

高亚声速喷流近场的流-声关联

王庆宇, 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: 针对马赫数为 0.9 的圆口喷流, 采用大涡模拟计算流场与声场, 在与直接数值模拟(DNS)和实验数据比对验证的基础上, 分析了中心线和剪切层湍流脉动信号与声信号的相关性, 并进一步对中心线上温度信号进行相关性研究。结果表明: 相关系数在中心线上势流核末端附近出现峰值, 说明该处的湍流脉动信号对声压信号有重要贡献, 而这一区域的流动的间歇性与对流速度均较高。同时, 声压与中心线上的温度脉动和温度梯度径向分量的脉动也有较高相关性, 但与温度梯度轴向分量的脉动相关性较低, 表明在模拟的温度比下轴向温度梯度对近场声压贡献较小。

关 键 词: 亚声速喷流; 大涡模拟; 流-声关联; 势流核末端; 温度信号

中图分类号: V211; O354.1

文献标志码: A

Flow-acoustics correlations in near-fields of high subsonic jet

WANG Qingyu, LIU Qilin, LAI Huanxin

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

Abstract: Large eddy simulation was carried out to predict the flow and acoustic near fields of a subsonic jet at Mach number of 0.9. The calculation was validated by available DNS and experimental data. Then the correlations between turbulent fluctuations along the center line and shear layer of the jet and the monitored sound pressure signals were analyzed. Furthermore, attentions were also paid to temperature signals on center line so as to unveil their contribution to sound. Results showed that the correlation coefficient peaks near the end of the potential core, indicating that the turbulence signals here contributed the most to the near-field sound pressure signal, and the flow in this area also had high intermittent and convective velocity. The near field sound pressure was also strongly correlated with the fluctuations of the temperature on the center line. But for the gradient of the temperature, only the radial component was intensely correlated with the sound pressure, while the correlation between axial component of the temperature gradient and the sound signal was relatively weak, indicated that the axial temperature gradient contributed little to the near field sound pressure under the simulated temperature ratio.

收稿日期: 2020-04-22

基金项目: 国家自然科学基金(51976061)

作者简介: 王庆宇(1997—), 男, 硕士生, 主要从事气动声学研究。

通信作者: 赖焕新(1969—), 男, 教授、博士生导师, 博士, 研究方向为流体机械气动力学与气动声学。

E-mail: hlai@ecust.edu.cn

引用格式: 王庆宇, 刘琪麟, 赖焕新. 高亚声速喷流近场的流-声关联[J]. 航空动力学报, 2020, 35(12): 2532-2542. WANG Qingyu, LIU Qilin, LAI Huanxin. Flow-acoustics correlations in near-fields of high subsonic jet[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(12): 2532-2542.

Key words: subsonic jet flow; large eddy simulation; flow-acoustics correlations; end of potential core; signals of temperature

声源机理的研究一直是喷流噪声问题的关键,其中流动现象与声信号之间的因果关系是当前喷流噪声研究的重要内容^[1]。通过对流场中脉动特性及远声场信号的同步测量或计算分析,研究声场中各脉动信号与声信号之间的关系,可以评估声源对声场声压和声功率的贡献^[2-3]。研究流-声关联机制及其影响因素,是识别流体声源并认识发声物理过程的重要途径。

喷流通常具有湍流和高温两个显著特征^[4],例如航空发动机的尾气喷流或电厂高压蒸汽的泄放流动。湍流的复杂性及其对流动发声的重要性已是众所周知,而喷流温度导致的流体黏度和密度的不均匀,也进一步增加了流动噪声发生机理的复杂性^[5]。正如 Lew 等^[6]所指出,迄今喷流噪声的研究主要考虑与环境等温的冷态流场,例如 Bogey 和 Bailly^[7]对于湍流脉动信号与近声场的相关性的研究,仅限于考虑速度和压力的脉动对声信号的贡献,因而湍流中温度的空间不均匀性以及它随时间的脉动对噪声的贡献至今仍不清楚。

为此,本文采用 Freund^[8]研究的 $Ma_j = 0.9$ 的亚声速喷流作为对象,采用大涡模拟 (LES) 进行计算分析,在流场验证的基础上,参考 Bogey 和 Bailly^[7]采用的近场流-声关联分析方法,对亚声速喷流流场湍流脉动与近声场之间的相关性进行研究,进一步考虑喷流中温度信号的声学贡献。

1 研究对象与计算方案

本文以 Freund^[8]采用直接数值模拟 (DNS) 计算的马赫数 $Ma_j = u_j/c_j = 0.9$ 高亚声速喷流作为研究对象,其中下标 j 代表喷流出口截面位置, u_j 和 c_j 分别是喷流出口速度和喷口处的声速。喷流出口处的雷诺数 $Re = \rho_j u_j D_j / \mu_j = 3\,600$, ρ_j 和 μ_j 分别是喷流的密度和动力黏度, D_j 是喷口直径。喷流温度 $T_j/T_\infty = 0.86$, 下标 ∞ 表示环境。

本文均采用无量纲参数计算,密度量纲为 ρ_j , 速度量纲为 u_j , 长度量纲为 D_j , 温度量纲为 T_j , 时间量纲为 D_j/u_j , 压力量纲为 $\rho_j u_j^2$ 。

计算域范围为轴向 x 方向为 $25D_j$, 喷流横截面内 y 和 z 方向的宽度为 $20D_j$, 采用网格点数为 $188 \times 62 \times 62$ 的笛卡儿坐标系进行计算,采用双曲正切函数对喷流喷口处以及剪切层处进行加密。

初始流向速度分布采用双曲正切函数给定

$$u_0 = \frac{u_j}{2} \left\{ 1 - \tanh \left[12.5 \left(\frac{r}{r_0} - \frac{r_0}{r} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

式中 r 和 r_0 分别是径向坐标和喷口半径。密度初场采用 Freund 给出的速度-密度关系给定

$$\rho_0 = (\rho_j - \rho_\infty) u_0 + \rho_\infty \quad (2)$$

初始温度可通过状态方程 $T = 1/\rho$ 得到, 压力给定均匀初场 $p_0 = 1/(\gamma Ma_j^2)$ 。

初始内能可由热力学关系得出

$$e_0 = T_0 / [\gamma(\gamma - 1) Ma_j^2] \quad (3)$$

$z=0$ 轴截面初始条件如图 1 所示, 图中纵坐标表示无量纲值。在喷流模拟中, 需引入人工扰动来触发流动从层流向湍流的转换, 本文采用 Bogey 等^[9]提出的涡环扰动, 其强度公式为

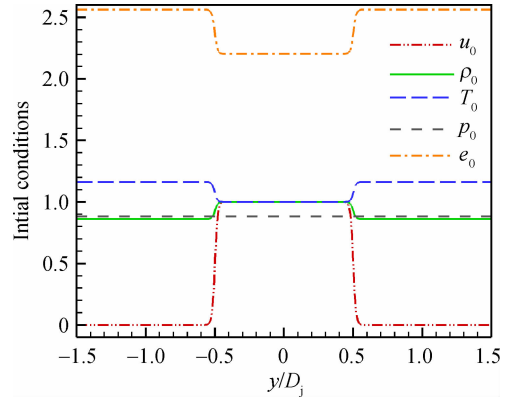


图 1 $z=0$ 轴截面初始条件

Fig. 1 Initial conditions in $z=0$ plane

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} u'_x \\ u'_y \\ u'_z \end{Bmatrix} &= Au_j \frac{2r_0}{\Delta_0 \sqrt{y^2 + z^2}} \exp \left[-\ln 2 \frac{(x - x_0)^2 + (\sqrt{y^2 + z^2} - r_0)^2}{\Delta_0^2} \right] \times \\ &\quad \sum_{i=4}^{15} \epsilon_i \cos(i\theta + \phi_i) \begin{Bmatrix} \sqrt{y^2 + z^2} - r_0 \\ (x_0 - x) \cos \theta \\ (x_0 - x) \sin \theta \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $x_0 = 1D_j$ 为扰动施加的轴向位置, $\Delta_0 = 0.1D_j$ 为特征尺寸, ϵ_i 和 ϕ_i 分别是范围为 $[-1, 1]$ 和 $[0, 2\pi]$ 的随机数, A 为扰动的幅值系数, 本文取 $A = 0.01$ 。图 2 是涡环扰动总强度 $u'_d = \sqrt{(u'_x)^2 + (u'_y)^2 + (u'_z)^2} = 0.01u_j$ 等值面的分布, 瞬时扰动强度最大不超过 $0.06u_j$ 。

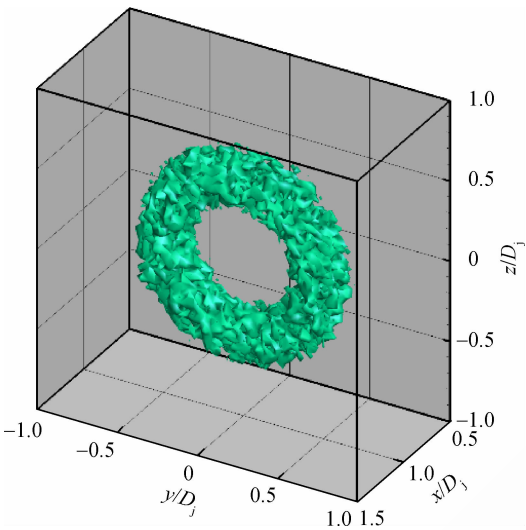


图 2 涡环扰动示意图

Fig. 2 Diagram of vortex-ring excitation

本文可压缩喷流的大涡模拟使用 Smagorinsky 模型封闭亚网格应力项^[10], 计算代码蓝本是英国南安普敦大学 Sandham 教授课题组开发并授权使用的 SBLI 程序^[11-13], 其中空间导数使用四阶格式离散; 时间推进采用 Wary^[14] 发展的三阶紧凑 Runge-Kutta 格式。程序中还使用了熵分裂方法^[15] 以提高湍流数值计算的稳定性。本文在代码蓝本的基础上进行了基于开式多进程 (OpenMP, open multi-processing) 的并行优化^[10]。

为了防止计算域边界的数值反射, 本文在计算域出口处采用 Thompson^[16] 提出的特征边界条件, 通过屏蔽反射波的方法使所有传出的波平滑地通过计算域边界, 同时使数值反射清零。

计算的时间步长 $\Delta t = 0.014(D_j/u_j)$, 对应的 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 数小于 1, 以时间 $t = 300 \sim 400(D_j/u_j)$ 的流场作为样本进行数据采集, 即流体以喷口速度流过计算域 12~16 遍, 此时非稳态流动已充分发展, 可以排除初场对计算结果的影响。

2 流场基本特性

2.1 时均流动特征

时均中心线速度如图 3 所示, 由于施加扰动

的轴向位置为 $x = 1D_j$, 故将喷口坐标移至 $x = -1D_j$ 处后与 Freund^[8] 的结果进行比较。时均中心线速度 $u_c \geq 0.95u_j$ 处所对应的轴向距离为势流核长度。从图 3 中可以看出本文模拟与 DNS 的结果良好吻合, 预测的势流核长度也与 DNS 接近, 表明了本文计算的正确性。

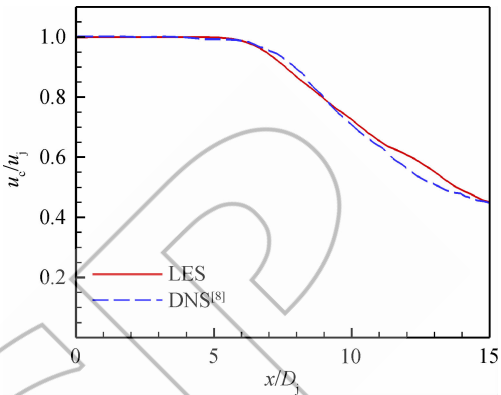


图 3 中心线轴向速度分布

Fig. 3 Axis velocity along center line

2.2 流动自相似性

实验表明亚声速喷流下游的轴向速度分布呈现一定的自相似性, 本文分别选取了轴向位置为 $x = 10D_j, 12.5D_j, 15D_j$ 和 $17.5D_j$ 四个截面, 经过周向平均后得到不同断面处的轴向流速的径向分布, 结果如图 4 所示。其中纵坐标为轴向速度与选取截面轴线上的轴向速度之比, 横坐标为 $y/(x - x_0)$, 其中 x_0 为喷流虚源的轴向位置, 参考 Freund^[8] 取 $x_0 = 2.075D_j$ 。图 4 中不同断面处的流向分布具有相同的发展趋势, 即喷流轴线上的流速最高、径向方向发展流速逐渐降低。这四个截面处的轴向速度分布均落在一定的区域内, 表明本文计算结果已经体现了自由喷流断面流速

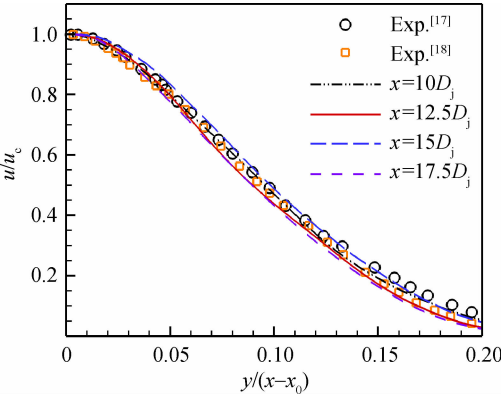


图 4 轴向速度的径向分布

Fig. 4 Radial profiles of axis velocity

分布相似性这一重要特性。与 Hussein 和 Panchapakesan 等^[17-18]的实验结果的对比进一步验证了本文计算结果的正确性。

喷流流动下游的速度二阶矩同样具有自相似性,其定义如下:

$$R_{xx} = \frac{\langle u'u' \rangle}{u_c^2}$$
$$R_{rr} = \frac{\langle u'_r u'_r \rangle}{u_c^2}$$
$$R_{\theta\theta} = \frac{\langle u'_\theta u'_\theta \rangle}{u_c^2}$$

(5)

式中 R_{xx} 、 R_{rr} 、 $R_{\theta\theta}$ 分别表示轴向速度、径向速度和切向速度的二阶矩;式中 $\langle \cdot \rangle$ 表示时间平均; u' 、 u'_r 、 u'_θ 分别表示轴向、径向与切向速度脉动,径向与切向速度可由坐标变换得到; u_c 为所取截面处轴线上的轴向速度。本文选取轴向位置为 $x = 10D_j$ 、 $12.5D_j$ 和 $17.5D_j$ 三个截面得出的速度二阶矩如图 5 所示,图中横坐标同样为 $y/(x-x_0)$ 。三个轴向位置处的速度二阶矩曲线整体吻合较好,呈现较好的自相似性。同时,与 Hussein 和 Panchapakesan 等^[17-18]的实验结果的对比可以看出,两组实验结果之间存在一些差别,而本文的计算结果基本处于两组实验结果之间。

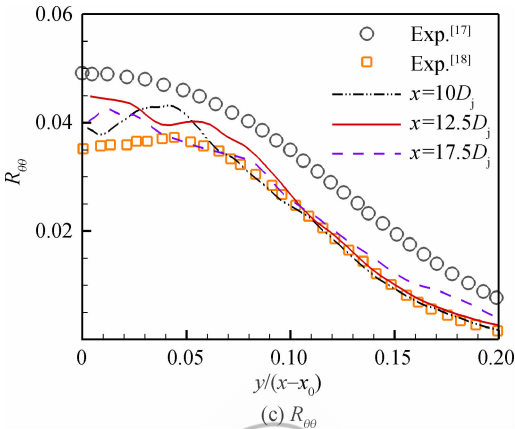
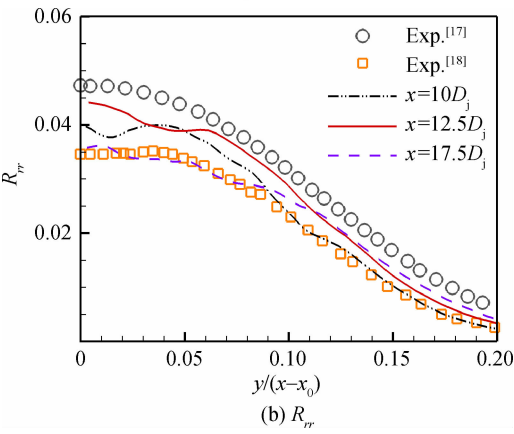
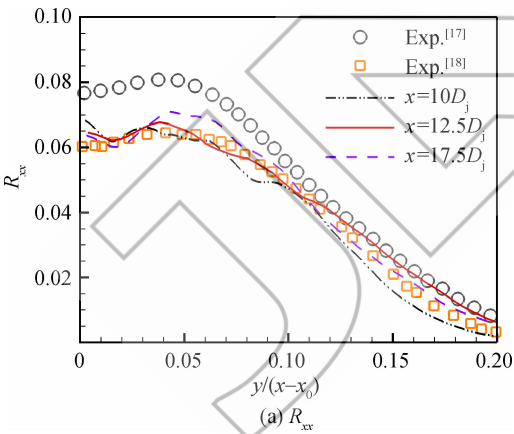


图 5 速度二阶矩分布
Fig. 5 Second moments of velocity

3 喷流流场与近声场的关联分析

3.1 监测点设置与声传时间求取

为了研究亚声速喷流近场流-声关联机制,本文记录了计算域边界附近设置的两个近场监测点处的压力脉动信号,以及沿中心线($y = z = 0$)和沿剪切层($y = r_0, z = 0$)两组声源监测点的湍流脉动信号。参考 Bogey 等^[7]文章中的设置方法,本文的监测点设置如图 6 所示,图中细实线为本次模拟得到的时均速度等值线($u = 0.1u_j, 0.36u_j, 0.63u_j, 0.9u_j$),轴截面内监测点 M_{40} 的坐标 $(18D_j, 8.5D_j)$, M_{90} 的坐标为 $(8D_j, 8.5D_j)$,分别表示以势流核末端为圆心且与中心线成 40° 与 90° 角(沿喷流轴线下游方向为 0°)。因此 M_{40} 和 M_{90} 分别代表流动的侧前方和侧向。这些监测点位置已远离喷流的非线性区域,密度 ρ 和压强 p 的脉动量 ρ' 和 p' 均为声学信号。

声源监测点 x_1 处湍流脉动信号包括脉动参数 u' 、 u'^2 、湍动能 $k = (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$ (v' 、 w' 分别

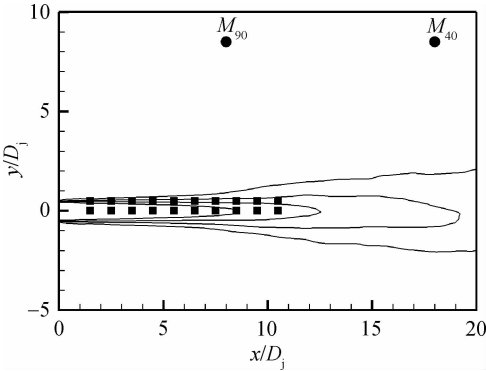


图 6 监测点示意图
Fig. 6 Diagram of observation points

为横向和展向速度脉动)与瞬时涡量 $|\omega|$,与近场监测点 $\boldsymbol{x}_2$ 处压力脉动信号 p' 间相关系数的定义如下^[7]:

$$C_{up}(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2, \tau) = \frac{\langle u'(\boldsymbol{x}_1, t) p'(\boldsymbol{x}_2, t + \tau) \rangle}{\langle u'^2(\boldsymbol{x}_1, t) \rangle^{1/2} \langle p'^2(\boldsymbol{x}_2, t) \rangle^{1/2}} \quad (6)$$

$$C_{uip}(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2, \tau) = \frac{\langle u'^2(\boldsymbol{x}_1, t) p'(\boldsymbol{x}_2, t + \tau) \rangle}{\langle u'^4(\boldsymbol{x}_1, t) \rangle^{1/2} \langle p'^2(\boldsymbol{x}_2, t) \rangle^{1/2}} \quad (7)$$

$$C_{kp}(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2, \tau) = \frac{\langle k(\boldsymbol{x}_1, t) p'(\boldsymbol{x}_2, t + \tau) \rangle}{\langle k^2(\boldsymbol{x}_1, t) \rangle^{1/2} \langle p'^2(\boldsymbol{x}_2, t) \rangle^{1/2}} \quad (8)$$

$$C_{|\omega|p}(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2, \tau) = \frac{\langle |\omega|(\boldsymbol{x}_1, t) p'(\boldsymbol{x}_2, t + \tau) \rangle}{\langle |\omega|^2(\boldsymbol{x}_1, t) \rangle^{1/2} \langle p'^2(\boldsymbol{x}_2, t) \rangle^{1/2}} \quad (9)$$

式中 τ 为湍流信号与压力信号之间的时间延迟。相关系数越大,表明湍流信号与压力信号之间的相关程度越高,反之,信号间的相关程度越低,计算出的相关系数也将趋近于零。

由于近声场中从声源到监测点之间的距离短,因此声传播路径和声传时间 τ_{ray} 的计算必须考虑背景流动的折射作用。本文以大涡模拟得到的喷流时均速度场作为背景流动,结合Candel^[19]提出的声线方程对声源监测点与近场监测点间的声传路径进行求解

$$\begin{aligned} \frac{d\boldsymbol{x}}{dS} &= \frac{1}{N}(\boldsymbol{v} + Ma) \\ \frac{d\boldsymbol{P}}{dS} &= \frac{1}{N}[\nabla N - (\nabla Ma) \cdot \boldsymbol{P}] \end{aligned} \quad (10)$$

式中 S 为相位; N 为当地指标, $N=c_0/c$; Ma 为当地马赫数向量; $\boldsymbol{P}$ 为当地波向量; $\boldsymbol{v}$ 为单位波向量, $\boldsymbol{v}=\boldsymbol{P}/|\boldsymbol{P}|$ 。给定初始位置 $\boldsymbol{x}_i$ 及初始波向量 $\boldsymbol{P}_i$,即可对声线方程进行推进。本文在计算中采用3阶Runge-Kutta格式进行推进,对中心线(A)与 M_{40} 监测点、中心线与 M_{90} 监测点、剪切层(S)与 M_{40} 监测点、剪切层与 M_{90} 监测点之间的声传路径进行了计算,分别简称为 $M_{40}\text{-A}$, $M_{90}\text{-A}$, $M_{40}\text{-S}$, $M_{90}\text{-S}$ 。声传路径的计算结果如图7所示。通过求解声线方程得到的声传轨迹,即可求出声源监测点与近场监测点间声传时间,计算结果如图8所示。

3.2 相关性计算结果

图9为中心线上湍流信号 u' , u'^2 , k 和 $|\omega|$ 与 M_{40} 监测点之间的相关性分布,其中数值覆盖范围为 $[-0.25, 0.25]$,相关系数在 $[-0.1, 0.1]$ 内

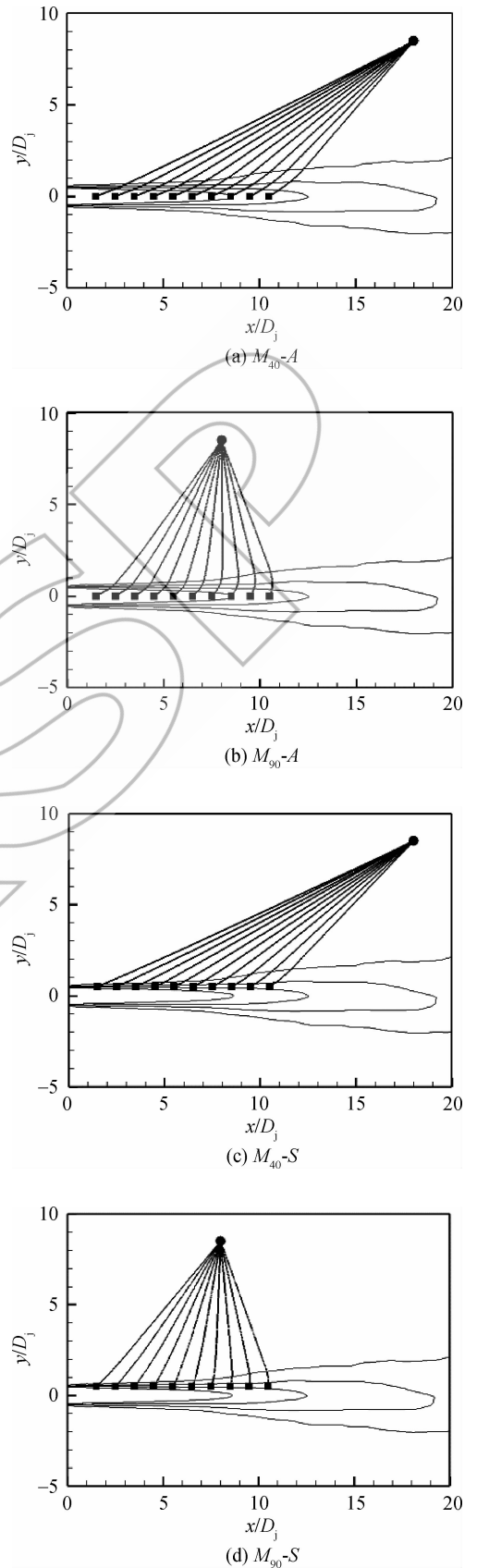


图7 监测点间的声线轨迹

Fig. 7 Ray paths between observation points

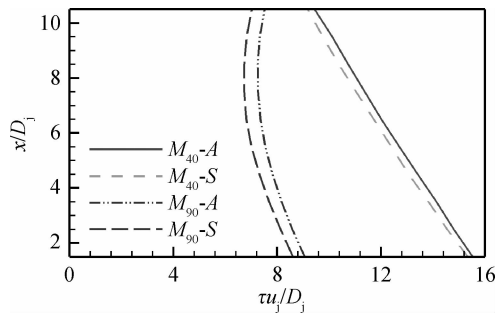


图 8 监测点间的声传时间

Fig. 8 Propagation times between observation points

的区域显示为白色。图中黑色虚线为模拟得到的喷流势流核末端位置,黑色实线为监测点间的声传时间曲线,下文相关性分布数值覆盖范围及图中曲线含义相同,不再重复介绍。

从图 9(a)中可以看出,轴向速度脉动相关性 C_{up} 可以同时观察到较高水平的正相关系数与负相关系数,这些较高水平的相关性主要出现在势流核末端附近。随着时间延迟的变化, C_{up} 在声传时间 τ_{ray} 附近达到了峰值,即图中实线与虚线的交点附近。 C_{up} 的峰值为负相关,正相关则主要出现在势流核末端,时间延迟小于声传时间的区域。

对于其他湍流信号的相关系数,其相关系数分布的分布趋势与 C_{up} 的分布趋势相同,图 9(b)~图 9(d)中相关系数的峰值也都出现在实线与虚线的交点附近,即相关系数在势流核末端,时间延迟为声传时间附近达到最大值,这些峰值与 C_{up} 中峰值符号相反,表现为正相关性。

图 10 为中心线上湍流信号与 M_{90} 监测点之间的相关性分布。与 M_{40} -A 相关系数中观察到的分布趋势相同,其中高水平的相关性都出现在势流核末端附近,并且在时间延迟为声传时间处有出现了相关系数的峰值。从图 9 与图 10 的对比可以发现,中心线与 M_{40} 点相关性中 C_{up} 峰值符号为负相

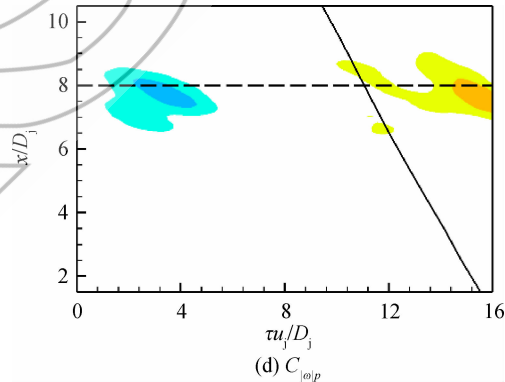
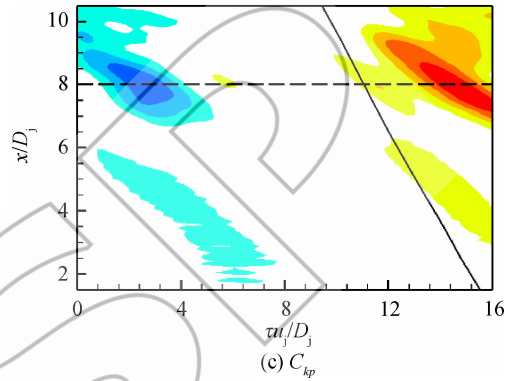
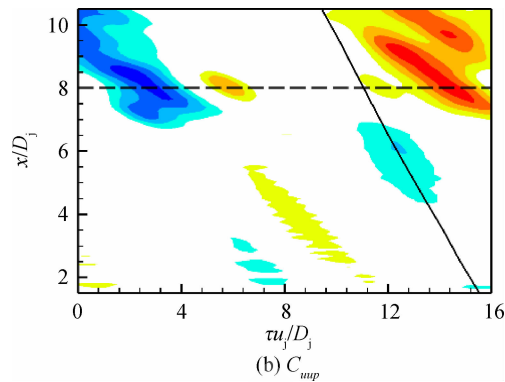
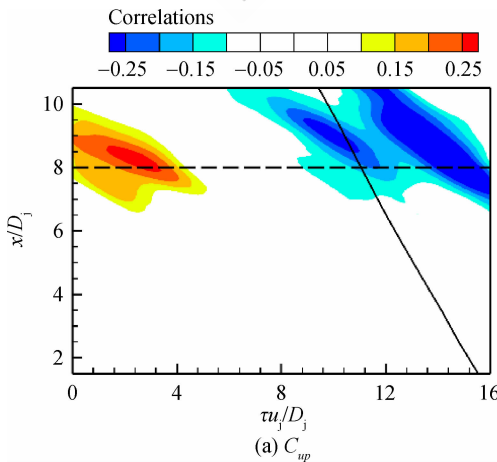
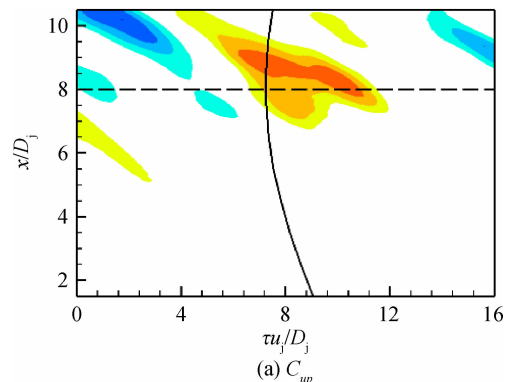


图 9 M_{40} -A 相关系数

Fig. 9 Correlations in case M_{40} -A

关,其余湍流信号相关性的峰值则为正相关,而在 M_{90} -A 中,相关性峰值的符号发生了转换。

中心线上湍流信号对流动侧前方的 M_{40} 点和



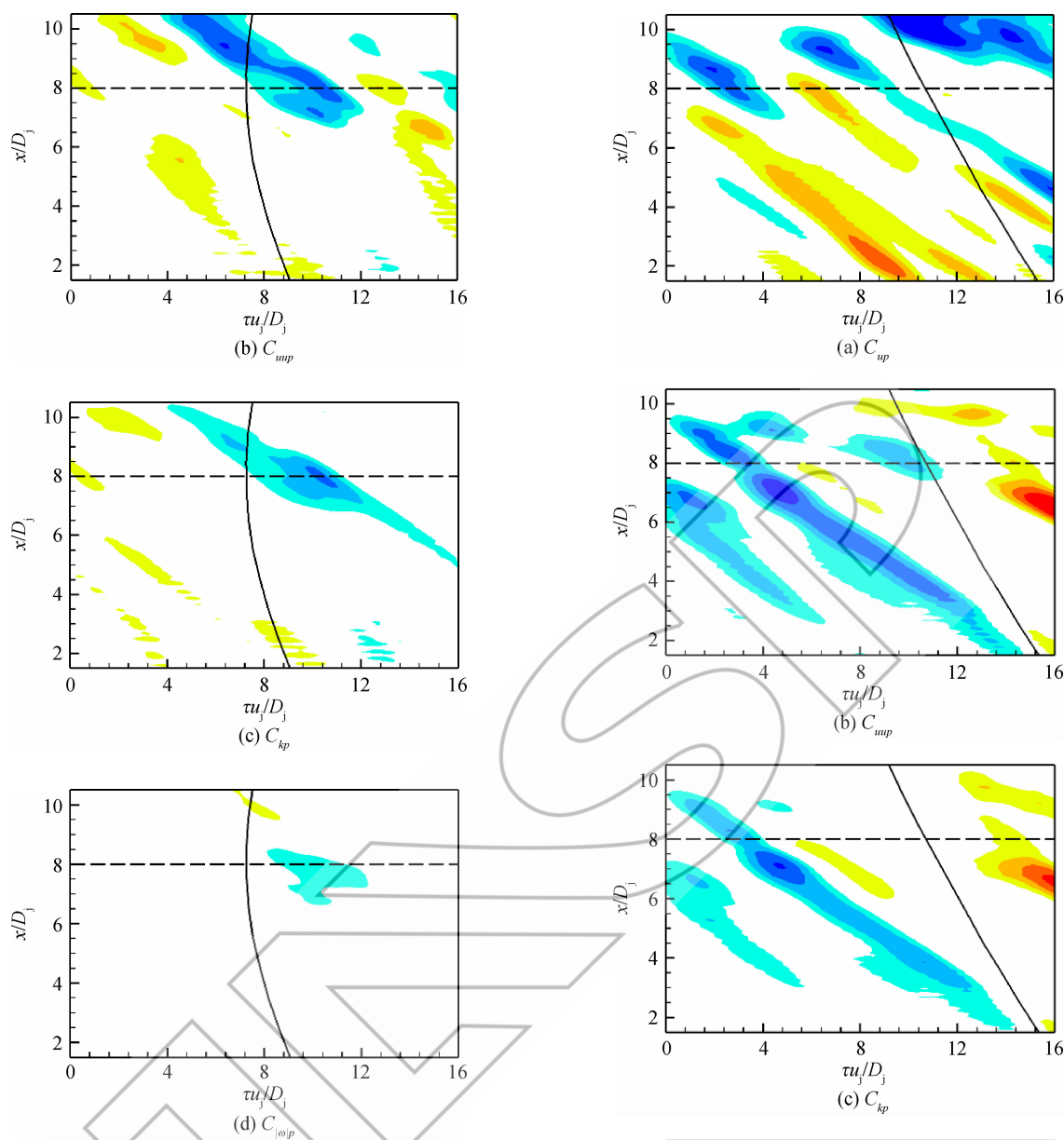


图 10 M_{90} -A 相关系数

Fig. 10 Correlations in case M_{90} -A

流动侧向的 M_{90} 点的相关性都在势流核末端处, 时间延迟为声传时间附近出现相关系数峰值, 说明在中心线上势流核末端处的湍流脉动对近场声压的贡献最高。

图 11 为剪切层上湍流信号与 M_{40} 监测点之间的相关性分布。整体来看, 图中相关系数没有明显的分布趋势, 并且与图 9 相比相关性水平也较低, 图 11(d) 中 $C_{|\omega|_p}$ 几乎整体低于 0.1。这表明剪切层上的湍流信号与流动侧前方近声场声压的相关性低于中心线。

图 12 为剪切层上湍流信号与 M_{90} 监测点之间的相关性分布。图中仅有图 12(a) 中 C_{up} 和图 12(d) 中 $C_{|\omega|_p}$ 还保持在势流核末端, 时间延迟为

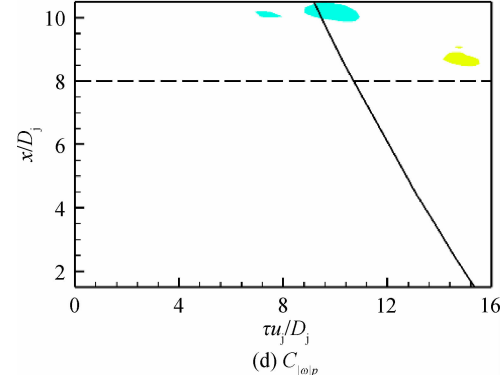


图 11 M_{40} -S 相关系数

Fig. 11 Correlations in case M_{40} -S

声传时间附近出现了相关性的峰值这一分布趋势, 这表明相对于中心线, 剪切层对流动侧向方向的近声场的贡献也较低。

综合以上四组结果来看, 中心线上的湍流信

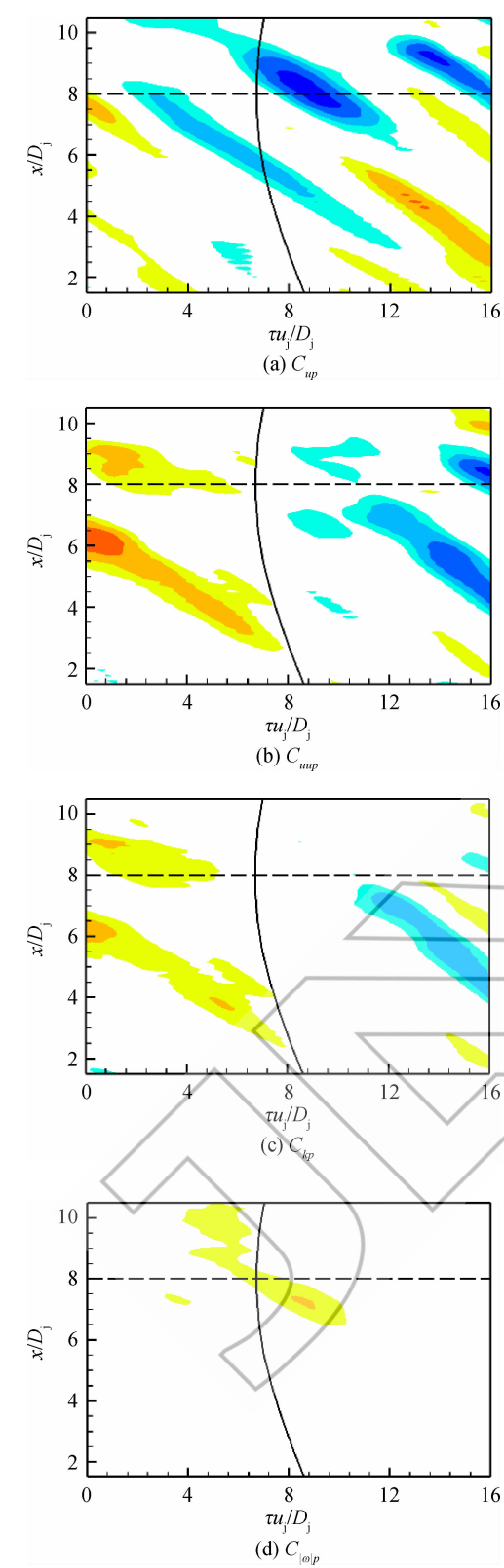


图 12 M_{90} -S 相关系数
Fig. 12 Correlations in case M_{90} -S

号与近场声压之间的相关性相对较高,且均有势流核末端,时间延迟为声传时间附近出现峰值这样的分布趋势,而剪切层上的湍流信号与近场声压之间的相关性较低且不具有明显的分布趋势,

这表明中心线上的湍流脉动对近场声压的贡献高于剪切层,而喷流中心线上又以势流核末端附近的湍流脉动对近场声信号的贡献最高。

由于中心线的湍流脉动对近场声压的贡献较高,因此本文后续对近声场相关性的方向性、喷流的湍流特性以及温度信号与近声场相关性的分析将针对中心线进行。

3.3 近声场相关性的方向性

为了分析中心线上湍流信号与近声场的相关性与辐射角度的关系,本文记录了 M_{40} -A 与 M_{90} -A 中势流核末端,时间延迟为声传时间附近不同湍流信号的相关系数的峰值,结果如表 1 所示。

从中心线上湍流信号与 M_{40} 点和 M_{90} 点处相关系数峰值的对比可以看出,从 M_{40} 点到 M_{90} 点,相关系数的峰值均有一定程度的降低。Bogey 等^[7] 的研究表明,在高雷诺数情况下,喷流中心线上的湍流信号与近声场的相关性具有明显的方向性:势流核末端处的湍流信号对流动侧前方的近声场贡献很高,对流动侧向的近声场贡献很小。本文计算结果显示,在低雷诺数情况下,喷流势流核末端处的湍流信号与流动侧向方向近声场的相关性也相对较低,但这一方向性没有高雷诺数情况下明显。

从表 1 中不同湍流信号的相关系数峰值的对比可以看出,整体上 C_{up} 最高,且随辐射角的增加峰值降低的也最多,与之相比 $C_{|\omega||p}$ 的峰值在四种湍流信号中最低,这说明在湍流脉动信号中,轴向速度脉动对近声场的贡献最高,相对而言瞬时涡量最低。

表 1 中心线湍流信号与近声场相关性峰值
Table 1 Maximum correlations between turbulence signals along center line and sound pressure

工况	相关性峰值			
	C_{up}	C_{wup}	C_{kp}	$C_{ \omega p}$
M_{40} -A	-0.3840	0.2764	0.3043	0.1973
M_{90} -A	0.2490	-0.2542	-0.2130	-0.1444

3.4 中心线湍流特性

本文计算了喷流中心线上的涡量间歇性分布,涡量间歇性函数 $I(t)$ 和涡量间歇性因子 γ 定义如下:

$$I(t) = \begin{cases} 1 & |\omega| < \langle |\omega| \rangle / 2 \\ 0 & |\omega| \geq \langle |\omega| \rangle / 2 \end{cases} \tag{11}$$

$$\gamma = [I(t)] \tag{12}$$

式中 $|\omega|$ 和 $\langle|\omega|\rangle$ 分别表示瞬时涡量与时均涡量; γ 是涡量间歇性因子,表示中心线上涡量间歇性程度,喷流流动为层流或湍流时 $\gamma\approx 0$,流动呈现间歇性时 γ 较高。

喷流中心线上涡量间歇性分布如图 13 所示,图中黑色虚线为势流核末端位置。从图中可以看出,在势流核前端,间歇性因子 γ 较低,整体趋近于 0,随着流动向下游发展, γ 在接近势流核末端附近开始上升,并且在势流核末端处达到峰值,再往下游发展, γ 再次降低,最终回复到与势流核前端相同的水平。间歇性因子的分布表明流动在势流核末端附近是具有明显间歇性特征的。

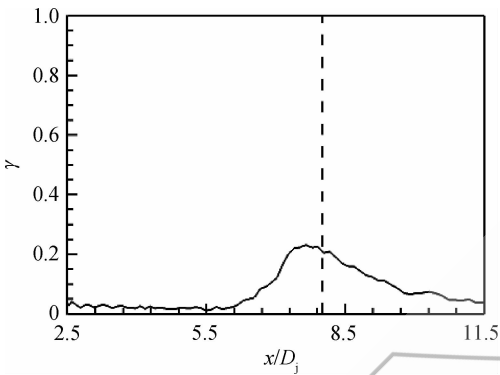


图 13 涡量间歇性因子 γ 轴向分布

Fig. 13 Intermittency factor γ along the jet axis

对流速度也称涡迁移速度,本文在轴线上从 $x=2.5D_j$ 至 $x=11.5D_j$ 均匀取十个点,分别计算了这些点上的对流速度,对流速度定义如下^[20]:

$$u_{conv} = \frac{\xi}{\tau_{max}} \tag{13}$$

式中 τ_{max} 为中心线上两点时空相关系数取极值时的 τ 值; ξ 为计算时空相关系数的两点距离。本文计算取 $\xi=0.1D_j$,对流速度计算结果如图 14

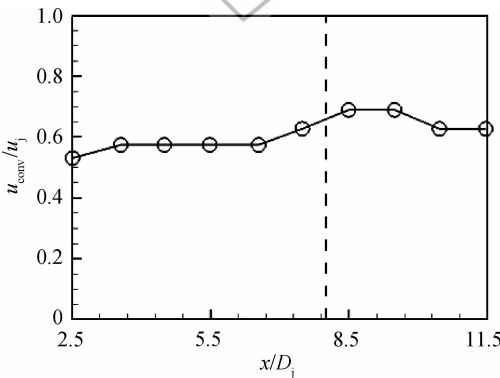


图 14 中心线对流速度

Fig. 14 Convection velocity along the center line

所示。与图 13 中涡量间歇性分布相似,喷流中心线上的对流速度在势流核前端相对较低,随着流动发展,对流速度在势流核末端附近达到了峰值,在流动下游,对流速度再次降低。

本文喷流湍流脉动相关性的计算结果表明,中心线上势流核末端附近对近场声压的贡献最高,本节中心线湍流特性的计算结果显示这一区域的流动也具有较高间歇性与对流速度。

3.5 中心线温度信号相关性

在对沿中心线和沿剪切层的声源监测点上的湍流脉动信号与近场声压的相关性分析的基础上,本文进一步对中心线上的温度脉动及温度梯度脉动与近场声压之间的相关性进行了研究。温度信号相关系数定义如下:

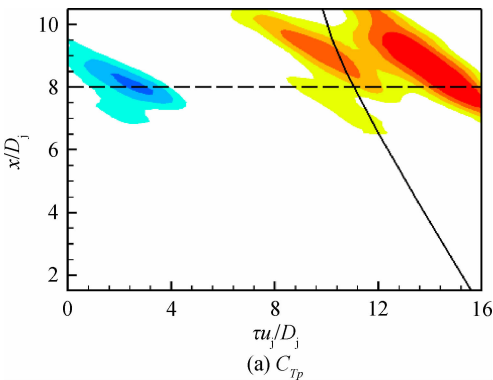
$$C_{Tp}(x_1, x_2, \tau) = \frac{\langle T'(x_1, t) p'(x_2, t + \tau) \rangle}{\langle T'^2(x_1, t) \rangle^{1/2} \langle p'^2(x_2, t) \rangle^{1/2}} \tag{14}$$

$$C_{Txp}(x_1, x_2, \tau) = \frac{\langle \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)'(x_1, t) p'(x_2, t + \tau) \rangle}{\langle \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2(x_1, t) \rangle^{1/2} \langle p'^2(x_2, t) \rangle^{1/2}} \tag{15}$$

图 15 和图 16 分别为中心线上温度脉动、温度梯度轴向分量的脉动和温度梯度径向的脉动与 M_{40}, M_{90} 两个近场监测点处的声压之间的相关系数 C_{Tp}, C_{Txp} 和 C_{Typ} 的分布图。

从图 15(a)和图 16(a)中可以看出, C_{Tp} 的相关性水平较高,且与前文 C_{up} 等相关系数相同,基本保持在势流核末端,时间延迟为声传时间附近出现高相关性水平这一分布趋势,这说明中心线上的温度脉动对近声场也有较高的贡献。

从 C_{Txp} 和 C_{Typ} 的对比能看出,图 15(c)和图 16(c)中 C_{Typ} 的相关性较高,与之相比图 15(b)和图 16(b)中 C_{Txp} 的相关性较低,基本低于 0.1,这表明中心线上温度梯度径向分量的脉动对近场声



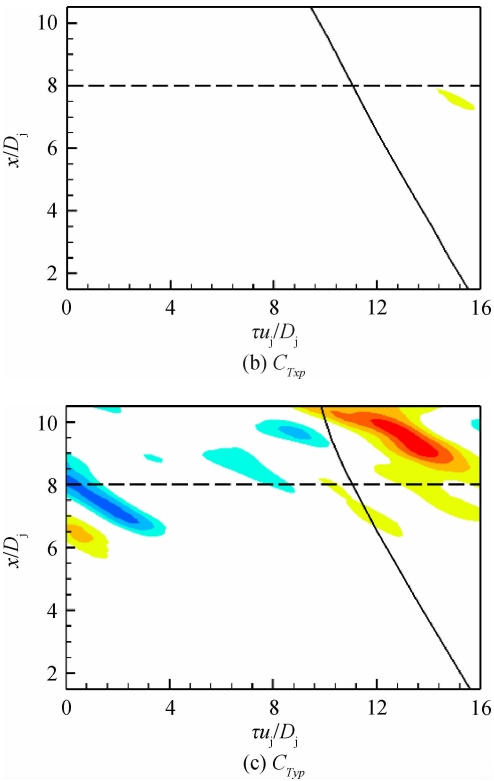


图 15 M_{40} -A 温度相关系数
Fig. 15 Temperature correlations in case M_{40} -A

压贡献高于温度梯度轴向分量的脉动,原因可能是温度在轴向上的分布比较均匀,使温度梯度轴向分量的脉动值本身就较小。从 C_{Typ} 的分布看,仅有图 16(c)中 M_{90} 点处声压与温度梯度径向分

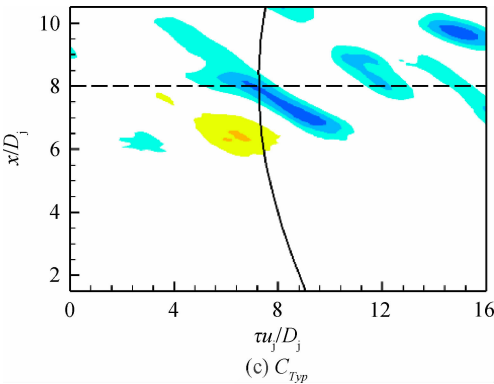
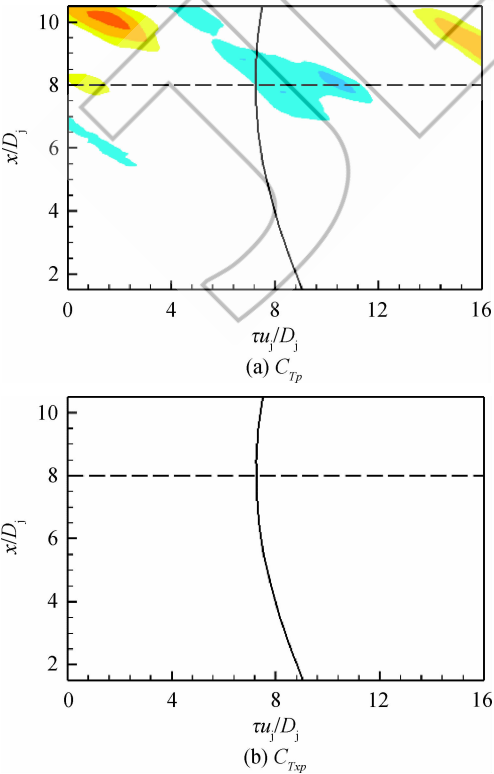


图 16 M_{90} -A 温度相关系数
Fig. 16 Temperature correlations in case M_{90} -A

量的脉动相关性还具有与 C_{up} 等相关系数一致的分布趋势。

4 结 论

本文采用大涡模拟对马赫数为 $Ma_j=0.9$ 的高亚声速喷流进行研究,分析了喷流湍流参数和温度参数与近声场之间的相关性,得到以下结论:

1) 中心线上湍流脉动与近场声压之间的相关性高于剪切层,中心线上又以势流核末端附近的湍流信号对近声场的贡献最高,这一区域的流动也具有较高的间歇性和对流速度。

2) 不同湍流信号与近声场相关系数的对比表明,近场声压与轴向速度脉动 u' 的相关性最高,与瞬时涡量 $|\omega|$ 的相关性最低。

3) 近场声压与中心线上温度脉动之间也有较高的相关性,且分布趋势与 C_{up} 等相关系数相同,近声场与温度梯度轴向分量脉动的相关性相对较低。

参考文献:

[1] 李晓东,徐希海,高军辉,等. 喷流噪声研究进展与展望[J]. 空气动力学报,2018,36(3):398-409.
LI Xiaodong, XU Xihai, GAO Junhui, et al. Progress and prospect on jet noise study[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018,36(3):389-409. (in Chinese)
[2] JORDAN P, GERVAIS Y. Subsonic jet aeroacoustics: associating experiment, modelling and simulation[J]. Experiments in Fluids, 2008,44(1):1-21.
[3] BOGEY C, BARRE S, JUVE D, et al. Simulation of a hot coaxial jet: direct noise prediction and flow-acoustics correlations[J]. Physics of Fluids, 2009,21(3):1-14.
[4] FORTUNE V, GERVAIS Y. Numerical investigation of the noise radiated from hot subsonic turbulent jets[J]. AIAA Journal, 1999,37(9):1055-1061.
[5] TANNA H K. An experimental study of jet noise; Part I

turbulent mixing noise[J]. Journal of Sound and Vibration, 1977, 50(3): 405-428.

[6] LEW P T, BLAISDELL G A, LYRINTZIS A S. Investigation of noise sources in turbulent hot jets using large eddy simulation data[C]//Proceedings of the 45th AIAA aerospace sciences meeting and exhibit. Reno: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007: 65-96.

[7] BOGEY C, BAILLY C. An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure field of subsonic jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 583: 71-97.

[8] FREUND J B. Noise sources in a low-Reynolds-number turbulent jet at Mach 0. 9[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2001, 438: 277-305.

[9] BOGEY C, BAILLY C, JUVE D. Noise investigation of a high subsonic, moderate Reynolds number jet using a compressible large eddy simulation[J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2003, 16(4): 273-297.

[10] 何诚, 赖焕新. 伴流速度对平行喷口射流影响的数值研究[J]. 航空动力学报, 2018, 33(8): 2006-2015.
HE Cheng, LAI Huanxin. Numerical investigation of influence of co-flow velocity on plane jet[J]. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(8): 2006-2015. (in Chinese)

[11] YEE H C, SANDHAM N D, DJOMEHRI M J. Low dissipative high order shock capturing methods using characteristic based filters[J]. Journal of Computational Physics, 1999, 150(1): 199-238.

[12] SANDHAM N D, MOREFEY C L, HU Z W. Nonlinear mechanisms of sound generation in a perturbed parallel jet flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 565: 1-23.

[13] TULLIO N D, SANDHAM N D. Direct numerical simulation of breakdown to turbulence in a Mach 6 boundary layer over a porous surface[J]. Physics of Fluids, 2010, 22(9): 1-15.

[14] WARY A A. Very low storage time-advancement schemes [R]. Moffett Field, US: NASA-Ames Research Center, 1986.

[15] SANDHAM N D, LI Qinlin, YEE H C. Entropy splitting for high order numerical simulation of compressible turbulence[J]. Journal of Computational Physics, 2000, 178(2): 307-322.

[16] THOMPSON K W. Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems[J]. Journal of Computational Physics, 1987, 68(1): 1-24.

[17] HUSSEIN H J, CAPP S P, GEORGE W K. Velocity measurements in a high-Reynolds-number, moment-conserving axisymmetric, turbulent jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1994, 258: 31-75.

[18] PANCHAPAKESAN N R, LUMLEY J L. Turbulence Measurements in axisymmetric jets of air and helium; Part 1 air jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, 246: 197-223.

[19] CANDEL S M. Numerical solution of conservation equations arising in linear wave theory: application to aeroacoustics[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1977, 83(3): 465-493.

[20] 林健, 赖焕新. 亚音速圆口喷流的大涡模拟[J]. 华东理工大学学报(自然科学版), 2016, 42(5): 715-721, 742.
LIN Jian, LAI Huanxin. Large eddy simulation of subsonic round jet[J]. Journal of East China University of Science and Technology (Natural Science Edition), 2016, 42(5): 715-721, 742. (in Chinese)

(编辑: 张 雪)