

文章编号: 1006-3080(2026)02-0295-10

DOI: 10.14135/j.cnki.1006-3080.20250428001

外部横向流动对风幕的影响

李松泽, 赖焕新

(华东理工大学机械与动力工程学院, 上海 200237)

摘要:使用大涡模拟(LES)方法研究外部横向扰流对风幕的影响。针对入口速度为 3 m/s 的风幕, 研究横向扰流速度(v_d)分别为 0、0.5、1.0 m/s 时的流场特性, 揭示扰流对风幕稳定性的影响规律。采用 Q 判据及 λ_2 准则识别涡结构, 分析了风幕振荡的剪切层模式。对风幕监测点压力波动的频谱分析表明, 空腔流动中高阶模态占主导, 主模态的功率谱密度随着风幕流向减小并呈现指数衰减, 且衰减速度随着扰动速度的增加而加快。对风幕中平面压强场采用动态模态分解(DMD)方法进行分析, 结果表明, 随着 v_d 加大, 不稳定模态逐渐增加, 导致风幕流动的稳定性逐渐降低。

关键词:风幕; 空腔; 横向扰流; 大涡模拟; 动态模态分解

中图分类号: V211

文献标志码: A

风幕是由喷嘴送出的幕状气流, 可以用来分隔气体流动, 减少气体的对流或隔断另一气流等, 从而达到控制某一空间环境的目的^[1]。从用途上, 风幕可以被分为建筑风幕、冷藏展示柜风幕、隧道风幕、防尘风幕以及医疗风幕等, 在国民生产和生活中有着十分广泛的应用。一旦风幕失效, 可造成不必要的功率损耗^[2]、食物提前变质或被灰尘污染^[3-4]、隧道内轨道因温度变化而损坏^[5]等严重后果。风幕稳定性的降低是风幕失效的前兆和机制, 因此流动的稳定性是风幕性能的重要指标, 也是风幕流动研究的主要目的。

实践表明, 外部横向扰流是影响风幕稳定性的重要因素, 但目前人们对于横向扰流影响风幕稳定性的原因和作用机制并不清楚。Verma 等^[6]对大楼进出口处的风幕进行了计算流体力学分析, 探讨了风幕在不同的送风速度、送风角度下的渗透与渗出性能。文献 [7] 采用数值模拟手段研究了不同风速和风向下的风幕性能, 以及扰流与风幕之间的相互作用, 考察不同工况下风幕的时域特性, 给出了扰流作用下风幕的平均流动。Moureh 等^[8]通过实验和时均模拟研究风幕在外部扰流影响下的有效性。这些研究多侧重风幕的时均特性和非稳态的时域特征。

由于风幕与空腔之间流动剪切层固有的非定常特性, 时域分析难以描述关键的剪切层振荡机制, 触发振荡的微弱信号也可能被忽视。另外, 风幕稳定性目前还缺乏量化的评价指标。本文基于文献 [8] 的实验模型, 采用大涡模拟(LES)和动态模态分解(DMD)方法, 分析风幕的时域和频域特性, 考察外部横向扰流对风幕稳定性的影响, 并讨论风幕稳定性下降的原因与机理, 为风幕失稳的预防提供有价值的见解。

1 研究对象与数值方法

1.1 算例与模拟方法

流场控制方程为经过滤波后的 Navier-Stokes 方程, 选用 Dynamic Smagorinsky-Lilly 亚网格模型(DSM)以便能更好地模型化亚网格尺度的湍流脉动^[9]。计算时给定风幕入口速度 $v_0 = 3$ m/s, 依据实验数据^[8]给定湍流参数, 设定扰流速度(v_d)分别为 0、0.5、1.0 m/s。风幕和扰流的出口均设置为大气压且防止回流, 空腔和扰流通道壁面均设置为无滑移固体边界, 初场采用雷诺时均模拟(RANS)并结合 Realizable $k-\epsilon$ 湍

收稿日期: 2025-04-28

作者简介: 李松泽(2001—), 男, 上海人, 硕士生, 主要研究方向为计算流体力学。E-mail: Y30230703@mail.ecust.edu.cn

通信联系人: 赖焕新, E-mail: hlai@ecust.edu.cn

引用本文: 李松泽, 赖焕新. 外部横向流动对风幕的影响 [J]. 华东理工大学学报(自然科学版), 2026, 52(2): 295-304.

Citation: LI Songze, LAI Huanxin. Effects of External Transverse Flow on Air Curtain[J]. Journal of East China University of Science and Technology, 2026, 52(2): 295-304.

流模型计算得出。LES 计算选用压力隐式算子分离法(PISO), 梯度格式选用基于单元体的最小二乘法, 压力项选用二阶格式, 动量方程选用有界中心差分格式进行离散, 瞬态公式选用二阶隐式格式。LES 的 CFL(Courant-Friedrichs-Lewxy) 取值 3, 对应时间推进步长 $\Delta t=0.001$ s。经过时长为 10 个流动周期(流

体从风幕入口以 3 m/s 的平均速度流至出口为 1 个流动周期)的发展, 认为已经排除了初始流场的影响, 开展湍流参数的采样和统计, 采样间隔与时间步长相同, 采样时间持续 20 个流动周期, 即 2.66 s。采用结构化六面体网格计算, 模型示意图见图 1, 其中 y/e 表示风幕入口的量纲为一宽度, e 是一个特征量。

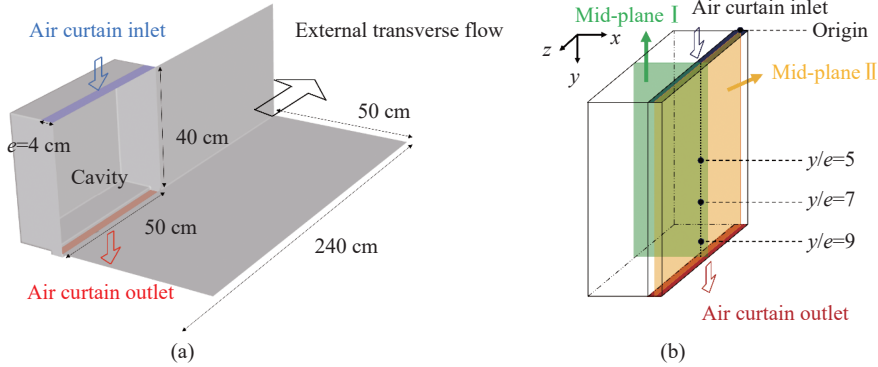


图 1 模型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the model

1.2 模型验证

图 2 所示为无扰动时风幕中平面 I (如图 1(b) 所示) 的归一化流向速度, 将雷诺时均模拟的初场数据 (SIM(RANS)) 与大涡模拟的时均数据 (SIM(LES)) 同文献 [8] 的实验数据 (EXP) 进行对比, 在风幕与扰流接触侧, 雷诺时均模拟与大涡模拟结果都与实验结果相吻合; 但在空腔内部, 雷诺时均结果并不理想, 而大涡模拟的结果与实验结果吻合较好。可能由于空腔和风幕流动的非定常特性, 适用于稳态模拟的雷诺时均方法并不能准确地反映非定常的流动特征。图 2 所示的 Theoretical 自相似曲线根据文献 [10] 计算得出, 即在完全湍流区域, 距离风幕入口不同距离处的速度分布具有自相似性, 计算式如式(1)所示。

$$\frac{v}{v_m} = \exp\left(-\ln 2 \cdot \left(\frac{y}{y_{0.5}}\right)^2\right) \quad (1)$$

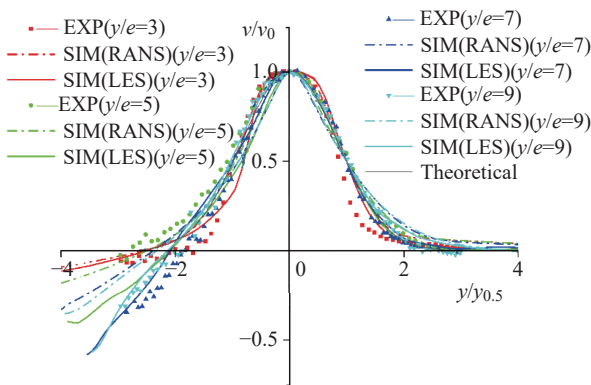


图 2 无扰动时风幕中平面 I 归一化流向速度

Fig. 2 Normalized streamwise velocity in the mid-plane I of the air curtain under unperturbed conditions

式中, $y_{0.5}$ 为半宽度, 即流向速度等于 0.5 倍最大速度时 y 的坐标。

由图 2 结果可以看出, 本文的模拟体现了这种自相似性, 与 Theoretical 曲线吻合较好。

为了验证本文模拟的流动达到完全湍流状态, 图 3 示出了风幕中心线上 y/e 分别为 5、7 和 9 处 (势流核心外的 3 个点, 见图 1(b)) 的流向脉动速度的能量谱。可以看出, 能量 (E) 谱线具有一段固定的斜率且能观察到惯性区, 反映了湍流的能量级串现象, 表明流动已经达到了完全湍流状态。

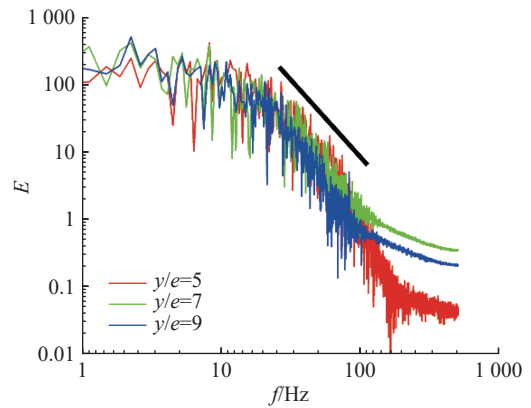


图 3 能量谱曲线

Fig. 3 Power spectrum

1.3 DMD

本文采用 DMD^[11] 方法研究风幕流动中相干结构的时空演化。DMD 是一种分析空间模态的降阶方法, 用于研究流动的动力学机制。本文对采用 LES 计算得出的流场数据进行 DMD 分析。首先, 将流场快照的时间序列 $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, \dots, \mathbf{x}_N$ 表示为矩阵 \mathbf{X}_1^N , 即

$$\mathbf{X}_1^N = [\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, \dots, \mathbf{x}_N] \quad (2)$$

式中, N 为流场快照的个数。DMD 一般要求两个相邻快照的时间间隔 (Δt) 为常量, 本文取 $\Delta t = 0.001 \text{ s}$, $N = 2660$ 。当流动状态的变化可以采用线性算子 \mathbf{A} 近似时, 相邻流场快照满足递推关系 $\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{A}\mathbf{x}_i$, 由此可以得到:

$$\mathbf{X}_2^N = \mathbf{A}\mathbf{X}_1^{N-1} \quad (3)$$

其中, 线性算子 \mathbf{A} 描述了流场的动力学特性。

DMD 方法的核心是求解 \mathbf{A} 的特征值和特征向量。使用奇异值分解的方法(式(4)~式(6))对 \mathbf{A} 进行求解:

$$\mathbf{X}_1^{N-1} = \mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}^H \quad (4)$$

其中, \mathbf{U} 和 \mathbf{V} 都是正交矩阵, \mathbf{S} 是对角矩阵, 上标 H 代表共轭转置。通过对 \mathbf{A} 进行相似变换, 得到相似矩阵:

$$\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{U}^H \mathbf{A} \mathbf{U} = \mathbf{U}^H \mathbf{X}_2^N \mathbf{V} \mathbf{S}^{-1} \quad (5)$$

其中, $\tilde{\mathbf{A}}$ 与 \mathbf{A} 具有相同的特征值, 且它们的特征向量相互联系, 对 $\tilde{\mathbf{A}}$ 进行特征分解:

$$\tilde{\mathbf{A}} \tilde{\mathbf{v}}_i = \mu_i \tilde{\mathbf{v}}_i \quad (6)$$

其中 $\tilde{\mathbf{v}}_i$ 为 $\tilde{\mathbf{A}}$ 的特征值。即可得出 \mathbf{A} 的特征值 μ_i , \mathbf{A} 的特征向量为 $\boldsymbol{\phi}_i = \mathbf{U} \tilde{\mathbf{v}}_i$, 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 Jovanović 等^[12] 提出的稀疏性提升算法来计算模态的幅值 ψ_i 。第 i 个模态对应的增长率 g_i 和频率 f_i 定

义为:

$$g_i = \text{Re}\{\text{lg}(\mu_i)\} / \Delta t \quad (7)$$

$$f_i = \text{Im}\{\text{lg}(\mu_i)\} / \Delta t \quad (8)$$

当 $g_i > 0$ 时, 此模态为不稳定模态; 当 $g_i = 0$ 时, 为稳定模态; 当 $g_i < 0$ 时, 为衰减模态。

2 结果与分析

2.1 时域分析

本文参考 Elicer-Cortés 等^[13-14] 对于隧道风幕的研究, 采用流向速度分量的湍流强度 (I_v) 来评估带空腔风幕流动的稳定性:

$$I_v = \left(\overline{v'^2}\right)^{0.5} / \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \quad (9)$$

其中, v' 为流向脉动速度, u 、 v 、 w 分别代表 x 、 y 、 z 方向的速度。湍流强度表征了湍流脉动的强弱, 湍流强度越高, 表明湍流脉动的能量越大, 湍流混合和扩散作用越显著。本文对中平面 I、中平面 II 以及风幕与扰流在模型中的界面 ($x=0.02$) 进行分析。

图 4 所示为中平面 I 上 I_v 的分布, 由图 4 可以看出, 风幕流动的不稳定主要发生在空腔内部 ($x < 0$)。在无扰动时, 高脉动主要发生在空腔上部 ($0 < y < 0.2$), 但随着扰流的出现和扰流速度的增大, 空腔上部的湍流强度减小, 而 $y=0.2$ 至 $y=0.3$ 范围内湍流强度增大, 即空腔上部变得稳定, 而空腔下部变得不稳定。

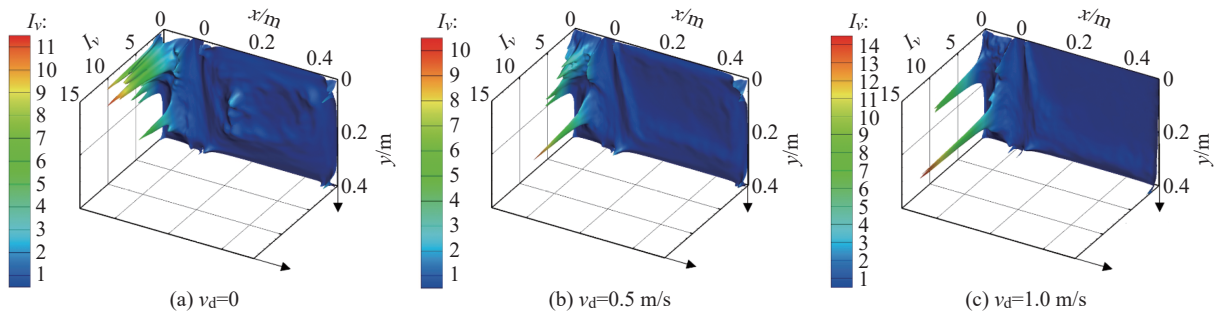


图 4 中平面 I 上流向速度湍流强度分布

Fig. 4 Distribution of streamwise velocity turbulence intensity on the mid-plane I

图 5 和图 6 分别示出了中平面 II 和 $x=0.02$ 平面 (风幕与扰流交界面) 中 I_v 的分布。可以看出, 风幕气流由上往下流动时, 在 y 为 $0 \sim 0.1$ 之间湍流脉动水平低, 而 $y=0.1 \sim 0.4$ 之间湍流呈增强的趋势。由于风幕在喷出时存在势流核心、过渡区域以及完全湍流区^[8], 在势流核心区内风幕流动保持稳定, 而在过渡区域和完全湍流区内, 风幕开始扩散并变得不稳定。在接近风幕出口处, 两侧的湍流强度都高于其他位置,

可能是壁面与出口边界影响的结果。对比图 5 中各图可以发现, 当扰流速度增大时, 中平面 II 内的湍流强度呈增大趋势。图 6 中 I_v 的分布与图 5 趋势类似, 风幕的稳定性随扰流速度的增大而降低。对比图 5 和图 6 可以看出, 平面 $x=0.02$ 的湍流强度均低于中平面 II 的对应值。

为了考察风幕与空腔的相互作用, 本文采用 Q 判据识别涡运动, 以便分析剪切层的自激式振荡。

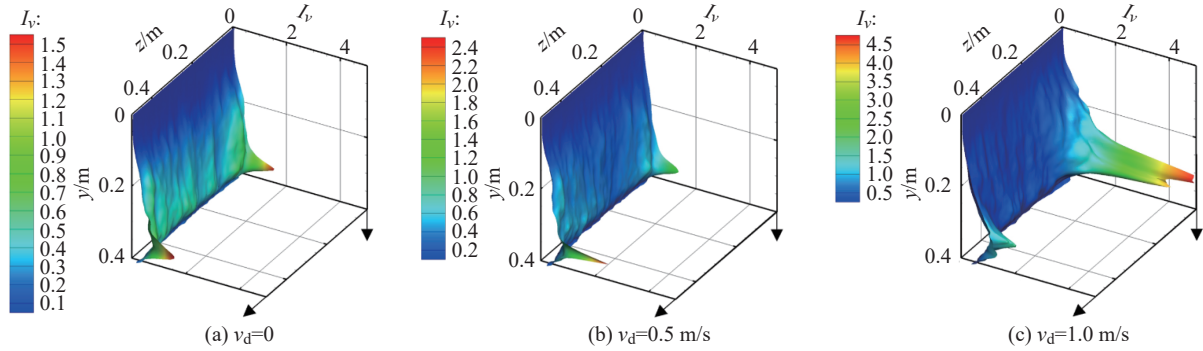
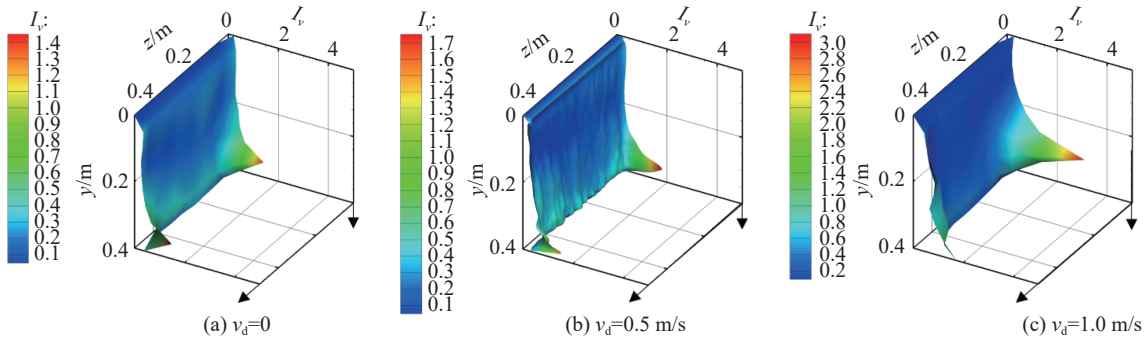


图 5 中平面 II 上流向速度湍流强度分布

Fig. 5 Distribution of streamwise velocity turbulence intensity on the mid-plane II

图 6 $x=0.02$ 平面上流向速度湍流强度分布Fig. 6 Distribution of streamwise velocity turbulence intensity on the $x=0.02$ plane

Q 判据定义式为:

$$Q = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (10)$$

其中, u_i 、 u_j 分别表示空间坐标 x_i 、 x_j 方向的速度分量。

一般利用 $Q > 0$ 的等值面来定义涡结构^[15]。图 7 示出了流场的 Q 判据等值面图, 空腔部分由虚线框出, 蓝色箭头代表风幕入口、红色箭头代表风幕出口, 图 7(d)~7(f) 分别示出了图 7(a)~7(c) 的另一角度。从图中看出, 涡结构出现在风幕两侧及空腔内。由于 Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定性的发展, 涡从空腔上游开始脱落, 形成 z 方向的柱状涡结构, 沿着 y 方向向下游迁移。在此过程中连续的柱状涡逐渐断裂, 最终破碎化为小涡。在空腔内部, 涡结构主要集中在中下部, 多为破碎的小涡。对比图 7(a)~7(c) 可见, 风幕外侧以及空腔内侧的涡结构数量随着扰流速度增大而增加; 而对比图 7(d)~7(f) 则看出, 随着风幕与扰流之间的速度差变大, K-H 不稳定性增强, 柱状涡的 y 向间距随扰流速度的增大而减小, 表明涡脱落频率加快。在本文考察的 3 种扰流速度下, 空腔中均没有发现尾流模式的特征, 风幕受腔内涡流的影响不明显, 可以判断本文风幕与空腔相互作用为剪切层模式^[16-17]。

为了分析涡的发展过程, 图 8、图 9 和图 10 示出了不同扰流速度下平面 I 内瞬时涡量的变化。图中

采用 λ_2 准则识别涡, 该准则利用当地压强的最低点来判定涡的位置, 通过计算速度梯度张量的对称部分和反对称部分的特征值来识别涡结构, 其计算方法如下:

$$\nabla \mathbf{u} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \quad (12)$$

$$\mathbf{\Omega} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} - (\nabla \mathbf{u})^T) \quad (13)$$

其中, \mathbf{u} 为速度矢量, \mathbf{S} 为应变率张量, $\mathbf{\Omega}$ 为旋转率张量, 计算矩阵 $\mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2$ 的特征值 λ_1 、 λ_2 、 λ_3 并按大小排列, 一般选择 $\lambda_2 < 0$ 的某个等值面作为涡。

对比图 8、9 和 10 可以看出, 涡脱落的频率随扰流速度增大而加快 (图中绿色标记), 与图 5、6 和 7 的结果一致。观察图 9(c)、图 9(b) 以及图 10(c), 风幕与扰流接触侧发生了涡破裂 (图中紫色标记), 而在无扰流的情况下并没有发生, 因此可以判断是扰流的作用使原本稳定的涡发生了破裂, 变得不稳定。随着扰流速度的增大, 这种现象发生更为普遍, 表明风幕稳定性随着扰流速度的增大而降低。

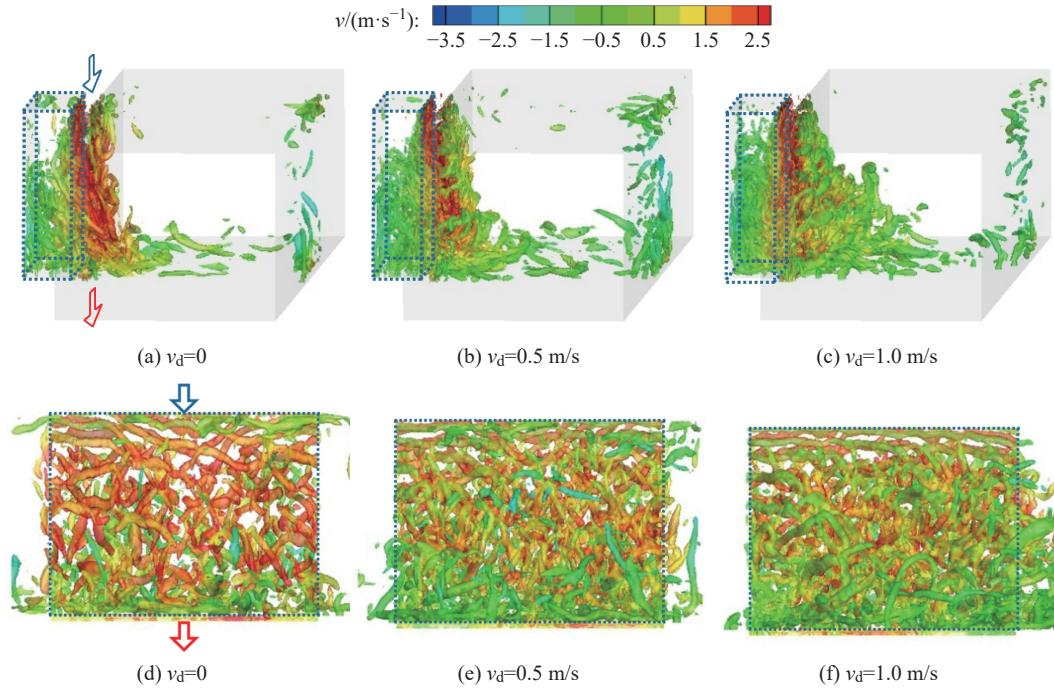


图 7 瞬态流场的 Q 判据等值面

Fig. 7 Q -Isosurfaces of transient flow

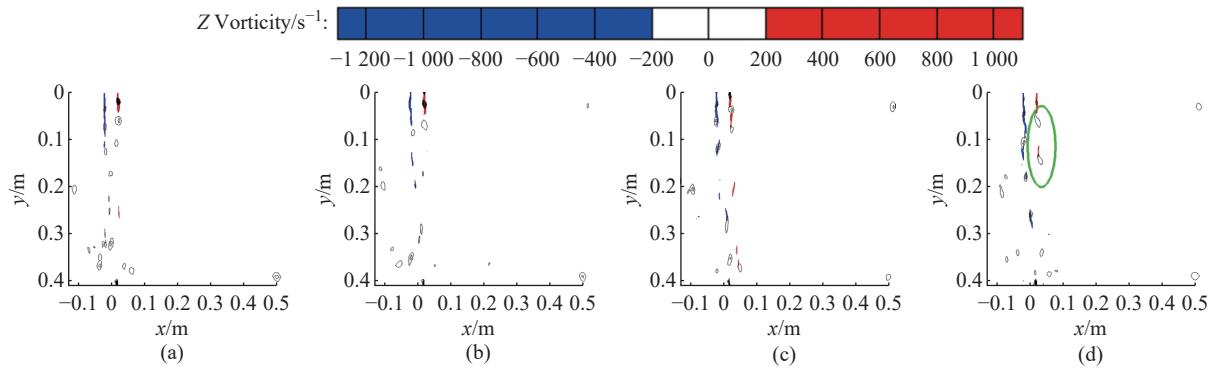


图 8 无扰流时中平面 I 在 1 个流动周期内的瞬时涡量图以及 λ_2 准则等值线图

Fig. 8 Instantaneous vorticity contours and λ_2 criterion isosurfaces on the mid-plane I over one flow cycle under unperturbed conditions

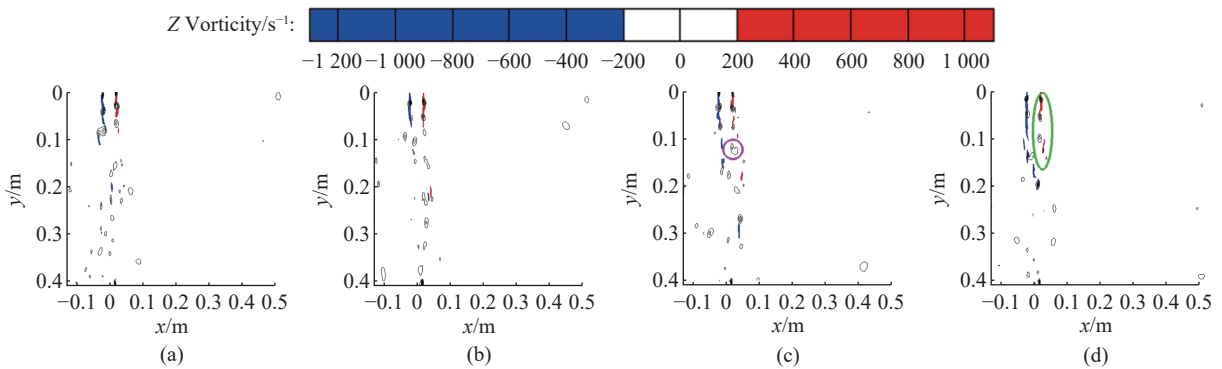


图 9 扰流速度为 0.5 m/s 时中平面 I 在 1 个流动周期内的瞬时涡量图以及 λ_2 准则等值线图

Fig. 9 Instantaneous vorticity contours and λ_2 criterion isosurfaces on the mid-plane I over one flow cycle at a disturbance velocity of 0.5 m/s

2.2 频域分析

功率谱密度(PSD)可以显示主导频率和不同频率成分的能量分布,选取如图 1(b)所示 $y/e=5, 7$ 和 9 的 3 个位置,得到不同扰流速度下 PSD 随斯特劳哈

尔数 (St) 的变化曲线, St 计算公式如下:

$$St = \frac{f \cdot L}{v_0} \quad (14)$$

式中, f 为频率, L 为特征长度 (本文选取风幕宽度 e)。

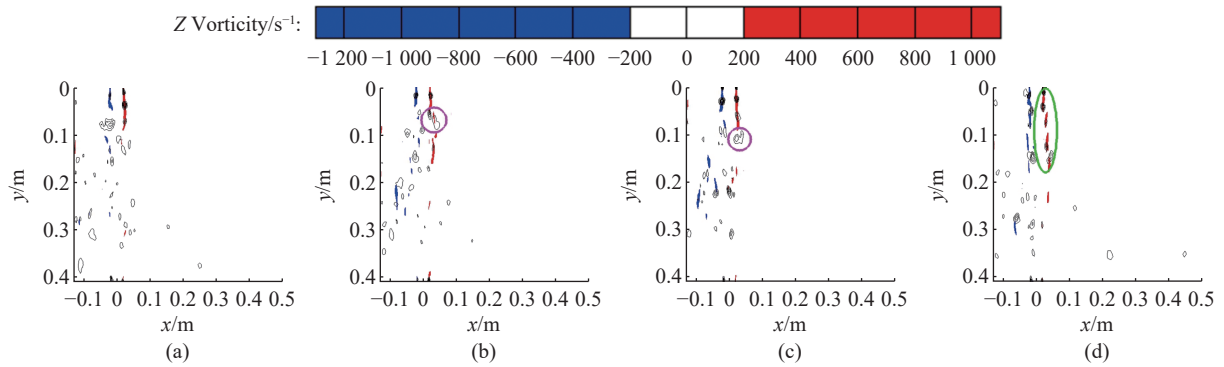


图 10 扰流速度为 1.0 m/s 时中平面 I 在一个流动周期内的瞬时涡量图以及 λ_2 准则等值线图

Fig. 10 Instantaneous vorticity contours and λ_2 criterion isosurfaces on the mid-plane I over one flow cycle at a disturbance velocity of 1.0 m/s

图 11 示出了无扰动时 PSD 曲线(有扰动时曲线与其相似),发现无论有无扰动,均出现了 3 个峰值,且峰值对应的 St 在不同扰流速度下没有明显的改变。将 3 个峰值对应的频率和 St 依次命名为 $f_1, St_1; f_2, St_2; f_3, St_3$,在不同扰流速度下的值如表 1 所示,本文设 f_1 为主模态。

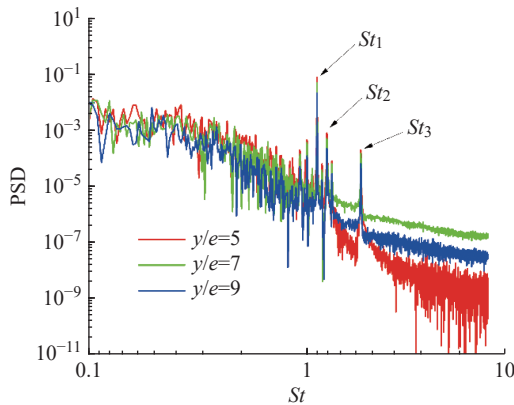


图 11 无扰流时风幕中心线势流核心外三点脉动压强的功率谱密度

Fig. 11 Power spectral density of fluctuating pressure at three points outside the potential flow core along the centerline of air curtain under unperturbed flow conditions

前文已经确定了本文风幕与空腔相互作用为剪切层模式,采用 Arthurs 等^[18]的实验公式计算剪切层的振荡频率 (f'_n):

$$f'_n = \frac{ncv_c}{y_{\text{eff}}(v_c + c)} \quad (15)$$

式中, v_c 是下游对流速度; c 为声速; n 为模态阶数; y_{eff} 是有效冲击长度, $y_{\text{eff}} = 0.75L$; $v_c \approx \kappa(\overline{v_{\text{CL}}}) \approx \kappa V_0$, $\frac{L}{e} \leq 8.5$; $v_c \approx \kappa(\overline{v_{\text{CL}}}) \approx \kappa V_0 \cdot 1.7 \left(\frac{L}{e}\right)^{-\frac{1}{4}}$, $\frac{L}{e} > 8.5$; $\overline{v_{\text{CL}}}$ 为射流发展区域的平均中心线流速。

由式 (15) 计算可得, $f'_{15} = 82.65$ Hz 对应本文的主模态 f_1, St_1 , $f'_{17} = 93.67$ Hz 对应 f_2, St_2 , $f'_{24} = 132.24$ Hz 对应 f_3, St_3 , 对应误差 (ε) 如表 2 所示

表 1 不同扰流速度下的峰值频率及 St 值

Table 1 Peak frequencies and Strouhal numbers under transverse disturbance velocities

$v_d/(m \cdot s^{-1})$	f_1/Hz	St_1	f_2/Hz	St_2	f_3/Hz	St_3
0	82.37	1.10	91.32	1.22	130.45	1.74
0.5	82.33	1.10	91.35	1.22	130.45	1.74
1.0	82.33	1.10	91.35	1.22	130.45	1.74

(ε_1 为 f_1 与 f'_{15} 的误差, ε_2 为 f_2 与 f'_{17} 的误差, ε_3 为 f_3 与 f'_{24} 的误差),即本文所研究风幕的振荡模式是由高阶模态(第 15 阶)所主导。可压缩空腔流动的振荡模式一般由低阶模态主导^[17],可能是因为本文风幕流动的可压缩性较低,导致最终由高阶模态主导。

表 2 不同扰流速度下峰值预测频率及误差

Table 2 Predicted dominant frequencies and prediction errors under transverse disturbance conditions

$v_d/(m \cdot s^{-1})$	f'_{15}/Hz	$\varepsilon_1/\%$	f'_{17}/Hz	$\varepsilon_2/\%$	f'_{24}/Hz	$\varepsilon_3/\%$
0	82.65	0.3	93.67	2.3	132.24	1.2
0.5	82.65	0.4	93.67	2.5	132.24	1.4
1.0	82.65	0.4	93.67	2.5	132.24	1.4

由图 11 可以看出,3 个峰值都随着 y/e 的增大呈衰减趋势,为了探讨其衰减规律,分别分析风幕中心线 ($x=0, z=0.25$) 以及风幕与扰流交界面的中心线 ($x=0, z=0.25$) 上 3 个峰值模态的 PSD 随着 y/e 的变化曲线,发现主模态所对应的 PSD 随着 y/e 的增加呈指数衰减关系,而其他两个模态均没有规律性。主模态功率谱密度衰减规律如图 12 所示,由于出口处衰减速率突然增大,因此选取 y/e 为 0.5~8 之间的值进行拟合,得到 $\lg(\text{PSD})=a+b(y/e)$ 的函数关系, a, b 取值如表 3 所示。可以看出,在不同扰流速度下,主模态的 PSD 随着 y/e 的增加呈指数衰减。对比表 3 中数据,发现随着扰流速度的增大,其拟合直线斜率的绝

对值变大, 即衰减速率增加, 表明扰流增大了风幕流动时的能量衰减, 使风幕稳定性降低。风幕中心线

的衰减速率均大于交界面中心线处的衰减速率, 与前文对湍流强度分析所得到的结果相符, 即风幕中平面较交界面更加不稳定。

2.3 压强场的 DMD 解析

由功率谱密度可以看出主导频率和不同频率成分的能量分布。选取 $y/e=5、7$ 和 9 的 3 个位置, 得到不同扰流速度下压强场的 DMD 特征值和幅值。由于在中平面 II 处流体流动不稳定性较为明显, 因此本文对 LES 计算得出的流场数据(中平面 II)进行 DMD 分析。为了降低 DMD 方法固有特性带来的误差, 采样频率为 0.001 s , 采样长度为 2.66 s , 经计算满足 Nyquist 采样定理并且完全覆盖惯性子区尺度。图 13(a)~(c) 示出了不同扰流速度下压强场的 DMD 特征值, 图中各点基本处于单位圆上, 表明在不同扰流速度下风幕流动基本稳定, 单位圆内的点

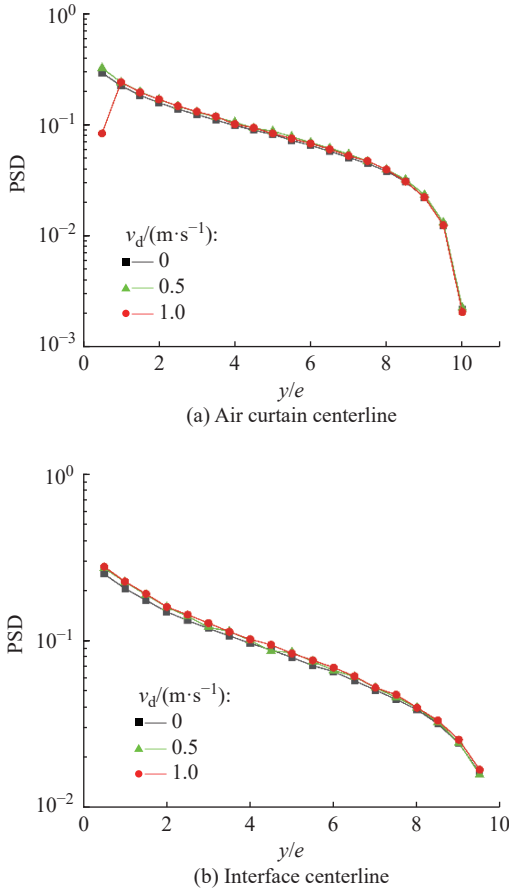


图 12 主模态功率谱密度衰减曲线

Fig. 12 Attenuation curves of dominant modal PSD

表 3 风幕中心线和交界面中心线拟合数据

Table 3 Fitted data along the air curtain centerline and interfacial centerline

Type	$v_d/(m \cdot s^{-1})$	a	b
Air curtain centerline	0	-0.5879 ± 0.0093	-0.1020 ± 0.0019
	0.5	-0.5557 ± 0.0110	-0.1032 ± 0.0022
	1.0	-0.5553 ± 0.0009	-0.1044 ± 0.0010
Interface centerline	0	-0.6194 ± 0.0008	-0.0973 ± 0.0017
	0.5	-0.5793 ± 0.0101	-0.1000 ± 0.0020
	1.0	-0.5875 ± 0.0119	-0.1000 ± 0.0024

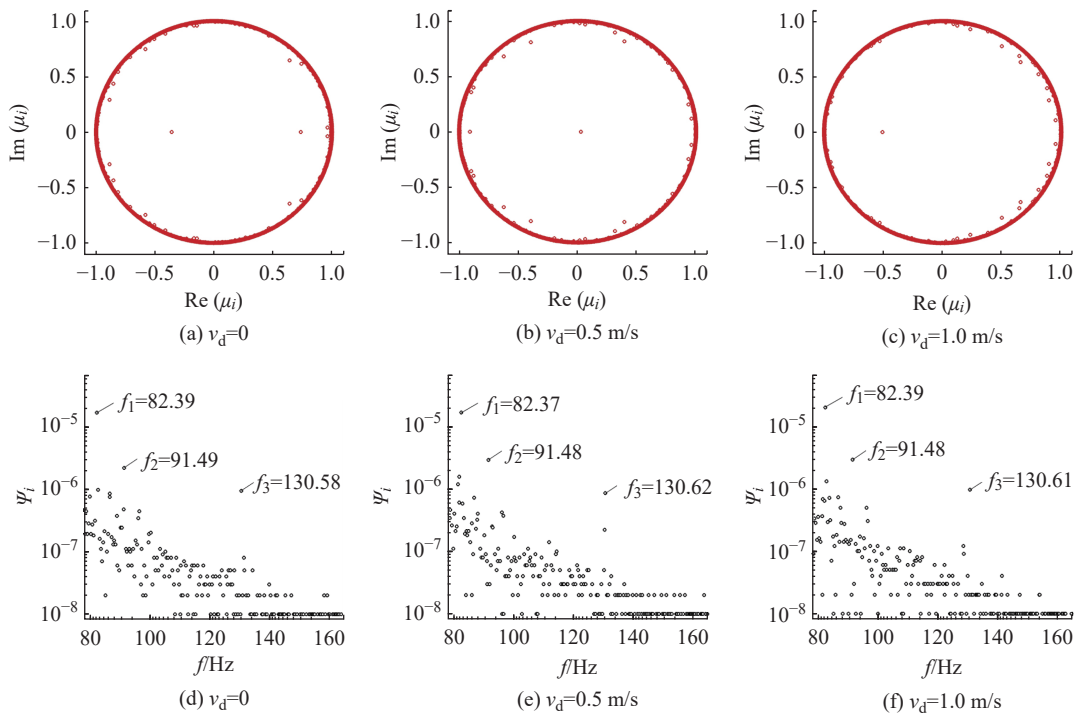


图 13 不同扰流速度下由压强得到的 DMD 特征值和幅值

Fig. 13 Pressure-based DMD eigenvalues and amplitudes under the different disturbance velocities

代表风幕流动均存在衰减的相干结构。为了反映各 DMD 对流场的贡献,图 13(d)~(f) 示出了不同扰流速度下压强场的幅值,均显示当 $f \approx 82.38$ ($St=1.097$)、 $f \approx 91.48$ ($St=1.218$) 和 $f \approx 130.60$ ($St=1.740$) 时具有较大的幅值(后文分别称之为模态 1、2 和 3),与前文的频率分析相对应,因此本文着重对这 3 个频率进行分析。

图 14 所示是不同扰流速度下 3 种模态的压强场,其中模态 1 是幅值最大的模态,对流场的贡献最大,对应了系统中较大尺度的流动特征与现象,表示流动的主体结构 and 稳定性^[19]。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,对应了模态 2 和模态 3,在不同扰流速度下,后两个模态在入口处均呈现为正负交替且对称的结构。观察不同扰流速度下模态 1 和模态 2,发现没有出现较大的差异,表明这 3 种扰流速度并没有改变风幕的流动结构;观察模态 3,发现随着扰流速度增大,在 $y=0.1$ 附近的小尺度结构增加,且有向上扩散的趋势,表示风幕稳定性随着扰流速度的增大而降低。

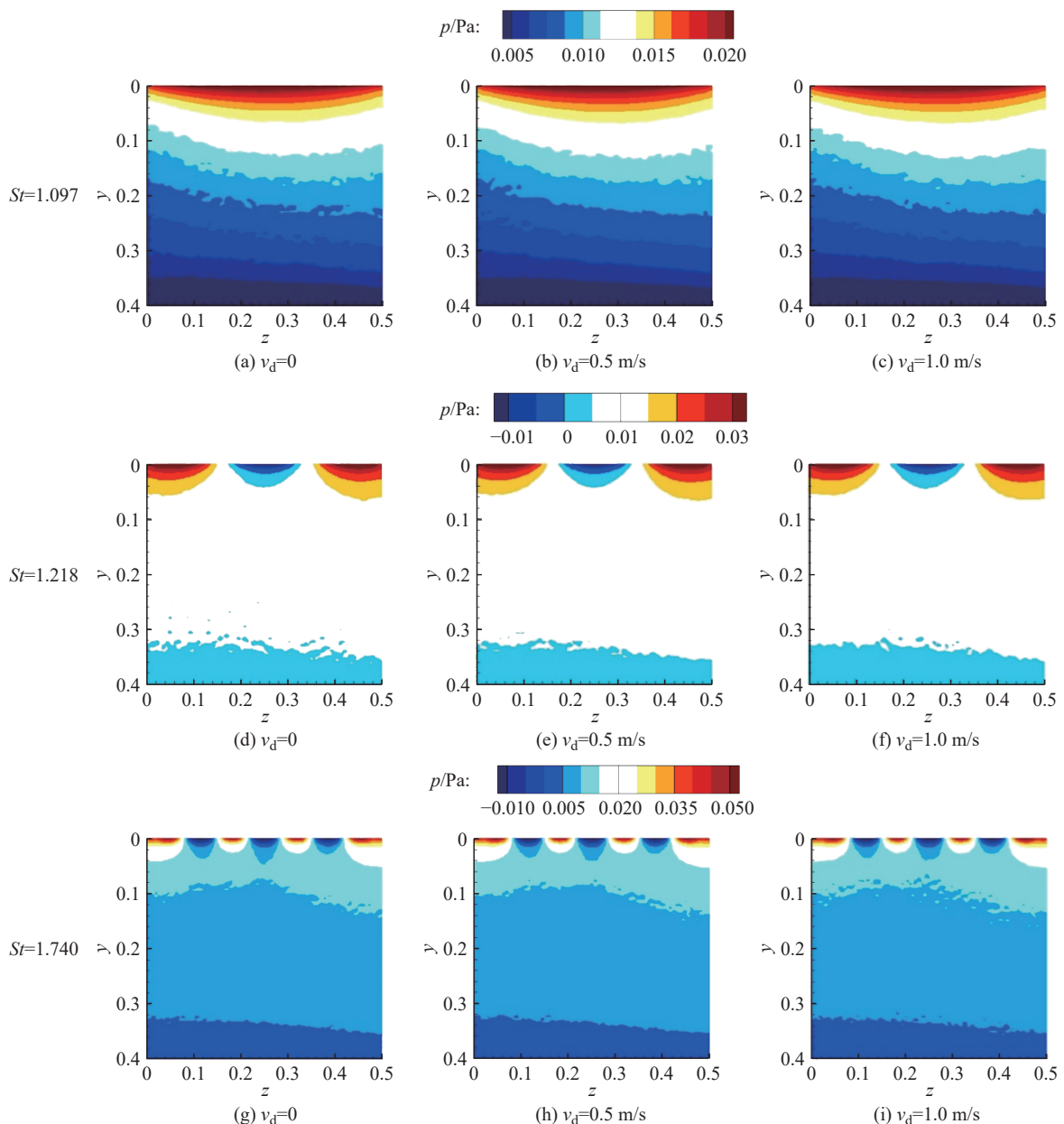


图 14 不同扰流速度下 $St=1.097$ (模态 1)、 $St=1.218$ (模态 2)、 $St=1.740$ (模态 3)时的压强场

Fig. 14 Pressure fields under different disturbance velocities at $St=1.097$ (model 1), $St=1.218$ (model 2), and $St=1.740$ (model 3)

为了进一步探讨扰流速度对风幕稳定性的影响,图 15 示出了不同扰流速度下各频率的增长率,统

计了 3 个扰流速度下不稳定的模态数,其中无扰流时不稳定模态数为 291,扰流速度为 0.5 m/s 时不稳定模

态数为 340, 扰流速度为 1.0 m/s 时不稳定模态数为 348, 可以看出不稳定模态数随着扰流速度的增大而增加, 即随着扰流速度的增大, 更多尺度的涡结构或扰动正在放大, 导致风幕的稳定性降低。

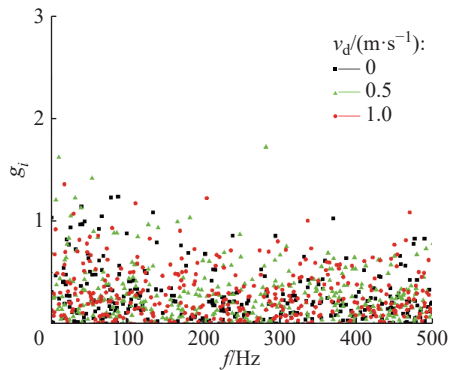


图 15 不同速度扰流下各频率的增长率

Fig. 15 Growth rates across frequencies under varying flow disturbances velocities

3 结 论

(1) 风幕的不稳定流动主要发生在空腔内部, 在无扰动情况下, 高脉动主要发生在空腔上部, 随着扰流速度的增大, 空腔上部稳定性提高, 空腔下部稳定性降低。

(2) 风幕与空腔相互作用为剪切层模式, 随着扰流速度的增大, K-H 不稳定性增强, 上游柱状涡脱落频率加快, 出现涡破裂现象并逐渐增强。

(3) 风幕振荡由高阶模态主导, 风幕中心线以及交界面中心线的脉动压强主模态的功率谱密度随 y/e 呈指数衰减, 下降的速率随扰流速度的增大而变快。

(4) 在不同扰流速度下, 模态 2 和模态 3 在入口处均呈现为正、负交替且对称的结构, 模态 3 在 $y=0.1$ 附近呈现小尺度结构。随着扰流速度加大, 不稳定模态增加, 导致风幕流动的稳定性降低。

参考文献:

- [1] 于国昌. 空气幕设计 [M]. 北京: 建筑工程出版社, 1957.
- [2] JAGERS J. CFD analysis of air-curtain effectiveness[J]. Heating/Piping/Air Conditioning Engineering, 2019, 91(12): 7-9.
- [3] GASPAR P D, CARRILHO G L C, GE X. Influence of ambient air velocity orientation in thermal behaviour of open refrigerated display cabinets [C]//Proceedings of the Asme 10th Biennial Conference on Engineering Systems Design and Analysis. New York: Amer Soc Mechanical Engineers, 2010: 453-462.
- [4] TADAS V, VADIM M. Experimental and numerical study of the performance of an open-type multi-deck refrigerated cabinet with single and dual air curtain[J]. Applied Sciences, 2023, 13(16): 9080.
- [5] SUN K, WEI Y, ZHOU Y, *et al.* Insulation performance of a new annular heated air curtain in cold-region tunnels: Numerical modeling, effects analysis, and prediction[J]. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2024, 149(14): 7485-7501.
- [6] VERMA R P, SINGH A, AVIKAL S. CFD analysis of performance of an air-curtain for a commercial chamber [C]//International Scientific and Practical Conference "Technology in Agriculture, Energy and Ecology" (TAEE2022). Dushanbe, Tajikistan: AIP Publishing, 2022: 020049.
- [7] YANG S, ALRAWASHDEH H, ZHANG C, *et al.* Wind effects on air curtain performance at building entrances[J]. Building and Environment, 2019, 151: 75-87.
- [8] MOUREH J, YATAGHENE M. Numerical and experimental study of airflow patterns and global exchanges through an air curtain subjected to external lateral flow[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2016, 74: 308-323.
- [9] 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流大涡数值模拟的理论和应用 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2008.
- [10] REICHARDT H. Über eine neue theorie der freien turbulenz[J]. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, 1941, 21(5): 257-264.
- [11] 寇家庆, 张伟伟. 动力学模态分解及其在流体力学中的应用 [J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 163-179.
- [12] JOVANOVIĆ R M, SCHMID J P, NICHOLS W J. Sparsity-promoting dynamic mode decomposition [J]. Physics of Fluids, 26(2): 024103-1.
- [13] ELICER-CORTÉS J C, MOLINA N, SEVERINO G, *et al.* Turbulent transport mechanisms on the heat confinement in tunnels by using low-velocity air curtains[J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 181: 115852.
- [14] ELICER-CORTÉS J C, MOLINA N, SEVERINO G, *et al.* Heat transfer across an air curtain for heat confinement in road tunnels: Influence of the heat source[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2024, 198: 108877.
- [15] HUNT J, WRAY A, MOIN P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows [C]//Proceedings of the Summer Program 1988. California: Center for Turbulence Research, 1988: 193-208.
- [16] 方涛. 不可压缩空腔流振荡特性研究 [D]. 武汉: 华中科技大学, 2013.
- [17] LARCHEVÊQUE L, SAGAUT P, MARY I, *et al.* Large-eddy simulation of a compressible flow past a deep

- cavity[J]. *Physics of Fluids*, 2003, 15(1): 193-210.
- [18] ARTHURS D, ZIADA S. Development of a feedback model for the high-speed impinging planar jet[J]. *Experiments in Fluids*, 2014, 55(5): 1723.
- [19] 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.

Effects of External Transverse Flow on Air Curtain

LI Songze, LAI Huanxin

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

Abstract: Large eddy simulation (LES) was used to investigate the effect of an external lateral disturbance flow on an air curtain. For an air curtain with an inlet velocity of 3 m/s, the flow field characteristics were studied under three cases of lateral disturbance velocity $v_d=0, 0.5$ m/s, and 1.0 m/s, revealing the influence of the disturbance on the stability of the air curtain. The Q criterion and λ_2 criterion were employed to identify vortex structures, and the shear-layer mode of air curtain oscillation was analyzed. Spectral analysis of pressure fluctuations at monitoring points in the air curtain showed that higher-order modes dominated the cavity flow in this study; the power spectral density (PSD) of the dominant mode decreased along the air curtain flow direction in an exponential manner, and the decay rate increased with increasing disturbance velocity. Dynamic mode decomposition (DMD) analysis of the pressure field in the mid-plane of the air curtain indicated that the number of unstable modes gradually increased with increasing disturbance velocity, leading to a gradual reduction in the stability of the air curtain flow.

Key words: air curtain; cavity flow; transverse disturbance flow; LES; DMD

(责任编辑: 张欣)