

涡流发生器对半球形激光转塔跨声速流场影响数值研究



唐松祥,李杰,张恒,魏自言

西北工业大学, 陕西 西安 710072

摘要:激光转塔的跨声速绕流场使得机载激光平台面临着严峻的气动光学挑战。为对激光转塔的跨声速流场被动控制提供基本的理论支撑,本文利用了改进亚格子尺度的改进延迟脱体涡模拟(IDDES)方法,针对细长圆柱的针状涡流发生器,对跨声速条件下半球形机载激光转塔的绕流场进行了流动控制数值研究。结果表明,针状涡流发生器引入了明显的二次流特征,削弱了来流能量,导致激光转塔顶部激波强度受到影响,进而影响了激光转塔尾迹区的分离泡尺寸;激光转塔尾迹的横向摆动和纵向波动特征的时空特性并未受到涡流发生器的明显影响,而动态模式分解(DMD)结果指出了当涡流发生器存在时,激光转塔尾迹的纵向波动模态能量具有明显的衰减,合理地对应了尾迹分离泡形态的改变,揭示了本文研究的涡流发生器对激光转塔尾迹分离区的抑制作用,为以被动控制方法来抑制激光转塔气动光学效应提供了依据。

关键词:跨声速; 机载激光转塔; 流动控制; IDDES; DMD

中图分类号:V211

文献标识码:A

DOI: 10.19452/j.issn1007-5453.2024.06.007

自20世纪70年代以来,机载激光平台以其良好的点对点通信及定向能目的等优点得到了广泛的关注以及良好的发展^[1-2]。作为机载激光平台的重要组成部分,激光转塔通常需要广阔的视野来保证其具有良好的接收或发射激光束的能力。因此,激光转塔通常具有半球或圆柱底半球顶形状的几何外形。然而,半球形状的顶部外形将导致激光转塔收发的光束遭遇气动光学问题的挑战,尤其对于给予了高度期望的短波长光波,其受激光转塔气动光学效应的影响而导致的辐照度衰减非常明显^[3]。

激光转塔作为飞机表面的一个凸起物,在飞机飞行过程中会诱导出一系列经典的湍流特征,包括湍流边界层、自由剪切层和尾迹大规模分离流动等^[4]。这些流动特征使得空气密度发生明显的不均匀变化,导致穿过这些区域的光束发生明显的波前畸变,进而导致远场光斑产生离焦、抖动、偏移及能量衰减等光学问题。然而,边界层对光束波前畸变的影响通常相对温和^[5-6],剪切层以及激光转塔尾迹区的复杂湍流流场对光束的波前畸变影响更为严重,尤其是仰角超过100°时,光束的波前畸变呈现出了随仰角增加而

急剧增大的趋势^[7-9]。合理地控制激光转塔背风面的流场特征理论上可达到一定程度抑制对应收角度光束气动光学效应的效果。

事实上,流动控制这一手段已表现出了其在机载激光转塔气动光学效应抑制上所具有的潜力。Gordeyev等^[10]通过风洞试验的方法研究了马赫数为0.5的来流条件下,针状涡流发生器存在时圆柱简化平面窗口转塔发出光束的波前畸变情况,其结果说明了涡流发生器存在时光学窗口区域的分离泡形成受到了干扰,光束的波前畸变情况得到了改善。面对涡流发生器对激光转塔气动光学效应的抑制潜力,Gordeyev等^[11]基于风洞试验对来流马赫数为0.4~0.5情况下,圆柱简化激光转塔受不同圆柱涡流发生器阵列的影响进行了研究,其结果说明了合理的圆柱阵列可大范围改善穿过转塔背风面的光束的波前畸变。Lucca等^[12]利用了数值模拟、风洞试验,以及飞行试验平台研究了片状涡流发生器对激光转塔部分流动特征的影响,结果也表现出了涡流发生器对气动光学效应的抑制能力。Wang Kan等^[13]利用大涡模拟方法研究了针状涡流发生器对120°仰角下圆柱

收稿日期: 2023-10-21; 退修日期: 2024-02-01; 录用日期: 2024-03-04

基金项目: 航空科学基金(2019ZA053005)

引用格式: Tang Songxiang, Li Jie, Zhang Heng, et al. Numerical investigation on the effect of vortex generator on the transonic flow field of a hemispherical turret[J]. Aeronautical Science & Technology, 2024, 35(06): 51-62. 唐松祥, 李杰, 张恒, 等. 涡流发生器对半球形激光转塔跨声速流场影响数值研究[J]. 航空科学技术, 2024, 35(06): 51-62.

简化激光转塔的流场和光束波前畸变的影响,结果表明,涡流发生器引入的二次流对该仰角下的光束波前畸变有着一定程度的抑制作用。

以上研究表明,利用涡流发生器对激光转塔的流场进行控制可在一定程度上达到抑制激光转塔气动光学效应的目的。然而,以针状涡流发生器为例,在一定来流条件下,不同的圆柱阵列可达到不同的光束波前畸变抑制效果。对于更为复杂的跨声速来流条件,由于高速来流会在激光转塔表面形成周期性移动的局部激波特征^[14],并使分离点与激波特征产生锁定效应^[15-16],涡流发生器的选择更具有挑战性。为对跨声速条件下以针状涡流发生器流动控制为手段的激光转塔气动光学效应抑制工作提供依据,对涡流发生器影响下激光转塔的流动机理进行分析至关重要。计算流体力学(CFD)作为流场细节研究的重要手段^[17-18]在激光转塔的流场分析中也得到了合理的应用^[19]。

考虑到跨声速条件下激光转塔具有较强的非定常分离流场特征以及来流所具有的高雷诺数特征,本文利用结合了改进亚格子尺度的改进延迟脱体涡模拟(IDDES)方法对有无针状涡流发生器的激光转塔流场进行了数值计算分析,详细对比了涡流发生器存在下激光转塔典型流动特征的变化,并结合动态模式分解(DMD)对激光转塔主要流动特征的变化进行了说明。

1 计算方法及模型

本节对研究所使用的数值方法及计算模型进行说明。求解器方面,本文采用了CFL3D多块网格求解器对跨声速激光转塔的绕流场进行求解;空间离散方面,无黏项采用Roe格式进行通量差分,插值模板采用五阶WENO格式,黏性项采用具有二阶空间精度的中心差分方法。时间推进格式采用双时间步的隐式LU-SGS格式。

1.1 IDDES方法

本文采用的湍流模拟方法为结合了改进亚格子尺度的IDDES方法,本节将对其进行详细地说明。

基于两方程 $k-\omega$ SST模型^[20],IDDES方法对湍动能 k 方程破坏项中的混合长度 l_{hyb} 进行重新定义,湍动能输运方程如式(1)所示

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \tau_{ij} S_{ij} - \frac{\rho k^{3/2}}{l_{\text{hyb}}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (1)$$

湍动能输运方程中各参数含义可参见参考文献[20],混合长度 l_{hyb} 的定义如下

$$l_{\text{hyb}} = \tilde{f}_d \cdot (1 + f_c) \cdot l_{\text{sst}} + (1 - \tilde{f}_d) \cdot C_{\text{DES}} \Delta \quad (2)$$

式中, $l_{\text{sst}} = k^{1/2} / (C_\mu / \omega)$ 为RANS的混合长度; k 为湍动能; ω 为湍流比耗散率; C_μ 为模型参数; $\tilde{f}_d$ 和 f_c 为控制WMLES和DDES模式的延迟函数,其具体定义可参见参考文献[21]; Δ 为IDDES的亚格子模型; C_{DES} 为经验常数,其计算式如下

$$C_{\text{DES}} = C_{\text{DES}}^{k-\omega} \cdot F_1 + C_{\text{DES}}^{k-\varepsilon} \cdot (1 - F_1) \quad (3)$$

式中, $C_{\text{DES}}^{k-\omega}$ 和 $C_{\text{DES}}^{k-\varepsilon}$ 为模型参数,分别取0.78和0.61; F_1 为两方程 $k-\omega$ SST模型的模型参数。

亚格子模型的定义如式(4)所示

$$\Delta = \min \left[\max(C_w d_w, C_w \Delta_{\text{max}}, h_{\text{wn}}), \Delta_{\text{SLA}} \right] \quad (4)$$

式中, $\Delta_{\text{max}} = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$, $\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z$ 分别为六面体网格三个方向的特征尺度; d_w 为距壁面的长度; C_w 为经验常数,其值为0.15; h_{wn} 为网格在壁面法向方向的空间间距; Δ_{SLA} 为Shur等^[22]提出的亚格子模型,其定义如下

$$\Delta_{\text{SLA}} = \tilde{\Delta}_\omega F_{\text{KH}}^{\text{lim}}(<\text{VTM}>) \quad (5)$$

式中, $F_{\text{KH}}^{\text{lim}}(<\text{VTM}>)$ 为经验方程, $\tilde{\Delta}_\omega$ 为式(6)所定义的亚格子模型。该模型中, $\mathbf{I}_n = \mathbf{n}_\omega \times \mathbf{r}_n$, $\mathbf{n}_\omega$ 为涡矢量的单位矢量, $\mathbf{r}_n$ 为网格节点 n 到网格格心的矢量,同理, $\mathbf{I}_m = \mathbf{m}_\omega \times \mathbf{r}_m$ 。

$$\tilde{\Delta}_\omega = \frac{1}{\sqrt{3}} \max_{n,m=1,8} |(\mathbf{I}_n - \mathbf{I}_m)| \quad (6)$$

经验方程 $F_{\text{KH}}^{\text{lim}}(<\text{VTM}>)$ 用于对亚格子模型 $\tilde{\Delta}_\omega$ 进一步优化,根据参考文献[23],其定义如下

$$F_{\text{KH}}^{\text{lim}}(<\text{VTM}>) = \begin{cases} 1.0, & \tilde{f}_d > \varepsilon \\ F_{\text{KH}}(<\text{VTM}>), & \tilde{f}_d \leq \varepsilon \end{cases} \quad (7)$$

式中, ε 为常数,取0.01, $F_{\text{KH}}(<\text{VTM}>)$ 定义如下

$$F_{\text{KH}}(<\text{VTM}>) = \max \{ F_{\text{KH}}^{\text{min}}, \min \{ F_{\text{KH}}^{\text{max}}, F_{\text{KH}}^{\text{min}} + \frac{F_{\text{KH}}^{\text{max}} - F_{\text{KH}}^{\text{min}}}{a_2 - a_1} (<\text{VTM}> - a_1) \} \} \quad (8)$$

式中, $F_{\text{KH}}^{\text{max}} = 1.0$, $F_{\text{KH}}^{\text{min}}$, a_1 和 a_2 为经验常数且分别取0.1、0.15和0.3;尖括号表示与周围节点的平均值,变量VTM的计算式如下

$$\text{VTM} \equiv \frac{\sqrt{6} |(\hat{S} \cdot \omega) \times \omega|}{\omega^2 \sqrt{3 \text{tr}(\hat{S}^2) - [\text{tr}(\hat{S})]^2}} \quad (9)$$

式中, $\hat{S}$ 为应变张量; ω 为涡矢量; $\text{tr}(\cdot)$ 表示迹。

1.2 DMD算法

本文利用DMD方法对影响光束传播的密度场进行特征分析,以对比有无涡流发生器情况下激光转塔主要尾迹特征是否存在变化。本节将对DMD方法进行详细说明。

令矩阵 $\mathbf{U}_{x,t(1,\dots,N)}$ 为以3D空间节点为行、时间快照为列的 $M \times N$ 矩阵,其中时间快照之间的时间间隔相同,空间节

点数为 M , 时间快照数为 N 。通常情况下, $N \ll M$ 。设矩阵 $\mathbf{X} = \mathbf{U}_{x,t(1, \dots, N-1)}$, $\mathbf{X}' = \mathbf{U}_{x,t(2, \dots, N)}$, 矩阵 $\mathbf{X}'$ 可视为 $\mathbf{X}$ 经过一非线性系统预测得到。DMD 主要通过以一近似线性化算子 $\mathbf{A}$ 来模拟这一预测过程, 即

$$\mathbf{X}' \approx \mathbf{A}\mathbf{X} \quad (10)$$

通过对 $\mathbf{X}'$ 进行奇异值分解^[24]后, 可将矩阵 $\mathbf{A}$ 改写为

$$\mathbf{A} = \mathbf{X}'\mathbf{V}\mathbf{\Sigma}^{-1}\mathbf{U}^* \quad (11)$$

式中, $*$ 表示共轭转置; $\mathbf{U}$, $\mathbf{\Sigma}$ 和 $\mathbf{V}$ 分别为 $M \times r$, $r \times r$ 和 $N \times r$ 的矩阵; r 表示第 r 阶截断。

由于矩阵 $\mathbf{A}$ 的数据过于庞大, 其维度为 $M \times M$, 在计算中难以直接得到。故通常利用一维度为 $r \times r$ 的近似矩阵 $\tilde{\mathbf{A}}$ 来代替矩阵 $\mathbf{A}$, 其表达式如下

$$\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{U}^* \mathbf{A} \mathbf{U} = \mathbf{U}^* \mathbf{X}' \mathbf{V} \mathbf{\Sigma}^{-1} \quad (12)$$

对矩阵 $\tilde{\mathbf{A}}$ 进行特征值分解, 有

$$\tilde{\mathbf{A}} \mathbf{W} = \mathbf{W} \mathbf{D} \quad (13)$$

式中, $\mathbf{W}$ 为特征矢量, $\mathbf{D}$ 为特征值 λ_k 的对角矩阵。

至此, 根据参考文献[24], DMD 模态可通过式(14)进行计算

$$\Phi = \begin{cases} \mathbf{X}' \mathbf{V} \mathbf{\Sigma}^{-1} \mathbf{W}, & \mathbf{X}' \mathbf{V} \mathbf{\Sigma}^{-1} \lambda \neq 0 \\ \mathbf{U} \mathbf{W}, & \mathbf{X}' \mathbf{V} \mathbf{\Sigma}^{-1} \lambda = 0 \end{cases} \quad (14)$$

式中, $\Phi = (\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N)$ 的每一个列矢量表示一个 DMD 模态。

得到 DMD 模态后, 初始流场信息可利用 DMD 模态和相关模态系数进行重构, 如式(15)所示

$$\mathbf{u}(t) \approx \sum_{k=1}^r \phi_k \exp(\omega_k t) b_k = \Phi \exp(\mathbf{\Omega} t) \mathbf{b} \quad (15)$$

式中, $\mathbf{\Omega} = \text{diag}(\omega)$ 为 $\omega_k = \ln(\lambda_k)/\Delta t$ 的对角矩阵, 且 ω_k 的实部表示模态 k 的衰减率, 其虚部表示该模态的频率, Δt 是流场快照的间隔时间, t 为当前快照的时间, $\mathbf{b}$ 表示 b_k 的矢量, 而 b_k 为模态 k 的初始振幅, 且当 $t=0$ 时, $\mathbf{u}_1 = \Phi \mathbf{b}$, 因而矩阵 $\mathbf{b}$ 可由 $\mathbf{b} = \Phi^\dagger \mathbf{u}_1$ 计算得到。

作为评价模态对流场重要性的参数, 模态能量常用作 DMD 模态排序的评价指标, 模态能量的计算如下

$$E_k = \sum_{j=1}^M \left(\text{real}(\phi_{(j,k)}) \exp(\omega_k t) b_k \right)^2 \quad (16)$$

1.3 计算模型

以探究针状涡流发生器对跨声速激光转塔流场的影响机理为目标, 本文利用三根细长圆柱涡流发生器对半球激光转塔的流场进行调节。计算模型如图1所示。激光转塔为一直径为 D 的保角形窗口半球。涡流发生器置于半球迎风面且距球心 $0.75D$ 处, 每根细长圆柱的直径为 $0.02D$, 长度为 $0.5D$ 。细长圆柱之间的间隔为 $0.25D$, 中间的细长圆柱轴线置于半球对称面上。计算来流条件保持与 Beresh

等^[25]的试验一致, 即来流马赫数为 0.8, 雷诺数为 1.3×10^7 。半球及涡流发生器附近网格采用 O 形拓扑, 以提高近壁面附近非定常流场的预测精度。

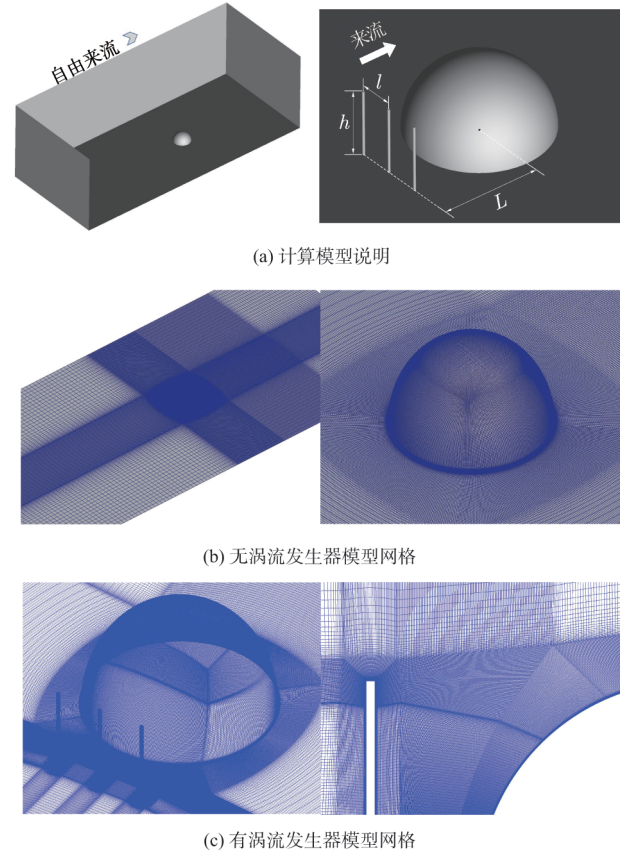


图1 计算模型及网格说明

Fig.1 Description of the models and relevant grids

当存在涡流发生器时, 由于涡流发生器的特征尺度较小, 需要对涡流发生器附近的网格进行较大幅度的加密。因而对于半球而言, 在保证原始拓扑不发生本质变化后, 其周向节点相较于无涡流发生器时更密。并且, 由于涡流发生器顶部附近流场较为复杂, 涡流发生器顶部至半球顶部附近网格也进行了一定程度的加密, 以保证涡流发生器脱出的小尺度涡结构能得到足够的解析。

2 计算结果及分析

本节将对有无涡流发生器存在下激光转塔的计算流场进行详细分析。为保证分析数据的准确性, 2.1 节将重点分析激光转塔流场的预测准确性及网格无关性。

2.1 网格无关性分析

根据 1.3 节的分析, 涡流发生器的存在将导致在划分多

块结构网格时,激光转塔计算域的网格量有较大幅度的增加。为排除网格因素对激光转塔绕流场的影响,本节将利用三套计算网格对无涡流发生器时的激光转塔绕流场进行预测。

三套计算网格的关键参数可参见表1。在计算过程中,为保证激光转塔流场非定常特征的计算准确性,时间步长需考虑库朗数最大保持在1的量级,同时在考虑了后续计算流场快照的可对比性,粗、中和密三套计算网格所采用的无量纲时间推进步长 t 分别约为0.005、0.005和0.0025,其中 $t=t^* \cdot a_\infty^*/D$, t^* 为物理量纲时间, a_∞^* 为物理量纲的来流声速。

表1 各网格节点参数说明

Table 1 Node description of different grids

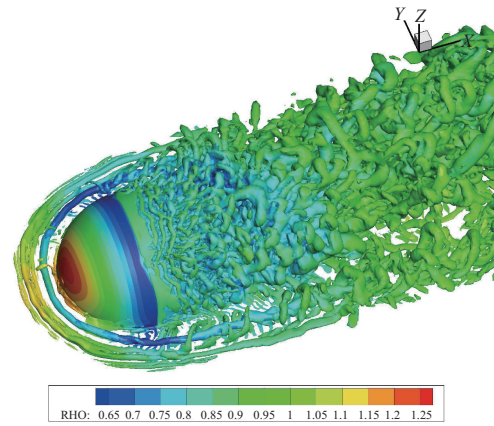
计算网格		总节点数/ 百万个	转塔周向节 点数/个	转塔尾迹区 节点数/个
无涡流发生器	粗网格	8	352	117
	中网格	23	520	173
	密网格	66	744	253
含涡流发生器		87	785	181

为整体观察不同计算网格所预测的激光转塔流场特征,本文利用式(17)给出的 Q 准则^[26]来表现湍流结构的具体细节

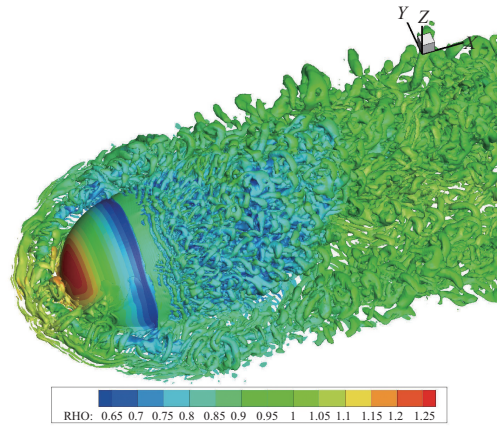
$$Q = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (17)$$

图2给出了粗、中和密三套计算网格所预测的激光转塔瞬时流场 Q 等值面图,其中不同网格的流场保持了 Q 值一致, Q 等值面上的云图表示了量纲一密度 ρ ,且 $\rho = \rho^*/\rho_\infty^*$, ρ^* 为当地流场密度, ρ_∞^* 为来流密度。需要说明的是,本文中含有 Q 等值面的瞬时流场图均采用了该图的 Q 值。从图中可以看出,三套计算网格均刻画出了激光转塔尾迹区的湍流结构,但湍流结构的细致程度随着网格量的增加而有着明显的上升。从流场结构的基本特征捕捉情况来看,中网格与密网格所捕捉的流场细节更为合理,尤其对于绕激光转塔底部的项链涡结构,粗网格并未合理地解析对应区域的湍流特征。

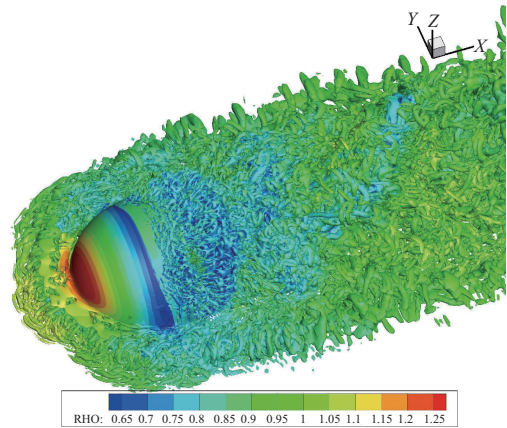
为进一步量化分析网格密度对激光转塔流场特征的影响。图3给出了不同网格下的流场参数对比情况。其中,图3(a)给出了图3(b)~图3(d)中参数的监测位置说明。图3(b)对比了计算稳定后激光转塔侧面空间点 P 处的瞬时密度



(a) 粗网格



(b) 中网格



(c) 密网格

图2 不同网格时的 Q 等值面图

Fig.2 Q iso-surfaces of different grids

曲线。对于监测点 P , α 角取 95° ,并且为了忽略壁面影响, P 点与球心的距离设置为 $0.525D$,与底面的距离设置为 $0.005D$ 。从图3中可以看出,粗网格对密度的周期性变化

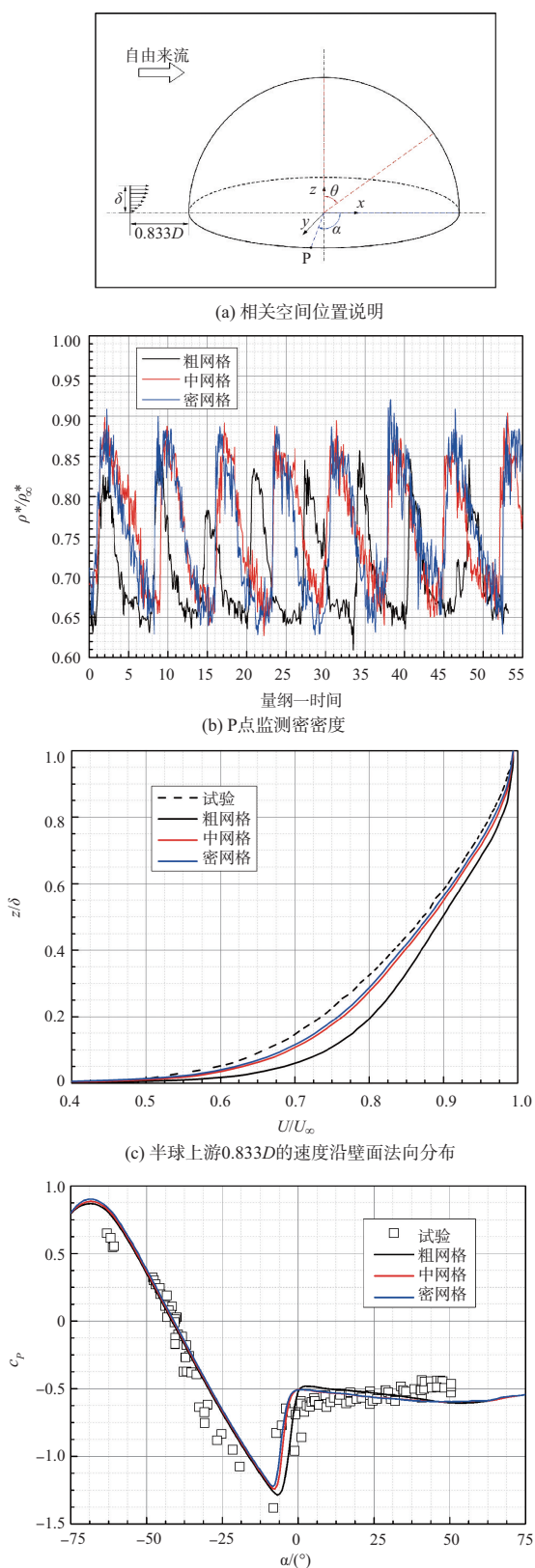


图3 不同网格的流场参数

Fig.3 Flow parameters of different grids

预测与中网格和密网格存在一定程度的偏差。粗、中和密三套网格所预测的密度波动所对应的斯特劳哈尔数 St 分别约为 0.18、0.16 和 0.16。根据 Lucca 等^[27]所描述的半球两侧激波运动 St 约在 0.15~0.2 之间这一特性,三套网格均能合理地描述流场的周期性特征运动,但结合中网格和密网格所预测结果的一致性,粗网格的预测流场显然存在不合理之处。图 3(c)所示为距半球前缘点 $0.833D$ 处的来流速度型对比,其中,所对比的试验数据取自文献[25],计算数据的时均处理选取了图 3(b)所示的 0~52 无量纲时间区间内的流场快照。需要说明的是,下文所对比的时均参数均取自该时间段的流场快照。根据图 3 可知,中网格和密网格所预测的来流速度型与试验中的速度型吻合更好,并且两套网格具有较好的一致性。图 3(d)给出了不同网格所预测的激光转塔对称面($y=0$ 平面)上表面压力系数的对比,其统计时间区间与图 3(c)相同。需要说明,由于文献[25]并未提供风洞试验压力数据,图 3(d)中的试验数据取自 Morrida 等^[28]的真实飞行试验。从图 3 中可以看出,中网格与密网格的所预测的表明压力系数匹配良好,而粗网格所预测的压力系数表明了其预测的激波强度略大于其他两套网格。综上所述,中网格可合理地描述激光转塔的流场特征,因而对于含涡流发生器的计算网格,其总体参数将基于中网格进行调整。

2.2 涡流发生器对激光转塔流场的影响分析

本节将对涡流发生器对激光转塔流场的影响进行详细分析。对于含涡流发生器的计算网格,单一细长圆柱的周向网格节点设置为 209 个,沿长度方向网格节点数为 212 个。对应的激光转塔网格参数可参见表 1,时间推进采用无量纲时间步长 $t=0.005$ 。

图 4 所示为涡流发生器影响下激光转塔瞬时流场的 Q 等值面图,从图 4 中可以看出,涡流发生器引入了明显的二次流特征,该二次流特征直接作用于激光转塔顶部,导致了激光转塔顶部的流场特征发生了明显的变化。此外,该二次流还使得激光转塔顶部附近的涡系结构区的厚度明显增加,从密度场波动的角度来看,这将在一定程度上影响光束的波前相位。

由于本文采用的三根细长圆柱的特征尺度相比于激光转塔的直径非常小,理论上激光转塔两侧的流动特征受到的影响将非常有限。图 5 给出了图 3(a)所示监测点 P 处的无量纲密度对比,从图 5 中可以看出,增加涡流发生器后,激光转塔侧面的密度波动周期和幅度均未发生明显的改变,说明激光转塔两侧的激波特征几乎未受到影响。

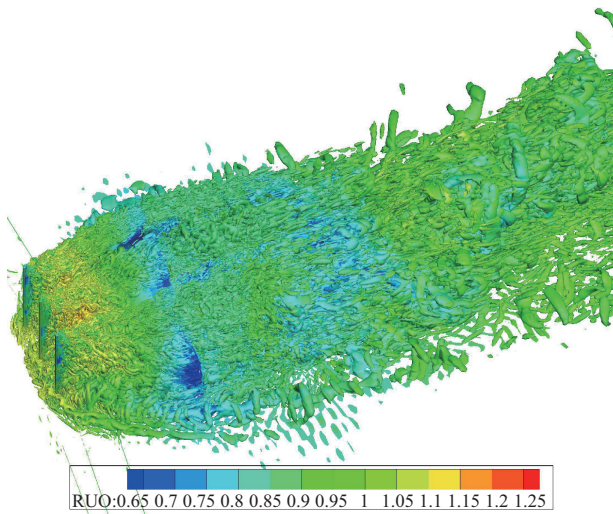
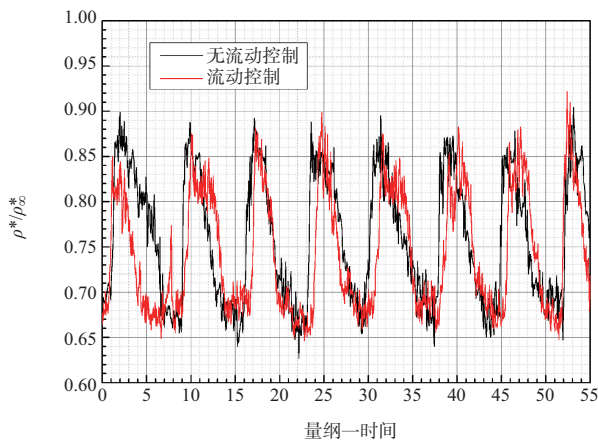
图4 涡流发生器控制下流场的 Q 等值面图Fig.4 Q iso-surface of the flow field with the vortex generator

图5 监测点P处的量纲—密度对比

Fig.5 Comparison of density fluctuations of different cases at spatial point P

图6给出了对称面上激光转塔的表面压力系数对比情况。为保证对比的结果具有良好的合理性,含涡流发生器的时均压力系数取自图5所示的0~52量纲一时间区间的时均流场。从图5可以看出,受涡流发生器二次流的影响,激光转塔来流的能量得到了一定程度的降低,因而激光转塔顶部的激波强度有了较为明显的削弱。

为对比涡流发生器对空间流速的影响,图7给出了激光转塔对称面上不同 x 向站位沿流向的空间速度对比。其中,图7(a)给出了三个 x 站位所对应的空间位置。根据图7(b)所示,涡流发生器使 $x=0$ 站位下 $z=0.56 \sim 0.69D$ 高度范围内的速度得到一定程度的降低,其原因为二次流直接削弱了该区域的流动速度。而在该站位下, z 方向其他区域的流

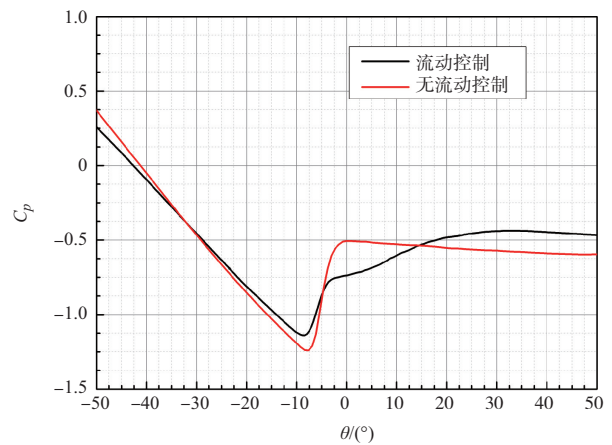


图6 对称平面上激光转塔表面压力系数对比

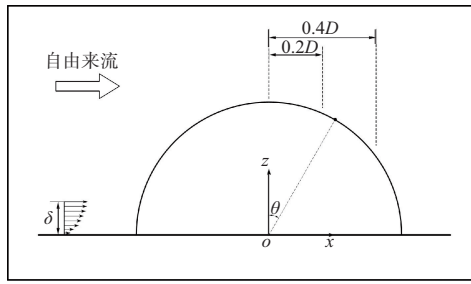
Fig.6 Comparison between surface pressure coefficients on the symmetrical plane

动速度却因涡流发生器而得到一定程度的增加。考虑到涡流发生器减弱了激光转塔顶部激波的强度,而以 θ 角描述激波所处区域时,激波约在 $\theta=-5^\circ$ 的位置^[29]。因而,激波强度的削弱导致经过激波的来流速度下降程度更小,进而导致了未受二次流影响区域的流速变大。对于图7(c)和图7(d)所示的 $x=0.2D$ 和 $x=0.4D$ 站位,其均指出了涡流发生器使得激光转塔尾迹的流速范围更小,说明涡流发生器在一定程度上影响了激光转塔背风面分离泡的尺寸。

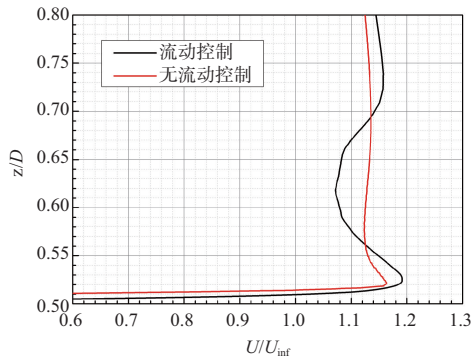
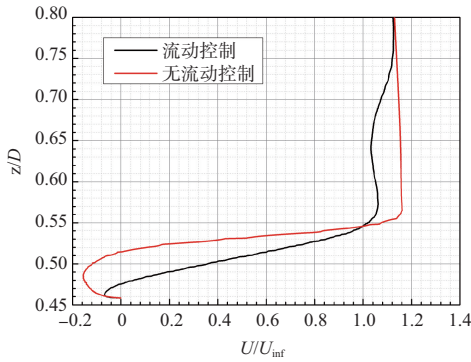
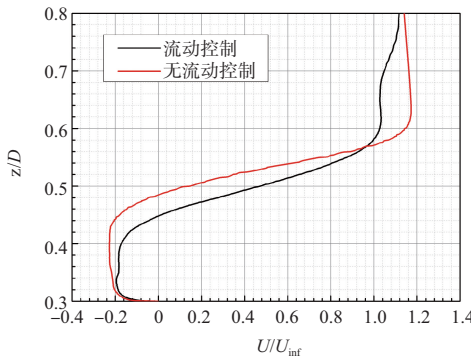
为更直观地分析涡流发生器对激光转塔速度场的影响,图8给出了激光转塔对称面上的 x 方向速度云图分布,其中黑色虚线表示 $z/D=0.8$ 的高度位置。从图8中可以看出,涡流发生器的存在主要导致三个空间位置的速度场发生明显的变化。第一处为激光转塔前缘位置,由于涡流发生器削弱了来流能量,这使得流体在沿壁面爬升时出现了较大的回流。第二处为涡流发生器顶部尾迹区直接干扰的激光转塔顶部区域,涡流发生器尾迹在影响了激波强度的同时,还影响了激波在空间中的形态。第三处为激光转塔背风面的分离区域。由于激波强度的削弱,激光转塔背风面分离区的初始分离位置在一定程度上向下游推移,使得分离泡的尺寸明显减小,而涡核处的速度略有增加。

总体上,涡流发生器对激光转塔顶部和尾迹区的空间流场特征存在明显的影响。为进一步分析激光转塔流场特征的细节及时域特性,后文将基于瞬时流场特征进行分析。

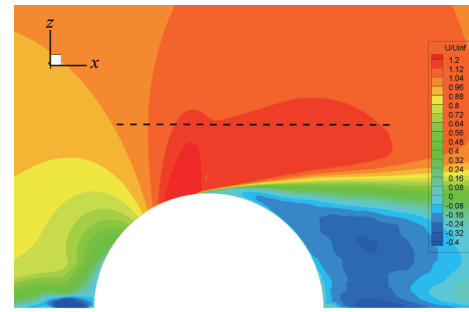
图9给出了无涡流发生器的情况下顶部激波处于上游和下游位置时激光转塔瞬时流场的侧视图,图中背景平面为激光转塔对称面,且背景平面和 Q 等值面上的云图均为无量纲密度,红色虚线为激光转塔顶点位置的水平高度。



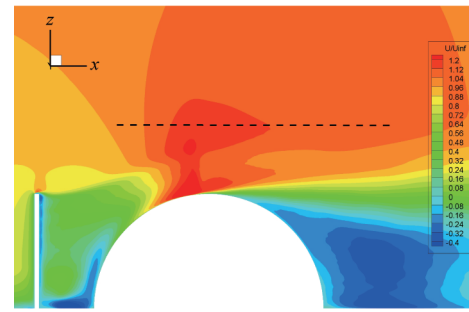
(a) 相关空间位置说明

(b) $x=0$ (c) $x=0.2D$ (d) $x=0.4D$ 图7 对称平面上不同 x 方向站位的流向速度对比Fig.7 Comparison between velocities along the freestream at different x locations on the symmetrical plane

根据图9(a)所示,激波处于上游位置时(蓝色箭头指向来流),由于激波与分离点存在锁定效应,分离点随着激波向



(a) 无涡流发生器



(b) 含涡流发生器

图8 对称平面上 x 方向速度云图Fig.8 Distributions of the velocity along coordinate x on the symmetrical plane

上游位置移动,这导致了尾迹区整体向红色箭头所示的方向运动,即沿底面法向向上的方向运动。当激波移动到下游位置时,如图9(b)所示,尾迹区则明显地整体沿底面法向方向向下运动。需要说明的是,两个瞬时流场快照的量纲一时间间隔约为1.96,这说明了激波前后运动以及尾迹整体沿底面法向纵向波动的一个完整周期的 St 约为0.319。

图10给出了无涡流发生器的情况下蓝色箭头一侧激波处于上游和下游位置时激光转塔瞬时流场的俯视图。其中,红色虚线段与来流方向平行, Q 等值面的云图表示了量纲一密度,两个流场快照的量纲一时间间隔约为3.84。从图10中可以看出,蓝色箭头一侧的激波处于来流上游位置时,尾迹区整体靠向了蓝色箭头一侧,如图10(a)所示;蓝色箭头一侧的激波移动到下游位置时,尾迹区则整体偏向了远离蓝色箭头的一侧,如图10(b)所示。激光转塔两侧激波的运动同样导致了尾迹区发生了周期性的运动,即横向摆动。红色虚线圈出的椭圆区域说明了绕激光转塔的项链涡特征受尾迹摆动的影响非常有限,仅在下游较远的区域存在受迫摆动现象。根据两个快照的时间间隔,尾迹完成一次横向摆动的 St 约为0.163。事实上,图10与图9所示的激光转塔尾迹的横向摆动和纵向波动对激光转塔流场的贡献

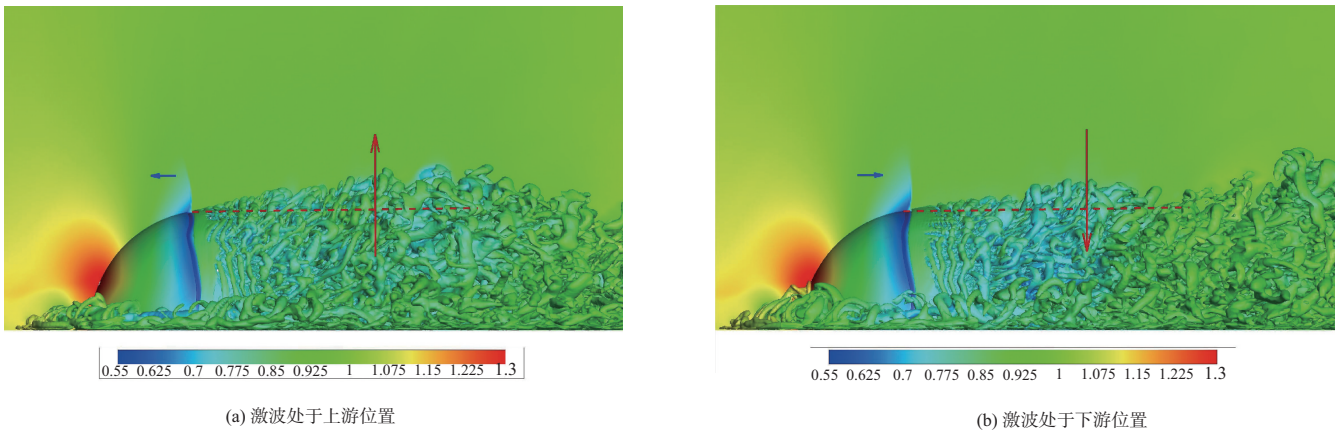


图9 无涡流发生器时激光转塔瞬时流场侧视图

Fig.9 Side views of transient turret flow fields without vortex generator

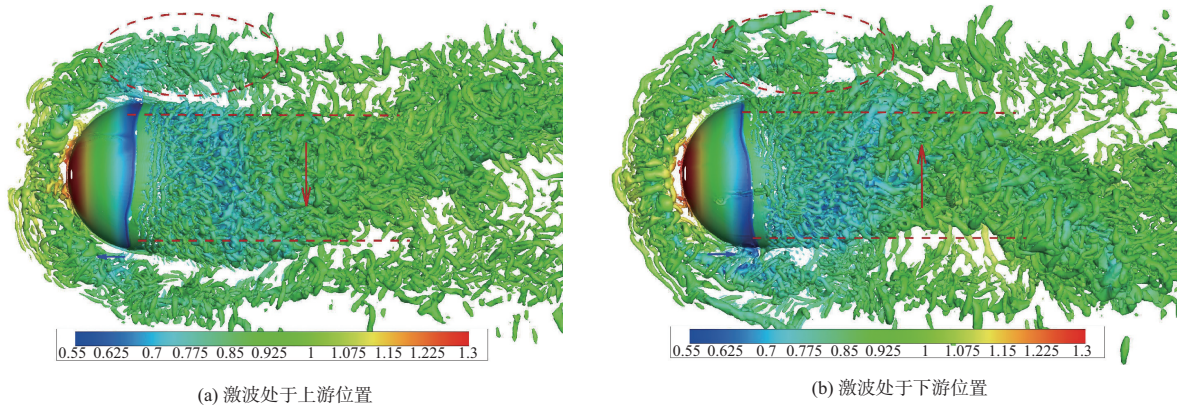


图10 无涡流发生器时激光转塔瞬时流场俯视图

Fig.10 Top views of transient turret flow fields without vortex generator

最为明显,两者均为激光转塔的主要尾迹流动特征^[27-29],并且尾迹的纵向波动周期通常约为横向波动周期的两倍。

图11所示为涡流发生器存在时激光转塔对称面的量纲一密度分布图。其中,两个快照的量纲一时间间隔为2.04。根据图中所示,虽然涡流发生器尾迹影响了转塔顶部的激波特征,但激波的前后运动没有发生颠覆性的变化,同时尾迹在纵向上也随着激波的前后运动而上下波动。根据快照间隔可得激波和尾迹纵向运动的 St 约为0.306,虽然较无涡流发生器情况下略有减小,但该差异可考虑为单个周期期间的差异。

图12所示为涡流发生器存在时激光转塔瞬时流场侧视图。其中,图12(a)和图12(b)的流场快照分别与图11(a)和图11(b)相同。从图12中可以看出,涡流发生器引入的二次流特征几乎不随激光转塔尾迹的纵向波动而发生变化,其原因应当与二次流的空间高度有关。

图13所示为涡流发生器存在时激光转塔瞬时流场俯视图。其中,两个快照的激波位置与图10对应,且其量纲一时间间隔为3.72。从图13中可以看出,激光转塔尾迹同样随着激波的前后运动而发生横向摆动,且横向摆动的 St 约为0.168。总体来看,涡流发生器对激光转塔横向摆动特征的时空特性并未产生影响。需要指出的是,涡流发生器引入的二次流特征并未随激光转塔尾迹的横向摆动而发生运动,其原因应与其空间高度相关。

从上述针对非定常流场的分析来看,激光转塔主要尾迹特征,即横向摆动与纵向波动的时空特性几乎并未受到涡流发生器的二次流影响。但从图8给出的结果来看,涡流发生器尾迹的分离泡明显受到了影响。为进一步分析激光转塔尾迹的主要特征变化,图14和图15分别给出了无/有涡流发生器时激光转塔主要流动特征对应频率的DMD模态空间分布。需要说明的是,由于计算资源的限制,

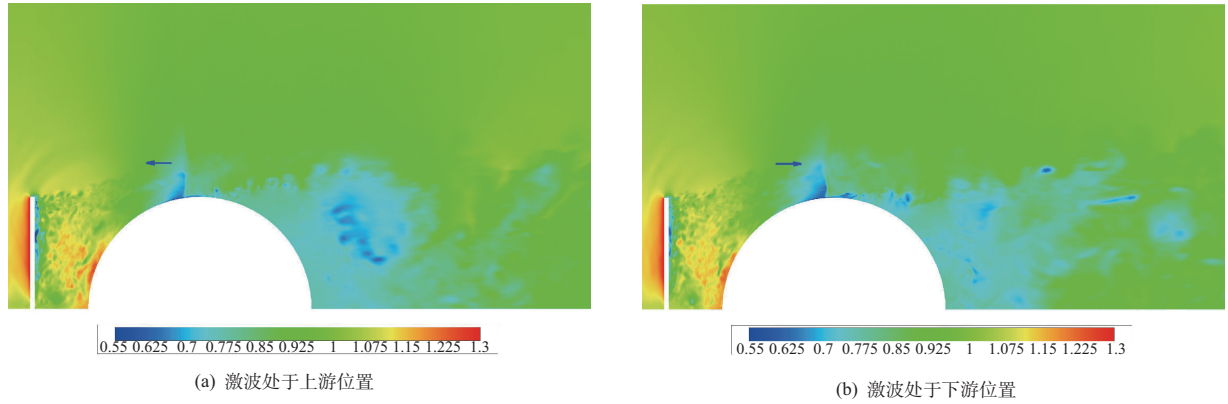


图 11 涡流发生器存在时激光转塔对称面上的量纲一密度分布

Fig.11 Dimensionless density distributions on the turret symmetrical plane with vortex generator

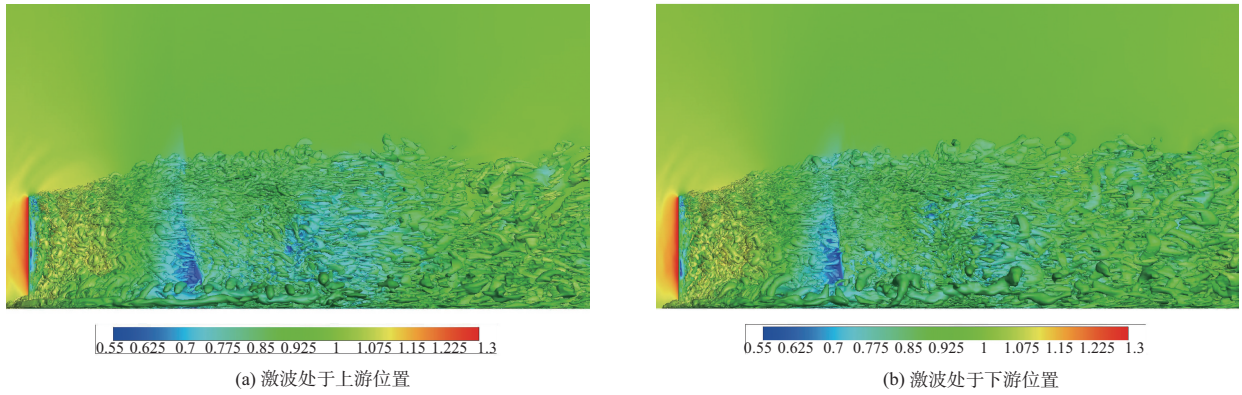


图 12 涡流发生器存在时激光转塔瞬时流场侧视图

Fig.12 Side views of transient turret flow fields with vortex generator

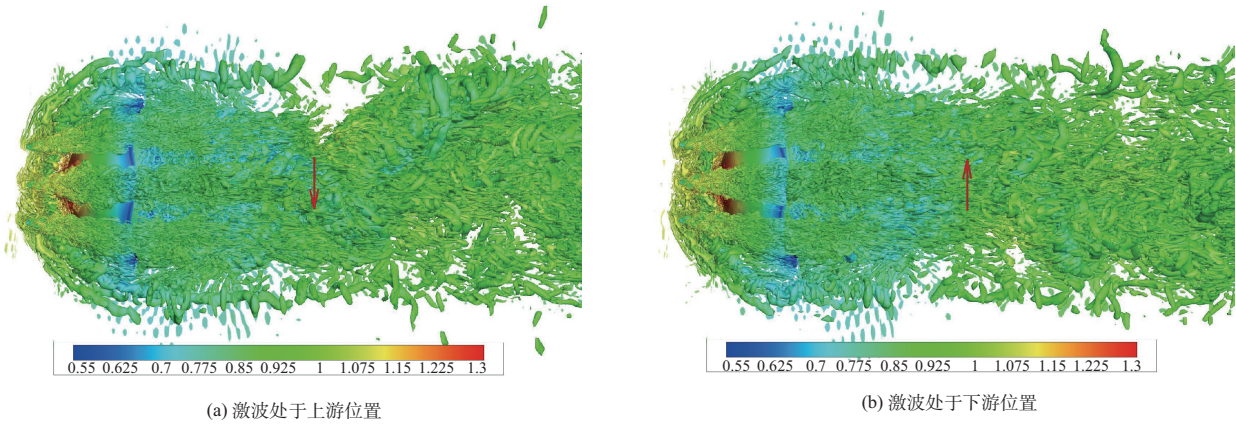


图 13 涡流发生器存在时激光转塔瞬时流场俯视图

Fig.13 Top views of transient turret flow fields with vortex generator

DMD 模态分析中只截取了图 5 所示的量纲一时间区间为 34~52 的 450 个流场快照。根据图 14 可知,虽然 DMD 给出的 St 与前文分析的具体数据略有差异,但横向摆动特征的 St 并未超出 0.15~0.2 的范围,且尾迹纵向波动特征的 St 也基

本保持了约两倍于横向摆动特征的关系。根据式(16), $St=0.34672$ 所描述的纵向波动模态能量与 $St=0.18131$ 所描述的横向摆动模态能量之比约为 0.6842,说明纵向波动对激光转塔流场贡献程度仅为横向摆动的 0.6842。

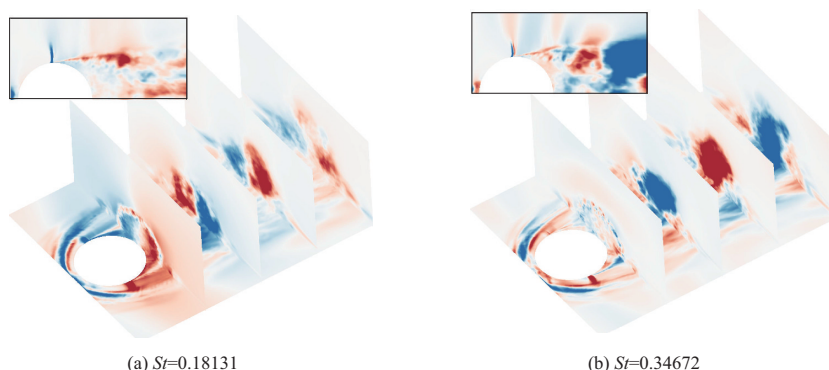


图14 无涡流发生器时激光转塔主要流动特征的DMD 模态空间分布

Fig.14 Spatial features of DMD modes of turret dominant flow features without vortex generator

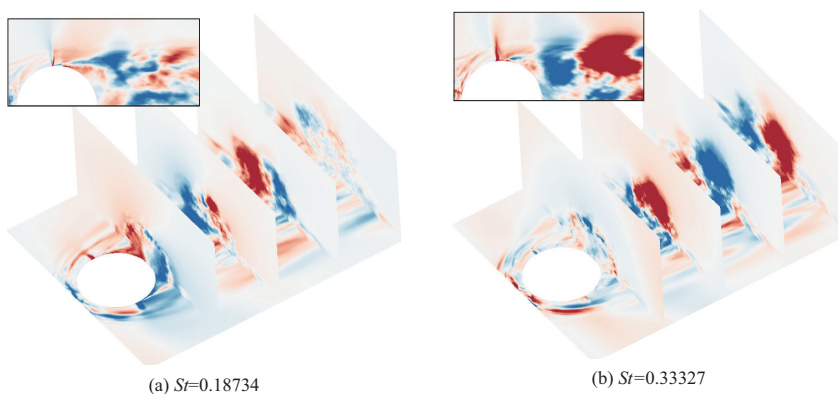


图15 涡流发生器存在时激光转塔主要流动特征的DMD 模态空间分布

Fig.15 Spatial features of DMD modes of turret dominant flow features with vortex generator

根据图15可知,涡流发生器存在时,激光转塔的两个主要流动特征的空间及频率特性几乎保持不变。 $St=0.33327$ 模态的能量与 $St=0.18131$ 模态的能量之比约为0.5537,与无涡流发生器时两个对应模态之比0.6842有着一定程度的降低。这说明涡流发生器引入的二次流使得转塔尾迹的纵向波动能量发生了一定程度的降低。图14与图15的模态能量之比合理地印证了前文流动分析中二次流较大地削弱了激光转塔顶部流场的能量,影响了尾迹分离泡的尺寸。因而,相较于尾迹横向摆动特征,涡流发生器更易对尾迹的纵向波动特征产生影响。

3 结论

本文利用了改进亚格子尺度的IDDES方法对有、无涡流发生器流动控制下激光转塔的绕流场进行了数值模拟,分析了涡流发生器控制下激光转塔流动特征的主要变化,为进一步研究激光转塔气动光学效应抑制提供依据。通过研究,可以得出以下结论:

(1)由于表面激波的前后运动,激光转塔尾迹主要呈现出横向的波动以及纵向的摆动特征,且纵向波动的特征频率几乎为横向摆动频率的两倍。

(2)涡流发生器主要引入了额外的二次流特征,削弱了主流能量,使激光转塔顶部激波强度受到影响,进一步影响了尾迹的分离泡尺寸。由于涡流发生器的特征尺度相较于半球直径较小,激光转塔侧面的流场周期运动几乎未受到影响。

(3)由于涡流发生器二次流的空间位置,其基本未受到激光转塔尾迹运动的影响。DMD模态直观地展示了激光转塔主要流动的空间特征以及其对流场的贡献,在涡流发生器存在时,激光转塔尾迹的纵向波动模态能量相较横向摆动有较大幅度的降低,这合理地印证了涡流发生器引入的二次流对转塔尾迹分离泡的影响。

AST

参考文献

[1] Jumper E J, Zenk M, Gordeyev S, et al. The airborne aero-

- optics laboratory: AAOL[C]. Acquisition, Tracking, Pointing, and Laser Systems Technologies, 2012.
- [2] Jumper E J. The story of the airborne aero-optics laboratory [C]. Unconventional Imaging and Adaptive Optics, 2022.
- [3] Jumper E J, Fitzgerald E J. Recent advances in aero-optics[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2001, 37(3): 299-339.
- [4] Gordeyev S, Jumper E. Fluid dynamics and aero-optical environment around turrets[C]. 40th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2009: 4224.
- [5] Wang Kan, Wang Meng. Numerical simulation of aero-optical distortions by a turbulent boundary layer and separated shear layer[C]. 40th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2009: 4223.
- [6] De Lucca N, Gordeyev S, Jumper E, et al. Aero-optical environment around turrets at forward-viewing angles[C]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2013: 721.
- [7] De Lucca N, Gordeyev S, Jumper E. The airborne aero-optics laboratory, recent data[C]. Acquisition, Tracking, Pointing, and Laser Systems Technologies, 2012.
- [8] Morrida J, Gordeyev S, De Lucca N G, et al. Aero-optical investigation of transonic flow features and shock dynamics on hemisphere-on-cylinder turrets[C]. 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2015: 0676.
- [9] Morrida J J, Gordeyev S, Jumper E J. Transonic flow dynamics over a hemisphere in flight [C]. 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2016: 1349.
- [10] Gordeyev S, Jumper E, Ng T, et al. The optical environment of a cylindrical turret with a flat window and the impact of passive control devices[C]. 36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2005: 4657.
- [11] Gordeyev S, Cress J, Smith A, et al. Improvement in optical environment over turrets with flat window using passive flow control [C]. 41st Plasmadynamics and Lasers Conference, 2010: 4492.
- [12] De Lucca N, Gordeyev S, Jumper E J. The improvement of the aero-optical environment of a hemisphere-on-cylinder turret using vortex generators[C]. 44th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2013: 3132.
- [13] Wang Kan, Wang Meng, Gordeyev S, et al. Computation of aero-optical distortions over a cylindrical turret with passive flow control[C]. 41st Plasmadynamics and Lasers Conference, 2010: 4498.
- [14] Kamel M S, Wang Kan, Wang Meng. Numerical prediction of aero-optical distortions by transonic flow over a cylindrical turret[C]. AIAA Scitech 2019 Forum, 2019: 0472.
- [15] Vorobiev A, Gordeyev S, Jumper E J, et al. A low-dimensional model of shock-wake interaction over turrets at transonic speeds[C]. 45th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2014: 2357.
- [16] Morrida J, Gordeyev S, De Lucca N, et al. Shock-related effects on aero-optical environment for hemisphere-on-cylinder turrets at transonic speeds[J]. Applied Optics, 2017, 56(16): 4814-4824.
- [17] 王灏东, 桑为民, 邱奥祥, 等. 翼身融合布局与传统布局飞机结冰特性对比分析[J]. 航空科学技术, 2023, 34(11): 87-95.
- Wang Haodong, Sang Weimin, Qiu Aoxiang, et al. Comparative analysis of icing characteristics between blended-wing-body aircraft and traditional layout aircraft[J]. Aeronautical Science & Technology, 2023, 34(11): 87-95. (in Chinese)
- [18] 施方成, 王田天. 超声速欠膨胀喷流噪声数值模拟研究[J]. 航空科学技术, 2022, 33(7): 73-85.
- Shi Fangcheng, Wang Tiantian. Numerical investigation of under-expanded supersonic jet noise[J]. Aeronautical Science & Technology, 2022, 33(7): 73-85. (in Chinese)
- [19] Wang Meng, Mani A, Gordeyev S. Physics and computation of aero-optics[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2012, 44: 299-321.
- [20] Menter F R. Two-equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications [J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [21] Shur M L, Spalart P R, Strelets M, et al. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modeled LES capabilities [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008, 29(6): 1638-1649.
- [22] Shur M L, Spalart P R, Strelets M K, et al. An enhanced version of DES with rapid transition from RANS to LES in separated flows[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2015, 95: 709-737.
- [23] Guseva E K, Garbaruk A V, Strelets M K. Assessment of delayed DES and improved delayed DES combined with a

- shear-layer-adapted subgrid length-scale in separated flows[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2017, 98: 481-502.
- [24] Jonathan H T. On dynamic mode decomposition: Theory and applications[D]. Princeton: Princeton University, 2013.
- [25] Beresh S J, Henfling J F, Spillers R W, et al. Unsteady shock motion in a transonic flow over a wall-mounted hemisphere[J]. *AIAA Journal*, 2016, 54(11): 3509-3515.
- [26] Jeong J, Hussain F. On the identification of a vortex[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 285: 69-94.
- [27] De Lucca N G, Gordeyev S, Morrida J J, et al. Modal analysis of the surface pressure field around a hemispherical turret using pressure sensitive paint[C]. 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2018: 0932.
- [28] Morrida J J, Gordeyev S, Jumper E J. Transonic flow dynamics over a hemisphere in flight[C]. 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2016: 1349.
- [29] Tang Songxiang, Li Jie, Wei Ziyang. A numerical investigation of the dominant characteristics of a transonic flow over a hemispherical turret[J]. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2022, 36(5): 404-423.

Numerical Investigation on the Effect of Vortex Generator on the Transonic Flow Field of a Hemispherical Turret

Tang Songxiang, Li Jie, Zhang Heng, Wei Ziyang

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China

Abstract: The airborne laser platform is severely challenged by aero-optical problems led by the transonic flow around its turret. Aiming to essentially study transonic flow features around a turret with a passive flow control method, an Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES) approach with modified subgrid scales was employed to conduct a numerical investigation on flow control of a hemispherical airborne laser turret under the transonic condition, using a thin cylindrical vortex generator. The results show that the vortex generator introduced a distinct secondary flow features, attenuating the incoming flow energy. This led to a noticeable impact on the shock intensity at the top of the turret, subsequently affecting the size of the separation bubble in the turret's wake region. While the lateral oscillation and vertical fluctuation features of the turret's wake showed no significant alterations due to the vortex generator, Dynamic Mode Decomposition (DMD) results highlighted a pronounced decay in the energy of the longitudinal fluctuation modes when the vortex generator was present. This observation matched well with the morphological changes in the wake separation bubble, revealed the effectiveness of current vortex generator to suppress the separation in the turret wake region and provided a basis for using passive control methods to suppress aero-optical problems of turrets.

Key Words: transonic; airborne laser turret; flow control; IDDES; DMD

Received: 2023-10-21; **Revised:** 2024-02-01; **Accepted:** 2024-03-04

Foundation item: Aeronautical Science Foundation of China(2019ZA053005)