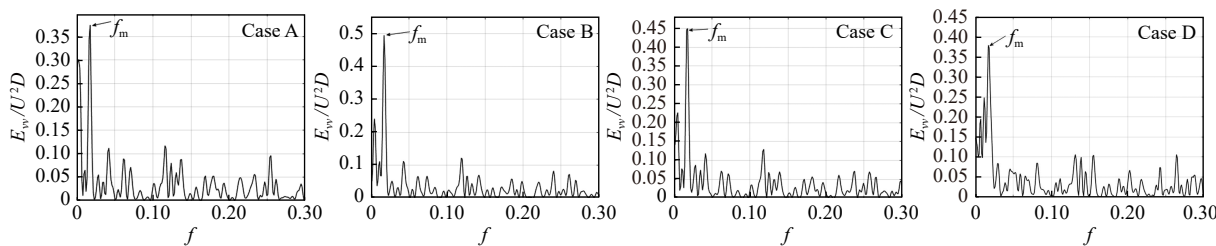
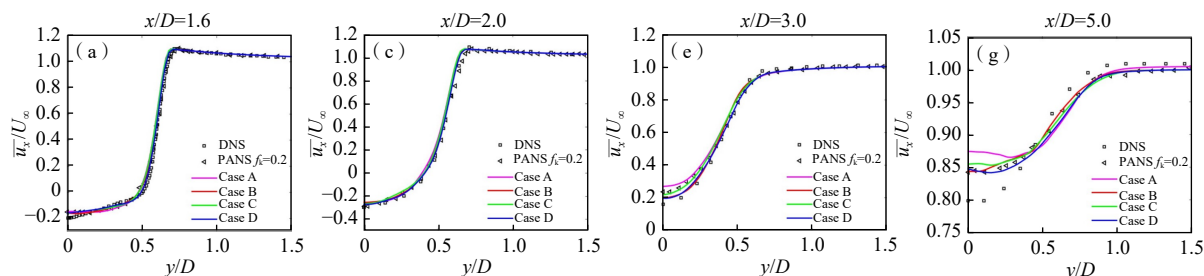


图 6 Point C 处径向速度 U_r 的 Welch 功率谱

Fig.6 Welch power spectrum of radial velocity U_r at Point C

在图 7 中, 对 Cases A~D 这 4 个组合工况, 给出了在 5 个站位 $x/D = 1.6, 2.0, 3.0$ 和 5.0 处, 利用 (New) WMLES 方法数值模拟所得一阶统计量的数值模拟结果, 包括无因次平均流向 (\bar{u}_1/U_∞) 和径向 (\bar{u}_r/U_∞) 速度剖面, 并与文献中相关 DNS 方法^[5] 和 PANS 方法^[9] 的数值模拟结果进行比较。其中, 左图为流向平均速度剖面, 右边为径向平均速度剖面。



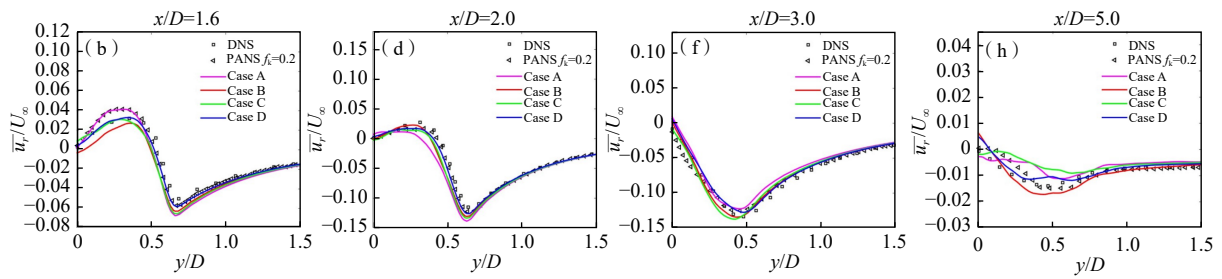


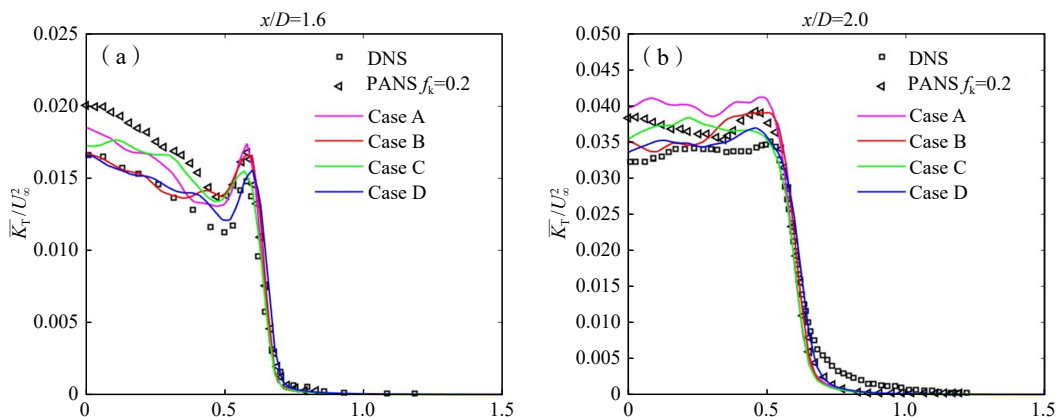
图7 一阶统计量的数值模拟结果

Fig.7 Numerical simulation results of first-order statistics

结果表明,在回流区 $x/D \leq 2.24$ 及层流-湍流转换区 $x/D = 2.5 \sim 3.0$ 内,(New)WMLES数值模拟所得流向平均速度结果与DNS方法^[6]及PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[11]的结果均吻合良好。在层流-湍流转换区 $x/D = 2.5 \sim 3.0$ 内,径向平均速度的模拟结果与DNS方法^[5]及PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果也吻合良好。对回流区 $x/D \leq 2.24$ 内的径向平均速度,当 $x/D = 1.6$ 时,Case C和Case D的结果均与DNS方法^[5]结果吻合良好,而Case A的模拟结果均与PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果吻合,但与Case B的情况一样,在 $y/D \leq 0.45$ 的范围内,两者均与DNS方法^[5]的结果有一定的偏差。当 $x/D = 2.0$ 时,Case B~D的结果均与DNS方法^[6]及PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果吻合良好,而Case A的结果在 $y/D \leq 0.45$ 的范围内与DNS方法^[5]及PANS方法^[9]($f_{k2} = 0.2$)的结果有一定的偏差。剖面 $x/D = 5.0$ 处于尾迹区,对流向平均速度,Case B~D的结果均与PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果吻合良好,但与Case A的情况一样,在 $y/D \leq 0.45$ 的范围内,它们均与DNS方法^[5]的结果有较大的偏差。对径向平均速度,Case B的结果与DNS方法^[5]的结果接近,Case D的结果与PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果接近,而Case A和Case C在 $y/D \leq 0.8$ 的范围内均与DNS方法^[5]的结果有较大的偏差。

在图8中,对Case A~D这4个组合工况,给出了在4个站位 $x/D = 1.6$ 、2.0、3.0和5.0处,利用(New)WMLES数值模拟所得二阶统计量的数值模拟结果,并与文献中相关DNS方法^[5]和PANS方法^[9]的数值模拟结果进行比较。其中,本文所述之二阶统计量,即总湍动能,定义为 $\bar{K}_T = u'_i u'_i / 2$ 。

结果表明,在回流区 $x/D \leq 2.24$ 内,当 $x/D = 1.6$ 时,在 $y/D \leq 0.6$ 的范围内,PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果与DNS方法^[5]的结果有较大的偏差,Case A和Case C的结果与DNS方法^[5]的结果有一定的偏差,而Case B和Case D的结果与DNS方法^[6]的结果接近。当 $x/D = 2.0$ 时,在 $y/D \leq 0.5$ 的范围内,Case A~C及PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果均与DNS方法^[6]的结果有一定的偏差。在层流-湍流转换区 $x/D = 3.0$ 处,Case B~D及PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果均与DNS方法^[6]的结果吻合,而在 $y/D \leq 0.3$ 的范围内,Case A的结果均与DNS方法^[5]的结果有一定偏差。在尾流区 $x/D = 5.0$ 处,Case A~D及PANS方法($f_{k2} = 0.2$)^[9]的结果均与DNS方法^[5]的结果吻合良好。



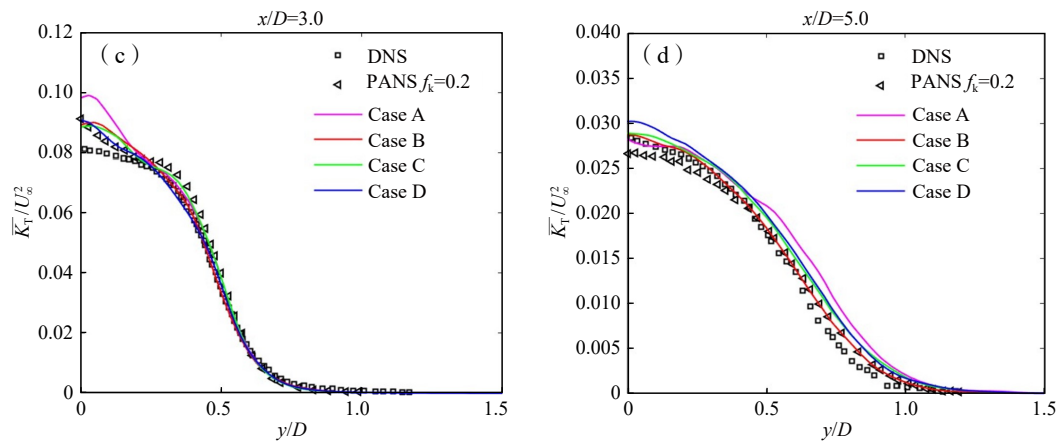


图 8 二阶统计量的数值模拟结果

Fig.8 Numerical simulation results of second-order statistics

图 9 为圆球绕流场定性流动特征, 其中图 9 (a)为 $z=0$ 平面瞬时涡量场, 图 9 (b)为 Q 准则涡识别方法下瞬时涡量图。Q 准则定义为:

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (23)$$

其中, $\|\Omega\|^2 = [\text{Tr}(\Omega\Omega^T)]$, $\|S\|^2 = [\text{Tr}(SS^T)]$ 。 Ω 和 S 分别为速度梯度张量 ∇u 的反对称分量 and 对称分量。从图 9 可以看出, 在分离剪切层区域, 涡结构在回流区内近似轴对称分布。在进入完全湍流区后, 尾流中形成准随机脱落的大尺度涡结构。

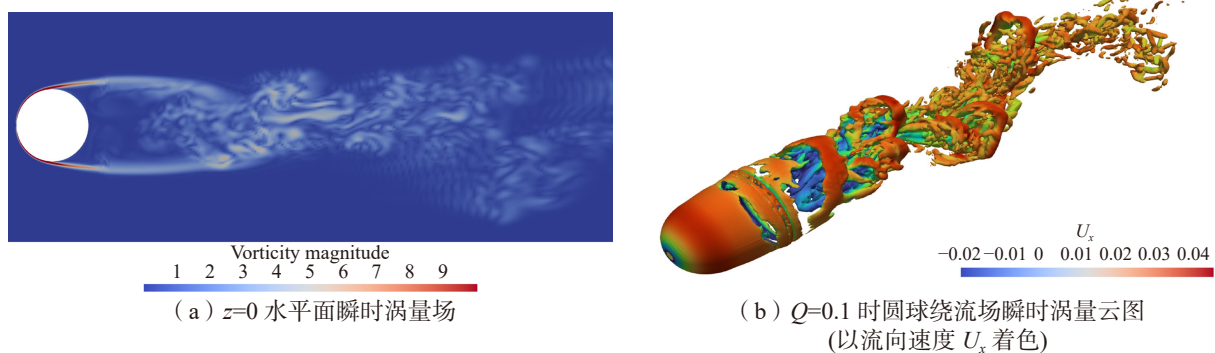


图 9 圆球绕流定性流动特征

Fig.9 Qualitative flow features for flow past a sphere

3 结 论

本文基于 SST $k-\omega$ 湍流模型, 通过修改其 k 方程中的色散项, 构造了一种新的具有壁面模化能力的 RANS/LES 混合模型, 即 (New) WMLES 模型。与当今广泛应用的 IDDES 模型相比, 该 (New) WMLES 模型有如下四个方面的创新:

第一、(New) WMLES 模型的混合函数 $f_{B,new}$ 仅与当地网格尺寸相关, 而 IDDES 模型的混合函数 \tilde{f}_d 除了与当地网格分布相关外, 还严重依赖于当地网格中的流场特性。

第二、(New) WMLES 模型通过一个湍动能解析度指标 f_k 函数, 可以预先根据所设置的网格分布特点, 对该网格系统的湍动能解析能力进行预判与评估, 进而通过混合函数 $f_{B,new}$ 中两个可自定义的参数 f_{k1} 和 f_{k2} 来设置 RANS 结束边界和 LES 启动边界的最佳位置。

第三、通过自定义参数 f_{k1} 和 f_{k2} 的合理设置,可以使(New)WMLES 模型不仅具有延迟脱体涡模拟 (DDES) 的能力,进而可有效地避免 MSD 及 GIS 的问题,而且一旦 LES 模式被激活,还可以使(New)WMLES 模型具有对大尺度湍流结构的解析能力,进而可有效地避免 LLM 问题。

第四、对具有各种不稳定性相干结构的钝体绕流问题,(New)WMLES 模型可通过合理设置两个自定义参数 f_{k1} 和 f_{k2} 的值,使得(New)WMLES 模型具有 RANS 基壁面模化的能力,而且对钝体绕流场不稳定性相干结构具有至少 80% 解析度的 LES 模拟能力。

基于该(New)WMLES 模型,本文以雷诺数 $Re=3700$ 下圆球绕流为对象,开展了系列数值模拟分析与评估,得到如下主要结论:

(1)即使当 LES 的启动边界位于圆球绕流剪切层 K-H 不稳定性区内时,在合理设置的 f_{k2} 值(一般需要 $f_{k2} \leq 0.5$)下,该(New)WMLES 模型也能获取准确的涡泄频率、分离角、回流区长度及阻力系数等统计量信息。

(2)为使(New)WMLES 模型能够准确获取圆球绕流剪切层 K-H 不稳定性结构特征及其频谱特性,以及回流区收缩与扩展引起的超低频成分的频谱特性,可将 RANS 模式的结束边界和 LES 模式的启动边界均设置在过渡层内,执行 RANS 基 WMLES 模拟,并且使 $f_{k2} \leq 0.2$,即在对数律层的网格具有至少 80% 的湍动能解析度。

(3)在上述(2)的条件下,(New)WMLES 模型能够获得与 PANS 方法^[11]精度相当的圆球绕流一阶统计量及二阶统计量的信息,以及剪切层 K-H 不稳定性频率 \bar{f}_{kh} 及回流区收缩与扩展产生的超低频频率 \bar{f}_m 的值,而且所需网格量要远少于 PANS 方法的网格量。

参 考 文 献:

- [1] Tiwari S S, Pal E, Bale S, et al. Flow past a single stationary sphere, 1. Experimental and numerical techniques[J]. Powder Technology, 2020, 365: 115–148.
- [2] Sakamoto H, Haniu H. A study on vortex shedding from spheres in a uniform flow[J]. Journal of Fluids Engineering, 1990, 112: 386–392.
- [3] Achenbach E. Vortex shedding from spheres[J]. J. Fluid Mech., 1974, 62: 209–221.
- [4] Kim H J, Durbin P A. Observations of the frequencies in a sphere wake and of drag increase by acoustic excitation[J]. Phys. Fluids, 1988, 31: 3260–3265.
- [5] Rodriguez L, Borell R, Lehmkuhl O, et al. Direct numerical simulation of the flow over a sphere at $Re = 3700$ [J]. J. Fluid Mech., 2011, 679: 263–287.
- [6] Rodriguez L, Lehmkuhl O, Soria M, et al. Fluid dynamics and heat transfer in the wake of a sphere[J]. Int. J. Heat Fluid Flow, 2019, 76: 141–153.
- [7] Constantinescu G, Squires K. Numerical investigations of flow over a sphere in the subcritical and supercritical regimes[J]. Phys. Fluids, 2004, 16(5): 1449.
- [8] Yun G, Kim D, Choi H. Vortical structures behind a sphere at subcritical Reynolds numbers[J]. Phys. Fluids, 2006, 18, 015102.
- [9] Kamble C, Girimaji. Characterization of coherent structures in turbulent wake of a sphere using partially averaged Navier-Stokes (PANS) simulations[J]. Phys. Fluids, 2020, 32: 105110.
- [10] Spalart P R. Strategies for turbulence modelling and simulations[J]. International Journal of Heat & Fluid Flow, 2000, 21(3): 252–263.
- [11] Fröhlich J, Von Terzi D. Hybrid RANS/LES methods for the simulation of turbulent flows[J]. Prog. Aerosp. Sci., 2008, 44: 349–377.
- [12] 宋汉奇,张恺岭,马 鸣,等. DES 与 DDES 在湍流分离中的原理研究与性能分析[J]. 北京航空航天大学学报, 2022, 9: 1–16.

- Song H Q, Zhang K L, Ma M, et al. Theory research and performance analysis of DES and DDES in turbulent separation[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2022, 9: 1–16. (in Chinese)
- [13] 曾 宇, 汪洪波, 孙明波, 等. SST 湍流模型改进研究综述[J]. 航空学报, 2023, 44(9): 027411.
Zeng Y, Wang H B, Sun M B, et al. SST turbulence model improvements: Review[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2023, 44(9): 027411. (in Chinese)
- [14] Shur M L, Spalart P R, Strelets M K, et al. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities[J]. International Journal of Heat & Fluid Flow, 2008, 29(6): 1638–1649.
- [15] Gritskevich MS, Garbaruk AV, Jochen Schütze, et al. Development of DDES and IDDES formulations for the $k-\omega$ shear stress transport model[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2012, 88: 431–449.
- [16] Schlichting H J, et al. Boundary-layer theory (7th Edition)[M]. McGraw-Hill, 2012.
- [17] Wang G G, Liu Y W. A grid-adaptive simulation model for turbulent flow predictions[J]. Phys. Fluids, 2022, 34: 075125.
- [18] Pope S. Turbulent flows[M]. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
- [19] Han Y Y, He Y Y, Le J L. Modification to improved delayed detached-eddy simulation regarding the log-layer mismatch[J]. AIAA Journal, 2020, 58(2): 712–721.
- [20] Larsson J, Kawai S, Bodart J, Bermejo-Moreno I. Large eddy simulation with modeled wall-stress: recent progress and future directions[J]. Mechanical Engineering Reviews, 2016, 3(1): 15–00418.
- [21] 季 梦, 尤云祥, 韩盼盼, 等. 亚临界区圆柱绕流相干结构壁面模化混合 RANS/LES 模型[J]. 物理学报, 2024, 73(5): 196–222.
Ji M, You Y X, Han P P, et al. A Wall-modeled hybrid RANS/LES model for flow around a circular cylinder with coherent structures in subcritical Reynolds number regions[J]. Acta Physica Sinica, 2024, 73(5): 196–222. (in Chinese)