使用WMLES捕捉机翼上的层流/湍流区域

P. Balakumar流动物理与控制分部，*NASA LaRC*，*MS 170*，*Hampton*，*VA 23681-2199*，电子邮箱：*ponnampalam.balakumar-1@nasa.gov*

Prahladh S. Iyer*Analytical Mechanics Associates*，美国弗吉尼亚州 *Hampton*，邮编 *23666*

针对机翼上的流动开展了壁面模型大涡模拟（WMLES），重点记录能够准确预测层流区域和湍流区域所需的网格分辨率。采用非结构网格有限体积求解器，对展向拉伸的NACA0012翼型进行模拟；翼型迎角为0度，基于弦长的自由来流雷诺数为300万。采用平衡壁面函数，并将第一个离壁网格点设为交换位置。根据线性稳定性计算结果，模拟了两种情形：整个翼型表面均假定为湍流，或仅部分翼型表面假定为湍流。对于后一种情形，在层流区域施加常规无滑移壁面边界条件。使用全湍流工况所采用的同一网格时，WMLES在湍流区域得到的壁面摩擦与RANS结果较为接近。然而，由于边界层内部的网格点过少，层流区域的壁面摩擦未能得到良好捕捉。当沿壁面法向加密近壁网格后，层流区域得到了准确捕捉，但由于第一个离壁网格点移动到了缓冲层以下，湍流区域未能得到良好解析。为协调层流区域和湍流区域不同的分辨率要求，基于前置RANS模拟估算的变化边界层厚度，并结合指定的转捩位置生成了网格。该网格改善了层流区域的结果，但导致转捩位置延后。在中性点上游引入了具有最大放大频率的非定常扰动。随后，层流区域中的转捩过程和湍流区域中的壁面摩擦均得到了令人满意的捕捉。

I. 引言

直接数值模拟（DNS）、壁面解析大涡模拟（WRLES）和壁面建模大涡模拟（WMLES）等涡解析方法，因其能够准确预测壁面受限湍流，正日益得到广泛应用。最简单且最常用的近似方法是一组雷诺平均纳维–斯托克斯（RANS）方程，这些方程是针对时间平均量推导的。总体而言，对于附着流，现有的 RANS 模型与实验结果相比表现良好。对于复杂几何形状上的流动以及高雷诺数流动，由于壁面附近需要极高的网格分辨率，DNS 和 WRLES 方法的计算成本过高。WMLES 通过对边界层内层进行建模、仅解析边界层外层来解决这一问题。Piomelli 等人[1]，Spalart[2]，Frohlich 等人[3]，以及 Larsson 等人[4] 综述了现有的 WMLES 和混合 LES/RANS 方法。

目前，壁面建模大涡模拟（WMLES）主要采用两种策略。一种是混合 LES/RANS 方法，即用 RANS 模型模拟内层，并用大涡模拟解析外层。[2,3] 另一种是用 RANS 模型单独模拟内区，以提取壁面剪切应力，并将该壁面剪切应力作为边界条件施加给大涡模拟[5-8]，此时大涡模拟计算域延伸至壁面。本文采用后一种方法计算流经 NACA-0012翼型的流动。

机翼上的流动会因机翼形状和自由来流参数不同，而表现出不同的流动动力学和空气动力特性。[1,2] 影响流动动力学的自由来流参数包括马赫数、单位雷诺数和迎角。机翼形状和迎角基本上决定了翼型上的压力分布。

机翼压力面（下表面）的压力分布有利；吸力面（上表面）的压力分布在前缘区域附近有利，而在下游逐渐变为逆压梯度。逆压梯度往往会导致边界层提前转捩，和/或在翼型后缘附近发生流动分离。随着迎角和雷诺数增大，转捩位置会向上游移动，靠近前缘。在风洞实验中，通常使用转捩装置将翼型边界层的转捩固定在前缘附近。这样，翼型上的流动从前缘开始便成为完全湍流，并使实验数据能够外推至飞行条件。在自然转捩过程中，边界层在层流区内保持很薄；当流动转捩为湍流时，边界层厚度会增加一个数量级。问题是，壁面建模大涡模拟在全湍流工况以及层流—转捩—湍流工况下的表现如何？在参考文献 6 和 9 的壁面建模大涡模拟研究中，研究人员使用脉动幅值传感器，在转捩位置下游启动壁面建模大涡模拟。他们对多段翼型上的流动获得了合理的结果。另一种方法是，[10, 11] 先使用非线性抛物化稳定性方程，计算边界层内线性和弱非线性扰动的发展，直至壁面摩擦阻力上升。随后，将这些扰动和平均流输入壁面建模大涡模拟计算域的入口流中。在平板上的模拟获得了良好结果。近期，研究人员对具有层流区和湍流区的翼型流动进行了壁面建模大涡模拟。[12] 为解析层流区，研究人员尝试了不同方法：（i）在所有位置应用壁面模型；（ii）将交换位置改为层流区内的第一网格单元；（iii）假设近壁面处的速度分布为线性；（iv）通过边界层解求得层流区内的壁面应力。结果表明，不同方法所得升力和阻力存在显著差异。

采用平衡和非平衡壁面模型的壁面建模大涡模拟已成功应用于平面不可压缩和可压缩通道流、[5, 7, 9] 平板边界层、[6, 8, 9] NACA-0014翼型绕流、[13] NASA驼峰绕流[14, 15] 以及多段翼型绕流[5]。近期，作为第五届AIAA高升力预测研讨会的一部分，壁面建模大涡模拟方法已成功用于模拟飞行雷诺数附近的半展向和全展向飞机构型绕流。[16, 17] 计算得到的升力、阻力和俯仰力矩与实验数据吻合良好。然而，翼型前缘区域边界层的状态——无论是层流、湍流还是转捩流——都会给气动参数预测带来不确定性。这些模拟还显示，升力、阻力和力矩主要由压力力决定；在高升力工况下，黏性力对总阻力的贡献不到5%。

作为准确预测三维几何形状上湍流的前期工作，本研究旨在评估壁面建模大涡模拟对零迎角NACA-0012翼型流动的预测能力。该流动由黏性力主导，预测结果对转捩位置和壁面模型具有很强的敏感性。本研究的另一目标是说明流动中层流区和湍流区的网格要求，并提出改进的网格生成和建模方法，以便在壁面模化大涡模拟框架中准确模拟此类流动。第二节介绍问题设置和数值细节；第三节和第四节讨论前置雷诺平均纳维–斯托克斯计算和线性稳定性结果；第五节介绍壁面建模大涡模拟结果。最后，第六节总结本研究并给出结论。

II. 数值细节与问题描述

采用FUN3D程序开展壁面建模大涡模拟。该程序是美国国家航空航天局兰利研究中心开发的基于节点的有限体积程序，用于在非结构网格上求解三维可压缩纳维–斯托克斯方程。[18, 19] FUN3D中壁面建模大涡模拟方法的实现详见Wang等（2023）。[20] 采用斯伯丁对数律作为壁面模型，并将离壁面的第一个网格点作为壁面应力计算中的交换位置。在展向施加周期边界条件，在外边界采用特征边界条件。展向范围为0.05c，外边界半径为$R_c = 100c$。网格在展向均匀分布。

针对具有尖锐后缘的NACA-0012翼型流动进行计算。[21] 采用弦长c对坐标进行无量纲化。该翼型在后缘处厚度为零。采用笛卡尔坐标系，其中x轴沿弦向，y轴沿展向，z轴垂直于弦向。坐标由弦长c进行无量纲化。相应的速度分量分别记为u, v, 和 w。变量密度ρ, 压力 p, 以及各速度分别由其对应的自由来流变量ρ_∞, p_∞, 和U_∞进行无量纲化。时间由（c/U_∞）进行无量纲化。模拟在雷诺数 $Re_c = \rho_\infty U_\infty c / \mu_\infty = 3\text{x}10^6$, 以及迎角0度条件下进行。自由来流马赫数为$M = 0.3$。NACA-0012翼型实验开展于[22] 兰利研究中心8英尺跨声速压力风洞，马赫数范围为0.30至0.86，雷诺数为300万和900万。

针对全湍流工况进行壁面建模大涡模拟（WMLES），其中假设整个翼型表面均为湍流，并采用壁面模型。将WMLES结果与壁面解析大涡模拟（WRLES）和RANS结果进行比较。为研究层流-湍流流动情形，首先进行线性稳定性计算，以确定放大程度最大的那些不稳定波的频率和N因子。随后根据临界N因子为9确定转捩起始位置。进行RANS模拟以便之后与WMLES结果进行比较，其中假设转捩前沿上游为层流、下游为湍流。模拟时，在转捩前沿上游施加无滑移条件，在下游施加壁面模型条件（WMLES）。计算采用两套网格系统。对于全湍流工况，采用结构化C型网格。所用网格系统如图1(a)所示。壁面外侧第一网格单元的高度沿机翼保持不变。除前缘区域外，第一网格点位于对数层内。此处网格非常粗糙，无法分辨转捩点上游的薄层流边界层。还通过减小壁面外侧的网格尺寸进行了额外模拟。为解决层流-湍流WMLES中的这一问题，生成了一套非结构网格，使机翼边界层内部的网格点数固定。该网格依据从RANS模拟中提取的边界层厚度变化生成。由于边界层厚度在层流-湍流转捩区域内增大数倍，垂直于表面的网格分布也相应变化。非结构网格分布如图1(b、c)所示。WMLES网格的外边界距机翼弦长为100c，并在该处施加特征边界条件；网格沿展向延伸0.05c，间距均匀，为0.0005c。

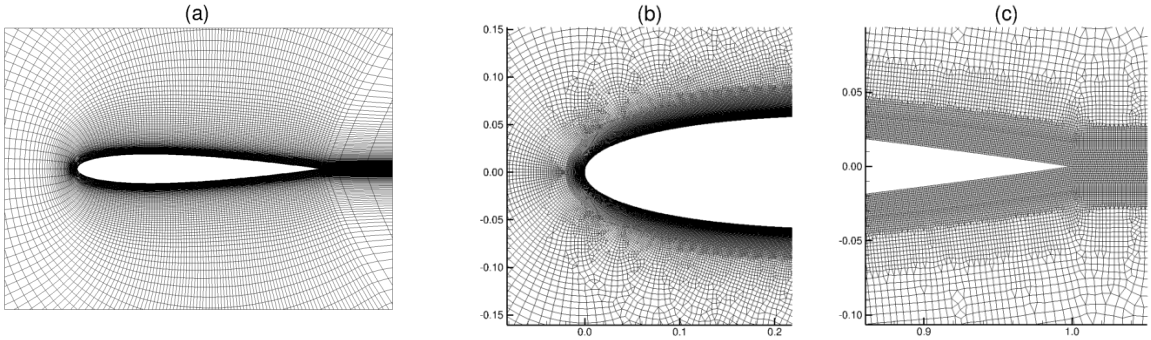


图1. 壁面建模大涡模拟中使用的网格分布。(a) 结构化网格（流向显示每隔20th 个点）和(b、c) 非结构化网格。

III. 前驱RANS模拟

我们首先使用 FUN3D 和 SA湍流模型，在壁面解析网格上进行雷诺平均纳维–斯托克斯模拟，其中 $\Delta z^+_w < 1$。模拟分别假设流动完全湍流，以及转捩前沿上游为层流、下游为湍流。转捩前沿选在$x_{tr} = 0.40$处，略微位于根据N因子结果预测的0.36转捩起始点下游。该迎角下的层流边界层在$x \sim 0.60$附近发生分离。图2(a)和(b)分别展示了

全湍流工况以及$x_{tr}=0.40$处的层流-湍流工况下的压力分布和壁面摩擦分布。壁面摩擦在转捩前沿上游（$x=0.40$）呈现层流变化，在下游则呈现湍流变化。除转捩起始点附近的一个小凹陷外，各工况的压力分布几乎相同。图3(a)和(b)分别显示了全湍流和层流-湍流工况下不同站位$x=0.2$、0.4、0.6、0.8、0.9处的边界层剖面。图3(a)展示了全湍流工况下的边界层剖面。这里，z_n 表示距表面的法向距离。相应的边界层厚度为（0.004、0.008、0.013、0.017、0.022）。我们在图中标出了边界层厚度的100%、10%和1%，以说明边界层内对数区的范围。边界层高度的10%从

4 10-4 2 10- x 到 x 变化。

3

图3(b)展示了$x=0.2$、0.4站位处层流区内，以及x

= 0 6, 0 8, 0 9 0 0018, 0 0023, ...处湍流

0 0072, 0 0124, 0 0144 4

区内的边界层剖面。相应的边界层厚度为（. . . . .）。图展示了全湍流和层流-湍流工况下边界层厚度在半对数尺度上的变化。我们还在图中标出了层流区（L）和湍流区（T）。从x .到x .，边界层厚度增加了约

2 3 = 0 30 = .倍。

0 50

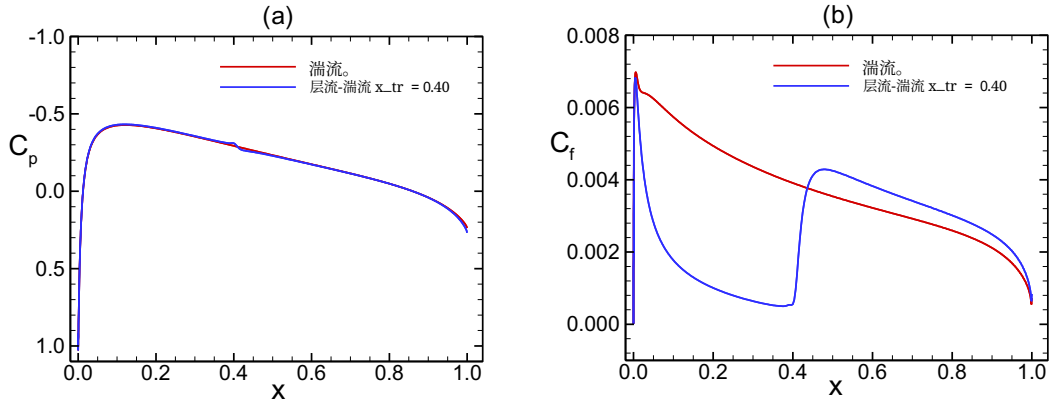


图 2. 转捩起始点位于 $x_{tr}=0.40$ 时，通过雷诺平均纳维–斯托克斯计算得到的平均量。(a) 压力系数；(b) 壁面摩擦系数。

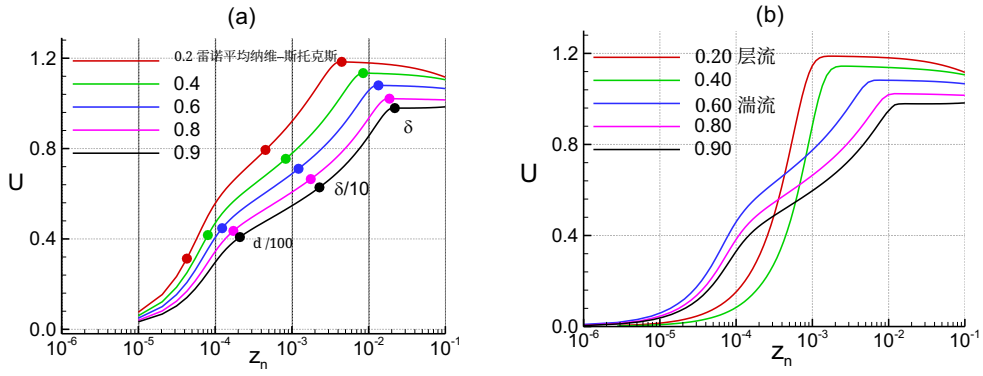


图 3. 通过雷诺平均纳维–斯托克斯计算得到的边界层剖面：(a) 完全湍流；(b) 转捩起始点位于 $x_{tr}=0.40$ 时，在 $x=0.2$、0.4、0.6、0.8、0.9。

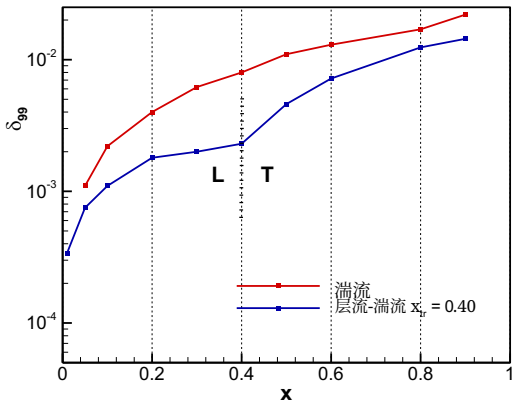


图4. 完全湍流工况和层流-湍流工况下边界层厚度随x_{tr} = 0.40的变化。

IV. 线性稳定性计算

壁面建模大涡模拟计算需要转捩前沿的坐标，以区分层流区和湍流区。转捩前沿坐标可以通过实验或任何转捩预测工具获得，例如线性稳定性分析和N因子方法。[23] 本研究采用线性稳定性分析和N因子方法来确定机翼上的转捩起始点。采用面元法获取表面无黏压力分布，并使用边界层程序获得边界层速度剖面。线性稳定性和N因子计算均使用自编稳定性程序完成。

图5(a)显示了$Re_c = 3 \times 10^6$的N因子曲线。曲线对应不同的无量纲频率$F_0 = 2\pi\nu_\infty f/U_\infty^2$。其中，$f$为有量纲频率，单位为赫兹；$U_\infty$ 和ν_∞ 分别为自由来流中的自由来流速度和运动黏度。计算中采用N因子9来确定转捩起始位置。预测的转捩起始点为0.36。该雷诺数下的结果与Halila等人的结果一致。[24] 最大放大频率为F_0 = 6.5E-5。最大放大频率对应的波长约为0.011。为验证机翼前缘区域附近存在这些不稳定波，采用紧致格式进行了二维直接数值模拟。[25, 26] 通过在壁面施加小振幅的局部谐波法向速度，在相应中性点上游引入具有最大放大频率的扰动。我们还进行了无外部强迫的模拟，以研究在自然数值环境下机翼边界层内产生的扰动类型。图5(b)显示了沿机翼表面的瞬时压力变化。有强迫和无强迫的结果分别以蓝色和红色表示。首先可以看到，在最大放大频率下施加强迫后，扰动从靠近中性点的位置开始呈指数增长，这与线性稳定性计算的预测一致。还注意到，在没有任何强迫的情况下，扰动出现的位置比线性理论预测的位置更靠下游。可以看到，有强迫时扰动从$x \sim 0.10$处开始增长，而无强迫时则在$x \sim 0.60$附近出现。这意味着，如果采用基于传感器的方法来检测壁面建模大涡模拟的起始位置，传感器检测到的站位可能远比实际转捩位置靠下游。

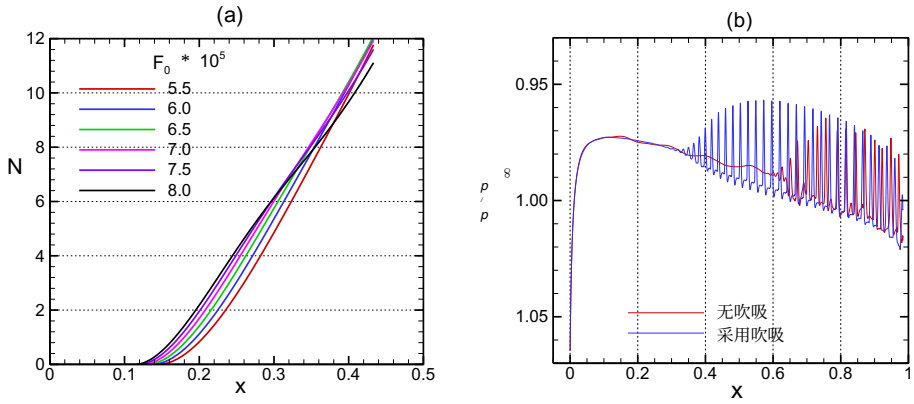


图 5. (a) 通过线性稳定性计算得到的 N因子曲线；(b) 表面上的瞬时压力分布。

V. 壁面建模大涡模拟结果

(a) 全湍流工况

我们给出了假设流动从机翼前缘起即为完全湍流时获得的壁面建模大涡模拟结果。沿翼型表面、壁面法向和展向方向分别采用了尺寸为(4001, 141, 101)的网格。使用了C型结构网格（图2(b)）。这对应于切向和展向方向的名义网格间距分别为3×10^{-4} 和5×10^{-4}。最靠近翼型表面的壁面法向网格间距，在$x = 0.2$处约位于对数层中部，在$x = 0.9$处则位于对数层下部。图6(a)显示了(x-z)平面内的瞬时u速度等值线。图中还给出了网格分布。可以看到，前缘附近的边界层非常薄，其中只有一到两个网格点位于边界层内。边界层内的网格点数在$x = 0.15$和0.8附近分别增至约6个和20个。在雷诺数$Re_c = 3\text{x}10^6$ 和迎角a = 0°下，也采用尺寸为(12001, 257, 501)的网格进行了壁面解析大涡模拟计算。在这些计算中，于$x \sim 0.05$附近施加非定常体力，使边界层转捩。

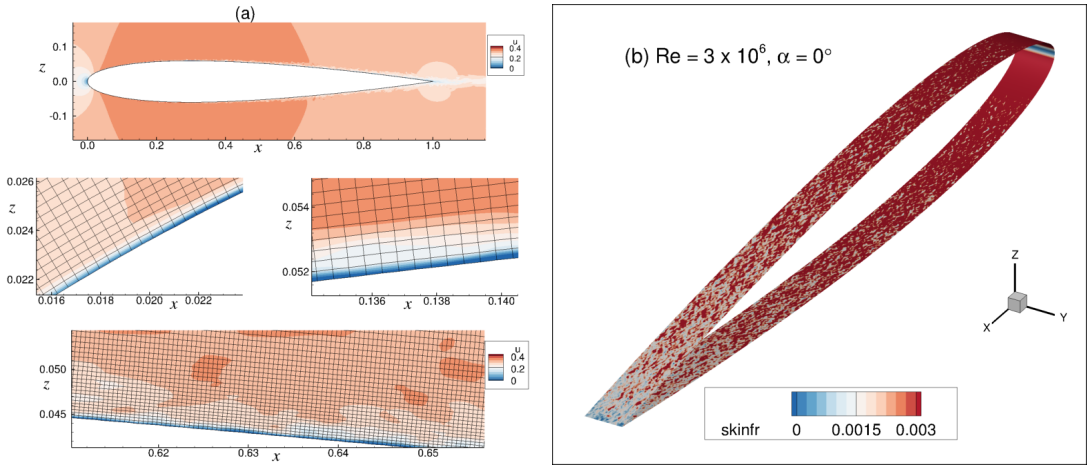


图 6. 壁面建模大涡模拟中的瞬时 (a) u 速度等值线及 (x-z) 平面上的网格分布（$y = 0$ 处），以及 (b) 壁面摩擦分布。

图 6(b) 展示了机翼表面瞬时壁面摩擦系数的等值线。我们从前缘开始，在整个翼型上应用了壁面模型。图中显示，

非定常湍流结构开始在非常靠近前缘的位置形成。N因子计算预测，自然层流向湍流转捩将在约 $x = 0.4$ 处发生。在没有触发或外部扰动的情况下，壁面解析大涡模拟中的转捩将发生在预期自然转捩位置的更下游。然而，值得注意的是，尽管没有外部触发，边界层仍在非常靠近前缘的位置转捩为湍流。要进一步理解这种触发背后的物理机制，从而有望深入认识更复杂构型中附着区域的行为。

图7(a、b)展示了壁面建模大涡模拟、壁面解析大涡模拟和雷诺平均纳维–斯托克斯方法得到的时间平均壁面压力和壁面摩擦系数，针对$Re_c = 3 \times 10^6$。壁面建模大涡模拟和壁面解析大涡模拟的压力系数与RANS结果几乎相同。与RANS结果相比，前缘区域附近的壁面摩擦系数较低，这种现象还需要进一步研究。这可能与层流-湍流转捩触发机制有关。如前所述，该区域的网格非常粗糙，边界层也未得到良好解析。壁面摩擦低于RANS结果，但变化趋势相同。图9展示了站位$x = 0$处以对数尺度表示的速度剖面：0.2、0.6和0.8。这些图中的黑色竖线表示WMLES交换位置。交换位置位于缓冲层上方、对数层下部。缓冲层区域的速度幅值低于RANS结果，而边界层外部区域的速度幅值更高。 与RANS结果吻合较好。

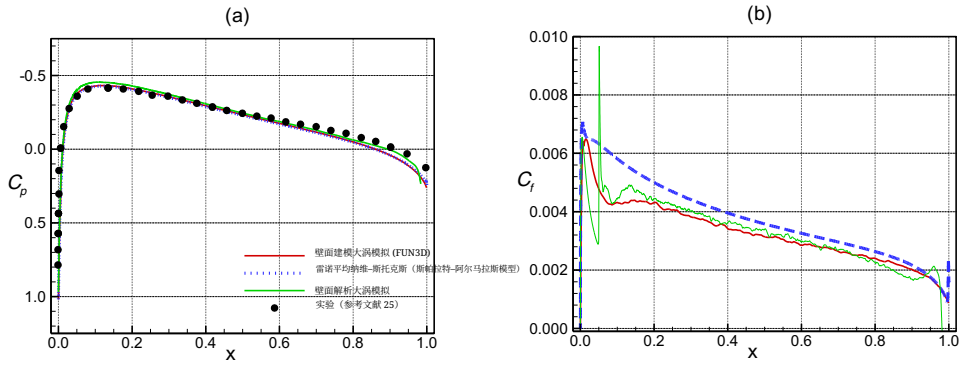


图 7. 全湍流工况下的平均 (a) 压力和 (b) 壁面摩擦系数。

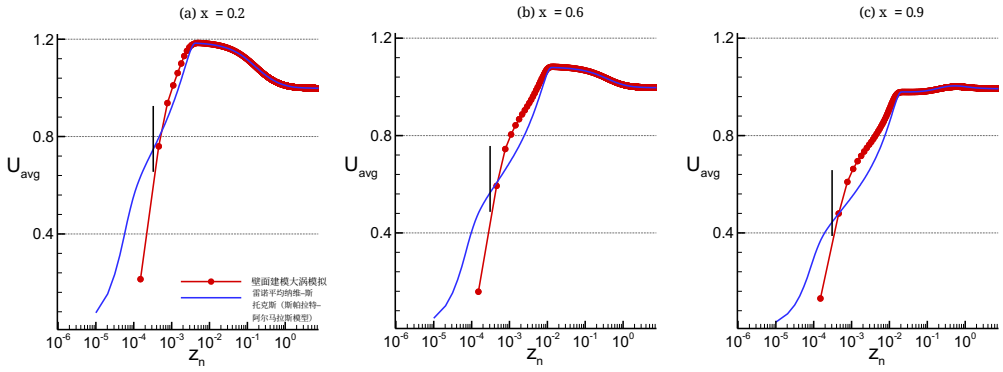


图 8. 全湍流工况下，$x = 0.2$、0.6 和 0.9 处对数尺度下的平均速度剖面。 竖线表示壁面建模大涡模拟的交换位置。

图9(a-c)展示了针对 $Re_c = 3 \times 10^6$，WRLES 和壁面建模大涡模拟在$x = 0.2$、0.6 和 0.9 处计算得到的线性尺度平均边界层剖面。图中还列出了雷诺平均纳维–斯托克斯结果以供比较。雷诺平均纳维–斯托克斯得到的平均速度剖面与壁面解析大涡模拟结果非常吻合。这验证了斯帕拉特–阿尔马拉斯湍流模型在预测小迎角下翼型上的湍流剖面方面的有效性，并且

证实了模拟中所采用触发技术的有效性。前缘附近x = 0.2 处的壁面建模大涡模拟结果与壁面解析大涡模拟和雷诺平均纳维–斯托克斯结果吻合，但沿下游方向，速度剖面逐渐偏离壁面解析大涡模拟和雷诺平均纳维–斯托克斯结果。壁面建模大涡模拟在边界层外部区域的速度较大。同样，图10展示了流向法向雷诺应力 <*u'u'*> 的结果。雷诺平均纳维–斯托克斯低估了壁面附近的 <*u'u'*> 脉动强度。不过，在边界层外部区域，两者吻合良好。与雷诺平均纳维–斯托克斯相比，壁面建模大涡模拟对 <*u'u'*> 的预测更准确，尤其是在x = 0.2 和x = 0.6 处。需要指出的是，雷诺平均纳维–斯托克斯模拟和壁面建模大涡模拟采用了尖锐后缘，而壁面解析大涡模拟采用了钝后缘。这可能是造成部分观测差异的原因，尤其是在后缘附近。例如，雷诺平均纳维–斯托克斯和壁面解析大涡模拟在x = 0.2 和x = 0.6 处的速度剖面非常吻合，而在更下游处则开始出现偏差。此外，壁面建模大涡模拟采用了 C型网格，这或许可以解释部分差异。这些结果表明，壁面建模大涡模拟能够准确捕捉全湍流工况。

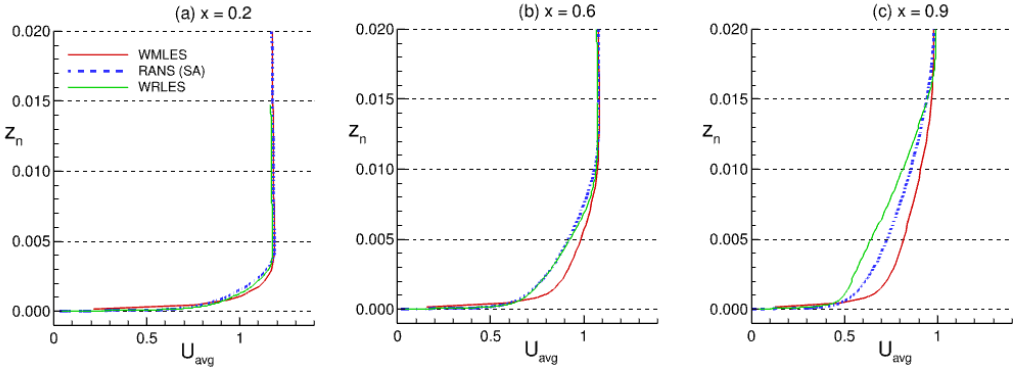


图9. WRLES、壁面建模大涡模拟和雷诺平均纳维–斯托克斯在x = 0.2、0.6 和 0.9 处的时间平均速度剖面。

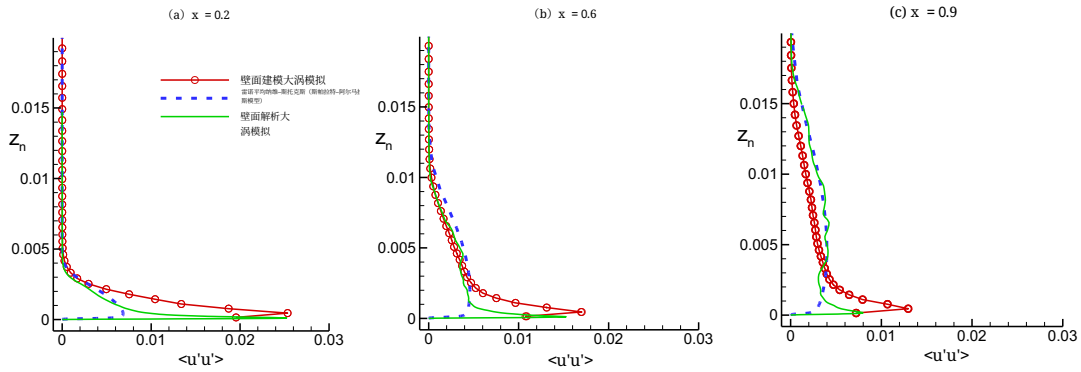


图10. WRLES、壁面建模大涡模拟和雷诺平均纳维–斯托克斯在x = 0.2、0.6 和 0.9 处的雷诺正应力 <*u'u'*> 剖面。

(b) 层流-湍流工况

本节介绍壁面建模大涡模拟对层流-湍流工况的计算结果。与全湍流工况相比，该工况更难预测。层流区的边界层厚度较小，而在层流-湍流转捩后则显著增大。另一个问题是，由于缺乏足够的分辨率来解析缓冲层以下的壁面动力学，壁面建模大涡模拟必须将第一个离壁网格点布置在对数层内。这些特点使得难以生成能够准确解析层流区和湍流区的网格拓扑。壁面建模大涡模拟计算还需要转捩前沿的坐标，以便区分层流区和湍流区。

这可以通过实验获得，也可以借助任何转捩预测工具获得，例如线性稳定性分析和N因子方法。[23]

首先采用全湍流工况中使用的同一网格进行壁面建模大涡模拟（图1(a)），该网格为C型结构网格，第一网格点位于表面上方约3 x 10^{-4} 处。该网格点（3 x 10^{-4}）处于对数区下部，如图3(a)所示。图11展示了壁面建模大涡模拟得到的瞬时壁面摩擦系数等值线，分别对应不同的Δz_n = 3 x 10^{-4}和3 x 10^{-5}。图12(a)和(b)分别展示了时间平均的壁面摩擦系数和压力系数。这些图中还列出了RANS计算结果以供比较。值得注意的是，对于3 x 10^{-4} 的工况，流动在转捩前沿x = 0.4之前保持层流，并在其紧邻下游进入湍流状态。时间平均壁面摩擦变化表明，尽管该区域的网格分布较粗，层流区中的曲线形状仍与稳态层流-湍流RANS结果一致。与层流-湍流结果相比，壁面摩擦幅值在x = 0.10之前被低估，在x = 0.4之前则略微高估。湍流区的壁面摩擦分布与RANS结果非常接近。压力系数与RANS预测吻合良好，尽管层流区和湍流区分别存在轻微高估和低估。这些结果令人鼓舞：如果可以接受层流区中的小偏差，那么总体而言，壁面建模大涡模拟的预测相当准确。这些模拟所需的唯一信息是转捩位置的坐标。如前所述，这些坐标可以通过实验数据或数值转捩预测方法获得。为探究准确捕捉层流区所需的网格分布，我们通过将第一网格单元的高度减小至2 x 10^{-4}、1 x 10^{-4}和3 x 10^{-5}，进行了额外模拟。图11(b)展示了得到的瞬时壁面摩擦系数等值线。在前缘附近的层流边界层内，最小网格尺寸为3 x 10^{-5}时约有10个网格点。不出所料，采用该网格可以很好地捕捉层流区中的壁面摩擦系数和压力系数。然而，湍流区未能得到正确捕捉。边界层在x = 0.6处才转捩为湍流，而非x = 0.4。这是因为第一网格点位于缓冲层以下，且展向网格分布保持不变，导致壁面模型无法在x = 0.4附近触发向湍流的转捩。随着第一网格点高度减小，层流区的分辨效果更好。采用1x10^{-4} 的网格可以准确分辨层流部分。这表明，前缘区域约需4–5个网格点，便足以准确分辨层流边界层。然而，除了3 x 10^{-4} 网格外，湍流区均未能得到良好捕捉。这表明，要正确捕捉湍流区，第一网格点应位于缓冲层上方、对数层中部。

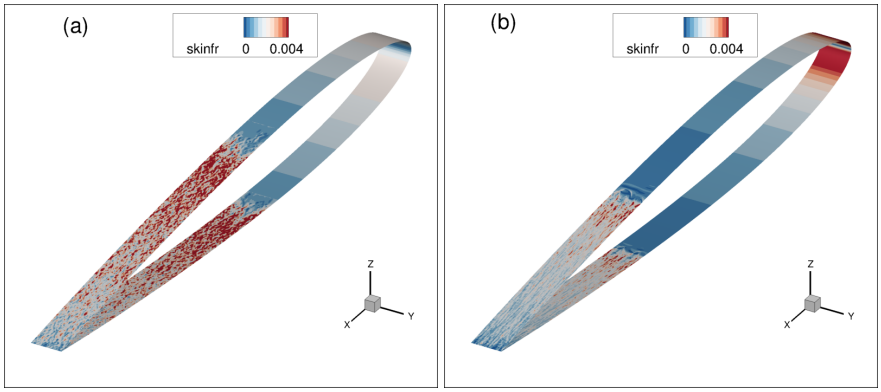
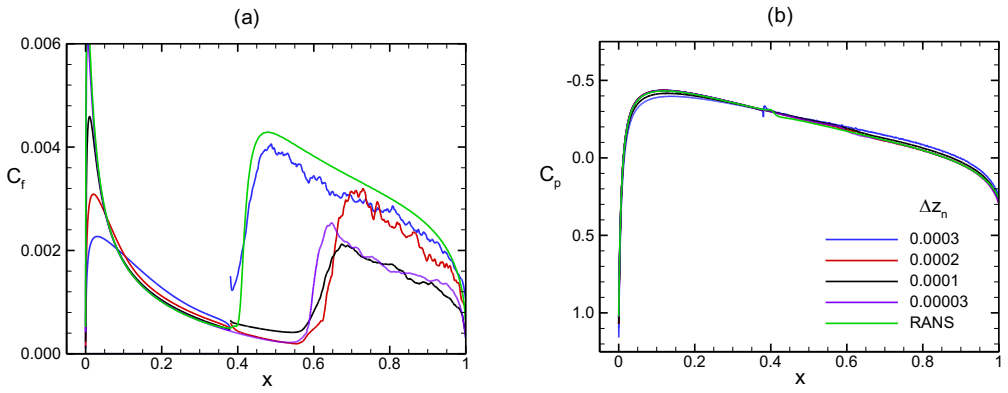


图11. (a) $\Delta z_n = 3 \times 10^{-4}$ **和(b)** 3×10^{-5} $\Delta z_n =$ 条件下的瞬时壁面摩擦系数等值线。



Figu图 12. 采用壁面建模大涡模拟得到的不同 Δz_n 的时间平均壁面摩擦系数。

前几节的模拟结果表明，对于离壁第一网格尺寸恒定的网格，要同时分辨层流区和湍流区存在困难。如果网格较粗，且已知转捩前沿*a priori*，壁面建模大涡模拟能够较好地捕捉湍流区，但无法准确捕捉层流区。如果壁面附近的网格较细，结果则相反：层流区分辨良好，而湍流区捕捉较差。另一个观察结果是，尽管层流区存在很强的边界层不稳定波，但在所有模拟中，该区域均未观察到不稳定波。还应指出，壁面建模大涡模拟所用网格是有意设置得较粗的，因此不适合准确捕捉不稳定波。在采用基于传感器的方法来判断哪些区域应使用壁面模型时，这将成为一个问题。本文尝试了两种方法来解决这些问题。一种方法是根据边界层厚度沿机翼的变化来设计边界层网格。采用这种方法，可以在层流边界层和湍流边界层中分别布置固定数量的网格点。第二种方法是在前缘附近引入具有最易放大频率的外部扰动。粗网格可能无法准确捕捉扰动的演化，但若初始振幅足够大，或许能够在边界层内激发不稳定波。另一种可行但本研究未采用的方法，是探索重叠网格拓扑。

生成了一个非结构网格，每个边界层厚度约包含20个点（ppd）。该网格在机翼周围均匀分布约4000个点，并在宽度为0.05的展向上均匀分布100个点（见图1(b, c)）。在靠近前缘的边界内施加了一个沿x方向具有高斯形状的二维谐波体力，其频率为$F_0 = 5\text{x}10^{-5}$，施加位置为$x = 0.05$。体力仅施加在机翼上表面。最大放大频率的波长约为0.01。因此，该网格分布中每个波长约有20个网格点。图13(a)和(b)分别展示了机翼表面瞬时壁面摩擦系数的三维视图和二维平面视图。图14(a)和(b)展示了瞬时及时间平均壁面摩擦系数，图14(c)展示了时间平均压力系数。首先，由于边界层内壁面法向有足够的网格点，层流区与RANS结果吻合得非常好。其次，尽管网格分布关于x轴对称，但上表面比下表面更早出现湍流，这表明对于所选网格分辨率，显式触发转捩十分重要。在图13和图14(a)中，$x = 0.4$附近可见二维波的增长及其向三维扰动的破裂。图15展示了在$x = 0.8$处的平均速度剖面：这些剖面分别由壁面建模大涡模拟（WMLES）采用C型网格（第一个离壁网格点的高度保持为常数$\Delta z_n = 3 \text{ x } 10^{-4}$，对应图1(a)）以及在边界层内网格点数固定的非结构网格（图1(b-c)）得到。图中还列出了RANS结果以作比较。采用不同方法得到的剖面彼此之间以及与RANS结果均吻合得较好。可以调整体力的幅值，以促使破裂更早发生，从而匹配实验观测或数值预测的转捩前沿。如何使用基于传感器的方法选择应用

壁面模型的区域，仍是一个尚待解决的问题。本研究测试了两个概念以确定其性能，未来工作将进一步探讨这些问题。

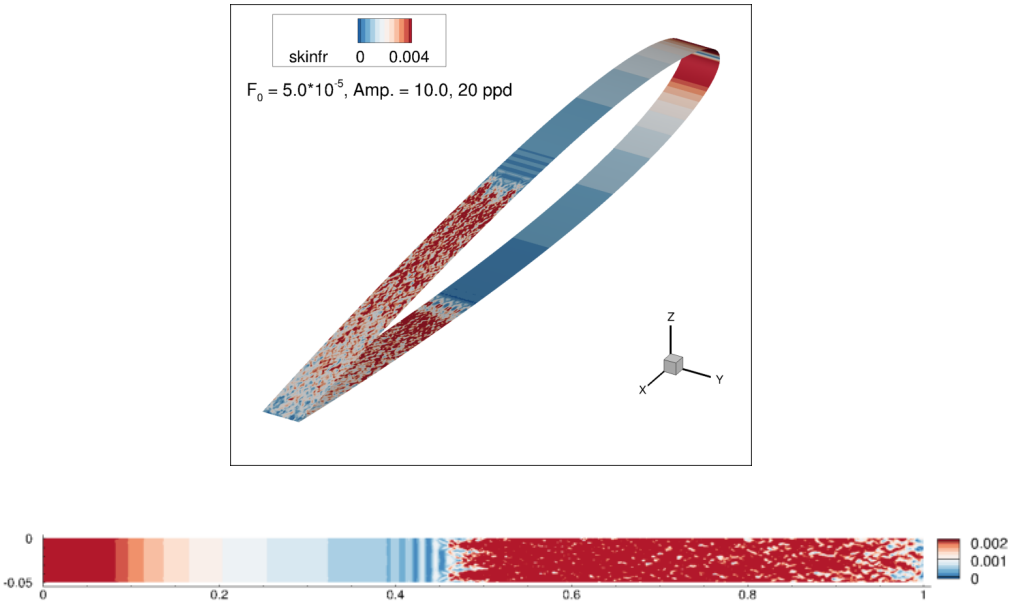


图13. 20 ppd网格的瞬时壁面摩擦系数等值线。

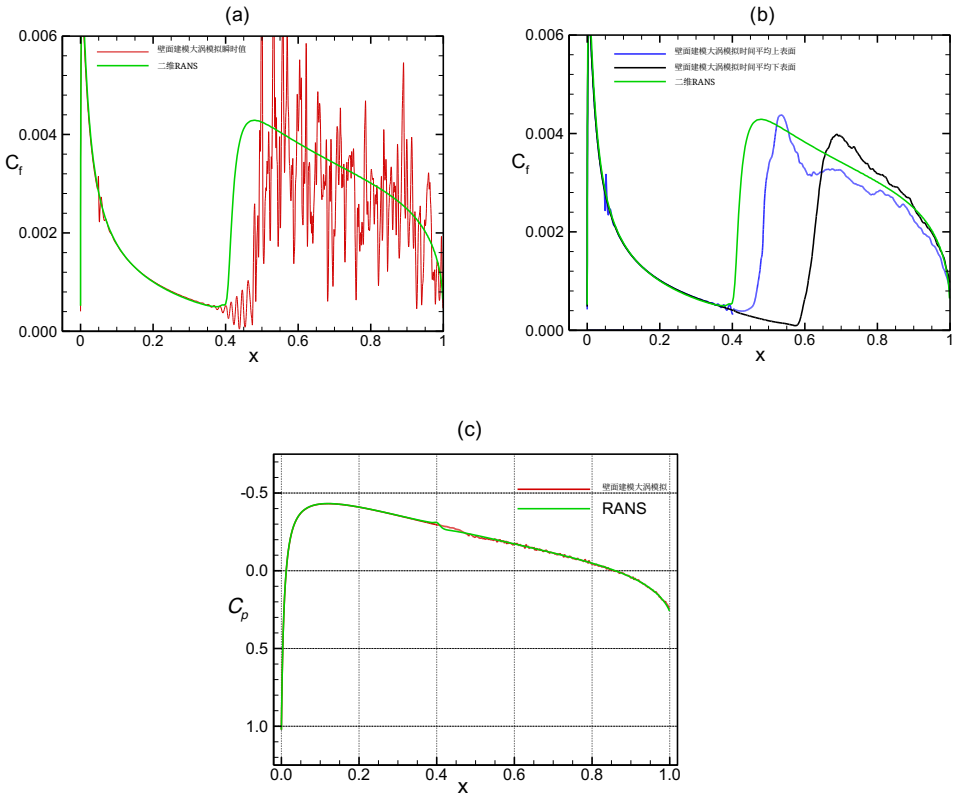


图14. 20 ppd网格的壁面建模大涡模拟结果。(a) 瞬时壁面摩擦系数，(b) 时间平均壁面摩擦系数，(c) 时间平均压力系数。

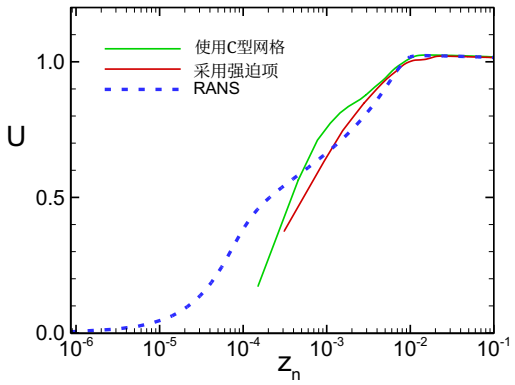


图15. 从层流-湍流工况的壁面建模大涡模拟结果中获得的 $x = 0.8$ 处时间平均速度剖面（对数尺度）。

VI. 总结与结论

采用平衡壁面模型进行壁面建模大涡模拟，研究了弦长雷诺数为 $Re_c = 3 \times 10^6$, 、自由来流马赫数为0.3、迎角为0度时流经NACA-0012翼型的流动，并将第一个离壁网格点作为交换位置。研究了两种不同的流动情形。一种工况假设流动为完全湍流，另一种则假设机翼上的流动在某一点之前为层流，之后转变为湍流。在完全湍流工况下，壁面建模大涡模拟结果显示湍流从前缘开始触发，且总体上与壁面解析大涡模拟和雷诺平均纳维–斯托克斯结果吻合良好。层流-湍流工况的适用网格生成颇具挑战，因为这需要事先了解边界层厚度，而边界层厚度在层流区和湍流区之间变化显著。表面上采用均匀壁面法向分布的网格，根据网格间距不同，虽能较好地预测层流区或湍流区，但无法同时准确预测两者。在湍流区采用远离壁面的交换位置可能会改善预测结果。另一方面，基于局部边界层厚度采用变化的壁面法向分布的网格，只要存在适当的转捩触发，就能较好地预测层流区和湍流区。若没有显式触发转捩，在本研究采用的网格分辨率下，湍流起始会延迟。总的来说，基于局部边界层厚度设置壁面法向分布并包含显式转捩触发机制，似乎是捕捉层流区和湍流区流动的一种有前景的策略，未来将进一步探索其在更复杂构型中的应用。

致谢

本研究由航空研究任务局下属变革性航空学概念计划的美国国家航空航天局变革性工具与技术（TTT）项目资助。作者谨向美国国家航空航天局兰利研究中心计算航空科学分部的 Li Wang 博士、Gary Coleman 博士和 Stephen Woodruff 博士致谢，感谢他们认真审阅本文并提出宝贵意见。

参考文献

[1]Piomelli, U. 和 Balaras, E.，《大涡模拟的壁面层模型》，流体力学年度评论。2002，1699 137：-。[2]Spalart, P. R.，《分离涡模拟》，流体力学年度评论。2009，41：181-202。[3]Frohlich, J. 和 Terzi, D. V.，《用于模拟湍流的混合 LES/RANS 方法》，航空航天科学进展，44（2008），349-377。

[4]Larsson, J.、Kawai, S.、Bodart, J. 和 Bermejo-Moreno, I.，《采用壁面应力模型的大涡模拟：近期进展与未来方向》，机械工程评论，日本机械工程师学会，第3卷，第1期，2016年。[5]Bodart, J. 和 Larsson, J.，《复杂几何形状中的壁面模型大涡模拟及其在高升力装置中的应用》，湍流研究中心，2011年度研究简报。[6]Bodart, J. 和 Larsson, J.，《基于传感器的壁面模型大涡模拟转捩流动计算》，湍流研究中心，2011年度研究简报。[7]Kawai, S. 和 Larsson, J.，《大涡模拟中的壁面建模：长度尺度、网格分辨率与精度》，流体物理学，第24卷，第1期，2012年1月，第015105-1至015105-10页。[8]Kawai, S. 和 Larsson, J.，《高雷诺数下大涡模拟的动态非平衡壁面建模》，流体物理学，第25卷，第1期，2013年1月，第015105-1至015105-21页。[9]Mettu, R. B. 和 Subbareddy, K. P.，《非平衡条件下可压缩流动的壁面模型大涡模拟》，AIAA-2018-3405，第48届流体动力学会议暨航空论坛，2018年，佐治亚州亚特兰大。[10]Lozano-Duran, A.、Hack, M. 和 Moin, P.，《利用抛物化稳定性方程对直接数值模拟和大涡模拟中的边界层转捩进行建模》，《物理评论·流体》2018，3，023901。[11]Gonzalez, C. A.、Harris, S. R. 和 Moin, P.，《在耦合的 NLPSE 与壁面建模大涡模拟框架中，结合 Falkner-Skan 壁面模型模拟 H 型转捩边界层》，斯坦福大学湍流研究中心年度研究简报，2023年，第307-320页。[12]Hussain, M. D.、Ganju, S.、Batstone, J.、Brehm, C.、Larsson, J. 和 Noordt, W.，《采用贴体网格与浸入边界代码对 A 翼型进行壁面模型大涡模拟》，AIAA 航空论坛暨 ASCEND 联合会议论文集，AIAA 2024-4176，7月29日至8月2日，内华达州拉斯维加斯。[13]Park, G. I. 和 Moin, P.，《改进的动态非平衡壁面模型大涡模拟方法》，流体物理学，第26卷，第1期，2014年1月，第015108-1至015108-21页。[14]Park, G. I.，《非结构网格上的壁面模型大涡模拟：在 NASA 壁面安装凸包上的应用》，AIAA 论文 2016-1560，2016年1月。[15]Iyer, S. P. 和 Malik, M. R.，《壁面安装凸包上流动的壁面模型大涡模拟》，AIAA-2016-3186， 46th AIAA 流体动力学会议暨航空论坛，2016年，华盛顿特区。[16] Clark, A. M.、Rumsey, C.、Slotnick, J. P. 和 Wang, L.，《第5届高升力预测研讨会：概述与总结》，AIAA-2025-0045，AIAA SciTech 论坛，2025年，佛罗里达州奥兰多。[17]HLPW5, https://hiliftpw.larc.nasa.gov/ [18]Anderson, K. W. 和 Bonhaus, D. L.，《一种用于在非结构网格上计算湍流的隐式迎风算法》，计算机与流体，第23卷，第1期，1994年，第1-21页。[19]FUN3D 手册：14.0.1。NASA/TM-20230004211，兰利研究中心，2023年4月。[20]Wang, Li、Anderson W. Kyle、Nielsen Eric J.、Balakumar, P.、Park, M. A.、Carlson, J. R.、Iyer, P. 和 Diskin, B.，《使用 FUN3D 对 高升力构型进行壁面模型大涡模拟》，AIAA SciTech 论坛，2022年1月3日至7日，加利福尼亚州圣迭戈。[21] https://turbmodels.larc.nasa.gov/ [22]Harris, C. D.，《兰利 8 英尺跨声速压力风洞中 NACA 0012 翼型的二维空气动力特性》，技术备忘录 TM-81927，美国国家航空航天局兰利研究中心，弗吉尼亚州汉普顿，1981年4月。[23]Mack, L. M.，《转捩预测与线性稳定性理论》，AGARD 报告 CP224，1977年。1G [24] Halila, G. L. O.、Chen, G.、Shi, Y.、Fidkowski, K. J.、Martins, J. R. R. A. 和 Mendonca，《采用耦合不连续伽辽金 RANS PSE 框架预测高雷诺数转捩流动》，AIAA 2019-0974，AIAA SciTech 论坛，2019年1月7日至11日，加利福尼亚州圣迭戈。[25]Lele, S. K.，《具有类谱分辨率的紧致有限差分格式》，计算物理学杂志，第103卷，16（1992）。[26]Visbal, M. R. 和 Gaitonde, D. V.，《曲线网格与变形网格上高阶有限差分格式的应用》，J. 计算物理学杂志，第181卷，2002年，第155-185页。