

引用格式: 易森荣, 赵慧勇, 乐嘉陵, 等. 基于 IDDES 框架的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型[J]. 航空学报, 2019, 40(8): 122726. YI M R, ZHAO H Y, LE J L, et al. $\gamma-Re_\theta$ transition model based on IDDES frame[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2019, 40(8): 122726 (in Chinese). doi: 10.7527/S1000-6893.2018.22726

基于 IDDES 框架的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型

易森荣, 赵慧勇^{*}, 乐嘉陵, 肖保国, 郑忠华

中国空气动力研究与发展中心 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 绵阳 621000

摘 要: 针对高超声速流动的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型在模拟强制转捩时存在捕获边界层内扰动不足的缺点, 将 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes) 框架改为 IDDES(Improved Delayed Detached Eddy Simulation) 框架, 既能像基于 RANS 框架的转捩模型一样模拟复杂构型的自然转捩, 又能发挥 IDDES 能够捕获更多脉动信息的优点, 较为准确地模拟粗糙颗粒诱导强制转捩。通过对一系列简单构型的自然转捩及来流马赫数为 6 条件下平板上单个粗糙颗粒诱导强制转捩的模拟表明, 模型既能体现 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型的优点, 在自然转捩模拟中具有较强的鲁棒性, 能够反映雷诺数等因素对转捩位置的影响规律; 也能体现 IDDES 方法的优点, 能够捕捉粗糙颗粒诱导的扰动及涡结构, 从而较为准确地刻画出强制转捩的整个流程。

关键词: 转捩模型; IDDES; 高超声速; 自然转捩; 强制转捩

中图分类号: V211.73 文献标识码: A 文章编号: 1000-6893(2019)08-122726-15

边界层转捩对高超声速飞行器的设计有利有弊。一方面, 边界层转捩导致气动热的急剧增加, 严重影响热防护系统的设计, 同时转捩还影响飞行器的摩阻、压阻、飞行器的性能和气动力控制; 另一方面, 在高超声速进气道上实现边界层强制转捩, 可以减少流动分离, 提高流动抗逆压的能力, 便于进气道的起动和超燃发动机的正常工作。在长达一个多世纪的研究后, 人们对于边界层转捩问题的研究取得了长足的进步, 发展了线性稳定性、弱非线性稳定性、瞬态增长、三波共振、二次失稳等理论^[1] 描述边界层转捩的过程, 发展了静音风洞来模拟天上真实的来流扰动条件^[2]。但是, 针对一个给定的较复杂构型, 人们仍不能确切地给出边界层会在什么条件下、什么位置由层流转捩为湍流, 特别是在高超声速条件下, 由于受到太多因素及各种因素之间互相耦合作用的影响,

转捩预测变得更加困难。

目前能够进行边界层转捩研究的数值方法大致可分为 4 种: 第 1 种是通过精细的空间和时间分辨率来解析边界层发展过程中扰动的物理发展过程, 从而捕获边界层由层流转捩为湍流的详细信息, 主要为 DNS(Direct Numerical Simulation) 和 LES(Large Eddy Simulation) 方法, 被用来研究典型状态下的转捩机制和详细的转捩过程^[3-4], 但是由于该方法对网格、格式和计算量的要求极大, 很难针对高雷诺数、复杂构型开展研究。第 2 种是通过线性和非线性稳定性理论, 通过对扰动增长率的研究从而获得边界层内扰动波的增长直至失稳过程, 如 LST(Linear Stability Theory) 和 PSE(Parabolized Stability Equation) 方法^[5-6], 其有明确的物理机制, 能够模拟非稳定波线性(甚至是弱非线性阶段)的发展, 但无法模拟 Breakdown

收稿日期: 2018-10-15; 退修日期: 2018-11-02; 录用日期: 2018-12-05; 网络出版时间: 2018-12-25 10:03
网络出版地址: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20190804.html>
基金项目: 国家自然科学基金(51676204); 中国空气动力研究与发展中心风雷青年创新基金(PJD20170134)
^{*} 通信作者: E-mail: gmreszhao@163.com

和湍斑生成的过程,也无法模拟 Bypass 转捩。第 3 种是通过大量试验结果进行总结分析,提取出关键的流场参数,给定一个标准,当参数达到该标准时,则认为转捩发生,称之为转捩准则,如 NASP(National AeroSpace Plane)的尖前缘平板转捩准则: $Re_\theta/Ma_e = 305^{[7]}$,其中 Re_θ 为以动量厚度为长度尺度定义的雷诺数, Ma_e 为边界层外缘马赫数。该方法形式简单,操作方便,但是通用性不好,只能针对类似的构型在类似的条件下开展转捩预测,而针对其他情况的预测就会出现偏差。

第 4 种方法则是基于现有成熟的湍流模型,通过添加一个表示层流或湍流状态的间歇因子,从而控制湍动能方程的产生项和破坏项,进而模拟边界层由层流转捩为湍流的整个过程,称为转捩模式方法,这种方法的优点是具有较好的鲁棒性,可以模拟各种复杂构型,使得转捩与当地变量有较为紧密的联系,而且计算量比较小,比较容易实现,但也有缺点,由于湍流模型本身的经验参数就较多,因此较难将其与转捩物理机制较完美地结合。Langtry 和 Menter^[8-10] 基于 SST(Shear Stress Transport)湍流模型,提出的基于经验耦合的间歇因子转捩模型 $\gamma-Re_\theta$ 模型就是其中的典型代表,在该模型中,所有的计算都是基于局部变量,没有任何沿流线积分的操作,因此可以轻易地对复杂构型进行模拟。Langtry 将该模型应用于大量低速的工程算例。由于 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型只是为把基于经验关系式的模型结合进一般 CFD(Computational Fluid Dynamics)方法中提供了一个框架,而具体的物理机制均包含在经验关系式中,因此理论上说只要经过合适的标定,其可以模拟多种因素诱导的转捩,如其框架中就包括分离诱导转捩模块,Watanabe^[11]、Seyfert^[12-13] 及 Langtry^[14] 等都在该框架上添加了横流模式诱导转捩模块,Langtry 的改进版本还添加了横流模式中粗糙度对转捩的影响,Langel 等^[15] 则通过引入“粗糙幅度”的输运方程来反应粗糙度对转捩的影响。在高超声速领域,Krause^[16]、Zhang 和 Gao^[17] 等分别提出了可以应用于高超声速情况下转捩预测的经验关系式。Cheng 等^[18] 则通过添加一个针对压力梯度的修正因子来反映高马赫数下的转捩情况。然而,在模拟粗糙颗粒诱导的强

制转捩时, $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型还存在固有的缺陷。这是因为 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型是通过输运方程得到判断转捩的关键变量——转捩起始动量厚度雷诺数 $\overline{Re_{\theta^*}}$,然而该输运方程在边界层内的源项为 0,这样当边界层内增加了粗糙颗粒或者凹槽时,在该模式框架下,只能通过边界层外的流场变化来促进 $\overline{Re_{\theta^*}}$ 的改变,这是远远不够的,因此其对强制转捩的模拟精度欠佳。本文作者团队在文献^[19-20]中通过添加可压缩性修正,修改分离诱导转捩关键参数 s_1 ,从而实现了高超声速情况下自然转捩(本文所说自然转捩指没有强制转捩装置的转捩,与粗糙颗粒诱导的强制转捩相对应)和强制转捩的模拟,但是作者在后续的研究中发现,针对粗糙颗粒诱导的强制转捩,通过增加模型对分离诱导转捩的敏感性,虽然能够在一定程度上加强粗糙颗粒对转捩的促进作用,但与试验值相比仍然存在一定差异,另一方面,在有分离诱导转捩发生时,一味地增加对分离诱导转捩的敏感度又可能会导致模型对真正分离诱导转捩作用过分夸大。实际上,粗糙颗粒诱导的转捩也并非完全是分离作用,对其更精细结构的涡的分辨才能更真实地模拟其过程。

由于粗糙颗粒明显改变了边界层内流场的结构,其诱导的尾迹涡具有 Görtler 涡的性质,这种反向旋转的流向涡对导致边界层内的速度剖面出现大的变形,使得流向速度在法向和展向均存在拐点。Görtler 涡结构在经历瞬态增长后,可能会与第 2 模态之间发生非线性耦合作用^[21] 或因其条带结构本身的不稳定性^[22] 而二次失稳并最终导致转捩的发生。如果采用足够精细的数值模拟方法,通过对涡的形成和破碎过程进行捕捉,理论上其可以捕获流向涡的形成、发展、失稳到转捩为湍流的整个过程。要捕获这些过程,目前可以采用的方法有 DNS、LES 和 RANS/LES 混合方法,而目前最有可能大范围工程应用的是 RANS/LES 混合方法。Yoon 等^[23] 首先将 DES 方法应用于高超声速边界层内单个粗糙颗粒诱导转捩的算例,结果表明 DES 模型可以分辨大涡结构,可以用来模拟粗糙颗粒诱导的强制转捩;肖志祥等采用 IDDES 方法分别研究了高超声速下粗糙颗粒诱导平板强制转捩^[24] 和凹槽诱导转捩^[25] 的情况,给出了转捩涡结构的发展过程,表明采用 ID-

DES 方法对强制转捩开展研究是可行的,但其在进行模拟时,采用的是强制粗糙颗粒或者凹槽上游的流动为全层流的情况,因此在流过粗糙颗粒或凹槽之后,有一个从层流到湍流的转捩过程。IDDES 方法之所以能够模拟强制转捩,是因为其能够解析更小尺度的涡,能够捕获粗糙颗粒或凹槽诱导出来的涡结构,但由于 IDDES 方法仍然是一个针对湍流的计算方法,当没有间歇因子来控制其湍动能方程时,针对没有明显大涡结构、由小扰动经过线性增长和非线性增长之后破碎再转捩为湍流的过程,其却无法捕获。而且纯粹的 IDDES 方法也无法反映来流湍流度对转捩的影响。根据普渡大学对于 X-51A 的试验结果^[26],来流湍流度对粗糙颗粒诱导的转捩仍然有重要的影响,因此来流湍流度也是一个不可忽略的因素。

针对 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型和 IDDES 方法各自的优点和缺点,如果将 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型与 IDDES 方法结合起来,则理论上可以克服各自的缺点,从而同时满足对自然转捩和强制转捩的模拟。实际上,早在 2011 年 Sorensen 等^[27]就尝试过将 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型与 DES 方法结合起来,并进行了大迎角机翼的计算,随后 Alam 等^[28]则将 DDES 方法与 $k_L-\omega$ 转捩模型^[29]进行了结合,并将其应用在低压涡轮机叶片的转捩预测中。乔磊等^[30]也尝试过将 DDES 方法与 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型相结合,对低速平板算例进行了计算。以上结果均表明转捩模型与 DES 类方法结合后,能够像原始的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型一样对自然转捩进行模拟。但以上均为试探性研究,研究的构型都较为简单,都是低速领域的转捩,没有进一步发挥基于 IDDES 框架的转捩模型相对于传统转捩模型能够捕捉更精细的流场结构从而更精确地模拟强制转捩的这一优势。

本文希望通过结合 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型对自然转捩模拟的优点和 IDDES 方法在模拟强制转捩时能分辨更精细物理结构从而捕获转捩过程的优点,将 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型添加到 IDDES 方法的框架中去,从而实现自然转捩和强制转捩更精确的模拟。在没有粗糙颗粒、凹槽等强制转捩因素时,网格只需满足 RANS 的网格要求即可,此时在边界层内 RANS 方法会被激活,并对转捩进行模拟。在有粗糙颗粒、凹槽等强制转捩因素时,采用更精细的网格,边界层内大部分区域 LES 方法被

激活,可对涡结构的出现及发展过程进行捕捉,从而实现强制转捩的模拟。

1 计算方法

本文搭建的基于 IDDES 框架的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型是在课题组开发的大规模并行 CFD 平台 AHL3D^[31]上添加模块建立的,AHL3D 采用基于网格平均的有限体积方法离散求解 Navier-Stokes 方程组,定常时间推进采用 LU-SGS(Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel)方法,非定常计算则包括显示的龙格-库塔法和隐式的双时间步法。无黏通量采用重构-推进方法,重构采用 3 阶 MUSCL(Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Laws)方法,本文在此基础上又添加了 5 阶 WENO(Weighted Essentially Non-Oscillatory)重构方法。无黏通量的推进采用 Steger-Warming 通量分裂、AUSM+(improved Advection Upstream Splitting Method)、AUSMPW+(AUSM+ by Pressure-based Weighted function)和 LDFSS(Low Diffusion Flux-Splitting Scheme)4 种计算格式。黏性通量采用改进的 Gauss 定理计算。湍流模型中包含了本文需要用到的剪切应力输运(SST)双方程模型。作者团队在文献[20]中已经实现了 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型的搭建和应用,因此本文以该转捩模型为基础,先实现 IDDES 方法,然后将 IDDES 方法与 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型相结合,重新对转捩模型进行标定,从而实现本文计算方法的建立。

1.1 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型

$\gamma-Re_\theta$ 模型详细的计算公式可参考文献[9]。其通过间歇因子 γ 对 SST 模型湍动能 k 方程的产生项和破坏项进行控制,进而控制整个转捩过程。间歇因子输运方程为

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (1)$$

式中: ρ 为密度; U_j 为 x_j 方向的雷诺平均速度; μ 为分子黏性系数; μ_t 为湍流黏性系数; $\sigma_t=1.0$ 为常数; P_γ 和 E_γ 分别为 γ 方程的产生项和破坏项, P_γ 的形式为

$$P_\gamma = F_{\text{length}} c_{al} \rho S (\gamma F_{\text{onset}})^{0.5} (1 - c_{el} \gamma) \quad (2)$$

其中: F_{onset} 为决定转捩开始的阈函数; F_{length} 为转捩区域长度; 其余相关参数的含义详见文献[9]。

$$F_{\text{onset}} = f\left(\frac{Re_\nu}{2.193Re_{\theta c}}\right) \quad (3)$$

式中: Re_ν 为当地涡雷诺数; $Re_{\theta c}$ 为临界动量厚度雷诺数。

在上游层流区, $F_{\text{onset}} = 0$, 当 $Re_\nu > 2.193 Re_{\theta c}$ 时, F_{onset} 被激活, 值由 0 开始转换为 1, 间歇因子 γ 逐渐增加, 流动由层流逐渐转捩为湍流。而 F_{length} 和 $Re_{\theta c}$ 又都通过经验关系式与当地转捩起始动量厚度雷诺数 $\overline{Re_{\theta t}}$ 关联起来:

$$F_{\text{length}} = f_1(\overline{Re_{\theta t}}) \quad (4)$$

$$Re_{\theta c} = f_2(\overline{Re_{\theta t}}) \quad (5)$$

针对 $\overline{Re_{\theta t}}$, Menter 则将其看成输运标量, 对其建立输运方程:

$$\frac{\partial(\rho \overline{Re_{\theta t}})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \overline{Re_{\theta t}})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{Re_{\theta t}}}{\partial x_j} \right] \quad (6)$$

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t'} (Re_{\theta t} - \overline{Re_{\theta t}}) (1.0 - F_{\theta t}) \quad (7)$$

$$Re_{\theta t} = f_3(Tu) f_4(\lambda_\theta) \quad (8)$$

式中: $t' = \frac{500\mu}{\rho U_0^2}$, U_0 为当地雷诺平均速度大小; Tu 为当地湍流度; λ_θ 为压力梯度参数; $F_{\theta t}$ 的具体表达式及其余参数的含义参见文献[9]。

Menter 建立该方程的主要思想是: 针对边界层外的自由流, $\overline{Re_{\theta t}}$ 直接等于采用当地湍流度 $Tu = 100 \frac{\sqrt{2k/3}}{U_0}$ 和压力梯度参数 λ_θ 拟合出来的 $Re_{\theta t}$; 而针对边界层内的区域, $F_{\theta t} = 1.0$, 产生项 $P_{\theta t}$ 变为 0, $\overline{Re_{\theta t}}$ 通过输运方程的对流扩散作用传播到边界层内部。

此外, $\gamma-Re_\theta$ 模型还考虑了分离诱导转捩的作用。

$$\gamma_{\text{sep}} = \min\left(s_1 \max\left(0, \frac{Re_\nu}{3.235Re_{\theta c}} - 1\right) F_{\text{reattach}}, 2\right) F_{\theta t} \quad (9)$$

$$\gamma_{\text{eff}} = \max(\gamma, \gamma_{\text{sep}}) \quad (10)$$

式中: γ_{sep} 为分离区的间歇因子; γ_{eff} 为最终的间歇因子; F_{reattach} 为与再附区有关的参数, 具体形式参见文献[9]。其可通过改变经验参数 s_1 来调节对分离诱导转捩的敏感度。最后, 转捩模型对

SST 模型 k 方程的作用方式为

$$\bar{P}_k = \gamma_{\text{eff}} P_k, \quad \bar{D}_k = \min(\max(\gamma_{\text{eff}}, 0.1), 1.0) D_k \quad (11)$$

式中: P_k 和 D_k 分别为 SST 模型中 k 方程的产生项和破坏项。

1.2 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型与 IDDES 方法的结合

$\gamma-Re_\theta$ 模型通过添加两个输运方程求解间歇因子 γ , 且通过 γ 作用于 k 方程的产生项和破坏项从而与 SST 湍流模型结合。在形式上, 添加基于 SST 模型的 IDDES 方法则更为简单, 可以通过修改湍动能输运方程破坏项中的长度尺度函数而实现^[32]。SST 模型中湍动能方程为

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = P_k - D_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (12)$$

式中: σ_k 为常数; 破坏项 $D_k = \beta^* \rho \omega k$, $\beta^* = 0.09$, ω 为比耗散率, 实际上 $D_k = \rho k^{3/2} / \tilde{l}$, 由于 RANS 模型中有 $\tilde{l} = k^{1/2} / (\beta^* \omega)$, 因此可得 $D_k = \beta^* \rho \omega k$ 。而对于 IDDES 方法, 则有 $\tilde{l} = l_{\text{IDDES}}$, l_{IDDES} 为 IDDES 方法的长度尺度。要将 IDDES 方法与 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型相结合, 则需要求解 $\gamma-Re_\theta$ 四方程转捩模型, 并对湍动能方程破坏项中的长度尺度函数进行修改。四方程模型中的湍动能输运方程为

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \bar{P}_k - \bar{D}_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (13)$$

对于传统的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型, $\tilde{l} = k^{1/2} / (\beta^* \omega)$, 对于基于 IDDES 框架的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型, 则有 $\tilde{l} = l_{\text{IDDES}}$ 。至此, 无论是纯粹的 IDDES 方法, 还是基于 IDDES 框架的转捩模型, 只需给出 l_{IDDES} , 方程即可封闭。

长度尺度函数从 DES 到 IDDES 发展历程的具体情况可参见文献[33], 本文仅给出 l_{IDDES} 的计算形式。 l_{IDDES} 与网格尺度 Δ 有关。

$$\Delta = \min\{\max[C_w d_w, C_w h_{\max}, h_{\min}], h_{\max}\} \quad (14)$$

式中: $h_{\max} = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$, $h_{\min} = \min(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$, $\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z$ 分别为 x, y, z 这 3 个方向上的网格尺度; d_w 为距壁面距离; C_w 为与亚格子模型无关的经验常数, 一般取 $C_w = 0.15$ 。

l_{IDDES} 的形式为

$$l_{\text{IDDES}} = \tilde{f}_d l_{\text{RANS}} + (1 - \tilde{f}_d) l_{\text{LES}} \quad (15)$$

式中: $l_{\text{RANS}} = k^{1/2}/(\beta^* \omega)$; $l_{\text{LES}} = C_{\text{DES}} \Delta$, $C_{\text{DES}} = (1 - F_1) C_{\text{DES}}^k + F_1 C_{\text{DES}}^{k_{\text{w}}}$, $C_{\text{DES}}^k = 0.61$, $C_{\text{DES}}^{k_{\text{w}}} = 0.78$, F_1 为 SST 模型的混合函数, 在边界层内其值为 1.0, 在边界层以外的区域则为 0; \tilde{f}_d 的表达式为

$$\tilde{f}_d = \max\{(1 - f_{\text{dt}}), f_{\text{B}}\} \quad (16)$$

$$f_{\text{dt}} = 1 - \tanh[(C_{\text{dt}} r_{\text{dt}})^3] \quad (17)$$

$$r_{\text{dt}} = \frac{\nu_t}{\max\{\sqrt{U_{ij} U_{ij}}, 10^{-10}\} \kappa^2 d_w^2} \quad (18)$$

其中: ν_t 为湍流运动黏性系数; C_{dt} 为经验常数, 在基于 SST 模型的 IDDES 中取为 $20^{[32]}$; $U_{ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$; $\kappa = 0.41$ 为 Karman 常数; f_{B} 的定义为

$$f_{\text{B}} = \min\{2\exp(-9\alpha^2), 1.0\} \quad (19)$$

其中: $\alpha = 0.25 - d_w/h_{\text{max}}$ 。至此, l_{IDDES} 求出。

这样, 当采用较粗网格计算自然转捩时, 边界层内 $\tilde{f}_d \approx 1$, 因此 $l_{\text{IDDES}} = l_{\text{RANS}}$ 。而对于粗糙颗粒尾迹区, 通过对网格进行加密, 且流场中存在脉动信息, 使得 $r_{\text{dt}} \ll 1$, $f_{\text{dt}} \approx 1$, $\tilde{f}_d \approx f_{\text{B}}$, 这样仅在边界层底部 $d_w/h_{\text{max}} < 0.5$ 的区域, $l_{\text{IDDES}} = l_{\text{RANS}}$, 而在边界层大部分 $d_w/h_{\text{max}} > 1.0$ 的区域, l_{IDDES} 全部过渡到 l_{LES} 。

将 RANS 框架换成 IDDES 框架后, 会对转捩模型产生 2 个方面的影响:

1) 长度尺度函数 \tilde{l} 减小, 导致 k 值整体减小, 由此计算出来的湍流度 Tu 会相应减小, 这会导致方法对转捩位置的判断出现偏差, 这种偏差与离散格式和数值求解平台对转捩位置的影响耦合在一起, 将在第 3 节中统一修改。

2) 在模拟强制转捩时, 在粗糙颗粒尾迹区, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ 会增大, 其中 $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, u_i 为 x_i 方向的瞬态速度, 因此导致当地雷诺数 $Re_\nu = \frac{\rho d_w^2}{\mu} S$ 增大, 由式(3)可知, F_{onset} 会更容易由 0 增加到 1, 因此间歇因子 γ 会更容易增加到 1, 这刚好在一定程度上克服了 $\gamma\text{-}Re_\theta$ 模型对粗糙颗粒不敏感的问题。

2 IDDES 方法的验证

超声速混合层流动是典型的以大尺度涡结构为主导的可压缩自由剪切层湍流流动。本节通过 Goebel 的混合层试验^[34]来检验本文的 IDDES 方

法对大尺度涡结构的捕捉能力以及对平均量和脉动量的预测能力。

Goebel 的试验构型^[34]如图 1 所示, 混合区总高 48 mm, 总长 500 mm, 隔板下部倾角为 2.5° , 尖劈厚度为 0.5 mm。混合区入口参数如表 1 所示。计算中为满足混合区入口处的附面层厚度, 参考文献^[33]中的做法, 将隔板上部入口选在混合区入口前 67 mm 处, 隔板下部入口选在混合区入口前 42 mm 处。

计算求解二维非定常 Navier-Stokes 方程组, 采用基于 SST 模型的 IDDES 方法进行模拟。无黏通量重构采用五阶 WENO 方法, 分裂采用 AUSMPW+ 格式, 黏性通量采用改进的高斯定理, 时间推进采用隐式双时间步法, 物理时间步长为 5×10^{-8} s, 子迭代最大步数为 15, 子迭代 CFL 数为 0.8。上下壁面采用对称边界条件, 隔板采用绝热壁条件, 出口采用外推。混合区网格量为 1001×261 , 垂直壁面第 1 层网格法向长度取 0.01 mm。隔板上下初始条件分别设为上下入口的来流。计算经过 1 ms 后流场充分发展并稳定, 再计算 1 ms, 统计 1~2 ms 时的平均量。

计算得到的 $t = 1$ ms 时的流场结构如图 2 所示。从图中可以看出, 本文 IDDES 方法能够分辨混合层中大尺度涡结构的形成、发展和脱落过程。 $t = 1 \sim 2$ ms 期间的 3 个不同流向位置的时间统计平均流向速度 U 无量纲化之后的分布如图 3 所示,

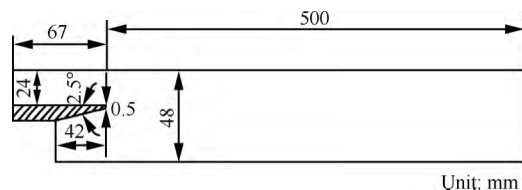


图 1 Goebel 的混合层试验示意图^[34]

Fig. 1 Sketch of Goebel's mixing layer test^[34]

表 1 混合区入口来流条件

Table 1 Free stream conditions of mixing region inlet

Parameter	Value	
	Upper region	Lower region
Mach number	1.91	1.36
Velocity/(m · s ⁻¹)	700	399
Temperature/K	334	215
Pressure/kPa	49	49
Boundary layer thickness/mm	2.9	2.5

图中 $h=48\text{ mm}$ 为混合区总高度, $U_2=399\text{ m/s}$ 为混合层下层入口速度, $\Delta U=301\text{ m/s}$ 为上下层入口速度之差。 $x=50\text{ mm}$ 时, 计算得到的混合层比试验稍薄, 这可能是由于来流条件中没有给定

脉动值, 造成剪切层发展比试验值要稍慢导致的。 而到 $x=100\text{ mm}$ 和 150 mm 时, 计算与试验吻合得非常好, 此时旋涡开始变大并脱落, 混合层厚度明显增加。

图 4 和图 5 则分别为流向脉动速度均方根 u_{rms} 和法向脉动速度均方根 v_{rms} 的分布, 流向脉动速度均方根在 $x=50\text{ mm}$ 时仍然比试验值偏小, 这与平均速度显示混合层偏薄相一致。 而在 $x=100\text{ mm}$ 和 150 mm 位置的流向速度均方根则与试验吻合良好, 表明本文计算方法能够有效捕捉到流场大涡结构。 而法向速度均方根则在 $x=50\text{ mm}$ 时与试验吻合较好, 在 $x=100\text{ mm}$ 和 150 mm 时较试验值要明显偏大, 计算得到的流向、法向速度脉动在同一位置基本是同等量级的, 但试验测量到的流向脉动要大于法向脉动, 计算与试验的差别可能是由于计算是采用二维模拟而导致的。 总体来说, 计算结果与试验结果的对比表明本文计算方法足以分辨超声速混合层中的大涡结构, 可应用于可压缩湍流的模拟。

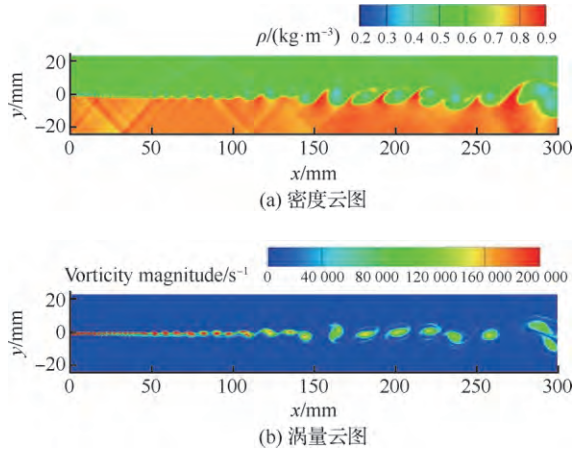


图 2 二维超声速混合层流场结构

Fig. 2 Flow field structures of two-dimensional supersonic mixing layer

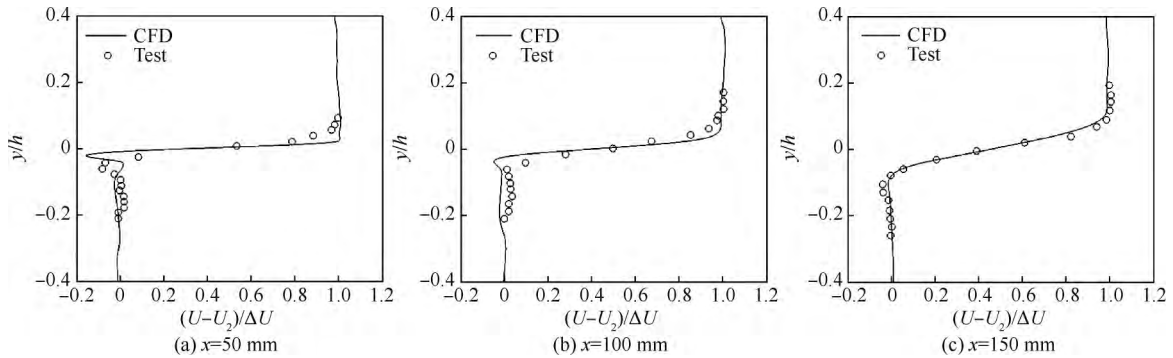


图 3 不同流向位置的时间统计平均流向速度分布

Fig. 3 Distribution of time-average streamwise velocity in different streamwise positions

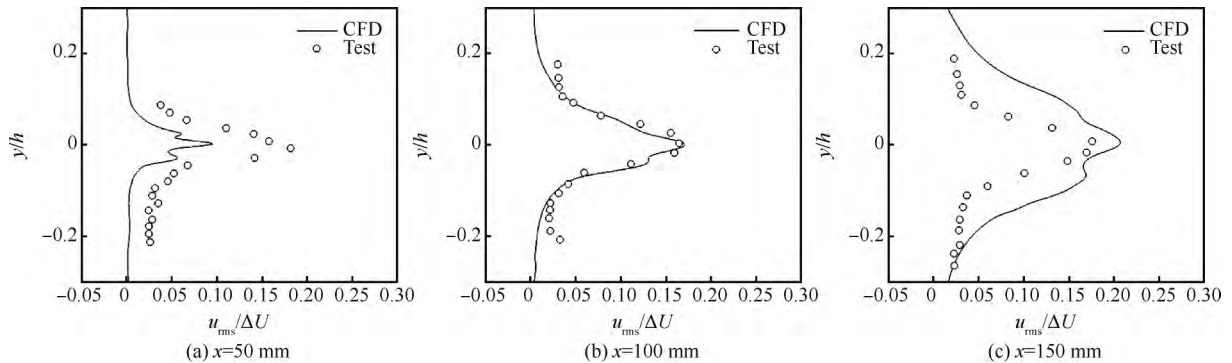


图 4 流向脉动速度均方根分布

Fig. 4 Root-mean-square distribution of streamwise velocity fluctuations

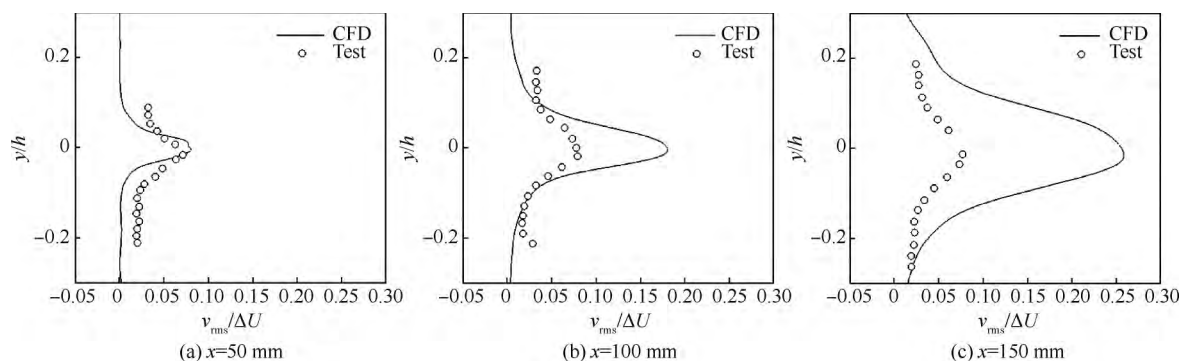


图5 法向脉动速度均方根分布

Fig. 5 Root-mean-square distribution of vertical velocity fluctuations

3 基于 IDDES 方法的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型的建立及验证

$\gamma-Re_\theta$ 转捩模型可以反映雷诺数对转捩的影响,也可以通过式(8)反映压力梯度、湍流度对转捩的影响,但由于其对转捩位置的预测受到计算方法、格式等多方面因素的影响,因此每一个框架上搭建的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型都可能需要进行重新标定。作者团队基于在文献[19-20]中采用 $\gamma-Re_\theta$ 模型进行计算的经验,得到以下几点结论:

1) 在 AHL3D 框架上搭建的基于 RANS 的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型如果直接采用原始的经验关系式进行高超声速转捩模拟,得到的转捩位置整体会比实际转捩位置大大提前。

2) 通过重新标定将转捩位置整体推迟后,添加 Forsythe^[35] 的可压缩性修正可有效反映可压缩性对转捩的影响,使得该方法能在较宽马赫数范围内对转捩进行模拟。

基于以上经验,本文拟对基于 IDDES 方法的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型进行如下修改:

1) 加入 Forsythe 的可压缩性修正。

2) 经验耦合关系式仍然采用 Langtry 的原始关系式,参考文献[15]中的做法,将式(3)中的 2.193 调整为 3.5。

3) 式(9)中,常数 2 会致使 γ 在分离区直接变为 2,导致 k 值的增加,从而致使本应由 LES 方法处理的区域被程序自动判断为 RANS 处理区域,这样会导致分离区的精细流动因采用 RANS 方法而被抹去,实际上,当将 RANS 方法改为 IDDES 方法后,对分离流的捕捉要更加精

细,因此,为了适当弱化模型对分离诱导转捩模化的功能,当需要用 IDDES 方法来分辨流场内的精细流动时,将式(9)中的常数 2 改为 1。

3.1 马赫数为 3.5 的尖锥转捩

Chen 和 Malik^[36] 在 NASA 兰利研究中心的马赫数 $Ma=3.5$ 低扰动风洞中进行了半锥角为 5° 的尖锥转捩测量,其来流单位雷诺数 Re 由 $2.81 \times 10^7/m$ 变化到 $7.8 \times 10^7/m$,得到了相同马赫数条件下雷诺数对转捩位置的定量影响规律。采用该算例不仅可以验证模型对可压缩流转捩的模拟能力,也可以验证模型是否能正确反应雷诺数对转捩的影响规律。

本文选取了其试验中的 6 个不同来流雷诺数进行计算,并与试验得到的转捩位置进行对比。计算设置的来流条件如表 2 所示,表中 T_0 和 P_0 分别为来流总温和总压。尖锥迎角为 0° ,壁面温度统一设为绝热壁,来流湍流度设为 0.4%,来流黏性比 $R_T=1.0$ 。计算采用轴对称模型进行,方法为基于 IDDES 框架的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型,无黏通量采用 WENO 五阶重构和 AUSMPW+ 格式。模型全长为 381 mm。尖锥流向和法向的网格量为 341×201 ,壁面第 1 层网格距离壁面 0.001 mm。

由于试验是通过测量温度恢复系数来判断流动是层流还是湍流,而真实的温度壁面条件在计算中并不好给定,因此本文采用摩阻系数来判断转捩位置,且只与试验对比转捩位置,计算结果如图 6 所示,其中 C_f 为摩阻系数, r 为温度恢复系数。从图中可知,随着来流雷诺数的增加,转捩位

表 2 马赫数为 3.5 的尖锐转捩来流条件

Table 2 Free stream condition of sharp cone transition tests with Mach number of 3.5

Case	Ma	T_0/K	P_0/MPa	$Re/(10^7 \text{m}^{-1})$
1	3.364	319	0.5	2.80
2	3.364	319	0.689	3.85
3	3.364	318	0.869	4.87
4	3.364	319	1.054	5.88
5	3.364	319	1.227	6.85
6	3.364	319	1.391	7.79

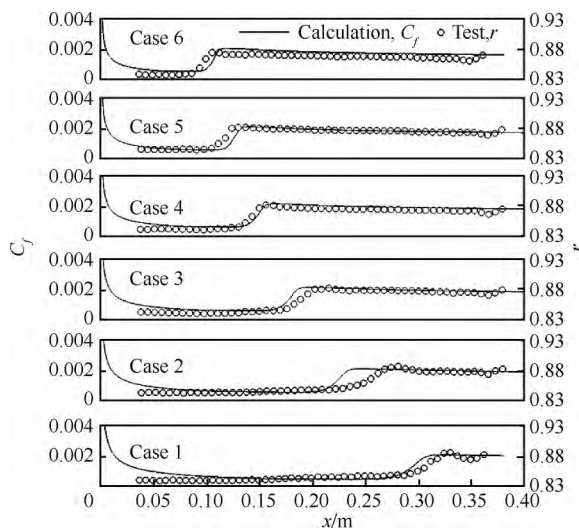


图 6 不同 Re 下的尖锐转捩

Fig. 6 Transition of sharp cone with different Re

置由约 0.28 m 逐渐前移至 0.1 m 左右。模型可以反映可压缩条件下雷诺数变化对转捩的影响。

3.2 马赫数为 8.1 的双楔转捩

Neuenhahn 和 Olivier^[37] 在德国 TH2 高超声速激波风洞中进行了来流马赫数为 8.1 的双楔中边界层与激波干扰的试验。试验研究了壁温和熵层对激波边界层干扰的影响。在研究者后续针对该问题的 CFD 研究中发现,该试验中包含了边界层转捩现象,因为单纯的层流或湍流均无法正确得到压力分布和分离区大小。其中 Krause^[16] 和 Zhang^[17] 等均采用该算例对可压缩条件下的 γ - Re_θ 转捩模型进行了验证。本文采用二维计算,模拟了尖前缘、前缘半径 R 为 0.5 mm 和 1.0 mm 这 3 个不同模型在同一来流条件下的试验情况。

构型如图 7 所示,第 1 楔长度 $L_1=180$ mm,倾斜角为 9° ,第 2 楔长度 $L_2=255$ mm,拐角为 11.5° 。来流马赫数为 8.1,总压为 5.7 MPa,总温为 1430 K,单位雷诺数为 $3.8 \times 10^6/\text{m}$ 。壁温设为 300 K,来流湍流度设为 0.5%,来流黏性比 R_T 设为 1。计算方法同 3.1 节,网格总量约为 3.4 万,第 1、2 楔面的流向网格数分别为 121 和 101,法向网格数为 131,壁面第 1 层网格距离壁面小于 0.002 mm。

计算得到的壁面压力 (p) 分布如图 8 所示,从图中可知,层流与湍流计算出来的拐角位置的

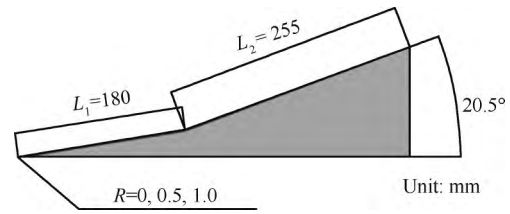
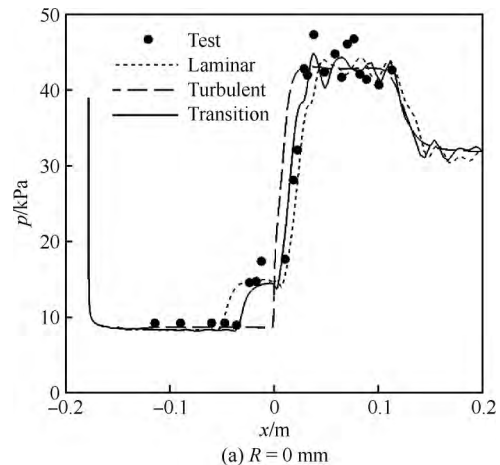
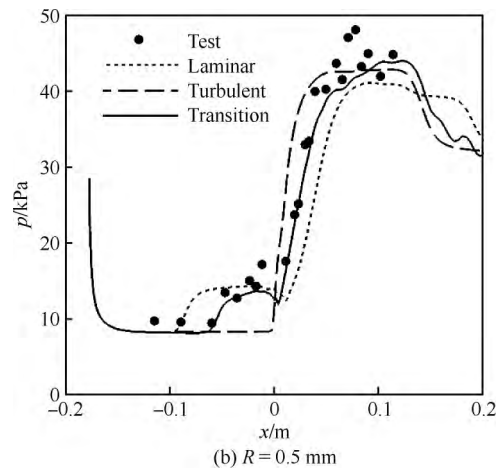


图 7 双楔试验构型示意图^[37]

Fig. 7 Sketch of double wedge geometry^[37]



(a) $R=0$ mm



(b) $R=0.5$ mm

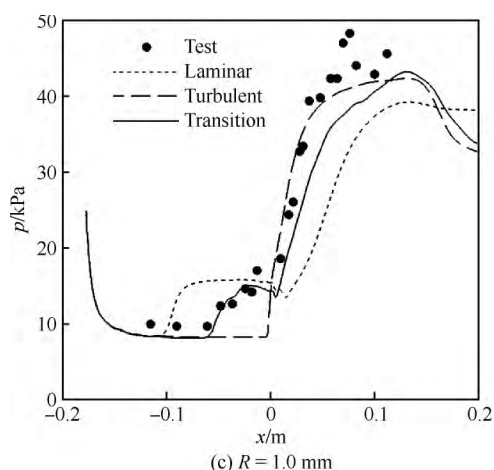


图8 不同前缘半径下双楔的壁面压力分布

Fig. 8 Wall pressure distribution of double wedge with different leading edge radii

分离泡大小有很大区别,而试验值均介于层流和湍流计算结果之间,确实存在明显的边界层转捩现象。同时,分离泡的大小随 R 由 0 mm 增加到 1.0 mm 而逐渐增大,表明转捩位置随着前缘钝度的增大而逐渐后移。计算结果反应出了边界层转捩给分离泡大小带来的影响,也反应出了前缘钝度(0~1.0 mm 范围内)对转捩的影响规律。

3.3 平板上单个粗糙颗粒诱导的转捩

对基于 IDDES 方法的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型进行修改并经过自然转捩算例验证后,对单个粗糙颗粒诱导高超声速边界层转捩的情况进行模拟,分析转捩过程。本文选取了 Tirtey 等在高超声速 VKI H3 风洞中进行的强制转捩试验^[38-39]进行模拟。Tirtey 等研究了圆柱形、钻石型、斜坡型的单个粗糙颗粒诱导转捩的情况,本文选取其圆柱形粗糙颗粒在高雷诺数下的情况进行模拟。模型如图 9 所示^[38],一块长 290 mm、宽 100 mm、前缘钝度为 0.5 mm 的平板,在距前缘 60 mm 处安装了一个粗糙颗粒,其参数为: $a=4$ mm, $b=1.02$ mm。本文只模拟了其长 170 mm、宽 40 mm 的区域,流场区域高 20 mm,如图 10 所示。来流马赫数为 6,来流单位雷诺数为 $2.7 \times 10^7/\text{m}$,来流总压为 3.1 MPa,总温为 500 K,壁温在试验开始时均为 292 ± 2 K,试验结束后层流区最大温升为 4 K,湍流区最大温升为 12 K,由于这里壁温变化都不

大,因此选取 300 K 为壁面温度。整个流场的网格量约为 3 500 万,平板第 1 层网格距离壁面 0.002 mm,对应的 y^+ 小于 0.1。粗糙颗粒下游的流场流向、法向、展向的网格分别为 $601 \times 151 \times 207$,对粗糙颗粒周围的流场进行了加密。粗糙颗粒后缘的流向和展向网格间距分别为 0.005 mm 和 0.03 mm,对应无量纲网格尺度 $\Delta x^+ < 0.1$, $\Delta z^+ < 1$,尾迹区的网格间距随着流向距离的增大而逐渐增加,到 $x=170$ mm 位置时, $\Delta x=0.6$ mm, $\Delta z=0.2$ mm,对应的 $\Delta x^+ \approx 18$, $\Delta z^+ \approx 6$ 。

计算得到的以 Q 等值面表示的流场涡结构如图 11 所示(图中 T 为温度),可以看出粗糙颗粒诱导出的马蹄涡和剪切层除了向下游发展外,还有明显的往展向拓宽趋势,这符合湍流的性质,也与试验结果相符。图 12 给出了壁面 Stanton 数(St)分布。可知,采用基于 RANS 的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型得到的粗糙颗粒尾迹在 $x=70$ mm(粗糙颗粒后缘下游 10 mm 处)位置时宽度约为 12 mm,在 $x=170$ mm 位置的宽度约为 14 mm,试验测量得到的尾迹宽度在 $x=70$ mm 时约为 9 mm,在 $x=170$ mm 时约为 22 mm,而采用基于 IDDES 方法的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型得到的尾迹宽度在 $x=70$ mm 时

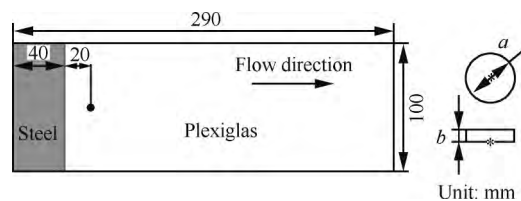
图9 平板模型示意图^[38]

Fig. 9 Sketch of panel model geometry^[38]

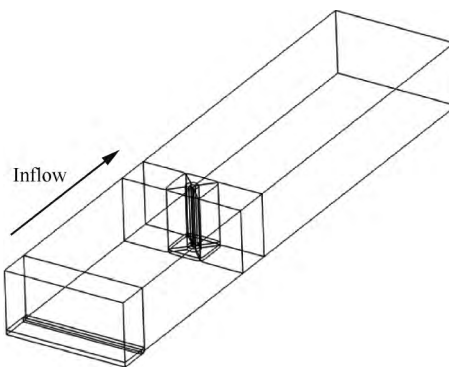
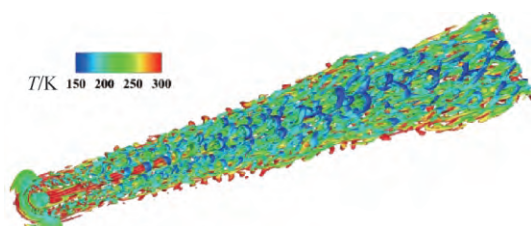
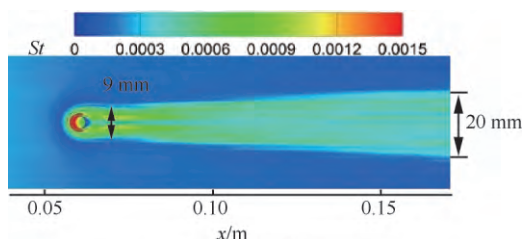
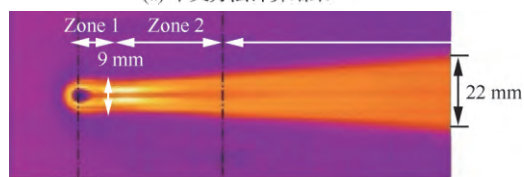
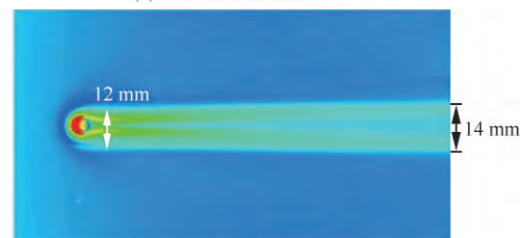


图10 流场及网格拓扑示意图

Fig. 10 Sketch of topology of flow field and grid

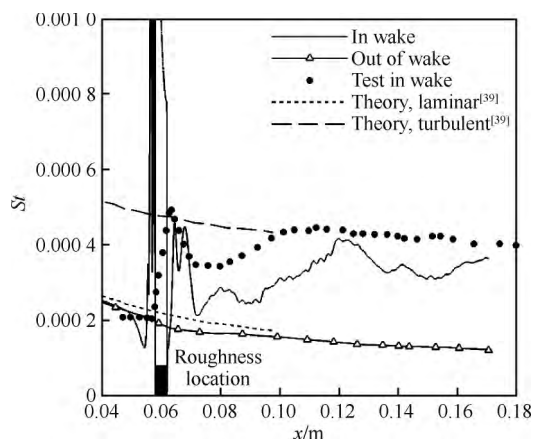
图 11 以温度染色的 Q 等值面图Fig. 11 Iso-surfaces of Q colored by temperature

(a) 本文方法计算结果

(b) 试验测量红外热图^[38](c) 可压缩修正后的 γ - Re_θ 模型计算结果^[19]图 12 壁面 St 分布Fig. 12 St distribution on wall

约为 9 mm, 在 $x=170$ mm 时约为 20 mm。显然本文模拟结果与试验情况更为接近。

图 13 为本文计算得到的 St 在尾迹区(对称面上)及非尾迹区的分布与试验对比, 可知, 计算与试验基本吻合, St 在粗糙颗粒后缘均先剧烈增大(由粗糙颗粒后缘诱导出的尾迹涡导致)并迅速衰减, 再经历一个相对缓慢的增长过程, 达到极大值后开始随着流向距离的增加逐渐减小。若定义 St 达到全湍流值之前的极大值点为转捩结束位置, 则计算得到的转捩结束位置为 $x \approx 120$ mm, 对应的转捩雷诺数约为 3.24×10^6 , 而试验得到的转捩结束位置为 $x \approx 108$ mm, 对应的转捩雷诺数约为 2.92×10^6 。二者在转捩位置和尾迹展向发展的差别的原因可能是本文的计算方法虽然一

图 13 尾迹区与非尾迹区的 St 分布Fig. 13 St distribution of wake region and out of wake region.

方面捕捉到了粗糙颗粒尾涡的形成、发展及失稳过程, 另一方面也模化了自然转捩时扰动发展导致转捩的过程, 由于来流扰动是以湍动能 k 值的形式给定的, 而非直接给定具体形式的脉动, 因此无法反映来流扰动与粗糙颗粒之间的耦合作用, 而在该试验中, 风洞为常规噪声风洞, 因此边界层内粗糙颗粒之前的扰动可能已经足够大并与粗糙颗粒产生了耦合作用, 而目前本文的方法并不能反映出这种耦合作用。

图 14 为计算得到的粗糙颗粒附近对称面流线和壁面摩擦力线图与 Tirtley 给出的流场结构对比。从图中可以看出, 粗糙颗粒前缘诱导出了微弱的斜激波, 而在颗粒前缘上游则存在较大的分离区, 较大的分离涡又诱导出二次反向分离涡, 致使粗糙颗粒周围的摩擦力线存在 3 条分离线和 3 条再附着线, 分离涡向下游发展, 形成了马蹄涡结构, 数值模拟对粗糙颗粒附近的流场结构的模拟与试验基本一致。

图 15 给出了对称面上的流场结构, 分别为 x 方向的密度梯度、流向涡大小及速度脉动的均方根分布, 其中 u_∞ 表示来流速度。从图中可知, 在对称面上, 粗糙颗粒上部除诱导出了斜激波外, 还诱导出了较强的剪切层, 该剪切层厚度很薄, 扰动量级很大, 但基本维持在边界层外缘, 实际上, 在粗糙颗粒下游, 距离壁面较近的底层也出现了剪切层, 底层部分的剪切层在向下游发展的同时也在向上层发展, 同时厚度逐渐增厚, 涡结构最终破

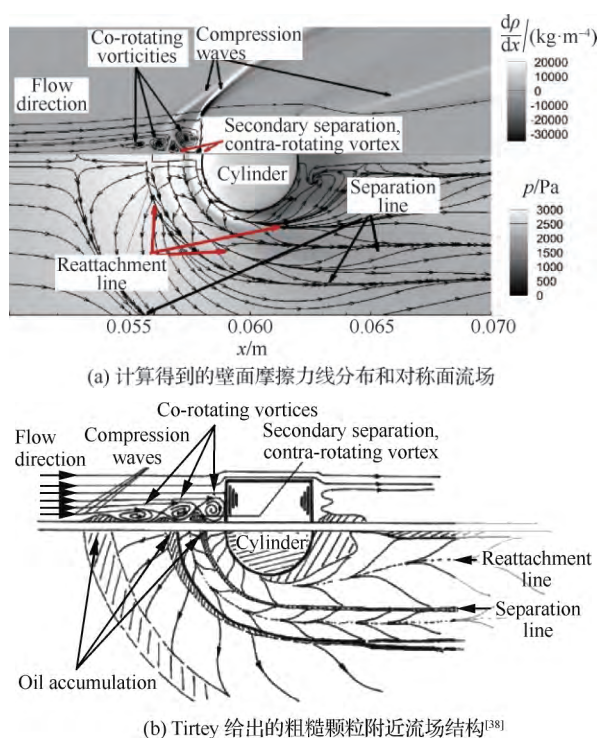


图 14 粗糙颗粒附近流场结构

Fig. 14 Flow field structure around roughness element

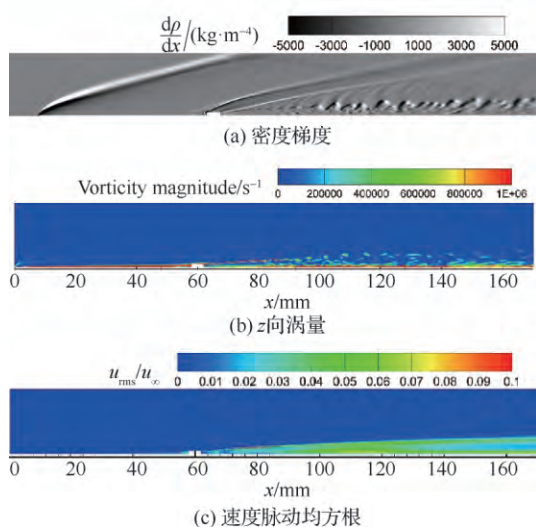


图 15 对称面流场结构

Fig. 15 Flow field structures on symmetry plane

碎,扰动扩散至整个边界层,扰动在 $x=120\text{ mm}$ 位置附近达到一个极大值之后,扰动幅值不再继续增加,此时转捩已经完成。

图 16、图 17 则分别为瞬态流场中不同法向位置的温度分布和不同流向位置流向涡的涡量分

布(图中 $\Delta x'$ 为不同流向截面与粗糙颗粒中心的距离)。从图中可知,粗糙单元后存在两层剪切层(与对称面上的结果相一致),上部剪切层很薄,在向下游的传播过程中逐渐扩散到外流并最终因耗散作用而彻底消失。而下部分的剪切层则与粗糙单元两侧的马蹄涡一开始分别各自向下游发展并缓慢扩散,直到三簇涡在展向上越来越靠近并最终开始相互耦合,之后较大的涡结构开始破碎成较小的涡结构,流动变得不稳定,开始变成湍流。在 $x=120\text{ mm}$ 处,即 $\Delta x'=60b$ 时,涡结构已经完全破碎,涡量在展向分布趋于均匀,表明此时转捩已经完成,与前面壁面热流系数和对称面速度脉动均方根分布体现的结果一致。

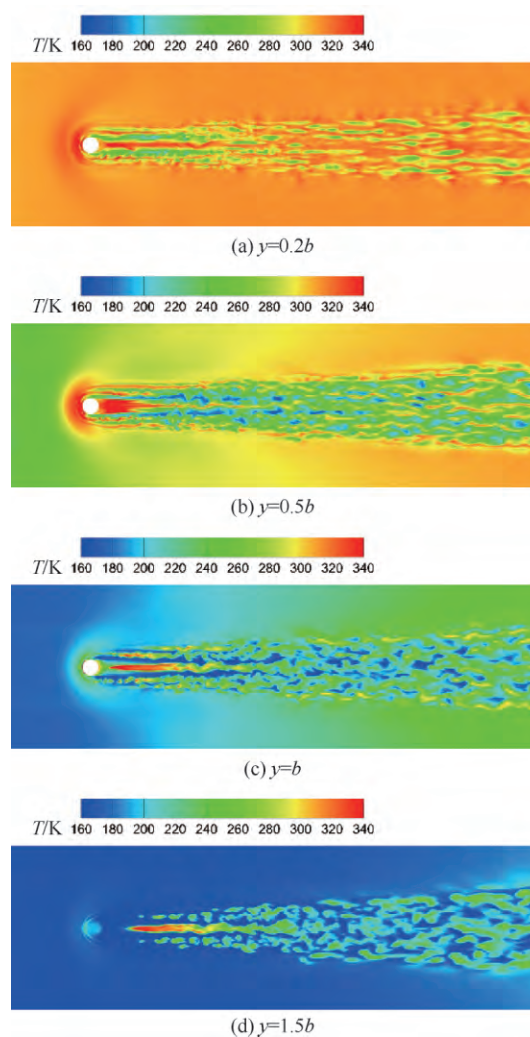


图 16 壁面不同法向位置的瞬态温度分布

Fig. 16 Instantaneous temperature distribution of different vertical distances from wall

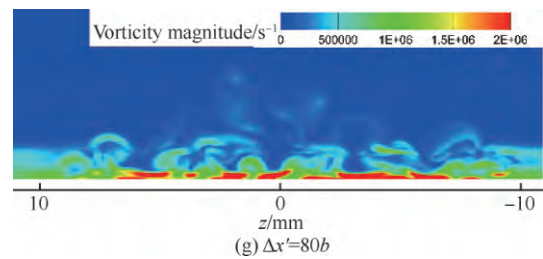
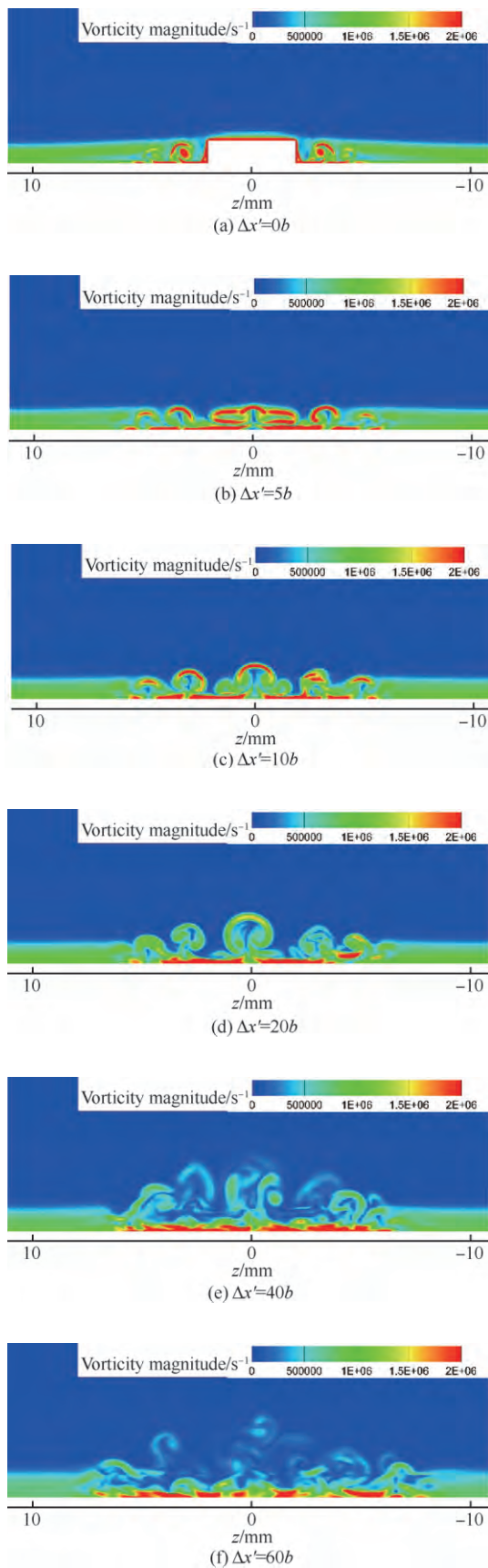


图 17 不同流向位置的流向涡量云图

Fig. 17 Streamwise vorticity magnitude contours of different streamwise positions

4 结 论

1) 将 IDDES 方法与 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型结合起来并发挥各自的优势,从而建立形成了新的基于 IDDES 框架的转捩模型。

2) 通过超声速混合层、高超声速自然转捩及粗糙颗粒诱导的强制转捩等一系列算例的计算,表明新建立的方法在模拟自然转捩时,能够像 $\gamma-Re_\theta$ 模型一样通过基于转捩动量厚度的经验关系式得到转捩位置,而在模拟粗糙颗粒诱导的强制转捩时,又能发挥 IDDES 方法能够捕捉到粗糙颗粒在边界层中诱导出的扰动的特点,能够对粗糙颗粒诱导出的剪切层和马蹄涡结构的形成、耦合和失稳过程进行较为精细地刻画和模拟,从而达到模拟强制转捩的目的。

3) 计算结果表明新建立的方法在强制转捩模拟上要优于传统的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型。

参 考 文 献

- [1] 周恒,赵耕夫. 流动稳定性[M]. 北京: 国防工业出版社, 2004: 1-86.
ZHOU H, ZHAO G F. Hydrodynamic stability [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2004: 1-86 (in Chinese).
- [2] LEE C, CHEN S Y. Recent progress in the study of transition in the hypersonic boundary layer[J]. National Science Review, 2019, 6(1): 155-170.
- [3] MAYER C, TERZI D, FASEL H. DNS of complete transition to turbulence via oblique breakdown at Mach 3: Part II; AIAA-2009-3558[R]. Reston, VA: AIAA, 2009.
- [4] DUCROS F, COMTE P, LESIEUR M. Large-eddy simulation of transition to turbulence in a boundary layer developing spatially over a flat plate[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1996, 326: 1-36.

- [5] MACK L M. Boundary layer linear stability theory; AGARD Report No. 709[R]. Paris: AGARD, 1984.
- [6] KOCIAN T S, MOYES A J, MULLEN C D, et al. PSE and spatial biglobal instability analysis of HIFiRE-5 geometry; AIAA-2016-3346[R]. Reston, VA: AIAA, 2016.
- [7] BERRY S A, NOWAK R J, HORVATH T J. Boundary layer control for hypersonic airbreathing vehicles; AIAA-2004-2246[R]. Reston, VA: AIAA, 2004.
- [8] MENTER F R, LANGTRY R B. A correlation-based transition model using local variables part1-model formulation; GT 2004-53452[R]. New York: ASME, 2004.
- [9] LANGTRY R B. A Correlation-based transition model using local variables for unstructured parallelized CFD codes[D]. Stuttgart: University of Stuttgart, 2006: 34-57.
- [10] LANGTRY R B, MENTER F R. Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes[J]. AIAA Journal, 2009, 47(12): 2894-2906.
- [11] WATANABE Y, MISAKA T, OBAYASHI S. Application of crossflow transition criteria to local correlation-based transition model; AIAA-2009-1145[R]. Reston, VA: AIAA, 2009.
- [12] SEYFERT C, KRUMBEIN A. Correlation-based transition transport modeling for three-dimensional aerodynamic configurations; AIAA-2012-0448 [R]. Reston, VA: AIAA, 2012.
- [13] SEYFERT C, KRUMBEIN A. Correlation-based transition transport modeling for three-dimensional aerodynamic configurations[J]. Journal of Aircraft, 2013, 50(5): 1533-1539.
- [14] LANGTRY R B, SENGUPTA K, YE H D T, et al. Extending the $\gamma-Re_{\theta}$ local correlation based transition model for crossflow effects; AIAA-2015-2474[R]. Reston, VA: AIAA, 2015.
- [15] LANGE C M, CHOW R, DAM C P. A computational approach to simulating the effects of realistic surface roughness on boundary layer transition; AIAA-2014-0234 [R]. Reston, VA: AIAA, 2014.
- [16] KRAUSE M, BEHR M, BALLMANN J. Modeling of transition effects in hypersonic intake flows using a correlation-based intermittency model; AIAA-2008-2598[R]. Reston, VA: AIAA, 2008.
- [17] ZHANG X D, GAO Z H. A numerical research on a compressibility-correlated langtrys transition model for double wedge boundary layer flows[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2011, 24(3): 249-257.
- [18] CHENG G, NICHOLS R, NEROORKAR K D, et al. Validation and assessment of turbulence transition models; AIAA-2009-1141[R]. Reston, VA: AIAA, 2009.
- [19] YI M R, ZHAO H Y, LE J L. Hypersonic natural and forced transition simulation by correlation-based intermittency model; AIAA-2017-2337[R]. Reston, VA: AIAA, 2017.
- [20] 易森荣, 赵慧勇, 乐嘉陵. 基于 $\gamma-Re_{\theta}$ 转捩模型的高超声速复杂构型转捩模拟[J]. 实验流体力学, 2018, 32(4): 1-11.
- YI M R, ZHAO H Y, LE J L. Hypersonic boundary layer transition simulation of complex configuration using $\gamma-Re_{\theta}$ transition model[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2018, 32(4): 1-11 (in Chinese).
- [21] CHEN X, ZHU Y, LEE C. Interactions between second mode and low-frequency waves in a hypersonic boundary layer [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 820: 693-735.
- [22] 潘翀, 王晋军. 自由来流扰动引起的旁路转捩研究进展[J]. 力学进展, 2011, 41(6): 668-685.
- PAN C, WANG J J. Progress in bypass transition induced by free-stream disturbance[J]. Advances in Mechanics, 2011, 41(6): 668-685 (in Chinese).
- [23] YOON S, BARNHARDT M, CANDLER G. Simulations of high-speed flow over an isolated roughness; AIAA-2010-1573[R]. Reston, VA: AIAA, 2010.
- [24] DUAN Z W, XIAO Z X, FU S. Simulation of transition triggered by isolated roughness in hypersonic boundary layer; AIAA-2012-3076[R]. Reston, VA: AIAA, 2012.
- [25] XIAO L H, XIAO Z X, DUAN Z W, et al. Improved-delayed-detached-eddy simulation of cavity-induced transition in hypersonic boundary layer[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2015, 51: 138-150.
- [26] BORG M P. Laminar instability and transition on the X-51A [D]. West Lafayette, IN: Purdue University, 2009: 38-68.
- [27] SORESENSEN N N, BECHMANN A, ZAHLE F. 3D CFD computations of transitional flows using DES and a correlation based transition model[J]. Wind Energy, 2011, 14(1): 77-90.
- [28] ALAM M F, WALTERS D K, THOMPSON D S. A transition-sensitive hybrid RANS/LES modeling methodology for CFD applications; AIAA-2013-0995[R]. Reston, VA: AIAA, 2013.
- [29] WALTERS D K, COKLJAT D. A three-equation eddy-viscosity model for reynolds-averaged navier-stokes simulations of transitional flow[J]. ASME Journal of Fluids Engineering, 2008, 130(12): 121401.
- [30] 乔磊, 白俊强, 华俊. Gamma-Theta 经验转捩模型在 DES 中的应用[J]. 航空工程进展, 2013, 4(2): 226-231.
- QIAO L, BAI J Q, HUA J. Application of Gamma-Theta transition model in DES[J]. Advances in Aeronautical Science and Engineering, 2013, 4(2): 226-231 (in Chinese).

- nese).
- [31] 赵慧勇. 超燃冲压整体发动机并行数值研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2005: 41-97.
- ZHAO H Y. Massively parallel computation on scramjet combustor[D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2005: 41-97 (in Chinese).
- [32] GRITSKEVICH M S, GARBARUK A V, SCHÜTZE J, et al. Development of DDES and IDDES formulations for the $k\omega$ shear stress transport model[J]. Flow Turbulence & Combustion, 2012, 88(3): 431-449.
- [33] 韩亦宇. 高超声速进气道激波振荡的 DES 数值模拟研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2014: 2-45.
- HAN Y Y. Detached Eddy Simulation(DES) of hypersonic inlet shock oscillation [D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2014: 2-45 (in Chinese).
- [34] GOEBEL S G. An experimental investigation of compressible turbulent mixing layers[D]. Urbana-Champaign, IL: University of Illinois, 1990: 20-79.
- [35] FORSYTHE J R. Investigation of modified Menter's two-equation turbulence models for supersonic applications; AIAA-1999-0873[R]. Reston, VA: AIAA, 1999.
- [36] CHEN F J, MALIK M R. Boundary-Layer transition on a cone and flat plate at Mach 3.5[J]. AIAA Journal, 1989, 27(6): 687-693.
- [37] NEUENHAHN T, OLIVIER H. Influence of the wall temperature and the entropy layer effects on double wedge shock boundary layer interactions; AIAA-2006-8136[R]. Reston, VA: AIAA, 2006.
- [38] TIRTEY S C, CHAZOT O, WALPOT L. Characterization of hypersonic roughness-induced boundary-layer transition [J]. Experiments in Fluids, 2011, 50 (2): 407-418.
- [39] TIRTEY S C, CHAZOT O. Characterization of hypersonic roughness induced transition for the EXPERT flight experiment; AIAA-2009-7215 [R]. Reston, VA: AIAA, 2006.

(责任编辑: 李明敏, 王娇)

$\gamma-Re_\theta$ transition model based on IDDES frame

YI Miaorong, ZHAO Huiyong^{*}, LE Jialing, XIAO Baoguo, ZHENG Zhonghua

*Science and Technology on Scramjet Laboratory, China Aerodynamics Research and Development Center,
Mianyang 621000, China*

Abstract: The improved $\gamma-Re_\theta$ transition model for hypersonic flow has the disability of capturing the disturbances in forced transition. To solve the problem, the RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) framework is modified to IDDES (Improved Delayed Detached Eddy Simulation) frameworks. The new method can not only simulate the natural transition in the $\gamma-Re_\theta$ model but also simulate the forced transition process precisely by capturing more details in disturbances in the IDDES methods. The results of a series of natural transition of simple geometry cases and the roughness induced transition in a Mach number 6 flat plate show that the new method has the advantages of both the $\gamma-Re_\theta$ model and the IDDES methods. When simulating the natural transition, the influence rules on transition of important parameters such as Reynolds number and leading edge radius could be correctly reflected. When simulating the forced transition, the formation, development, and break-down processes of the streamwise vortexes induced by the roughness element could be also captured.

Keywords: transition model; IDDES; hypersonic; natural transition; forced transition

Received: 2018-10-15; Revised: 2018-11-02; Accepted: 2018-12-05; Published online: 2018-12-25 10:03

URL: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20190804.html>

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51676204); FengLei Youth Innovation Fund of CARD (PJD20170134)

^{*} Corresponding author. E-mail: gmreszhao@163.com