

文章编号: 1006-3080(2025)03-0419-09

DOI: 10.14135/j.cnki.1006-3080.20240911001

中低雷诺数可压缩冲击射流的流动与传热特性

欧玉琼, 刘琪麟, 赖焕新

(华东理工大学机械与动力工程学院, 上海 200237)

摘要:采用大涡模拟方法研究马赫数(Ma)为0.784、冲击高度(H/D)为5、雷诺数(Re)为3 300~8 000的可压缩冲击射流的流动和传热特性。模拟得到了冲击射流的平均速度和温度, 以及旋涡的演化过程, 揭示了传热随着雷诺数的增加而增强的趋势。在 $Re=8 000$ 时, 初级涡提前破碎为小尺度涡且未发现合并的旋涡。对冲击射流的温度和压力进行动态模态分解(DMD), 并特别关注展向和撞击板处的相干结构。结果表明, 当斯特劳哈尔数(St)为0.56时, DMD模态所识别的相干结构呈大尺度的对称结构, 当 $St=1.04$ 时, 对称结构向下游移动并逐渐分化为小尺度结构, 这也表明大尺度的初级涡经过撞击后形成尺度更小的二次涡。

关键词:冲击射流; 雷诺数; 传热; 相干结构; DMD

中图分类号: V211

文献标志码: A

冲击射流是一种增强传热的方法, 广泛应用于高温气体管道的冷却、高密度电子和电气设备的散热、纸张或纺织品干燥、钢或玻璃加工等工业系统。在过去的几十年里, 研究人员对宏观尺度冲击射流进行了详细的概述^[1-3]。随着微小型化电子器件的快速发展, 有关微观尺度冲击射流的研究也越来越多。

Pence等^[4]研究表明, 将宏观尺度的冲击射流传热关联式直接应用在雷诺数(Re)较低、马赫数(Ma)较高的微尺度射流中是不合适的。因此, Choo等^[5]对微尺度射流冲击加热平板的传热特性进行了实验研究, 认为当 $Re < 2 500$ 时, 微观尺度的冲击射流与宏观尺度的冲击射流具有不同的传热特性, 且得到了微尺度射流的传热关联式。在微尺度射流研究中, 射流速度较大, 往往产生辐射噪声问题, 因此研究微射流的流动相干结构非常重要, 但目前鲜有相关研究。相干结构是流体中有序的流动结构, 以旋涡、涡团或其他形态存在, 相干结构在湍流中稳定存在并相互作用^[6], 动态模态分解(DMD)^[7]常被用来研究冲击射流中的相干结构。Uzun等^[8]采用DMD对 $Ma=$

1.5、 $Re=1 000 000$ 和 $Re=90 000$ 的超音速冲击圆形射流的大涡模拟(LES)数据进行了研究, 发现基本冲击音频率与从DMD分析中获得的最主要模态相匹配, 且该模态的结构几乎是轴对称的。

尽管宏观尺寸冲击射流已经被大量研究, 但是中低雷诺数的微射流的大涡模拟研究相对较少, 且DMD重点用于研究中低雷诺数对冲击射流相干结构的影响, 很少被用于亚音速可压缩冲击射流相干结构的研究。

本文使用高精度大涡模拟方法研究雷诺数为3 300~8 000和马赫数为0.784的可压缩湍流冲击射流的流动与传热特性, 分析涡旋的演化过程, 并对瞬时温度和瞬时压强场进行DMD分解, 研究雷诺数对冲击射流相干结构的影响, 为冲击射流的应用提供参考。

1 研究方法

1.1 流场模拟方法

本文参考Wilke等^[9]的冲击射流算例, 如图1(a)

收稿日期: 2024-09-11

基金项目: 国家自然科学基金(51976061)

作者简介: 欧玉琼(1999—), 女, 安徽人, 硕士生, 主要研究方向为计算流体力学。E-mail: oyuq_0912@163.com

通信联系人: 赖焕新, E-mail: hlai@ecust.edu.cn

引用本文: 欧玉琼, 刘琪麟, 赖焕新. 中低雷诺数可压缩冲击射流的流动与传热特性[J]. 华东理工大学学报(自然科学版), 2025, 51(3): 419-427.

Citation: OU Yuqiong, LIU Qilin, LAI Huanxin. Flow and Heat Transfer Characteristics of Compressible Impinging Jets at Low to Moderate Reynolds Numbers[J]. Journal of East China University of Science and Technology, 2025, 51(3): 419-427.

所示,射流从上方孔板喷出后冲击下方的撞击板,射流出口的雷诺数 $Re = v_\infty D / \nu = (3\ 300 \sim 8\ 000)$, 马赫数 $Ma = v_\infty / c_\infty = 0.784$, 其中 D 为射流喷口直径, v_∞ 为射流出口速度, ν 为运动黏度, c_∞ 为环境声速。

大涡模拟的控制方程为 Favre 质量加权滤波的连续性方程、动量方程和能量方程,根据能量方程和气体状态方程得到温度方程^[10]。为使方程中的亚网格应力项封闭,本文使用了 Lenormand 等^[11]开发的选择多尺度模型 (Selective Mixed Scale Model, SMSM),该模型通过引入选择函数和根据局部流动状态调整模型系数,将亚网格黏性系数 (ν_{sgs}) 模化为:

$$\nu_{sgs} = C(S)^\alpha (q_c^2)^{(1-\alpha/2)} \Delta^{(1-\alpha)} \quad (1)$$

其中,参数 $\alpha = 0.5$, $C = 0.06$, q_c^2 为多尺度湍流的小尺度脉动的动能, Δ 为网格尺寸。选择函数 f_{θ_0} 为:

$$f_{\theta_0}(\theta) = \begin{cases} 1, & \text{if } \theta \geq \theta_0 = 20^\circ \\ [\tan(\theta/2)/\tan(\theta_0/2)]^4, & \text{Otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

其中, θ 是网格尺度上分辨的涡矢量 $\hat{\omega}$ 和滤波后的涡矢量 $\hat{\hat{\omega}}$ 之间的夹角。最终,选择多尺度模型确定的亚网格运动黏度如式(3)所示:

$$\nu_{sgs}^{(s)} = \nu_{sgs} f_{\theta_0}(\theta) \quad (3)$$

采用有限差分方法对冲击射流进行数值求解,计算程序以 Liu 等^[12]的代码为基础进行改进。在空间离散方面,内节点上物理量的一阶和二阶导数分别采用五点四阶中心差分格式,并利用边界节点来构造单侧差分格式。时间推进采用三阶显式龙格-库塔算法^[13]。出于稳定性考虑,本文的量纲为一时间步长取 $\Delta t(v_\infty/D) = 0.0015$,并满足库朗数 $CFL < 1$ 。程序中还采用熵分裂方法^[14],该方法可以有效提高对流项计算的稳定性,而又不降低计算的精度,图 1 显示了计算域和网格。在笛卡尔坐标系中,原点位于撞击板的中心,计算域在 x 、 y 和 z 方向的范围分别是 $x \in [-7, 7]$, $y \in [0, 5]$ 和 $z \in [-7, 7]$,为便于表述,将径向方向记为 r 。

对撞击板和孔板施加等温壁面和无滑移边界条件,壁面温度 (T_w) 与环境温度 (T_∞) 相等 (373.15 K),孔板上入口速度 (u) 和温度 (T) 的分布分别为: $u = u \times f(r, \theta)$, $T = T_w + (T_0 - T_w) \times f(r, \theta)$ 。其中, T_0 为初始总温,双曲正切函数 $f(r, \theta)$ 描述为:

$$f(r, \theta) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh \left[\left(\frac{r}{D} - \frac{D}{2} \tanh^{-1}(1-g) \right) b(\theta) \right] \quad (4)$$

其中,当 $f(r, \theta) = 0$ 时表示墙壁,当 $f(r, \theta) = 1$ 时表示喷流出口;参数 g 决定了剪切层相对于人工喷嘴壁面的位置, $g = 0.99$;厚度函数 $b(\theta)$ 产生随机扰动来加速射流的过渡,而程序中使用了涡环扰动,设定 $b(\theta) = 26.47$ 。在本文的研究中,理论上流体碰撞平板时的湍流黏性应该趋近于 0。但在亚网格模型中, ν_{sgs} 不会随着壁面的接近而自动变小,因此程序中 ν_{sgs} 使用 Van Driest 阻尼函数^[15]进行修正。计算域的另外 4 个面采用了 Thompson^[16]推导的特征边界条件实现无反射边界处理。

1.2 大涡模拟的网格分辨率

大涡模拟的网格分辨率对计算结果有重要意义。本文使用 Celik 等^[17]提出的大涡模拟分辨率质量指标 (LES_IQ) 来评估数值模拟结果对网格的敏感性,LES_IQ 定义为粗网格分辨的湍动能 (k^{res}) 和通过粗、细两套网格外推得到的总湍动能 (k^{tot}) 的比值,即 $LES_IQ = k^{res}/k^{tot}$ 。针对 $Re = 8\ 000$ 的冲击射流大涡模拟,粗、细网格在 x 、 y 、 z 方向的网格点分别为 $148 \times 292 \times 148$ 和 $178 \times 292 \times 178$ 。这两套网格在撞击板近壁面的量纲为一距离最大值都满足 $y^+ < 3$ ^[18]。计算得到的 LES_IQ 如图 2 所示,可以看到在喷流流向的大部分区域内,粗网格的 LES_IQ 接近 0.7,而细网格的 LES_IQ 在 0.8 左右,两者都分辨了流场 70% 以上的动能,均适用于后续的研究分析。考虑到后续计算成本,本研究选择粗网格进行计算。

1.3 DMD

DMD 是一种分析空间模态的降阶方法,该空间

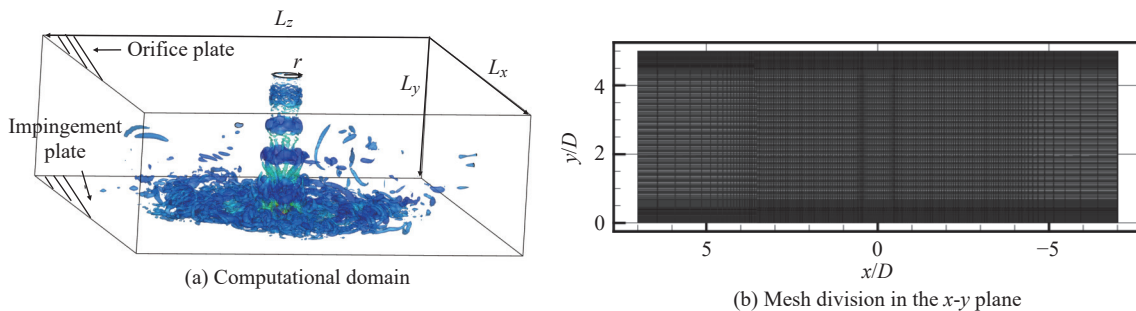


图 1 冲击射流的三维示意图

Fig. 1 Three-dimensional diagram of the impinging jet

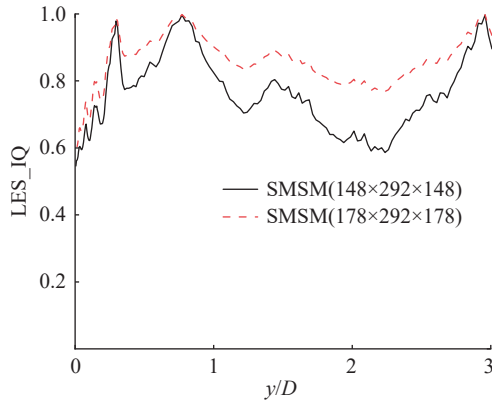


图2 粗、细网格在唇线位置处大涡模拟的质量指标

Fig. 2 Quality indexes of the LES for coarse and fine grids along lip line position

模态以单一频率演化,被用于研究流动的动力学机制。本文对采用LES计算得到的流场数据进行DMD研究。首先,将流场快照的时间序列 x_1, x_2, \dots, x_N 表示为矩阵 X_1^N :

$$X_1^N = [x_1, x_2, \dots, x_N] \quad (5)$$

式中, N 为流场快照的个数。DMD一般要求两个相邻快照之间的时间间隔 (Δt) 为常量,本文取 $\Delta t(v_\infty/D) = 0.0015$, $N = 5000$ 。当流动状态的变化可以近似采用线性算子 A 描述时,相邻流场快照满足递推关系 $x_{j+1} = Ax_j$, 由此可以得到:

$$X_2^N = AX_1^{N-1} \quad (6)$$

其中,线性算子 A 描述了流场的动力学特性。求解 A 的特征值和特征向量是DMD方法的核心。使用奇异值分解的方法对 A 进行求解:

$$X_1^{N-1} = USV^H \quad (7)$$

式中, U 和 V 都是正交矩阵, S 是对角矩阵,上标 H 代表共轭转置。通过对 A 进行相似变换,得到相似矩阵 $\tilde{A} = U^H A U = U^H X_2^{N-1} V^H S^{-1}$ 。 \tilde{A} 与 A 具有相同的

特征值 μ_j , 且它们的特征向量相互联系,对 \tilde{A} 进行特征分解:

$$\tilde{A} \tilde{v}_j = \mu_j \tilde{v}_j \quad (8)$$

即可得出 μ_j 和 \tilde{A} 的特征向量 \tilde{v}_j , A 的特征向量为 $\phi_j = U \tilde{v}_j$, 该特征向量即为动态模态。模态的幅值常被用于筛选主导模态,本文使用文献 [19] 提出的稀疏性提升算法来计算模态的幅值 ψ_j 。

2 结果与讨论

2.1 平均流场

图3示出了 Re 为 3300~8000 时中心线的归一化平均轴向速度 (\bar{v}/v_∞) 和壁面径向速度射流半宽 ($b_{1/2}/D$) 的变化曲线。计算流场的统计平均量时,使用了量纲为一采样时间 20~100 的流场数据,并将流场结果分别在时间和周向均匀方向上进行平均。一般冲击射流的势流核心区域的速度与喷口速度保持一致,如图3(a)所示,在势流核心区域和初始减速之后,当 $y/D \leq 1$ 时,沿射流轴线观察到轴向速度呈现出近似线性的衰减趋势。不同雷诺数下变化趋势相同且量纲为一平均轴向速度数值差距不大。对比可知,当前的数值模拟结果与 van Hout 等 [20] 的实验结果吻合较好。壁面射流半宽为轴向速度一半时距离壁面的径向距离,其斜率反映剪切层的增长速率 [21]。雷诺数对射流半宽有影响,当 Re 为 3300 和 4000 时,射流半宽数值最大。雷诺数越大,射流半宽斜率越大,增长速率越大。

为了进一步理解近壁区压力和温度的平均分布,对比了 Wilke 等 [9] 在 $Re=3300$ 的直接模拟 (DNS) 结果,如图4所示。为分析撞击板静压变化,用压力系数 (C_p) 公式 $C_p = (\bar{p} - p_\infty)/(p_0 - p_\infty)$ (其中 \bar{p} 为平均压力, p_∞ 为环境压力, p_0 为入口总压) 表示,如

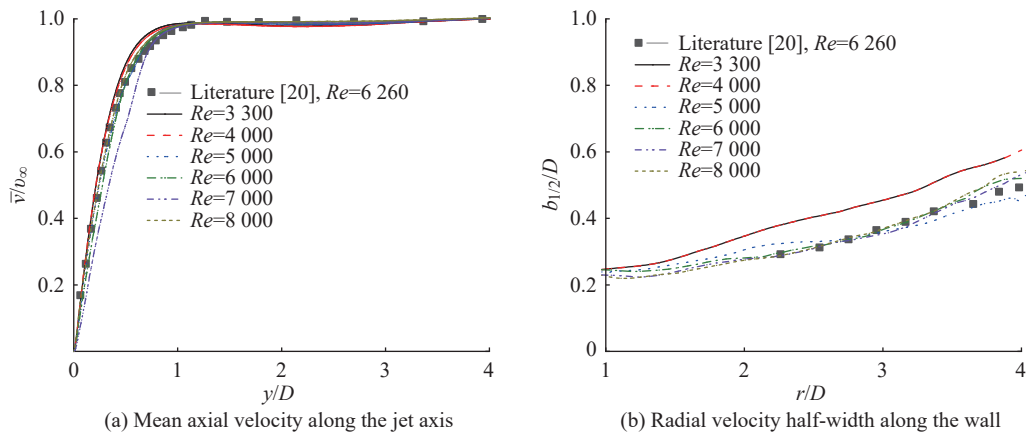


图3 不同雷诺数下的速度分布

Fig. 3 Velocity distribution at different Reynolds numbers

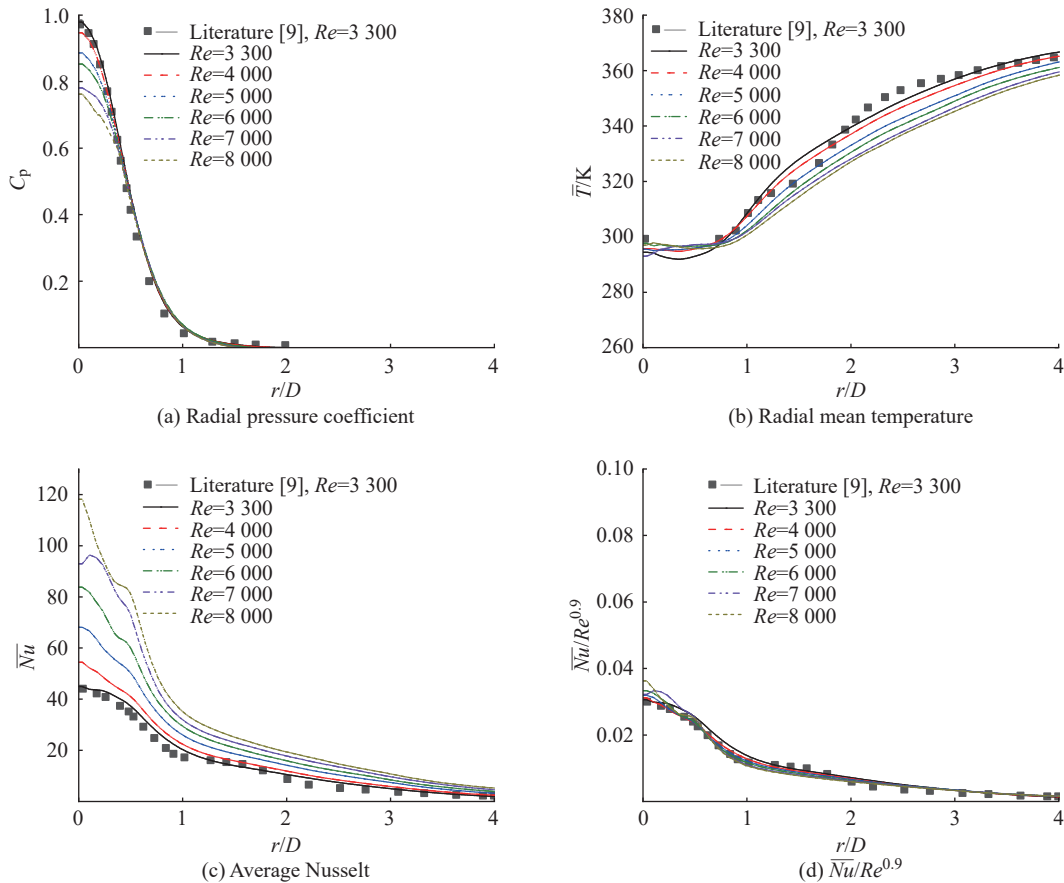


图 4 不同雷诺数下近壁区压力和温度分布

Fig. 4 Pressure and temperature distribution in the near wall area at different Reynolds numbers

图 4(a) 所示, 压力系数随径向距离的增加呈单调递减趋势。雷诺数越大, 滞止点的压力恢复越低, 随着径向距离的继续增大, 压力系数基本无区别。对近壁区 ($y/D=0.05$) 的平均温度 (\bar{T}) 进行考察 (图 4(b)), 本文结果与 DNS 结果比较吻合。高速可压缩冷喷流冲击到撞击板上, 导致温度降低, 但受环境温度影响, 温度随着径向距离的增加而升高。高雷诺数射流携带更高的能量, 随着雷诺数的增大, 滞止点的温度增加。在 $r/D=1$ 左右, 雷诺数越大, 壁面平均温度越低, 说明高雷诺数射流可以更有效地冷却近壁区域。

图 4(c)、(d) 示出了 Re 为 3300~8000 时近壁面的传热径向分布, 沿撞击板的传热用平均努塞尔数 (\bar{Nu}) 表示。由图 4(c) 可见, 平均努塞尔数随着雷诺数的增大而增大, 除 $Re=7000$ 时平均努塞尔数的最大值发生了偏移外, 其他情况下最大平均努塞尔数均处于滞止点, 之后在一定范围内单调减小, 在分布曲线上出现轻微峰值, 然后继续减小。一般来说, 努塞尔数对雷诺数的依赖性可以用幂函数来表示, 根据 Choo 等^[5] 的研究, 在目前使用的 $H/D=5$ 的条件下, 选择了指数 0.9 的传热关联式 $Nu \sim Re^{0.9}$ 。根据这个简单的关联式, 在 $r/D=0.5$ 之后, 所有雷诺数基本拟合, 但高雷诺数 (8000) 的滞止点区域内的传热

高, 这可能是因为此传热关联式不适用于雷诺数 5000 以上的模拟。

2.2 涡结构分析

利用 Q 判据作为涡识别技术, 得到了图 5 所示不同雷诺数下中心平面瞬时温度云图、 Q 判据等值面以及壁面瞬时努塞尔数云图。冲击射流内的涡旋结构对传热至关重要, 其中 Q 判据被广泛应用于涡的识别, 其定义式:

$$Q = -\frac{1}{2} \times \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \times \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (9)$$

一般使用 $Q>0$ 的等值面定义涡结构。随着雷诺数的增加, 壁面射流区处的温度更低, 冷却效果更好, 这与图 4(b) 显示的平均温度结果一致。初级涡 (Primary vortices) 在自由射流剪切层内产生, 这些涡旋随着射流被输送到下游, 直到它们被滞止点附近区域内的高压影响导致偏转, 再沿径向拉伸和移动, 破碎为更小的结构。由于壁面摩擦, 在 $r/D=0.8$ 的减速区域形成反向旋转的二次涡 (Secondary vortices), 从而局部增强了热传递。随着雷诺数的增加, 初级涡在撞击前破裂, 壁面附近的区域高度混乱。

由于冲击而产生的复杂流动包含不断发展的湍流热边界层, 在云图中观察到许多“冷点”^[22], 即努塞

尔数数值高的区域。如图 5 所示, 间歇性产生环形涡并撞击表面, 导致滞止区附近的流动不断振荡, 在 $r/D=1.2$ 处产生了努塞尔数的二次峰。在图 4(c) 所示的平均努塞尔数虽没有具体体现二次峰, 但此位置的斜率也发生了一定的变化。随着雷诺数的增加, 停滞区域内努塞尔数的变化非常小, 因为射流核心以几乎恒定的温度撞击加热的目标表面。但传热从滞止点向外振荡, “冷点” 逐渐增加, 传热逐渐增强。

分析冲击射流的涡旋结构对其流场有重要意义。图 6 示出了旋涡的演化过程和 $Re=3\ 300$ 、 $5\ 000$ 、 $8\ 000$ 时的展向涡量 ($\omega_z D/v_\infty$), 使用 λ_2 准则识别涡旋。该方法利用压强的最低点判断涡的位置, 选择 λ_2 分别为 -3 、 -5 和 -8 的等值面定义涡的结构。每个图包括至少一个脱落周期并显示连贯结构的时空发展细节, 且有相同的时间步长 $\Delta t(v_\infty/D) = 0.015$ 。图 6 所示的 I 和 II 都是初级涡, 初级涡合并后被标记为 III, 合并的最后阶段和合并构造的形成主要发生在壁面射流区。随着雷诺数的增加, 初级涡合并的位置向下游移动。在 $Re=8\ 000$ 的情况下, 初级涡提前破碎为小尺度涡且识别不到合并的涡旋。从图 6 中也观察到了二次涡 IV, 它的形成主要是壁面射流区域外剪切层中初级涡的合并与通过引起, 而雷诺数的增加导致了反向涡旋更早的破裂。

2.3 温度与压强场的 DMD 分解

考察 $Re=3\ 300$ 时在 $y/D=1, 2, 3, 4$ 处基于轴向速度与斯特劳哈尔数 $St = fD/v_\infty$ (其中 f 为量纲为一频

率) 的湍流速度脉动功率谱 $E_v(St)/v_\infty$, 结果如图 7(a) 所示, 从图中可以看出, 在 $St=0.56$ 的位置呈现不稳定模态。此外, 为了深入了解系统的特征频率, 且努塞尔数在 $r/D=1$ 位置有一定的变化, 因此对 $r/D=1.2$ 处不同雷诺数的努塞尔数进行功率谱密度 ($E_{Nu}(St)$) 研究, 结果如图 7(b) 所示, 雷诺数的增加对优势模态的 St 没有影响, 均在 $St=1.04$ 处显示出稳定模态。当冲击射流壁面剪切层出现漩涡卷起现象时, 在展向和轴向的不稳定尤为重要, 因此本文选择 $St=0.56$ 和 $St=1.04$ 两个模态进行研究。

对现有的大涡模拟的温度和压强场进行 DMD 研究, $Re=3\ 300$ 、 $5\ 000$ 和 $8\ 000$ 时温度场的 DMD 特征值如图 8 所示, 横轴为模态特征值的实部 ($\text{Re}(\lambda_j)$), 纵轴为对应的虚部 ($\text{Im}(\lambda_j)$), 圆圈大小代表模态振幅。因为冲击射流流动过程全局稳定, 因此除 $Re=3\ 300$ 时有少量点在单位圆内, 表示衰减的相干结构外, 其他情况下所有点均在单位圆上, 代表具有稳定的相干结构, 模态和特征值通常表现为复共轭对, 因此 $St=0.56$ 和 $St=1.04$ 两个模态在图中用红圈表示, 显示为对称分布, 且都是稳定的相干结构。为了反映各动态模态对流场的贡献, 图 8 还示出了不同雷诺数下温度场的振幅 (ψ), 可以看出当 $St=0.56$ 时比当 $St=1.04$ 时具有更高的振幅。

冲击射流的涡旋与撞击板的换热密切相关, 为了研究其结构, 图 9 给出了不同雷诺数条件下两种模态的温度场。低频模态通常对应了系统中较大尺度

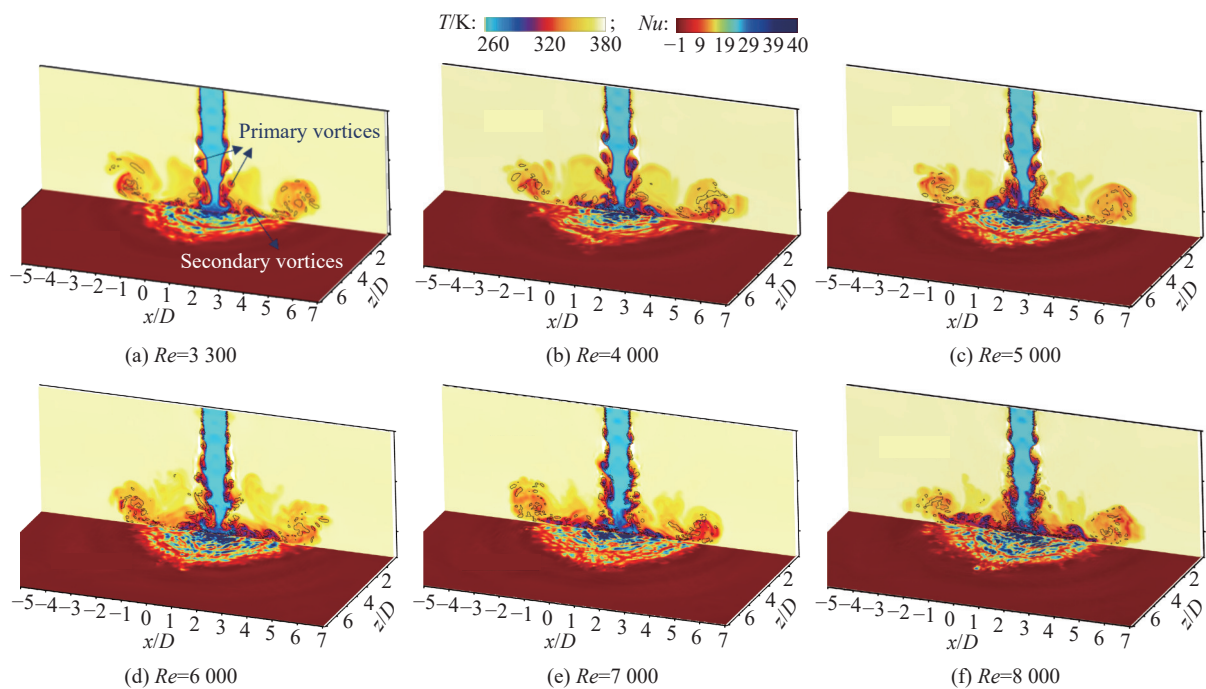


图 5 不同雷诺数下中心平面瞬时温度云图、 Q 判据等值面和壁面瞬时努塞尔数云图

Fig. 5 Instantaneous temperature contours on the central plane, isosurfaces of the Q criterion, and instantaneous Nusselt number contours on the wall at different Reynolds numbers

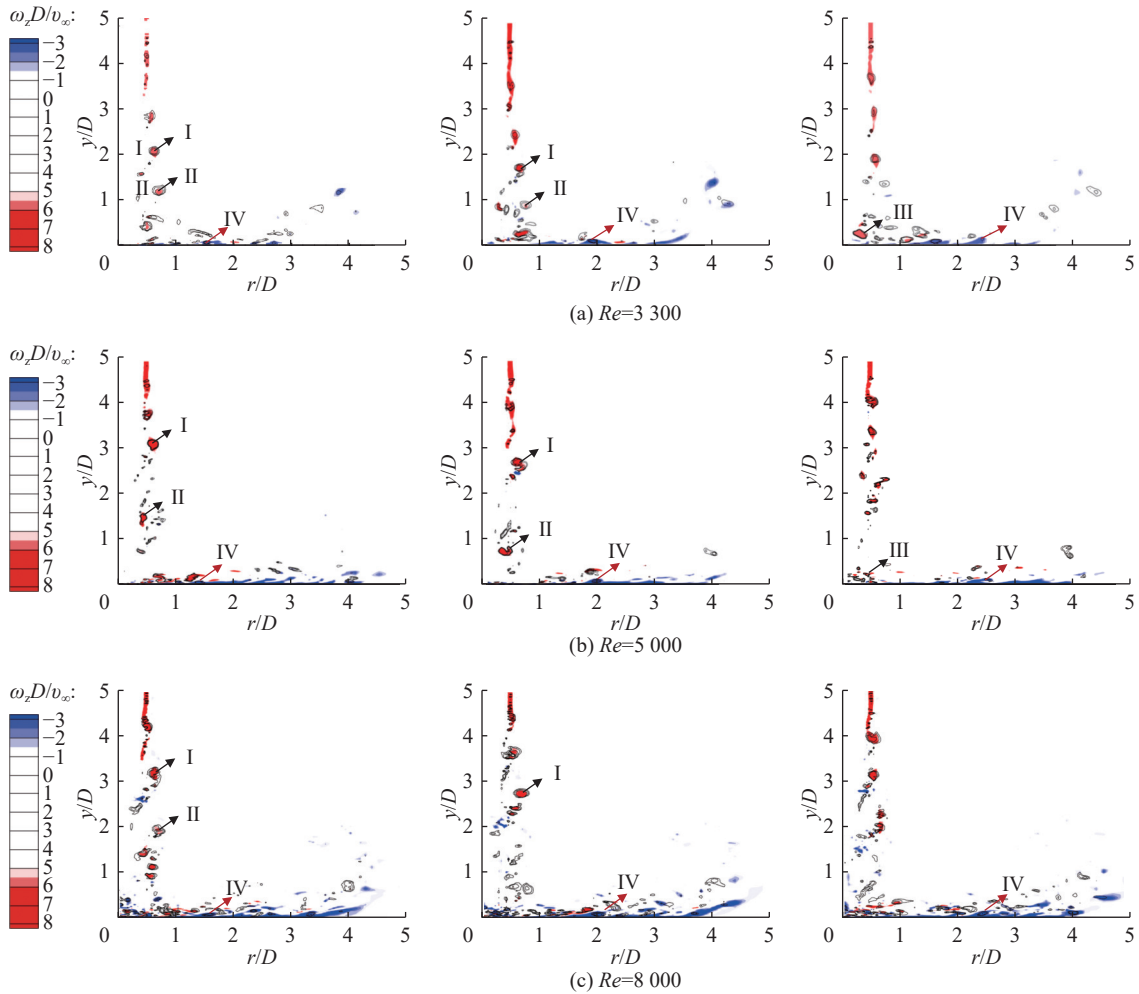
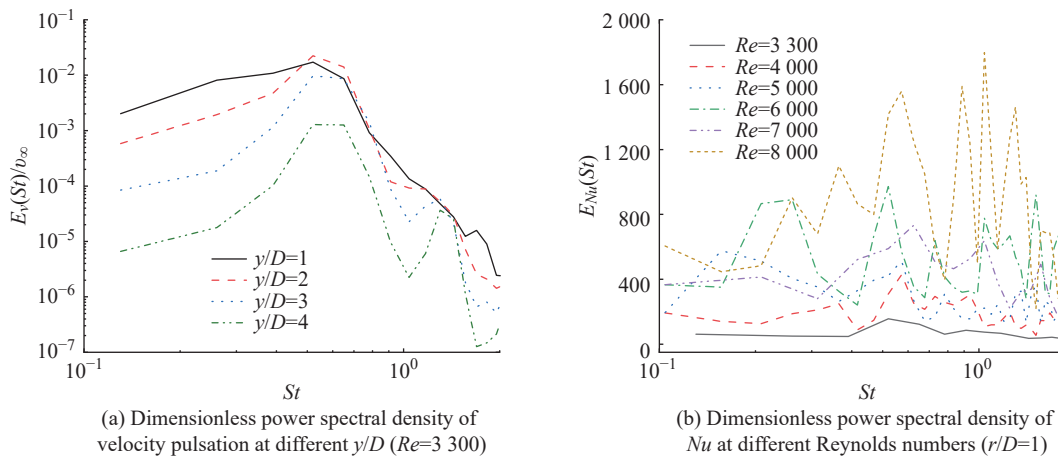


图 6 不同雷诺数下瞬时涡量图和 λ_2 准则图

Fig. 6 Instantaneous vorticity contours at different Reynolds number and λ_2 contours



(a) Dimensionless power spectral density of velocity pulsation at different y/D ($Re=3300$)

(b) Dimensionless power spectral density of Nu at different Reynolds numbers ($r/D=1$)

图 7 速度脉动和 Nu 的量纲为一功率谱密度

Fig. 7 Dimensionless power spectral density of velocity pulsation and Nu

的流动特征和现象,表示了流动的整体结构和稳定性。而高频模态则代表系统中较小尺度的动态行为,通常与瞬态流动和细微结构相关。当 $Re=3300$ 时,在频率较低的 $St=0.56$ 的模式下,所识别到的结构尺寸较大。在初级和次级涡旋经过的区域,自由

射流区和壁面射流区呈现大尺寸的对称结构,且正负值交替出现。对于较大频率的 $St=1.04$ 的模式,可以看到,与低频模态结构不同,其对称结构逐渐向下游移动,并逐渐分化为小尺度结构,但正负值仍交替出现。高频模态在壁面射流区识别到更多的小尺度

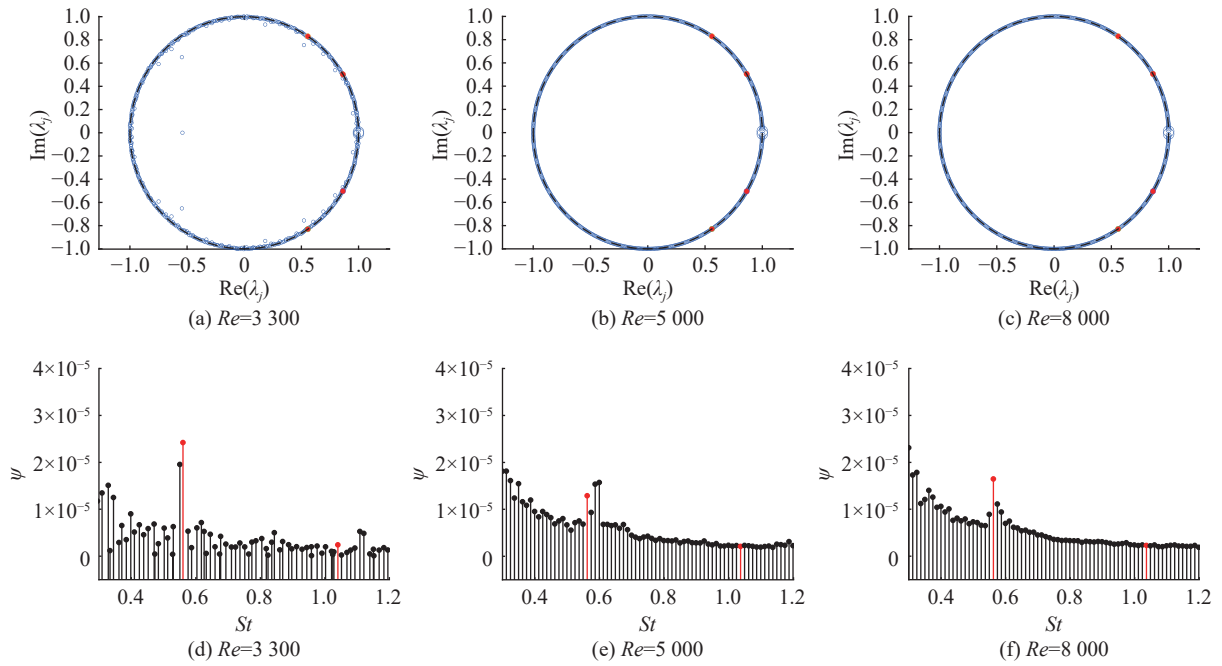


图8 不同雷诺数下由温度得到的DMD特征值和振幅

Fig. 8 DMD eigenvalues and amplitudes obtained from temperature at different Reynolds numbers

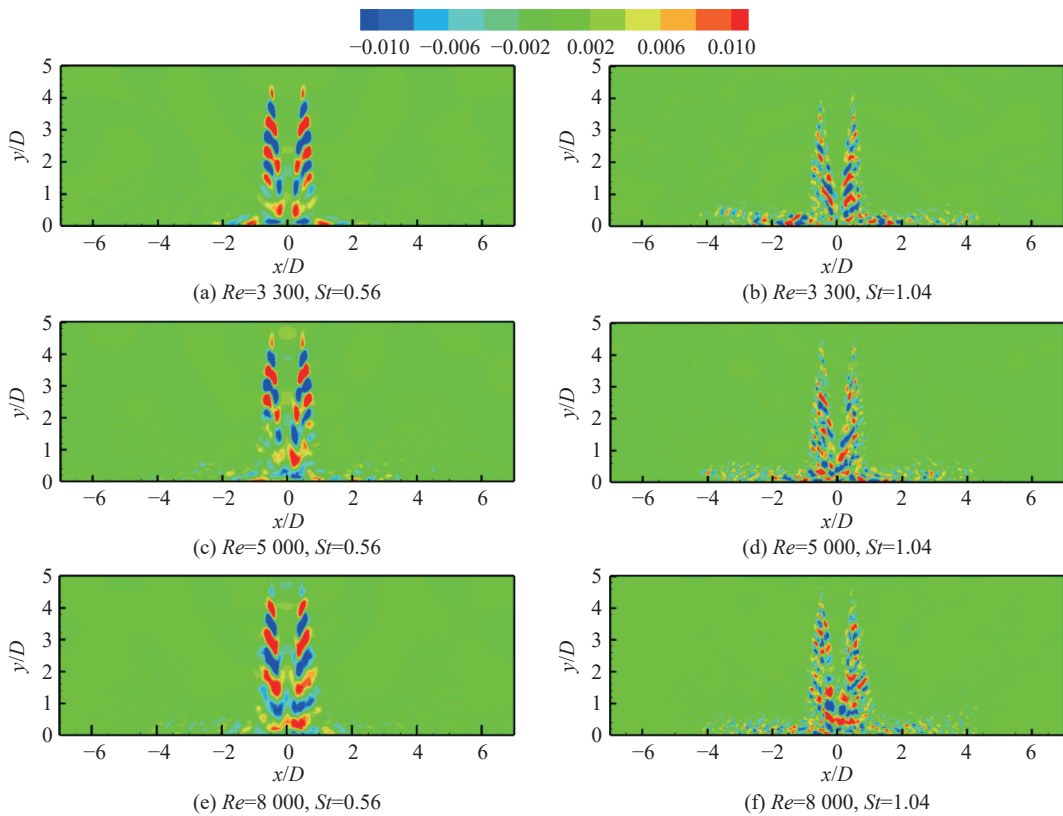


图9 不同雷诺数下的温度场

Fig. 9 Temperature fields at different Reynolds numbers

结构,这也表明大尺度的初级涡经过撞击后形成尺度更小的二次涡。而雷诺数的增加意味着湍流度的增加,这使得相干结构的数量增多。随着雷诺数的增加,低频模式下的对称结构逐渐消失,高频模式下识别到更多小尺寸的结构。

为了进一步理解两种模式下的流场的演化规律,图10示出了不同雷诺数条件下两种模式的压强场。对于 $St=0.56$ 的模式,在自由射流区出现对称结构,且正负值交替出现。在低雷诺数条件下,壁面射流区的模式结构也呈对称分布,但随着雷诺数的增

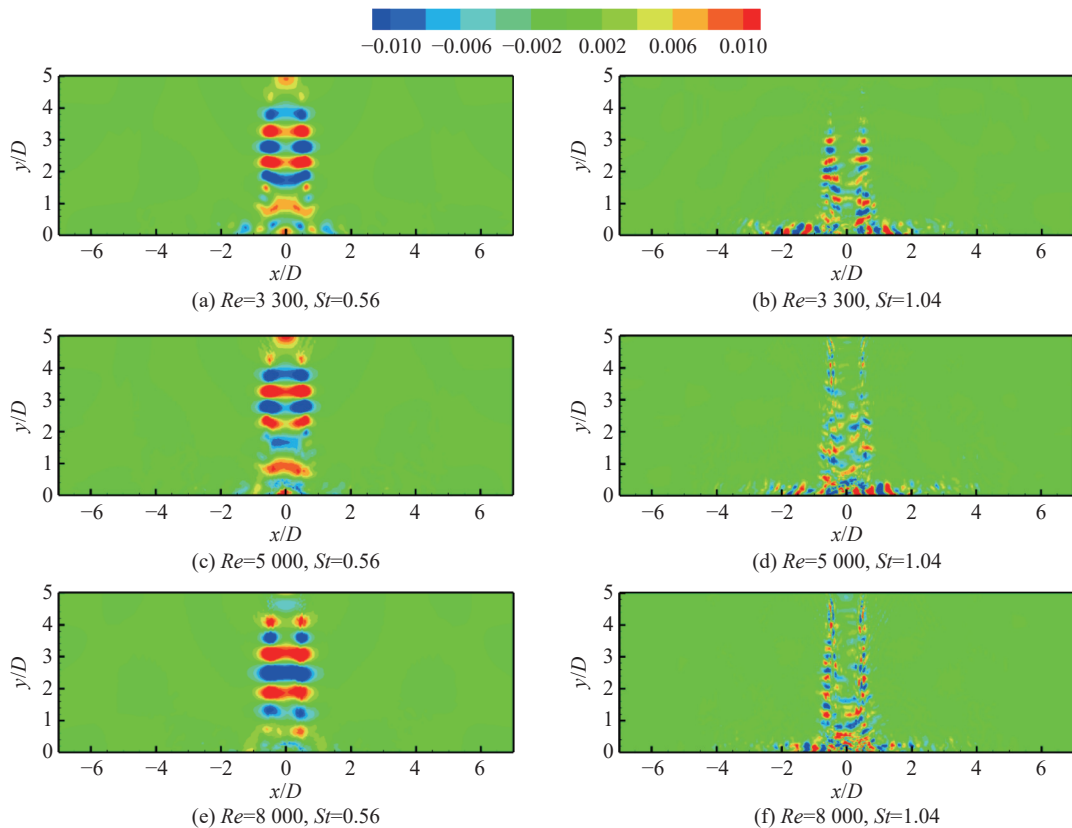


图 10 不同雷诺数下的压强场

Fig. 10 Pressure fields at different Reynolds numbers

大, 湍流增加, 在撞击板附近的壁面射流区已识别不出。高频模态的结构与低频模态完全不同, 结构尺寸减小, 数量增多, 且结构完全没有对称性。

3 结论

本文对 $H/D=5$, 雷诺数为 3300~8000 和马赫数为 0.784 的可压缩冲击射流进行大涡模拟, 分析了相关的平均流场和旋涡演化过程, 并对温度场和压强场进行 DMD 研究。主要结论如下:

(1) 沿射流轴线观察到轴向速度呈现出近似线性的衰减趋势, 雷诺数的变化对量纲为一平均轴向速度影响不大。雷诺数对射流半宽有一定的影响, 在 $Re=3300$ 、4000 时, 射流半宽数值最大。而从平均温度和瞬时努塞尔数看, 雷诺数的变化对温度场的影响较大, 随着雷诺数的增加, 传热随之增强, 壁面射流区的小尺度漩涡数量更多。

(2) 通过使用 λ_2 准则来识别涡旋可以看出, 初级涡的合并主要发生在壁面射流区。而随着雷诺数的增加, 初级涡合并的位置向下游移动。在 $Re=8000$ 时, 初级涡提前破碎为小尺度涡且模拟结果中未发现合并的漩涡。二次涡的形成主要是由壁面射流区中初级涡的合并与移动引起的, 雷诺数的增加导致

了反向涡旋更早破裂。

(3) 对不同雷诺数条件下的温度场和压力场进行了 DMD 分析, 计算了轴向速度和努塞尔数的功率谱密度, 得到了 $St=0.56$ 、1.04 的两个不稳定模态, 对其进行重点分析。在频率较低的 $St=0.56$ 的模态下, 识别到自由射流区和壁面射流区是大尺寸的对称结构, 且正负值交替出现。对于频率较大的 $St=1.04$ 的模态, 其对称结构向下游移动, 并逐渐分化为小尺度结构, 这也表明大尺度的初级涡经过撞击后形成尺度更小的二次涡。而雷诺数的增加意味着湍流度的增加, 低频模态下的对称结构逐渐消失, 高频模态下识别到更多小尺寸的结构。

参考文献:

- [1] JAMBUNATHAN K, LAI E, MOSS M A, *et al.* A review of heat transfer data for single circular jet impingement[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1992, 13(2): 106-115.
- [2] DEWAN A, DUTTA R, SRINIVASAN B. Recent trends in computation of turbulent jet impingement heat transfer[J]. *Heat Transfer Engineering*, 2012, 33(4/5): 447-460.
- [3] ZUCKERMAN N, LIOR N. Impingement heat transfer: Correlations and numerical modeling[J]. *Journal of Heat Transfer: Transactions of the ASME*, 2005, 127(5): 544-552.

- [4] PENCE D V, BOESCHOTEN P A, LIBURDY J A. Simulation of compressible micro-scale jet impingement heat transfer[J]. *Journal of Heat Transfer: Transactions of the ASME*, 2003, 125(3): 447-453.
- [5] CHOO S K, YOUN J Y, KIM J S, *et al.* Heat transfer characteristics of a micro-scale impinging slot jet[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, 52(13/14): 3169-3175.
- [6] 苗森春, 刘乐琪, 王晓晖, 等. 双吸泵作液力透平叶轮内非定常流动 DMD 分析 [J]. *农业机械学报*, 2024, 55(6): 150-158.
- [7] TU J H. Dynamic mode decomposition: Theory and applications[D]. Princeton, New Jersey: Princeton University, 2013.
- [8] UZUN A, K KUMAR R, HUSSAINI Y M, *et al.* Simulation of tonal noise generation by supersonic impinging jets[J]. *AIAA Journal*, 2013, 51(7): 1593-1611.
- [9] WILKE R, SESTERHENN J. Statistics of fully turbulent impinging jets[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, 825: 795-824.
- [10] 林健, 于新海, 赖焕新. 喷管内壁多孔处理的圆口喷流大涡模拟 [J]. *工程热物理学报*, 2017, 38(5): 984-992.
- [11] LENORMAND E, PHUOC L T, COMTE P, *et al.* Subgrid-scale models for large-eddy simulations of compressible wall bounded flows[J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(8): 1340-1350.
- [12] LIU Q, DONG H Y, LAI H. Large eddy simulation of compressible parallel jet flow and comparison of four sub-grid-scale models[J]. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 2019, 12(5): 1599-1614.
- [13] SPALART P R, MOSER R D, ROGERS M M. Spectral methods for the Navier-Stokes equations with one infinite and two periodic directions[J]. *Journal of Computational Physics*, 1991, 96(2): 297-324.
- [14] SANDHAM N D, YAO Y F, LAWAL A A. Large-eddy simulation of transonic turbulent flow over a bump[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2003, 24(4): 584-595.
- [15] VAN DRIEST E R. On turbulent flow near a wall[J]. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 1956, 23(11): 1007-1011.
- [16] THOMPSON K W. Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems[J]. *Journal of Computational Physics*, 1987, 68(1): 1-24.
- [17] CELIK I B, CEHRELI Z N, YAVUZ I. Index of resolution quality for large eddy simulations[J]. *Journal of Fluids Engineering: Transactions of the ASME*, 2005, 127(5): 949-958.
- [18] PIOMELLI U, CHASNOV J R. Large-Eddy Simulations: Theory and Applications[M]. Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publisher, 1996.
- [19] JOVANOVIĆ R M, SCHMID J P, NICHOLS W J. Sparsity-promoting dynamic mode decomposition[J]. *Physics of Fluids*, 2014, 26(2): 024103.
- [20] VAN HOUT R, RINSKY V, GROBMAN Y. Experimental study of a round jet impinging on a flat surface: Flow field and vortex characteristics in the wall jet[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2018, 70(4): 41-58.
- [21] 许聪, 刘麒麟, 赖焕新. 亚音速喷流出口扰动对湍流与声场模拟的影响 [J]. *华东理工大学学报 (自然科学版)*, 2021, 47(4): 510-518.
- [22] DAIRAY T, FORTUNE V, LAMBALLAIS E, *et al.* Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 764: 362-394.

Flow and Heat Transfer Characteristics of Compressible Impinging Jets at Low to Moderate Reynolds Numbers

OU Yuqiong, LIU Qilin, LAI Huanxin

(School of Mechanical and Power Engineering, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China)

Abstract: Large eddy simulation (LES) is used to study the flow and heat transfer characteristics of compressible impinging jets with a Mach number (Ma) of 0.784, an impact height (H/D) of 5, and a Reynolds number (Re) ranging from 3 300 to 8 000. The average velocity and temperature, as well as the evolution process of vortices, are obtained. It is revealed that the heat transfer increases with the increase in Re . At a Re of 8 000, the primary vortices break into small-scale vortices in advance, with no merged vortices found in the simulation results. In addition, dynamic mode decomposition (DMD) is performed for the temperature and pressure of the impinging jets, particularly focusing on the coherent structure at the spanwise location and on the impact plate. The results show that at a frequency St of 0.56, the coherent structures identified by DMD modes are large-scale symmetric structures. At frequency St of 1.04, these symmetric structures move downstream and gradually differentiate into small-scale structures. This indicates that the large-scale primary vortex forms a smaller scale secondary vortex upon impacting.

Key words: impinging jet; Reynolds numbers; heat transfer; coherent structure; DMD

(责任编辑: 张欣)