

doi:10.6041/j.issn.1000-1298.2017.10.013

# 双平板叶栅绕流的流动结构及其激励特性研究

高波 郭鹏明 闫龙龙 杜文强 张宁

(江苏大学能源与动力工程学院, 镇江 212013)

**摘要:** 绕流叶片的非稳态流动及其尾迹涡结构是诱发水力机械振动的主导因素。以横向布置的一对平板叶栅为研究对象,基于LES计算雷诺数在 $4.8 \times 10^4$ 下的三维绕流流场,分析绕流流场涡演化结构、升阻力及压力脉动等特性,以揭示尾迹干涉下平板绕流的流场结构及其激励机制。结果表明:该雷诺数下,单平板绕流平板表面存在错列布置的发卡涡结构,绕流尾迹呈现出高度的三维特性;双平板叶栅绕流状态下,上、下游平板间的间隙流动结构有明显抑制上游平板表面涡结构演化的作用;平板受力在模式H和模式L之间不断切换,且升力波动的幅值随阻力的增大而增大,尾迹干涉下下游平板受力的模式切换频率升高,升力波动幅值也增大;平板表面压力脉动的主要激励源为平板尾涡脱落。尾迹干涉下平板绕流及受力分析,可为水力机械叶片尾迹干涉下的流动主动控制提供参考。

**关键词:** 平板叶栅; 尾迹干涉; 激励机制; 大涡模拟; 三维流场

**中图分类号:** TV131.2      **文献标识码:** A      **文章编号:** 1000-1298(2017)10-0108-07

## Flow Structure and Excitation Characteristics of Flow around Double Plate Cascades

GAO Bo GUO Pengming YAN Longlong DU Wenqiang ZHANG Ning

(School of Energy and Power Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

**Abstract:** Unsteady flow and vortex-wake structure of flow around a blade are the main factors inducing hydro-mechanical vibration. A pair of plate cascades arranged transversely was taken as the research object. The three-dimensional flow field was calculated based on the large-eddy simulations (LES) when the Reynolds number was  $4.8 \times 10^4$ , and the characteristics of vortex evolution structure, lift and drag coefficients and pressure pulsation were analyzed. The flow field structure and excitation mechanism of the flow around the plate under wake interference were discussed. Results showed that the hairpin vortex structure on the surface of the single plate is staggered and the wake shows a high degree of three-dimensional characteristics under this Reynolds number. The flow structure between the upstream and downstream plates under the cascade flow regime significantly restrained the evolution of vortex structure on upstream plate surface. The force of plate was continuously switched between the regime H and regime L, and the magnitude of lift fluctuation was increased with the increase of drag. The regime switching frequency of downstream plate force under the wake interference and the amplitude of the lift fluctuation were both increased. Analysis on the results of flow and force around plate under wake interference can provide reference for active control of hydro-mechanical blades wake interaction, which would facilitate the development of the design to control vibrations and noise.

**Key words:** plate cascade; wake interference; excitation mechanism; large-eddy simulation; three-dimensional flow field

### 引言

自来流中的平板等钝体绕流问题一直是流体力学中的经典问题,分析绕流产生的涡脱落、发展等

演变过程及其激励源识别可为水力机械的减振降噪等众多工程问题提供理论支撑。绕流钝体涡脱落引起周期性的与来流方向相反的阻力和垂直于来流方向的升力产生,从而导致钝体发生受迫振动,属于典

收稿日期: 2017-01-07 修回日期: 2017-02-07

基金项目: 国家自然科学基金项目(51576090)和江苏高校优势学科建设工程项目

作者简介: 高波(1983—),男,副教授,博士生导师,主要从事泵非定常内流激励及减振降噪研究, E-mail: gaobo@ujs.edu.cn

型的涡激振动问题<sup>[1]</sup>。对于平板叶栅绕流, 由于平板位置变化, 平板之间及平板与流体之间的相互干扰, 流场绕流结构及受力特性更为复杂。

针对自由来流绕流平板的实验研究和数值模拟, 国内外学者做了大量的尝试并取得了一定成果。DENNIS 等<sup>[2]</sup>在  $5 \leq Re \leq 20$  下进行了平板实验, 实验中发现自由来流流过平板后仍然保持着对称及稳定状态。KIYA 等<sup>[3]</sup>、LEDER<sup>[4]</sup>、MAZHARGLU 等<sup>[5]</sup>在  $2.3 \times 10^4 \sim 3.3 \times 10^4$  高雷诺数条件下, 对风洞实验中平板表面的速度与雷诺应力分布进行了分析。数值模拟方面, HUDSON 等<sup>[6]</sup>采用二维流动模型, 计算了  $0.1 \leq Re \leq 20$  的绕流流场, 之后 DENNIS<sup>[2]</sup>又将这一模型的雷诺数提高至 100。LASHER<sup>[7]</sup>采用  $k-\varepsilon$  湍流模型计算了  $Re = 3.22 \times 10^4$  时的平板绕流流场, 成功预测了阻力随阻塞比变化的趋势, 并与 TAKEUCHI 等<sup>[8]</sup>的实验结果进行了对比。TIAN 等<sup>[9]</sup>计算了自由来流中不同厚度平板的绕流流场, 并强调三维模型计算的必要性。NAJIAR 等<sup>[10-12]</sup>最先使用三维模型, 比较了  $Re = 1\,000$  时二维与三维在平板自由绕流直接数值计算结果, 发现阻力系数与旋涡结构有较大差异, 但三维模拟结果与实验值吻合较好。BULL 等<sup>[13]</sup>和 BLAZEWICZ 等<sup>[14]</sup>进行了一系列低至中等雷诺数下关于串联平板的流动与声学实验, 实验显示与相互作用的圆柱体有相似行为, 上游平板尾涡脱落的抑制与发展取决于上、下游平板间的间距。

由此可知: 关于平板叶栅绕流, 已经对叶栅尾迹形态、旋涡结构、时均压力、速度与雷诺应力的分布做了大量的研究, 但局限于低雷诺数下的二维数值模拟, 且对于平板流场只是简单的受力监测, 没有涉及动态频率特征的分析。因此为了更好地探究高雷诺数下平板尾迹对下游的干扰, 本文设计横向布置平板叶栅排列方式, 基于 LES 数值计算方法, 对  $Re = 4.8 \times 10^4$  下的流场进行计算与分析, 并对平板受力、压力脉动等动态激励行为进行捕捉。

## 1 平板叶栅几何模型

计算模型中平板的几何尺寸为长  $T = 30\text{ mm}$ , 宽  $D = 8\text{ mm}$ , 展向长  $Z = 20\text{ mm}$ , 平板头部为圆弧形,  $T/D = 3.75$ 。整个计算区域尺寸  $420\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ , 如图 1 所示。计算分两种模型展开: 单平板模型与双平板模型。单平板模型中, 进口距离平板前缘为  $2T$ , 出口距离平板尾缘为  $12T$ ; 双平板模型中, 平板横向布置, 上、下游平板结构尺寸一致, 下游平板与上游平板间距为  $T$ 。

平板以及计算区域都是对称几何体, 在平板表

面一侧布置监测点, 即在平板一面中心线上均布 5 个监测点, 分别命名为 A1、A2、A3、A4、A5。

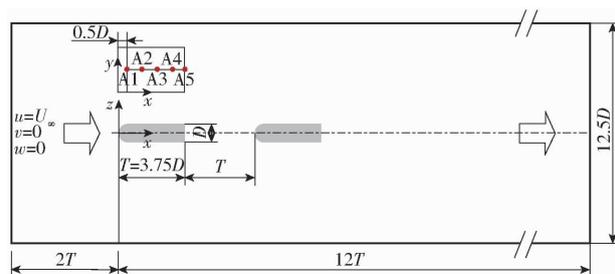


图 1 平板叶栅几何模型与监测点布置

Fig. 1 Geometric model of plate cascades and layout of monitoring points

## 2 数值计算方法

### 2.1 计算模型及网格划分

为了捕捉平板表面及尾迹中存在的多重尺度涡结构, 湍流数值计算选用 LES 方法, LES 方法使用滤波函数将每一个瞬时变量  $\phi$  分成大尺度的平均分量  $\bar{\phi}$  和小尺度的  $\phi'$ 。平均分量  $\bar{\phi}$  为

$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x') G(x, x') dx' \quad (1)$$

式中  $G(x, x')$ ——滤波函数

$x$ ——过滤的变量

用式(1)中表示的滤波函数处理瞬时状态下的不可压缩的 N-S 方程, 有

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3)$$

其中

$$\tau_{ij} = \rho \overline{u_i u_j} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j$$

式中  $\tau_{ij}$ ——湍流亚格子尺度应力

$\rho$ ——流体密度  $u$ ——来流速度

$\mu$ ——动力粘度系数

$t$ ——时间  $p$ ——压力

采用 ICFM 对计算区域进行结构化网格划分, 如图 2 所示。为更好地捕捉平板表面涡结构的演化发展形态, 采用渐变网格划分, 对平板表面区域进行局部加密处理, 最终在平板边界层内网格  $y^+$  为  $0.437 \sim 4.810$ , 满足 LES 计算要求。

### 2.2 计算方法

进口采用速度进口边界条件,  $u$  为远处来流速

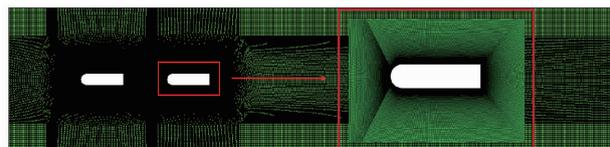


图 2 计算域网格

Fig. 2 Mesh of computational domain

度  $U_\infty$ , 横向速度  $v$  与展向速度  $w$  为零, 出口采用自由出流。流动区域上下以及左右边界面都为对称边界条件, 以消除边壁对绕平板流场的影响。平板表面采用绝热、无滑移固壁条件。参照文献[15]及试验结果, 确定压力速度耦合采用 SIMPLEC 算法, 压力项离散采用高精度的二阶迎风格式, 其所对应的动量方程离散格式选用中心差分, 时间步长设置为  $6.667 \times 10^{-5}$  s。亚格子模型为动态应力的 Smagorinsky-Lilly 模型。

在 Smagorinsky 模型中, 通过滤波函数对大尺度涡与小尺度涡进行分离, 对计算中认为各项异性的大尺度涡直接求解, 各项同性的小尺度涡建立模型, 计算对大尺度运动的影响。亚格子尺度湍动粘度  $\mu_t$  计算公式为

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{s}| \quad (4)$$

其中  $|\bar{s}| \equiv \sqrt{2 s_{ij} s_{ij}}$  (5)

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}) \quad (6)$$

式中  $L_s$ ——亚格子混合长度

$\kappa$ ——Karman 常数

$C_s$ ——Smagorinsky 常数

$d$ ——到壁面最短距离

$V$ ——计算单元体积

$s_{ij}$ ——可解尺度的变形率张量

## 2.3 计算方法验证

### 2.3.1 绕流场特性

图3所示为时均流速场中流向分量沿平板中心线上的分布, 图中  $U$  为流向分速度。由图3可知, 单双平板模型都在平板尾部约  $0.4D$  的范围内形成回流区。单平板模型, 越过回流区后流速沿  $x$  正方

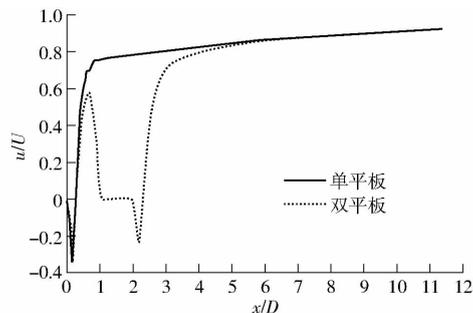


图3 平板中心线上流向分量时均速度分布

Fig.3 Time-averaged velocity distribution of flow direction component on plate centerline

向逐渐增大, 直至接近远处来流速度。双平板模型由于下游平板的干扰, 上、下游平板间间隙流流速上升之后快速下滑。在下游平板尾部仍存有回流区, 之后流速逐渐升高, 直至接近来流速度。

为了进一步验证所用 LES 方法计算的准确性, 选用已有文献中  $Re = 3900$  时圆柱绕流模型实验数据<sup>[16-17]</sup>, 并分别计算了  $Re = 3900$  时圆柱绕流模型及  $Re = 4.8 \times 10^4$  时  $T/D = 2$ 、 $T/D = 3.75$  的平板绕流模型, 以  $St$  作为比较准则。

表1中, 圆柱绕流在  $Re = 3900$  时实验值  $St = 0.215 \pm 0.005$ , 算例1模拟结果  $St = 0.2097$ , 与实验值的误差为 2.46%, 表明用 LES 模拟计算结果可靠。算例2与 LECLERCQ 等<sup>[18]</sup> 二维方形平板模拟结果进行对比, 较 LECLERCQ 等<sup>[18]</sup> 计算结果增大 21.2%, 其原因可能是由于平板头部倒圆之后, 前缘表面边界层分离点较 LECLERCQ 等<sup>[18]</sup> 的二维方形板后移, 对  $St$  产生影响。对比算例2、算例3和算例4发现,  $T/D$  增大时,  $St$  随之增大。通过对实验与数值模拟进行比较,  $St$  波动都在一定范围之内。

表1 不同算例下的斯特劳哈尔数对比

Tab.1 Comparison of  $St$  number under different examples

算例	研究方法	$St$		$Re$
		实验	数值模拟	
LECLERCQ D J J (二维方板)	模拟 + 实验	0.184	0.2000	
LOURENCO and SHIH (圆柱绕流)	实验	$0.215 \pm 0.005$		3900
算例1(圆柱绕流, $T/D = 1$ )	LES		0.2097	3900
算例2(单平板, $T/D = 2$ )	LES		0.2427	$4.8 \times 10^4$
算例3(单平板, $T/D = 3.75$ )	LES		0.2891	$4.8 \times 10^4$
算例4(双平板, $T/D = 3.75$ )	LES		0.2890	$4.8 \times 10^4$

### 2.3.2 湍流能谱

如图4所示, 分别是2个模型中尾流区主流方向速度分量的能谱图, 图中  $E$  表示某一波数下的能量,  $k$  为波数。湍流能谱是表达不同频率的湍流速度涨落对湍动能的贡献的函数, 描述湍流能量在各个波数上的分布情况。由图可知, 所求解的湍流尺度范围已至惯性子区, 对数坐标下能谱的斜率接近

$-5/3$ <sup>[19-20]</sup>。综上所述, 本文采用的 LES 数值模拟较为准确、可靠, 能够较好地捕捉绕流湍流场特征。

## 3 结果与讨论

### 3.1 流场涡结构

#### 3.1.1 二维涡量图

粘性流体流过平板表面, 在高雷诺数时, 会出现

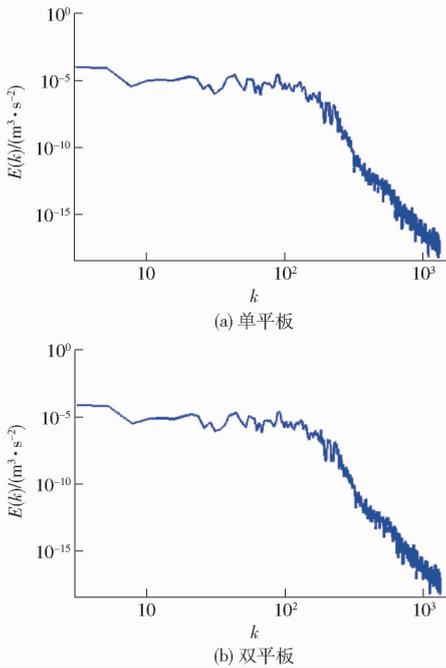


图 4 尾流区主流方向速度分量的能谱  
Fig. 4 Energy spectrum of velocity component in main direction of wake area

边界层转捩,边界层内的流动存在层流和湍流 2 种流动状态。图 5 展示了单双平板在  $Re = 4.8 \times 10^4$  时一个周期内的涡量云图。如图 5a 所示,捕捉到平板表面湍流区内旋涡在一个周期内的演化过程,从

湍流区开始出现至平板尾缘的发展脱落演化周期约为 4.5 ms。平板尾部回流区内,存在大量小尺度碎涡。整个平板尾迹呈现出典型卡门涡街的流场结构。

如图 5b 所示,捕捉到上游平板尾缘处一对旋涡的发展状态,其周期仍约为 4.5 ms。上游平板脱落于尾迹区中的大尺度涡结构撞击下游平板前缘,破碎后附着于下游平板表面直至耗散。观察整个演化周期,发现上游平板表面的流动状态受下游平板存在影响较大,其表面并没有形成如单平板时的湍流区。

### 3.1.2 三维涡结构

图 6 中详细展示了 Q 准则表征的绕平板流场中的三维涡结构形态。在  $Re = 4.8 \times 10^4$  时,平板尾迹呈现出高度的三维特性。图 6a 与图 6b 分别展示了单、双平板模型的横向视图。由图可知,平板尾缘处旋涡脱落,随着主流向下游移动,卷起形成卡门涡街。涡街的宽度随着流体向下游移动不断增大。在整个流场中,由于受平板宽度  $D$  的限制,靠近平板尾缘的涡结构相对较小,随着主流的发展,尾迹区大尺度的涡结构也随之产生,可观察到若干对大尺度肋骨涡结构存在。涡旋强度在平板尾缘处最大,随着主流发展逐渐耗散。

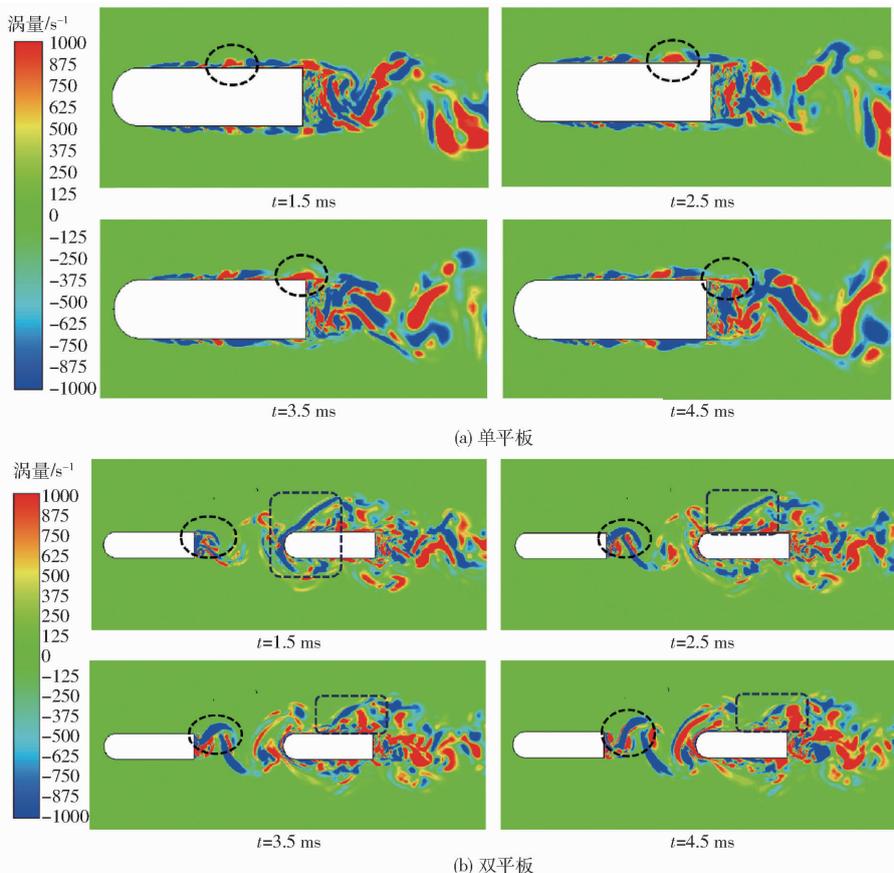


图 5 一个周期内绕平板流场涡量云图

Fig. 5 Cloud charts of vorticity volume flow of plate flow over a period

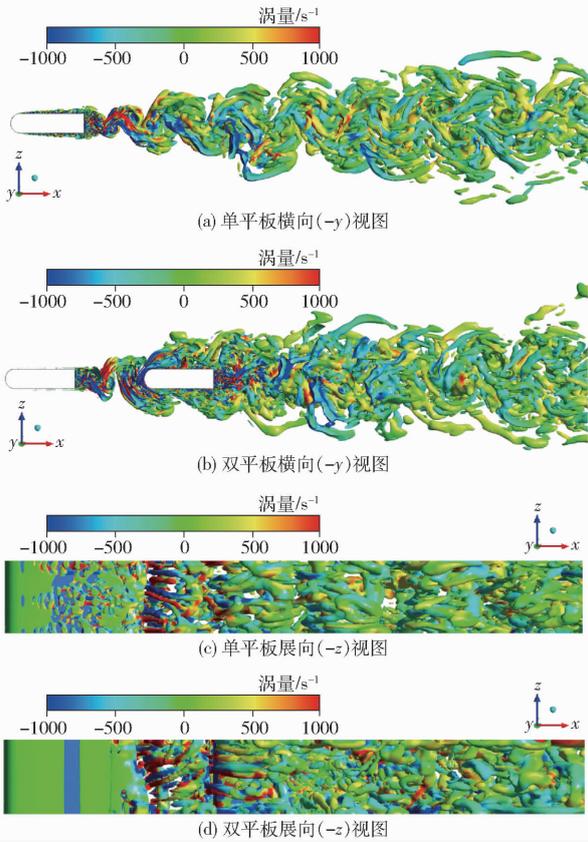


图6 三维涡结构云图

Fig. 6 Cloud charts of three-dimensional vortex structure

图6c与图6d分别展示了单、双平板模型的展向视图。在图6c单平板模型中,由于平板前缘圆弧形结构,平板表面存在一定长度的层流区,之后转换为湍流。在湍流区中可以看到错列布置的发卡涡结构,表明绕平板流场在平板表面已得到充分发展。在图6d双平板模型中,发现当流场已充分发展后,在上游平板表面并没有出现如单平板模型时的发卡涡结构,仍保持着层流边界层状态,与前文二维涡量云图对应,而下游平板表面则有结构涡出现。下游平板的存在,对上游平板绕流流场产生了较大影响,原因可能是 $Re = 4.8 \times 10^4$ 时,此间距 $T$ 下,上游平板表面层流至湍流的转换点后移,层流边界层伸长,绕流流体并未在平板表面发生流动分离,阻碍了上游平板表面结构涡的生成,但其具体原因仍需进一

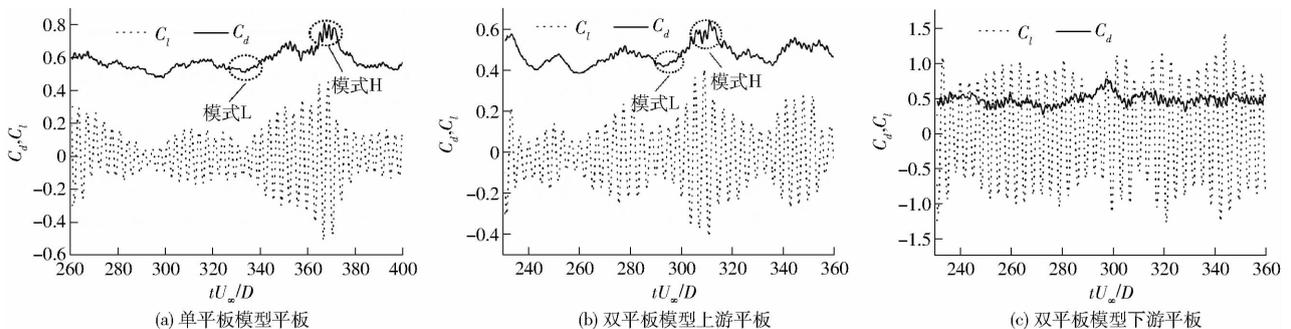


图7 升、阻力系数时程

Fig. 7 Lift and drag coefficient time histories

步验证与研究。

### 3.2 平板叶栅受力分析

对平板进行了升、阻力的对比分析。此处定义升力系数 $C_l$ 、阻力系数 $C_d$ 为

$$C_l = \frac{F_y}{0.5\rho U_\infty^2 A} \quad (7)$$

$$C_d = \frac{F_x}{0.5\rho U_\infty^2 A} \quad (8)$$

式中  $F_x$ ——平板所受力在流向的分力  
 $F_y$ ——平板所受力在横向的分力  
 $A$ ——平板在流向方向截面积

NAJIAR等<sup>[10]</sup>将自由来流中钝体所受高阻力时段与低阻力时段的状态分别称为模式H和模式L。如图7所示, $D$ 为与来流方向垂直的特征长度,对横坐标进行无量纲化。整个监测过程中,流动处于这2个模式的自由切换之中。同时,阻力系数的高低与升力系数振荡幅值是相关的,高阻力时段与大的升力波动同时发生,低阻力时段,升力波动对应减弱。

对比图7a与图7b发现,在双平板模型中,由于下游平板的存在,上游平板的尾迹不能充分发展,影响了上游平板的受力状态,使其受力在模式H与模式L之间切换频率高于单平板模型。而图7c中,处于尾迹中的下游平板受力切换频率更高,所受升力波动幅值也更大,这可能是由尾迹的不稳定性所致。

在图7a单平板模型中,阻力系数稳定在0.6附近波动;在图7b与图7c双平板模型中,上、下游平板阻力系数都在0.5附近波动,比单平板略小。

### 3.3 平板叶栅压力脉动

图8为平板表面压力脉动频域分布图,由平板表面监测到的压力脉动经快速傅里叶变换得到。从监测点A1至A5,217 Hz附近处压力脉动信号的幅值较其他频率段高,在整个频谱中起主导作用,而这与前文所述计算 $St$ 时的尾涡脱落频率一致,因此推断尾涡脱落对其表面压力脉动产生了较大影响,尾涡脱落频率是平板表面压力变化的主要激励频率。

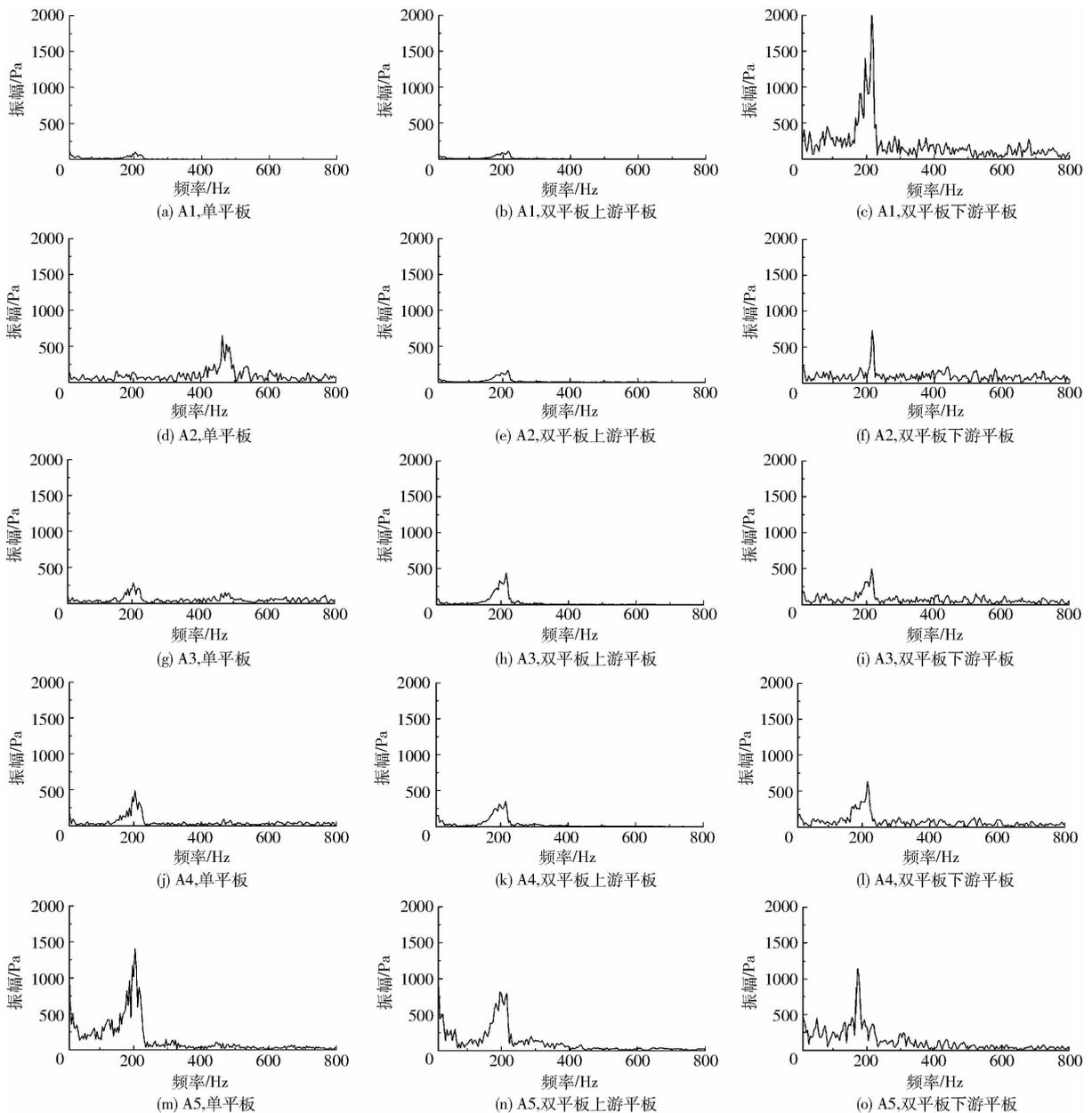


图 8 不同监测点处压力脉动

Fig. 8 Pressure pulsation at different monitoring points

位于平板前缘的 A1 点处,单平板及双平板上游平板整个频域脉动幅值较小,仅在 217 Hz 附近有轻微脉动,因为此处仍为层流边界层覆盖,与前文三维涡结构图对应。双平板下游平板因上游平板尾迹的影响,大尺度涡结构与其前缘发生周期性的撞击,使得其在 A1 点处的脉动幅值明显高于其他各处,整个频域也因上游平板尾迹的影响表现出宽频特性。

在 A2 点处,单平板的主频率发生后移现象,原因可能是 A2 点位于平板表面边界层转折点处,流动发生分离对表面压力产生了影响。对于平板中间位置的 A3、A4 监测点,3 种情况下的主频率稳定在 217 Hz 附近,其脉动幅值也基本稳定。A5 监测点位于平板尾缘,可见其主频率附近出现的脉动峰值

较其他监测点都高,是 A3、A4 监测点处的 3 倍,相比较双平板上游平板的脉动峰值最小。

## 4 结论

(1) 在高雷诺数下,绕平板叶栅流场结构呈现出高度的三维特性;单平板模型,平板表面发展有错列布置的发卡涡结构,尾迹区存在大尺度肋骨涡结构;双平板模型,上游平板绕流流场受下游平板存在影响较大,其表面并无发卡涡出现,展现出层流边界层状态。

(2) 绕流平板叶栅中,平板受力在模式 H 和模式 L 之间自由切换;平板在模式 H 中所受阻力高于模式 L 中;2 种模式下,升力波动幅值随阻力的增大而增大;双平板模型,下游平板升力波动幅值明显高

于上游平板,2种受力模式的切换频率也升高。

(3)平板叶栅表面压力脉动的主要激励频率为尾涡脱落频率;脉动幅值随监测点位置不同有所区

别,受平板表面流场结构影响较大;双平板模型,处于尾迹中的下游平板,其表面压力脉动呈现出宽频特性。

#### 参 考 文 献

- 1 林琳. 绕圆柱湍流场发展及立管涡激振动的研究[D]. 大连:大连理工大学,2013.  
LIN Lin. Research on turbulence flow and its development around a circular cylinder and vortex induced vibration of marine riser [D]. Dalian; Dalian University of Technology, 2013. (in Chinese)
- 2 DENNIS S C R, WANG Q, COUTANCEAU M, et al. Viscous flow normal to a flat plate at moderate Reynolds numbers [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, 248: 605 – 635.
- 3 KIYA M, MATSUMURA M. Incoherent turbulence structure in the near wake of a normal plate [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988, 190: 343 – 356.
- 4 LEDER A. Dynamics of fluid mixing in separated flows [J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1991, 3:1741 – 1748.
- 5 MAZHARGLU C, HACISEVKI H. Coherent and incoherent flow structures behind anormal flat plate [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1999, 19(3): 160 – 167.
- 6 HUDSON J D, DENNIS S C R. The flow of a viscous incompressible fluid past anormal flat plate at low and intermediate Reynolds numbers; the wake [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1985, 160: 369 – 383.
- 7 LASHER W C. Computation of two dimensional blocked flow normal to a flat plate [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2001, 89(6): 493 – 513.
- 8 TAKEUCHI M, OKAMOTO T. Effect of side walls of wind-tunnel on turbulent wake behind two-dimensional bluffbody [C] // *Proceedings of the 4th Symposium on Turbulent Shear Flows*, 1983; 525 – 530.
- 9 TIAN X, ONG M C, YANG J, et al. Unsteady RANS simulations of flow around rectangular cylinders with different aspect ratios [J]. *Ocean Engineering*, 2013, 58: 208 – 216.
- 10 NAJIAR F M, BALACHANDAR S. Low-frequency unsteadiness in the wake of anormal flat plate [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 370: 101 – 147.
- 11 NAJIAR F M, VANKA S P. Effects of intrinsithree-dimensionality on the drag characteristics of anormal flat plate [J]. *Physics of Fluids*, 1995, 7:2516 – 2518.
- 12 NAJIAR F M, VANKA S P. Simulations of the unsteady separated flow past anormal flat plate [J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 1995, 21(7): 525 – 547.
- 13 BULL M K, BLAZEWCZ A M, PICKLES J M, et al. Interaction between a vortex-wake and an immersed rectangular plate [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1996, 12(2): 209 – 220.
- 14 BLAZEWCZ A M, BULL M K, KELSO R M. Characteristics of flow regimes for two plates of rectangular cross-section in tandem [C] // *Proceedings of the 16th Australasian Fluid Mechanics Conference*, 2007: 930 – 934.
- 15 贾晓荷. 单圆柱及双圆柱绕流的大涡模拟[D]. 上海:上海交通大学,2008.  
JIA Xiaohu. Large eddy simulation of flow around one and two circular cylinders [D]. Shanghai; Shanghai Jiao Tong University, 2008. (in Chinese)
- 16 LOURENCO L M, SHIH C. Characteristics of the plate turbulent near wake of a circular cylinder. A particleimage velocimetry study [R]. Private Communication, 1993.
- 17 ONG L, WALLACE J. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder [J]. *Experiments in Fluids*, 1996, 20(6): 441 – 453.
- 18 LECLERCQ D J J, DOOLAN C J. The interaction of a bluff body with a vortex wake [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2009, 25(5): 867 – 888.
- 19 KRAVCHENKO A G, MOIN P. Numerical studies of flow over a circular cylinder at  $Re = 3\ 900$  [J]. *Physics of Fluids*, 2000, 12(2): 403 – 417.
- 20 KAWAI S, FUJI K. Computational study of supersonic base flow using hybrid turbulence methodology [J]. *AIAA Journal*, 2005, 43(6): 1265 – 1275.