

# 穿浪内倾船型非线性波浪载荷模型 试验研究

魏跃峰<sup>1,2,3</sup>, 刘震<sup>1,2</sup>, 夏召丹<sup>1</sup>

(1. 中国船舶及海洋工程设计研究院, 上海 200011, Email: [yfwei2015@163.com](mailto:yfwei2015@163.com)

2. 上海市船舶工程重点实验室, 上海 200011;

3. 喷水推进技术重点实验室, 上海 200011)

**摘要:** 采用水池模型试验方法对穿浪内倾船型非线性波浪载荷开展了研究。首先, 基于线性叠加理论构造波面升高时历, 在拖曳水池模拟了非线性畸形波; 然后, 开展了穿浪内倾船在畸形波作用下的载荷试验, 并将测量结果与常规不规则波浪下的波浪载荷对比, 研究了穿浪内倾船型非线性波浪载荷性能。研究结果表明, 穿浪内倾船型在畸形波作用下的非线性波浪载荷明显高于常规不规则波作用下的波浪载荷, 船体结构设计时需予以重视。

**关键词:** 穿浪内倾船; 畸形波; 非线性波浪载荷

## 1 引言

穿浪内倾船型既能够有效减小舰船在波浪中的阻力, 提高舰船的快速性, 又能够缩减舰船雷达散射截面, 提高舰船的隐身性能。因此, 穿浪内倾船型成为国内外研究机构关注的热点之一<sup>[1]</sup>。目前, 随着舰船巡航范围不断拓展, 遭遇恶劣海况的可能性大大增加, 对穿浪内倾船型非线性波浪载荷开展研究十分必要。

近年来, 国内外学者对船舶非线性波浪载荷开展了大量的工作, 主要研究了船舶在非线形波浪(如畸形波)作用下的波浪载荷。Clauss 等<sup>[2-4]</sup>采用模型试验的方法测量了不同航速下滚装船、散货船和集装箱船在畸形波作用下的载荷和运动响应, 研究了畸形波作用下航速和船首形状对船体波浪载荷的影响。Rajendran 等<sup>[5]</sup>基于切片理论的非线性时域方法, 对集装箱船在畸形波作用下的波浪载荷开展数值计算研究, 并将数值计算结果和模型试验结果比较, 验证了数值计算方法的准确性。Bennett 等<sup>[6]</sup>对一艘护卫舰在畸形波作用下不同航速时的运动响应开展了模型试验研究, 并分别采用二维切片法和三维非线性时域方法进行了数值分析, 模型试验结果和数值分析结果对比表明三维非线性时域方法能更好地预报

护卫舰在畸形波作用下的运动响应。国内在船舶非线性波浪载荷方面的研究相对较少。蔡烽等<sup>[7]</sup>基于随机波浪的 Longuet-Higgins 模型, 采用有限体积法对迎浪时护卫舰遭遇的畸形波进行了模拟, 并将数值模拟结果与 Bennett 开展的模型试验结果进行比较, 验证了数值模型的有效性, 在此基础上研究了畸形波作用下航速对船体运动的影响。

本文采用模型试验方法对穿浪内倾船型非线性波浪载荷开展研究。首先对一艘穿浪内倾船开展了振动模态试验, 测量了船体垂向振动频率。然后, 基于线性波浪叠加理论在拖曳水池模拟了畸形波。最后, 开展了穿浪内倾船畸形波作用下的波浪载荷试验, 研究了该船型的非线性波浪载荷特性。

## 2 模型试验方法

### 2.1 试验对象

穿浪内倾船波浪载荷模型试验在七〇八研究所拖曳水池开展, 水池长 280m, 宽 10m, 深 5m。综合考虑船体主尺度和水池造波能力, 确定模型和实船缩尺比为 1:36。实船和模型主尺度参数如表 1 所示。船模沿船长方向分为 4 段, 在船首距船舯  $Loa/4$ 、船舯和船尾距船舯  $Loa/4$  处断开。

表 1 实船及模型主尺度

| 船型参数      | 符号       | 实船       | 模型   |
|-----------|----------|----------|------|
| 总长 (m)    | $L_{oa}$ | 180.00   | 5.00 |
| 型宽 (m)    | $B$      | 21.00    | 0.58 |
| 型深 (m)    | $D$      | 15.00    | 0.42 |
| 设计吃水 (m)  | $d$      | 6.00     | 0.17 |
| 设计排水量 (t) | $\Delta$ | 11000.00 | 0.26 |

船体剖面刚度模拟采用变截面的船体梁模型, 实船与模型刚度满足如下相似准则:

$$\left( \frac{E_{\text{实船}} I_{\text{实船}}}{E_{\text{模型}} I_{\text{模型}}} \right) = \lambda^5 \quad (1)$$

根据相似准则, 确定船体梁模型参数, 采用圆形钢管模拟船体梁模型。

### 2.2 测量方法

本文主要开展了穿浪内倾船迎浪时的波浪载荷模型试验, 试验采用拖航方式。为了保证船模刚度和重量分布模拟的准确, 在进行波浪载荷试验前, 首先对船模的振动模态进行测量。船体振动模态测试时将船体静浮在水池中, 沿船长方向在船体梁上布置 10 个加速度

传感器，用力锤敲击船体梁，测量船体梁不同位置的加速度，得到船体振型和各个位置垂向加速度衰减曲线，通过 FFT 变换得到各个位置加速度响应的频率分布，从而得到船体一阶和二阶垂向振动频率。

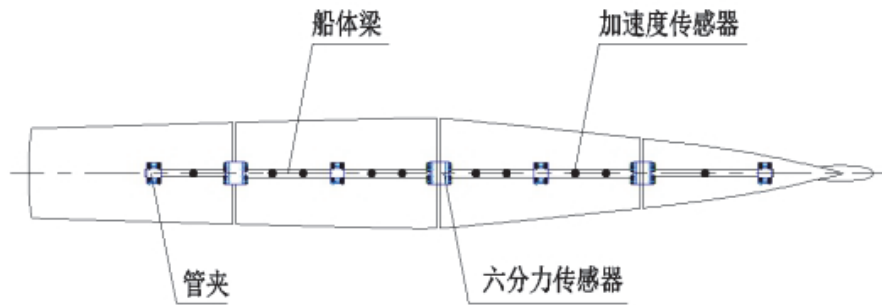


图 1 加速度传感器布置位置



图 2 加速度传感器



图 3 力锤

穿浪内倾船剖面波浪载荷的测量采用六分力传感器。在船体各个断开的剖面处安装六

分力传感器，六分力传感器通过法兰和相邻的两段梁连接，其安装示意图如图 4 所示，六分力传感器测量各个剖面垂向弯矩和垂向剪力，测量数据采集流程如图 5 所示。

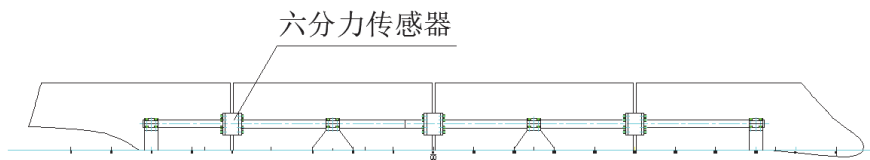


图 4 六分力传感器安装示意图

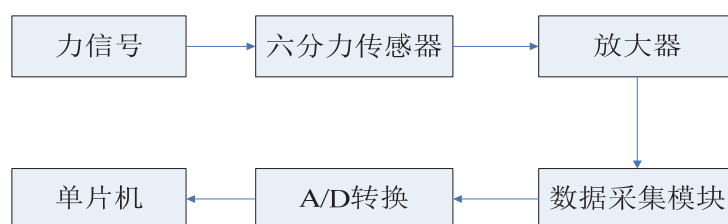


图 5 六分力传感器采集流程

### 2.3 畸形波模拟

通过定点定时再现包含畸形波的目标波列实现畸形波的模拟。目标波列通过双波列叠加模型获得，基于线性叠加理论<sup>[8]</sup>在拖曳水池中模拟包含畸形波的目标波列。按照线性随机波浪理论，一个目标波列可以表达成如下形式：

$$\eta(t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos(\omega_n t + \theta_n) \quad (2)$$

其中  $N$  为组成波数目， $a_n$  为组成波振幅， $\omega_n$  为组成波圆频率， $\theta_n$  为组成波相位。

方程 (2) 可以展开成如下形式：

$$\begin{aligned} \eta(t) &= \sum_{n=1}^N (a_n \cos \theta_n \cos \omega_n t - a_n \sin \theta_n \sin \omega_n t) \\ &= \sum_{n=1}^N (A_n \cos \omega_n t + B_n \sin \omega_n t) \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $A_n = a_n \cos \theta_n$ ,  $B_n = -a_n \sin \theta_n$ 。

利用快速傅里叶变换，获得系数  $A_n$  和  $B_n$ ，从而得到  $a_n$  和  $\theta_n$ 。在拖曳水池的指定位置 ( $x = x_c$ )，方程(2) 可以写成：

$$\eta(x_c, t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos(k_n x_c - \omega_n t - \varepsilon_n) \quad (4)$$

其中  $\varepsilon_n = \theta_n + k_n x_c$ 。因此, 在造波板的位置  $x = x_0$  处, 有

$$\eta(x_0, t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos(k_n x_0 - \omega_n t - \varepsilon_n) \quad (5)$$

造波机的频率响应传递函数为

$$T(k_n, d) = \frac{2 \sinh(k_n d) [k_n h \sinh(k_n d) - \cosh(k_n d) + \cosh(k_n (d-h))]}{k_n h [k_n d + \sinh(k_n d) \cosh(k_n d)]} \quad (6)$$

### 3 结果与分析

#### 3.1 振动模态测量结果

对一艘穿浪内倾船型的垂向振动频率进行了测量。本文中船体波浪载荷测量采用的是分段船体梁的方法, 即船体梁在波浪载荷测量的位置断开, 安装六分力传感器, 这对船体梁本身的刚度会有影响, 从而影响船模的振动模态。为了研究传感器刚度对整个船模振动的影响, 在船模上安装连续梁, 对其振动模态也进行了测量, 最后将两个模型测量的船体垂向振动频率进行了对比。

**表 2 船体垂向振动频率测量结果**

| 阶数 | 分段梁+传感器<br>(Hz) | 连续梁<br>(Hz) | 目标值<br>(Hz) |
|----|-----------------|-------------|-------------|
| 1  | 0.521           | 0.538       | 0.563       |
| 2  | 1.322           | 1.363       | 1.395       |

表 2 列出了船体梁模型分别采用分段梁和连续梁时测量的船体垂向振动频率与目标值的比较, 从表中可以看出, 由于分段梁安装了传感器, 降低了断开剖面处截面的刚度, 测量出的船体垂向振动频率比连续梁偏低, 但由于安装传感器对分段梁其它位置剖面刚度没有影响, 且整个船模的质量分布不变, 因此采用分段梁安装传感器的方式得到的船体垂向振动频率与目标值相比仍在误差范围内, 采用分段梁连接传感器的方式进行波浪载荷测量是合理的。

#### 3.2 畸形波模拟结果

包含畸形波的目标波列满足 ITTC 双参数谱, 其形式如下:

$$S(\omega) = \frac{173H_s^2}{T_1^4\omega^5} \exp\left\{-\frac{691}{T_1^4\omega^4}\right\} \quad (8)$$

式中,  $\omega$  为波浪圆频率,  $H_s$  为有义波高,  $T_1$  为谱形心周期。  $T_p$  为谱峰周期,

$T_1$  与  $T_p$  有如下关系,  $T_1 = 0.772T_p$ 。

包含畸形波的目标波列满足的波浪谱的有义波高和谱峰周期分别为 0.11m 和 1.3s, 对应的实船尺度分别为 4.0m 和 7.8s, 目标波列的中畸形波的发生时刻为 60s, 对应的实船尺度为 360s。图 5 给出了试验中模拟波列和目标波列的对比。

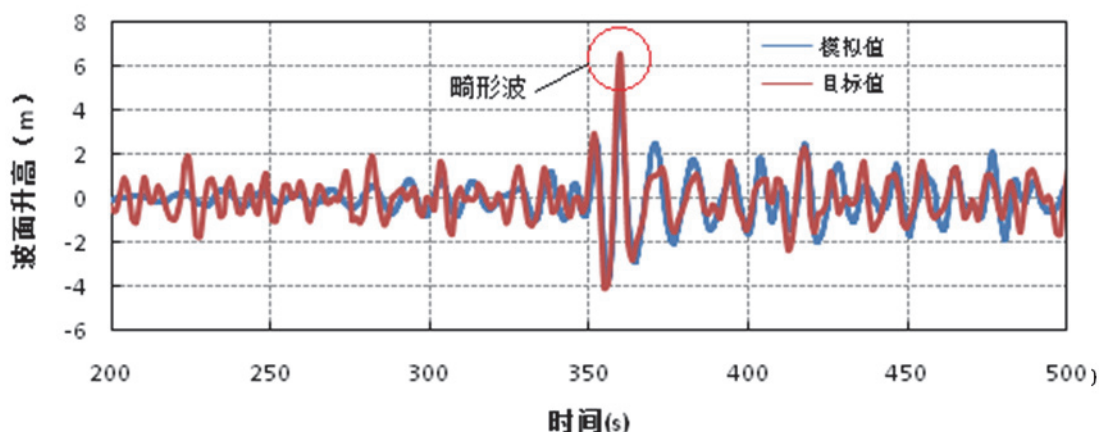


图 6 畸形波水池模拟时历结果和目标结果比较

从图 6 可以看出, 水池中模拟得到的包含畸形波的波列与目标波列的时历吻合良好, 畸形波在时间为 360s 时出现, 其波高为 9.0m, 满足畸形波  $H_{\max} / H_{1/3} \geq 2.0$  的一般要求<sup>[9]</sup>。

### 3.3 畸形波与常规不规则波结果比较

为了穿浪内倾船非线性波浪载荷特性, 本文分别开展了穿浪内倾船在畸形波和常规不规则波作用下的波浪载荷试验。畸形波和常规不规则波的波谱均采用相同的 ITTC 双参数谱, 其有义波高和谱峰周期的实船尺度分别为 4.0m 和 7.8s。内倾船在畸形波中的试验如图 7 所示。

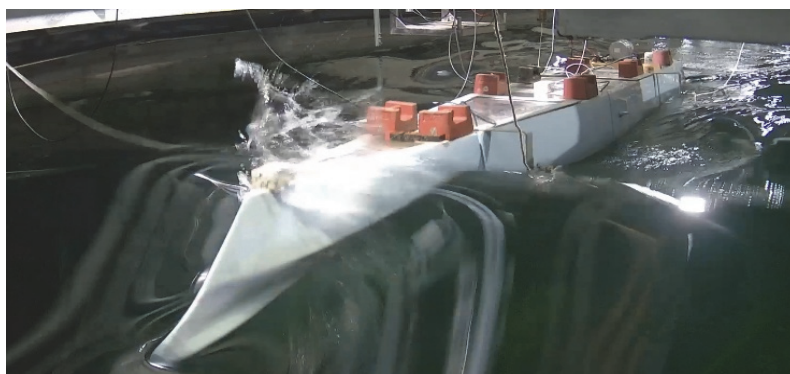


图 7 非线性波浪载荷模型试验

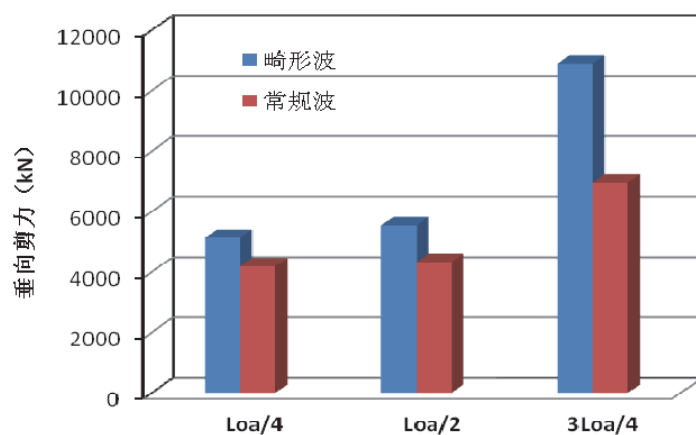


图8 畸形波和常规波作用下船体垂向剪力最大值比较

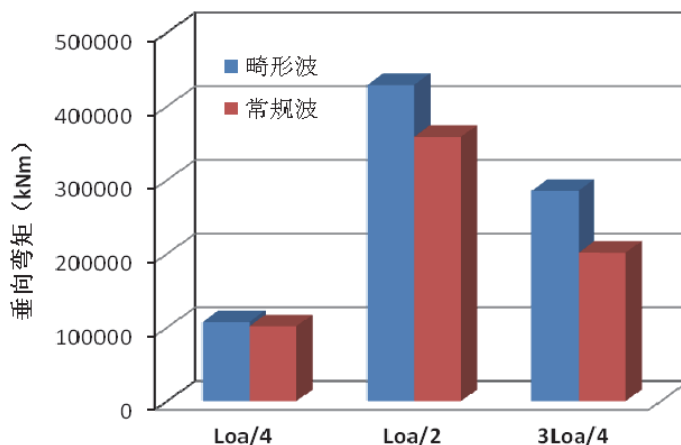


图9 畸形波和常规波作用下船体垂向弯矩最大值比较

图8和图9分别描述了穿浪内倾船在傅汝德数  $Fn$  为 0.22, 迎浪时畸形波和常规波作用下各个剖面的垂向波浪剪力和垂向波浪弯矩最大值的比较。 $Loa/4$ 、 $Loa/2$  和  $3Loa/4$  分别表示船首距船舯  $Loa/4$  剖面、船舯剖面和船尾距船舯  $Loa/4$  剖面。从图8可以看出, 船尾距船舯  $Loa/4$  剖面处的垂向剪力最大。由于穿浪内倾船船首线型比较瘦削, 首部重量较轻, 首部距船舯  $Loa/4$  剖面的垂向剪力和船舯剖面的垂向剪力相差不大。从图9可以看出, 穿浪内倾船船舯处的垂向弯矩最大, 船首距船舯  $Loa/4$  剖面的垂向弯矩最小。畸形波作用下内倾船船首出现明显的上浪现象, 波浪沿着内倾船船首爬升到甲板, 并在甲板上翻卷破碎, 从而对船体产生强非线性的作用力。因此, 畸形波作用下的船体波浪剪力和波浪弯矩明显高于常规不规则波。与常规不规则波相比, 畸形波作用下船尾距船舯  $Loa/4$  剖面处的垂向剪力大 56.27%, 弯矩大 41.73%。船体在畸形波作用下的非线性波浪载荷应引起船体结构设计

的重视。

## 4 结论

本文采用模型试验的方法对穿浪内倾船非线性波浪载荷开展研究,测量了船体垂向振动频率,在拖曳水池模拟了畸形波,并开展了畸形波作用下的波浪载荷试验,得到如下结论:

(1) 分段梁上安装六分力传感器的方式对船体垂向振动频率有一定影响,但在误差允许范围内,采用该方式开展波浪载荷测量是合理的;

(2) 在拖曳水池中基于线性叠加理论模拟的畸形波的波面升高时历满足畸形波的要求;

(3) 有义波高和谱峰周期相同时,穿浪内倾船在畸形波作用下的非线性波浪载荷大于常规波浪作用下的波浪载荷,在船体结构设计时应予以重视。

## 参考文献

- 1 魏成柱,李英辉,易 宏.穿浪船型及相关研究综述[J].中国舰船研究,2016,11(5):1-8.
- 2 Clauss G F, Klein M, Kauffeldt A. Limiting Loads and Motions of Ships in Extreme Sea States[C]. 13<sup>th</sup> Congress of Intl. Maritime Assoc. of Mediterranean, Istanbul, Turkey, October 12-15, 2009.
- 3 Clauss G F, Klein M, Dudek M. Influence of the Bow Shape on Loads in High and Steep Waves[C]. Proceedings of 29<sup>th</sup> International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Shanghai, China, June 6-11, 2010.
- 4 Clauss G F, Klein M. Experimental investigation on the vertical bending moment in extreme sea states for different hulls[J]. Ocean Engineering, 2016, 119: 181-192.
- 5 Rajendran S, Fonseca N, Soarea C G, et al. Time Domain Comparison with Experiments for Ship Motions and Structural Loads on a Container Ship in Abnormal Waves[C]. Proceedings of 30<sup>th</sup> International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Rotterdam, The Netherlands, June 19-24, 2011.
- 6 Bennett S S, Hudson D A, Temarel P. The Influence of Forward Speed on Ship Motions in Abnormal Waves: Experimental measurements and numerical predictions[J]. Journal of Fluids and Structures, 2013, 39: 154-172.
- 7 蔡烽,张本辉,吴明,等.基于CFD的舰船遭遇畸形波数值模拟的验证研究[J].船舶力学,2018,22(4):405-416.
- 8 Baldock T, Swan C, Taylor P. A laboratory study of nonlinear surface waves on water[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences,

1996, 354(1707): 649-676.

- 9 Klinting P, Sand S. Analysis of prototype freak[C]. Coastal Hydrodynamic, ASCE, 1987: 618-632.

## **Model test study on the nonlinear wave load of wave-piercing tumblehome ship**

WEI Yue-feng, LIU Zhen, XIA Zhao-dan

(Marine Design and Research Institute of China, Shanghai 200011, Email: yfwei2015@163.com

2. Shanghai Key Laboratory of Ship Engineering, Shanghai 200011;

3. Key Laboratory of Waterjet Propulsion, Shanghai 200011)

**Abstract:** In the present paper, model test method was adopted to study the nonlinear wave load of wave-piercing tumblehome ship. Firstly, the nonlinear freak waves are simulated in the towing tank based on the linear superposition of regular waves. Furthermore, the model tests of wave load for the wave-piercing tumblehome ship in nonlinear freak waves have been carried out. The test results of the nonlinear wave load on the hull in freak waves were compared with wave load induced by conventional irregular waves. It can be concluded that the nonlinear wave load induced by freak wave is serious and should be paid more attention in structure design of ship.

**Key words:** wave-Piercing Tumblehome Ship; freak waves; nonlinear wave load.

# 冰桨碰撞对螺旋桨水动力性能影响 试验研究

武琬, 宋明太, 张国平, 芮伟

(中国船舶科学研究中心, 船舶振动噪声重点实验室, 江苏省绿色船舶技术重点实验室, 无锡 214082,

Email: wshaha1983@163.com)

**摘要:** 针对船舶在冰区航行时冰桨碰撞对螺旋桨水动力性能的影响, 在空泡水筒搭建冰桨碰撞模拟试验环境, 通过高速摄影和水动力同步测试系统采集冰桨碰撞破坏过程和螺旋桨水动力性能的时历变化曲线。试验结果表明, 模型冰块运动受到螺旋桨抽吸力、重力和浮力的综合影响, 不同尺寸、释放位置和螺旋桨运行工况下的冰桨碰撞作用效果不同; 冰桨碰撞导致的螺旋桨推力脉动幅值相对其均流水动力具有较大比重, 且随模型冰块尺度的增大而增大, 连续的冲击载荷作用可导致螺旋桨水动力出现大幅振荡变化。

**关键词:** 螺旋桨; 冰桨碰撞; 水动力性能; 同步测试; 冲击载荷

## 1 引言

船舶在冰区航行时, 船体侧面和底部破碎冰块不可避免地会与船艏螺旋桨发生冰桨碰撞现象, 直接影响到桨叶的结构强度和螺旋桨在冰水混合环境下运行的水动力性能。冰桨碰撞包括冰桨非接触干扰和冰桨接触碰撞作用过程, 对螺旋桨性能的影响作用效果与冰块材料、几何、螺旋桨运动参数以及流体环境密切相关, 因此开展冰桨碰撞对螺旋桨性能影响研究具有重要价值。

关于冰桨碰撞切削作用对螺旋桨水动力性能影响研究, 国内外学者分别在冰水池利用冻结冰、在拖曳水池和空泡水筒利用非冻结冰等开展了系列模型试验工作。Wang 等<sup>[1-2]</sup>在加拿大 IOT 冰水池进行了吊舱推进器螺旋桨切削层冰的模型试验, 测量了以不同进速切削层冰时螺旋桨的推力和扭矩特性变化。Sampson 等<sup>[3-4]</sup>在 ECT 空泡水筒利用非冻结冰模型, 通过水筒压力调节模拟螺旋桨在低进速重载负荷工况下的运行环境, 试验测试了不同进速、空泡数下的冰桨碰撞切削对螺旋桨水动力性能影响。郭春雨等<sup>[5]</sup>利用非冻结冰, 测试比较了在空气中和水中切削模型冰时的螺旋桨推力和扭矩性能变化。在以上研究中, 多是开展螺旋桨与固定模型冰发生碰撞切削作用时的性能变化影响研究, 其中冰水池中为固定层冰,

非冻结冰则采用固定夹持方式。而对于实际中的自由运动状态冰，由于存在着平动和转动的多自由度，在螺旋桨抽吸作用力、重力和浮力的综合作用下，冰块与螺旋桨发生冰桨碰撞作用的随机性和不确定性更强，螺旋桨水动力性能受冰块碰撞影响随时间和空间变化。因此，本文在空泡水筒实验室进行了冰桨碰撞自由冰块运动和螺旋桨水动力性能影响试验的初步尝试，利用螺旋桨动力仪和高速相机组成数据采集和摄录系统，对冰块运动碰撞破坏过程和螺旋桨水动力进行同步采集，研究冰块几何尺寸、初始释放位置、螺旋桨转速等几何和运动参数对冰桨碰撞作用过程和螺旋桨水动力性能的影响变化规律。

## 2 试验模型和试验方法

### 2.1 试验模型

试验桨模选用文献[6]中的四叶螺旋桨模型。模型冰在冰水池制备，将冻结层冰切割成不同几何尺寸的冰块，冰块几何和冰力学参数如表 1 所示。

表 1 试验模型冰块几何和冰力学参数

| 试样  | 长×宽×高 (mm <sup>3</sup> ) | 密度 (kg/m <sup>3</sup> ) | 杨氏模量 (GPa) | 压缩强度 (kPa) | 弯曲强度 (kPa) |
|-----|--------------------------|-------------------------|------------|------------|------------|
| 模型冰 | 40×40×40                 | 0.89-0.92               | 0.25-0.75  | 300-600    | 100-300    |
|     | 60×60×40                 |                         |            |            |            |
|     | 80×80×40                 |                         |            |            |            |

### 2.2 试验方法

如图 1 所示，螺旋桨模型安装在空泡水筒的长轴动力仪上，模型冰位于螺旋桨来流前方，通过长臂夹进行夹持布放，高速相机和照明灯位于空泡水筒侧面。

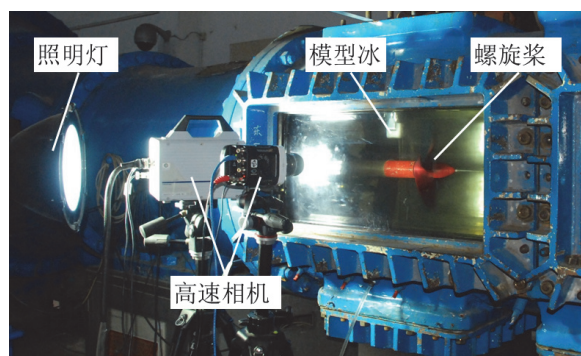


图 1 空泡水筒模型试验布置

试验前首先定义模型冰块的释放位置，以桨轴中心线和桨盘面作为垂向和轴向的基准

位置, 分别将夹持冰块点到桨轴中心线和桨盘面的距离作为施放冰块的垂向和轴向相对位置, 在侧向上居中。试验中选取 2 个垂向位置, 均在桨轴上方, 距桨轴中心线分别为  $D/2$  和  $D/4$ ; 2 个轴向位置, 均在螺旋桨前方, 距桨盘面分别为  $D$  和  $D/2$ , 共 4 个初始释放位置。试验时打开空泡水筒上盖板, 水筒中充满水至上盖口, 试验时不开水速仅螺旋桨转动, 共给定 2 个螺旋桨转速, 分别为 15 r/min 和 20 r/min, 待螺旋桨旋转稳定后在指定位置施放模型冰块, 同步测量冰块运动、碰撞过程和螺旋桨水动力性能变化。试验中 3 种冰块尺寸、4 个释放位置和 2 个转速, 所以共有 24 个测试工况。

### 3 试验结果

#### 3.1 冰浆碰撞过程分析

模型试验中冰块共有 4 个初始释放位置, 即距桨盘面和桨轴中心线的距离分别为 ( $D$ 、 $D/2$ )、( $D$ 、 $D/4$ )、( $D/2$ 、 $D/2$ ) 和 ( $D/2$ 、 $D/4$ ), 编号为①、②、③和④。

螺旋桨 15 r/min 转速, 在位置①释放模型冰块, 自由冰块受到螺旋桨旋转抽吸形成的流动作用向桨模运动, 同时受到垂向重力和浮力的作用影响。在 4 个释放位置中位置①的轴向和垂向距离桨模均较大, 冰块运动至桨盘面时基本位于桨叶上方, 与桨叶发生碰撞作用的位置多在梢部, 如图 2 所示。模型冰块受到桨叶的旋转切削深度较小、仅小部分发生破碎, 主体则被旋转桨叶带动向外半径方向弹开, 再向螺旋桨下游运动。该测试工况的冰浆碰撞切削作用不剧烈, 对螺旋桨水动力的影响也相对较小, 在重复性试验中存在冰块直接从螺旋桨上方通过而未发生冰浆碰撞现象。此外, 对比不同尺度模型冰块冰浆碰撞作用过程, 体积较大的冰块被旋转桨叶带动更易发生翻转和多次碰撞。

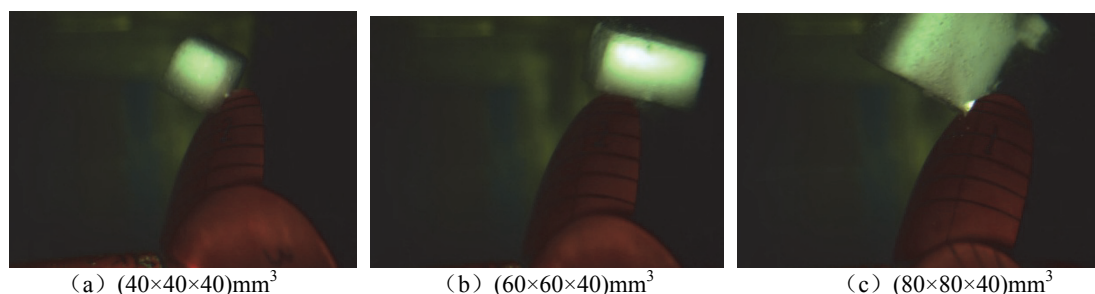


图 2 15 r/min 转速初始位置①的冰浆碰撞现象

而在 20 r/min 转速时, 随着螺旋桨转速升高抽吸作用的增强, 在位置①释放冰块, 冰块运动至桨盘面相比于 15 r/min 转速工况的轴向速度增大, 冰块与桨叶发生接触碰撞作用的位置总体下移, 碰撞位置主要发生在桨叶导边靠  $0.6 \sim 0.9 R$  处, 如图 3 所示。冰浆碰撞作用过程中, 尺寸较小的冰块相对容易被桨叶贯穿击碎而通过桨盘, 而几何较大的冰块与桨叶碰撞后多发生翻转现象, 与桨叶多次碰撞后弹至外半径并向下游运动。

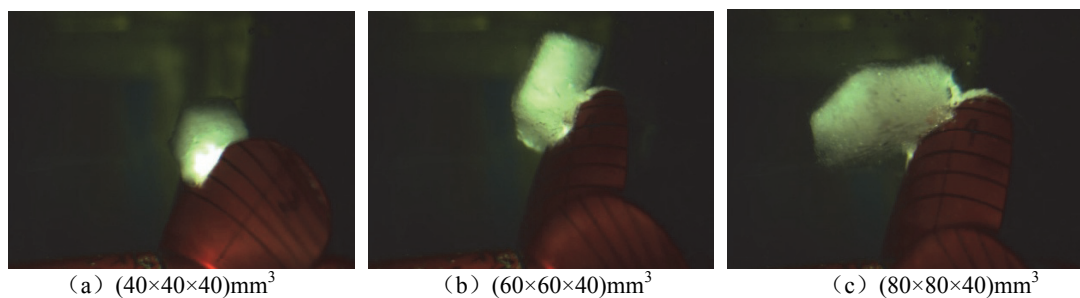


图 3 20 r/min 转速初始位置①的冰桨碰撞现象

而在释放位置②，相比于位置①冰块的初始垂向位置降低，模型冰块更接近于螺旋桨的旋转抽吸中心，此时的冰块运动基本以平动为主。与桨叶发生碰撞的作用方式与图 3 类似，作用位置主要集中在导边位置，除冰块自身的破碎外，受到旋转桨叶的切削带动不断向外半径方向翻转弹出，如图 4 所示。

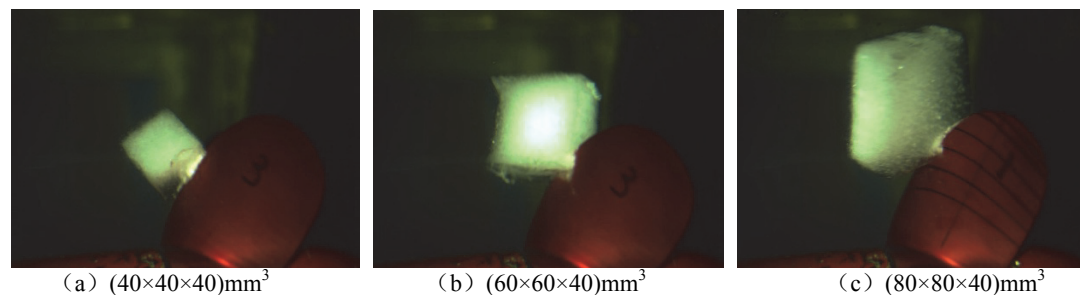


图 4 15 r/min 转速初始位置②的冰桨碰撞现象

图 5 给出了 20 r/min 螺旋桨转速，在位置②释放模型冰块发生的冰桨碰撞现象。转速增加一方面使得旋转桨叶的切向线速度增大，另一方面螺旋桨抽吸作用增强，冰块运动至桨盘的轴向速度增大，在二者作用下，冰块运动至桨盘时发生的冰桨碰撞作用更加剧烈，冰块的破碎程度更高，多数工况以冰块被直接切割贯穿破碎的形式通过桨盘面。

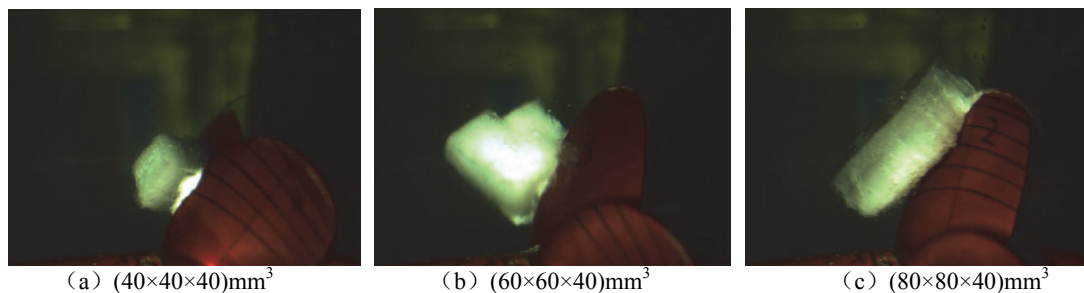


图 5 20 r/mins 转速初始位置②的冰桨碰撞现象

图 6 和图 7 则给出了 15 r/min 螺旋桨转速时在③和④释放位置的冰桨碰撞现象。相比

于①、②位置，③和④离桨盘面距离较小，冰块没有足够的轴向加速行程，所以冰块的轴向运动速度相对较小，在冰桨碰撞时冰块多发生翻转现象。由于位置④相比③距离桨轴中心更小，冰块与桨叶首先发生接触的位置更靠近于桨叶内半径，冰块经过不断翻转和多次的碰撞切削作用带动，直至从螺旋桨的外半径方向弹出。

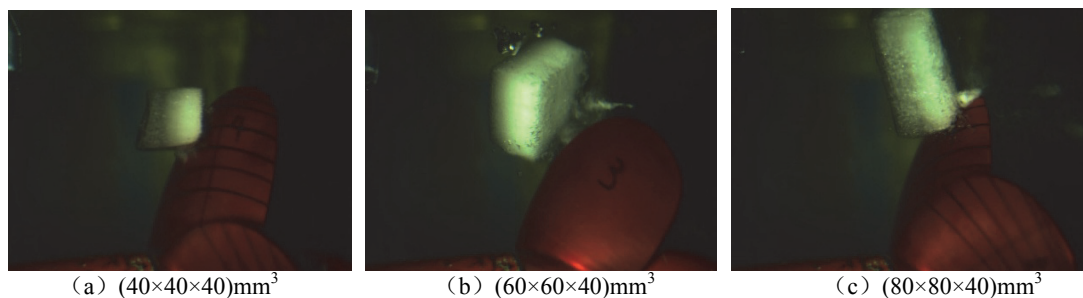


图 6 15r/min 转速初始位置③的冰桨碰撞现象

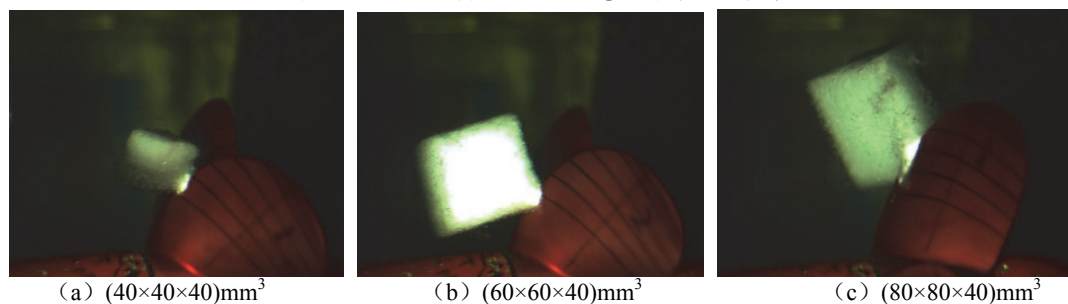


图 7 15r/min 转速初始位置④的冰桨碰撞现象

### 3.2 冰桨碰撞螺旋桨水动力性能影响分析

在不同尺寸、初始释放位置和螺旋桨转速下的冰桨碰撞作用方式不同，冰块与桨叶存在单次和多次的碰撞现象，且对螺旋桨水动力的影响效果不同。图 8 和图 9 分别给出了典型单次和多次冰桨碰撞的螺旋桨推力时历变化测试曲线，图中为去除螺旋桨模型水动力均值后以零点为波动变化的结果。

从图 8 和图 9 可以看出，在发生冰桨碰撞前桨模的均流水动力采集成稳定小幅波动状态，冰桨碰撞作用使得桨模推力曲线出现明显的冲击跳动，幅值要远大于水动力波动，并在碰撞结束后不断衰减趋向稳定。对比单次和多次冰桨碰撞螺旋桨的推力曲线变化可以发现，单次碰撞在初次的冲击脉动即达到峰值，而冰桨多次碰撞时大幅的推力脉动信号持续时间延长，且推力脉动的幅值和数量也都增大。

根据各测试工况的冰桨碰撞螺旋桨推力时历变化测试曲线，从中提取信号冲击绝对值的最大值作为冰桨碰撞的螺旋桨最大冲击载荷，对于每组工况的重复性试验也选取最大值，如表 2 所示给出了螺旋桨 15 rps 转速和冰块在 4 个初始位置释放时的螺旋桨推力脉动最大幅值结果对比。

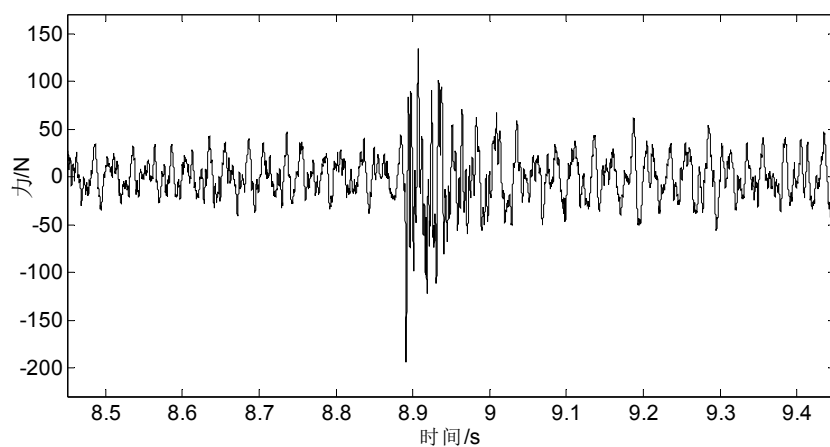


图 8 冰桨单次碰撞的螺旋桨推力时历曲线

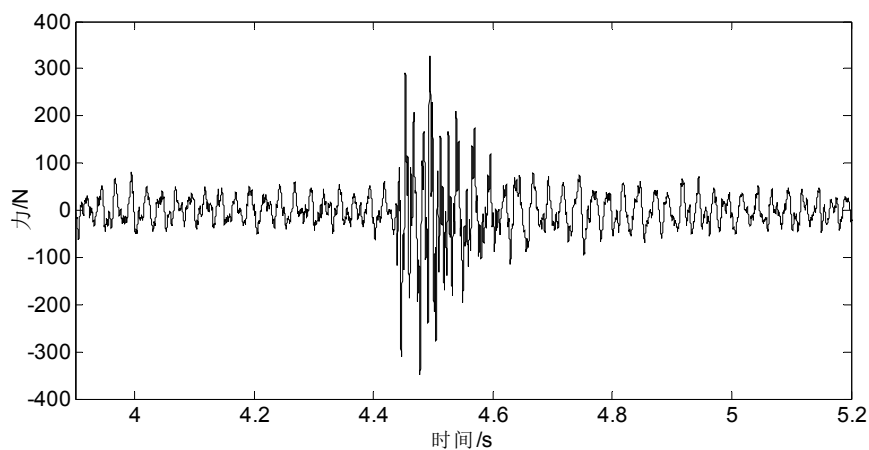


图 9 冰桨多次碰撞的螺旋桨推力时历曲线

表 2 冰桨碰撞螺旋桨推力脉动最大幅值

| 模型冰尺寸   | $(40 \times 40 \times 40) \text{mm}^3$ | $(60 \times 60 \times 40) \text{mm}^3$ | $(80 \times 80 \times 40) \text{mm}^3$ |
|---------|----------------------------------------|----------------------------------------|----------------------------------------|
| 位置① (N) | 84                                     | 150                                    | 192                                    |
| 位置② (N) | 233                                    | 222                                    | 261                                    |
| 位置③ (N) | 180                                    | 223                                    | 303                                    |
| 位置④ (N) | 99                                     | 178                                    | 280                                    |

从表 2 可以看出, 相同初始位置和螺旋桨运行工况下, 冰桨碰撞螺旋桨推力的脉动幅值基本随模型冰尺度的增大而增大。但不同位置释放的冰桨碰撞作用过程不同, 直接影响螺旋桨推力的脉动量。根据试验桨模的均流水动力试验结果, 转速为 15 r/min 和 20 r/min 接近系泊状态的推力分别约为 363N 和 646N, 与表 2 中结果对比可见, 冰桨碰撞各工况螺旋桨推力的脉动幅值相对其均流水动力结果具有较大比重, 冰桨碰撞带来的连续冲击载荷作用可导致螺旋桨水动力出现大幅的振荡变化。

## 4 结论

(1)冰水混合流中的冰块受到螺旋桨抽吸力、重力和浮力的综合影响,在不同释放位置和螺旋桨运行工况下的冰桨碰撞作用效果不同;

(2)冰桨碰撞导致的螺旋桨推力脉动幅值相对其均流水动力具有较大比重,且随模型冰块尺度的增大而增大,连续的冲击载荷作用可导致螺旋桨水动力出现大幅振荡变化。

## 参考文献

- 1 Wang J, Akinturk A, Bose N. An overview of model tests and numerical predictions for propeller-ice interaction [C]//Proceedings of the 8th Canadian Marine Hydromechanics and Structures Conference, Canada, 2007.
- 2 Wang J, Akinturk A, Jones S J, et al. Ice loads acting on a model podded propeller blade [J]. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, 2007, 129(3): 236-244.
- 3 Sampson R, Atlar M. Cavitation analysis of a double acting podded drive during ice milling [C]// Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, Michigan, USA, 2009.
- 4 Sampson R, Atlar M, et al. Podded propeller ice interaction in a cavitation tunnel [C]// Proceedings of the 3rd International Symposium on Marine Propulsors, Tasmania, Australia, 2013.
- 5 郭春雨, 徐佩, 赵大刚, 等. 螺旋桨-冰切削过程中接触载荷试验[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2018, 39(7): 1172-1178.
- 6 武坤, 曾志波, 张国平. 冰阻塞参数对螺旋桨水动力性能影响试验研究[J]. 船舶力学, 2018, 22 (2) : 156-164.

## **Experimental research on the ice-propeller collision effects to hydrodynamic performance of marine propeller**

WU Shen, SONG Ming-tai, ZHANG Guo-ping, RUI Wei

(China Ship Scientific Research Center, National Key Laboratory on Ship Vibration & Noise, Jiangsu Key Laboratory of Green Ship Technology, Wuxi 214082. Email: wshaha1983@163.com)

**Abstract:** According to the ice-propeller collision effects to hydrodynamic performance of marine propeller during navigating in ice area, ice-propeller collision experiment is simulated in cavitation tunnel environment. Ice-propeller collision processes and history curves of propeller hydrodynamic performance are collected by high-speed video and hydrodynamics synchronization measurement. The experiment results show that ice-propeller collision processes and effects are different in different model ice size, release position and propeller operation condition, as model ice motion is affected by propeller suction, gravity and buoyancy. The amplitude of propeller thrust fluctuation caused by ice-propeller collision has a large proportion to its hydrodynamics in uniform flow, which increases with the model ice size. The continuous impact loads can cause propeller hydrodynamics to oscillate greatly.

**Key words:** propeller; ice-propeller collision; hydrodynamic performance; synchronization measurement; impact loads.

# 基于浮式平台的环境测量技术研究及验证

陈文炜<sup>1,2</sup>, 蔡志文<sup>1,2</sup>, 刘小龙<sup>1,2</sup>, 孙泽<sup>1,2</sup>, 张海华<sup>1,2</sup>, 叶永林<sup>1,2</sup>

(1. 南方海洋科学与工程广东省实验室(湛江), 湛江 524025;

2. 中国船舶科学研究中心, 无锡 214082, Email: cww691023@163.com)

**摘要:** 自然环境条件是浮式平台建设工作的重要前提。本文以某典型岛礁海域浮式平台为对象, 通过建立有开创性和针对性的环境实地测量技术, 实现了水文环境观测, 掌握了目标岛礁周边自然环境的一般特征和关键环境参数(风浪流)的变化特性, 同时基于实测数据对波浪数值模型进行验证, 为浮式平台的示范工程演示提供了科学的依据。本文结果可以服务于岛礁工程和海洋工程结构物设计和工程实用等工作, 具有非常重要的现实意义和应用价值。

**关键词:** 岛礁; 环境测量系统; 跨尺度波浪预报模型

## 1 引言

海洋平台周边的风浪流环境是海洋工程中一个很重要的议题。一方面, 它是平台设计和建造的基础; 另一方面, 它也是后期平台运营的关键。同时, 实测数据也是海洋工程学科发展的关键, 为深入研究提供了重要的资料。

海上固定平台主要的测波方式是激光和雷达<sup>[1]</sup>, 王静等对其做了一个简单的综述<sup>[2]</sup>。激光测波的问题在于它容易受海雾等因素的影响。雷达的缺点在于它的精度低, 一般在 0.5m 这个量级<sup>[2]</sup>。对于岛礁周边波浪而已, 这个精度是远远不够的, 因为岛礁周边的有义波高一般不到 5m。近些年来, ADCP 也被广泛部署在船舶和海洋平台上<sup>[3-5]</sup>, 但这些 ADCP 大多用于海流测量。此外也可以在平台周边部署浮标来测量波浪。刘在科等对这几种手段做了一个对比<sup>[6]</sup>。海流的观测主要以 ADCP 为主<sup>[3-5]</sup>, 但近年来雷达在海流观测中也越来越多<sup>[7-9]</sup>。风速的主要观测手段是风速风向仪, 但风速风向仪只能观测固定高度的风速和风向。而雷达测风设备则能测量风速剖面, 近些年来也被部署于平台<sup>[10]</sup>。

上述测量设备往往都是单独地测量某一物理量, 而没有对海洋平台环境进行一个系统的测量。事实上, 平台受风浪流影响同时也会影响风浪流的分布, 因此有必要对平台周期的风浪流环境进行完整地、系统地测量研究, 积累实测数据, 为平台的设计建造, 以及科学研究提供基础。本文以某典型岛礁海域浮式平台为对象, 通过建立有开创性和针对性的环境实地测量技术, 实现了水文环境观测, 掌握了目标岛礁周边自然环境的一般特征和关键环境参数(风浪流)的变化特性, 并对数值模型进行验证。第一节对该系统进行介绍, 第二节对目前取得的一些数据进行分析, 第三节基于实测数据对数值模型进行验证, 最后

得出结论。

## 2 环境测量系统

以部署于某岛礁周边的平台为对象,本文构建的海洋环境观测系统见图 1。该系统包括一套风速风向仪和一套气象仪,用于提供该海域的风速风向资料以及气象水文资料,包括温度湿度、气压、降水量等。两套 ADCP 用于海流剖面的测量以及平台附近波浪的测量,用于分析平台对波浪和海流的影响。远端的波浪由波浪骑士测量。除此之外,还包括相关的采集系统等,实现无人值守智能测量。

实测数据由采集软件通过 OPC 协议与中央控制软件进行数据实时传输。由实时测量值,统计给出每 10 分钟平均风速和主风向,每 10 分钟最大风速和最大风速对应风向值;每 1 分钟气温、湿度和气压值;每 1 分钟降水量。波浪和海流数据则是每一小时给出一次数据。

除 ADCP 外,其余设备在 2019 年 8 月部署到位,而两套 ADCP 则于 2019 年 11 月部署到位。



图 1 环境测量系统构架

## 2 风浪流特征

### 2.1 气象条件

气温和气压分布如图 2。该海域气温较高,普遍在  $20^{\circ}\text{C}$  以上。可以看到明显的两个峰值,即夏日的气温峰值  $28^{\circ}\text{C}$ ,和冬天的峰值  $24^{\circ}\text{C}$ 。气压则基本在  $1010\sim 1015\text{hPa}$ ,但也受低压的影响。

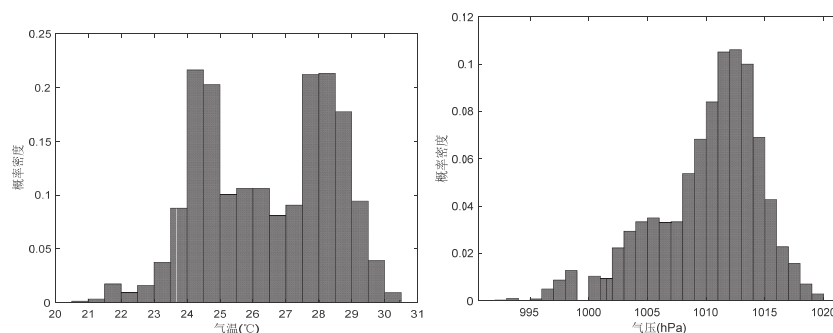


图 2 气温和气压分布

相对湿度见图 3。该测点湿度较大，相对湿度几乎都在 70~85。

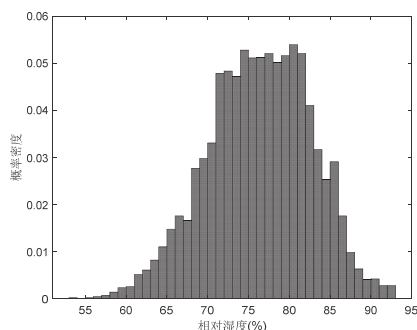


图 3 相对湿度分布

## 2.2 风速风向

风速风向仪和一体式气象仪测得的平均风速分布见图 4 (a)。该海域平时风速大多在 10m/s 以下，主要分布在 2~10m/s。风向分布见图 4 (b)。在测量时间内，该海域的主要风向为东北向。

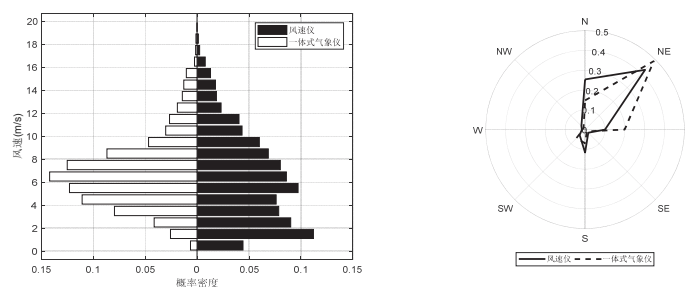


图 4 风速和风向分布

## 2.3 波浪参数

3 个设备测得的波浪参数见图 5 和图 6。从图中看到，ADCP-2 的有义波高相对其它设备要大一些。从周期上看，ADCP-2 测得的短周期波浪较多，而其余两个设备测得的周期躲在 5s 附近。这或许是因为 ADCP-1 相对更接近外海，因而波长更长，但 ADCP-2 则离岛更远一点，因而波高更大。

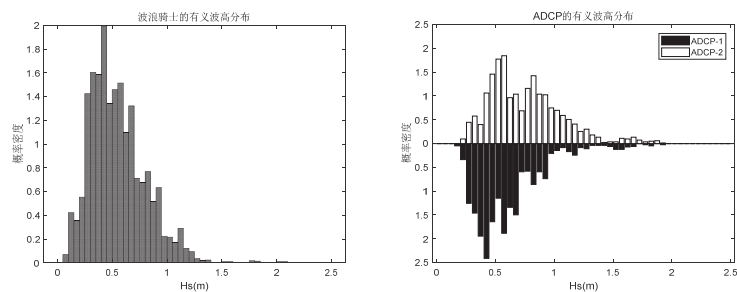


图 5 有义波高分布

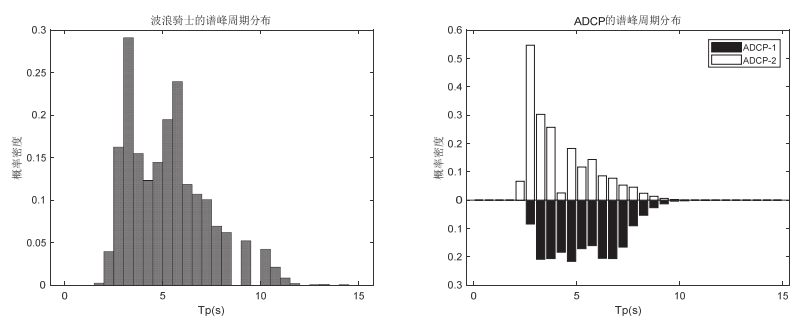


图 6 谱峰周期分布

## 2.4 海流

ADCP1 和 ADCP2 的分层流的流速和流向分布见图 7 和图 8。该海域的流并不大，大多在 0.5m/s 以下，最大的流速大约为 0.55m/s。流向则多为北向-南向流。

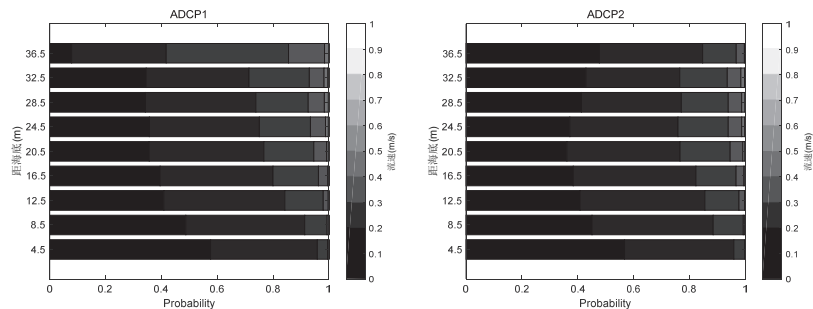


图 7 流速分布

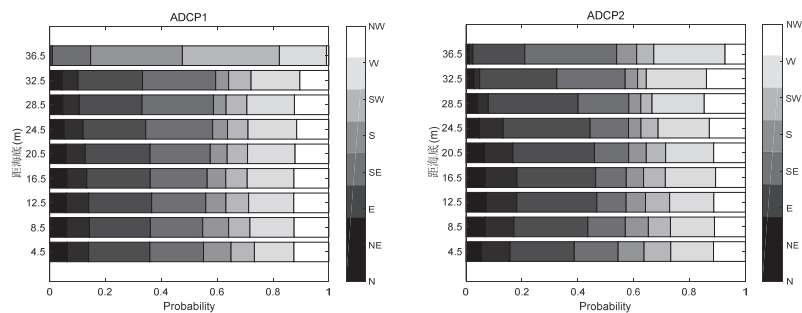


图 8 流向分布

## 3 数值模型验证

采用岛礁非结构跨尺度波浪预报模型对 2019 年 8 月 1 日至 2019 年 10 月 31 日共 3 个月的南海波浪场进行计算。计算期间波浪骑士位置的有意波高时间序列对比如图 9 所示，整体相关系数达到 0.89。最大有义波高发生在台风杨柳期间，2019 年 8 月 29 日 0 时，实测最大有义波高为 2.18m，对应的计算最大有义波高为 2.46m。图 12 给出了平均波向随时

间变化的对比曲线，整体上都跟实测结果吻合良好，验证了岛礁非结构跨尺度波浪预报模型与有效性。

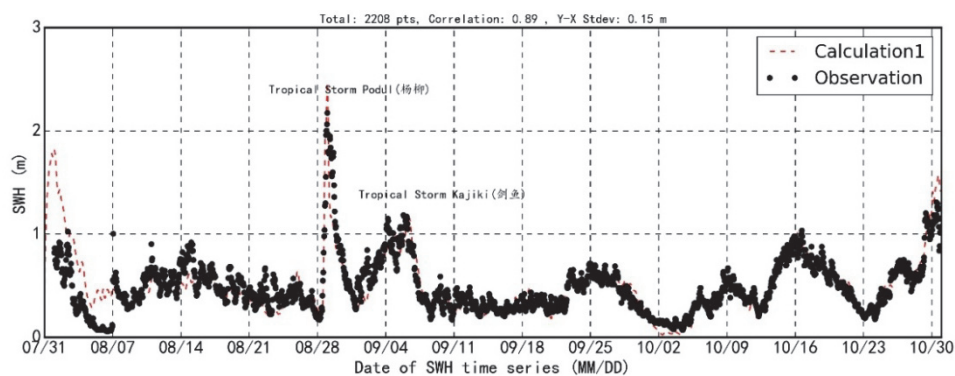


图9 环境测量系统构架

## 4 结论

本文以某典型岛礁海域浮式平台为对象，通过建立有开创性和针对性的环境实地测量技术，实现了水文环境观测，掌握了目标岛礁周边自然环境的一般特征和关键环境参数（风浪流）的变化特性，同时基于实测数据对波浪数值模型进行验证。自该系统服役以来，系统运行良好，获得了大量的珍贵的实测数据，为平台的设计建造、营运维护、作业等提供支撑，也为科学研究提供了基础。

### 致谢：

本文受南方海洋科学与工程广东省实验室（湛江）资助项目（ZJW-2019-08）；工信部[2016]22、[2019]357；江苏省青年科技基金（351510008K0708LA00）资助。

## 参考文献

- 1 张东亮, 王心鹏. X波段测波雷达波浪周期测量范围分析 [J]. 气象水文海洋仪器, 2019, 3.
- 2 王静, 唐军武, 冯林强, et al. 海上固定平台雷达测波技术及典型数据处理算法 [J]. 海洋技术学报, 2012, 31(2): 49-53.
- 3 张琴. 船载ADCP资料的潮流分离技术%Techniques for Tidal Currents Separation From Ship-Mounted ADCP Data [J]. 海洋通报, 2000, 019(4): 49-55.
- 4 董兆乾, 蒋松年, 贺志刚. 南大洋船载走航式ADCP资料的技术处理和技术措施以及多学科应用 [J]. 极地研究, 2010, 22(3).
- 5 陈钊, 吕连港, 杨光兵. 基于船载ADCP和LADCP观测的南海声散射层 [J]. 海洋科学进展, 2016, 34(2): 240-9.

- 6 刘在科, 李家钢, 雷方辉. 不同波浪测量技术在南海海上油气平台的应用 [M]. 第三届中国海洋工程技术年会论文集. 2014.
- 7 邓增安, 张安民, 翟京生, 等. 东中国海业务化海流雷达观测及数据服务平台 [J]. 海洋学报: 中文版, 2015, 35(11).
- 8 薛佳丽, 潘增弟. 地波雷达海流观测数据验证的软件实现及初步分析 [J]. 海洋科学进展, 2010, 28.
- 9 赵健. 青岛近海夏季表层海流特征分析及数值同化研究 [D]; 中国海洋大学, 2010.

## **Research and verification on the technology of environmental measurement on a platform**

CHEN Wen-wei<sup>1,2</sup>, CAI Zhi-wen<sup>1,2</sup>, LIU Xiao-long<sup>1,2</sup>, SUN Ze<sup>1,2</sup>, ZHANG Hai-hua<sup>1,2</sup>,  
YE Yong-lin<sup>1,2</sup>

(1. Southern Marine Science and Engineering Guangdong Laboratory (Zhanjiang);

2. China Ship Scientific Research Center, Wuxi 214002, China;

Email: cww691023@163.com)

**Abstract:** Environmental parameters are very important for the design of ocean structures. In this paper, an environmental measurement system on a platform around a reef-island is introduced. By the measurement system, the parameters of weather, wave and current are collected, and the characteristics of environmental parameters are studied in detail. These parameters are also employed for the future design of ocean structure. The environmental measurement system is also meaningful for the operation of the ocean structure.

**Key words:** reef-island; environmental measurement system; cross-scale wave model.

# 溃坝波掺气流动特性的实验研究

谭挺, 马玉祥, 董国海, 牛旭阳

(大连理工大学, 海岸和近海工程国家重点实验室, 大连, 116023, Email: yuxma@dlut.edu.cn)

**摘要:** 溃坝波是一种具有严重灾害性的水体流动现象, 溃坝产生的水体波动传播过程会产生强紊动掺气水流, 但是由于量测手段的匮乏, 导致溃坝引起的强紊动掺气流动的流场特征不明。本研究对以往常用的开展溃坝研究的实验装置进行了改进, 利用高速粒子图像测速技术和气泡图像测速技术量测了水平干河床上溃坝波砰击坝体下游直墙过程中的流体运动, 对溃坝冲击前的流体运动进行了定量分析, 并通过大量试验进一步对砰击导致的掺气流动进行了分析。

**关键词:** 粒子图像测速; 气泡图像测速; 溃坝波; 两相流

## 1 引言

溃坝波的研究最早可以追溯到 19 世纪。1892 年, Ritter<sup>[1]</sup>基于圣维南浅水方程, 用特征线法推导出矩形河道干河床上坝体瞬间全溃的流体运动理论解。在 Ritter 的理论解中可以得到溃坝流量, 正波与逆波的速度, 自由表面的高度分布及演化。由于忽略了流体内部的黏性、河床摩擦力和水体内部的运动, 因此导致 Ritter 理论解与现实出现明显的偏差<sup>[2]</sup>。目前, 关于溃坝的研究大部分都集中在溃坝流量, 波尖速度, 自由表面演化, 溃坝波的冲击力等方面<sup>[2-6]</sup>, 但是流场特征分析非常少。通过对溃坝波的流场分析可以理解流场内部的结构特征、拓展流体力学理论、揭示流体物理现象, 因此非常重要。

Aleixo 等<sup>[7]</sup>用 PTV (粒子跟踪测速) 的方法, 通过追踪单个示踪粒子来分析溃坝波运动过程的流场特征, 由于 Ritter 理论解忽略黏性以及摩擦力, Aleixo 的测量结果小于 Ritter 理论解。同样使用了 PTV 的方法, Spinewine 等<sup>[8]</sup>与 Capart 等<sup>[9]</sup>将 PVC 颗粒作为可移动河床以及示踪粒子研究了溃坝波与可移动河床的相互作用。但大颗粒单个示踪粒子在流体中很难分布均匀, 稀疏的地方造成流场矢量的缺失, 密集的地方导致错误结果, 于是 Mario 与 Daniel<sup>[10]</sup>用 PIV (粒子图像测速) 测量溃坝波闸门下游的初始阶段, 并用 VOF 的数值模拟结果做了对比。在后来的研究里, Mario<sup>[2]</sup>将拍摄出的自由表面与 Ritter 理论解进行了对比, 并同时用 PIV 与光流法计算溃坝波的流场。

现实中溃坝波的传播有时会遇到直墙结构,物模实验与数值模拟在溃坝下游也存在垂直边界,而溃坝波砰击下游直墙的流体运动学实验研究却一直未曾开展。首先流体的砰击问题相关的理论研究很少<sup>[11]</sup>,进行研究有一定的难度。而后砰击产生的气液两相流一直是 PIV 实验的难点,由于气泡会导致 PIV 实验的激光发生散射,普通 PIV 方法无法进行含气水体的测量。且砰击会导致溃坝波产生湍流流动,由于湍流的不规则性,溃坝波需要用系综平均等方法来研究,所以必须保证溃坝波产生的同步性。

在掺气水流的实验研究中,Ryu 等<sup>[12]</sup>首先提出 BIV(气泡图像测速)方法,作为 PIV 方法的一种改进通过识别两相流中气泡与气液混合的纹理进行流速的测量,并用此方法多次进行甲板上浪的流场实验<sup>[13]</sup>。对于同样的掺气水流,Na<sup>[14]</sup>等也使用 PIV 与 BIV 相结合的方法得到了破碎波的流场。本实验对经典溃坝实验装置进行改进,实现溃坝流场测量的同步性,测量了水平干河床上溃坝波砰击坝体下游直墙过程的流体运动速度场,对溃坝冲击前的水流运动学进行定量分析,并通过大量试验用 BIV 的方法进一步对砰击导致的掺气湍流流动进行测量。

## 2 实验布置

本实验在大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室进行,使用高透玻璃制造了一个长 0.9m,宽 0.25m,高 0.6m 的矩形水槽,水槽在 0.3m 处留有一个可供防水闸门滑动的竖直凹槽,在凹槽和闸门涂上聚四氟乙烯疏水涂层以提供防水性与润滑性,闸门底部安装防水塑胶条提供密封性。在防水闸门左侧模拟坝体上游长度为 0.3m,实验水深  $H=0.2\text{m}$ ,在闸门右侧模拟干河床长度为 0.6m,水深  $h=0\text{m}$ 。考虑到理论解坝体下游波速是上游逆波波速的两倍,将实验水槽上游与下游比例设置为 1:2。本实验装置与 Lobovsky<sup>[4]</sup>的溃坝实验装置比例相似,但总体尺度缩小,有利于高速相机的拍摄。

以往的溃坝实验装置都用钢丝绳穿过滑轮连接重物与闸门,通过重物下落控制闸门瞬间提起,用以模拟大坝瞬间全溃的过程。本实验在此基础上进行改进,设计一个含电磁铁的重物释放装置,用同步器控制重物释放与相机拍摄同时进行,在实验结果中可以使溃坝波产生时机基本一致,为后续含气湍流的测量提供同步性,达到可以系综平均的基本要求。为了控制影响同步性的外部因素,采用两根直径 8mm 钢丝绳以减少塑性形变,总截面积是 Lobovsky 实验的一根 5mm 钢丝绳的 5.12 倍,重物释放装置与重约 10t 的铁质水箱焊接以提供重物释放与闸门开启时的稳定性,水槽与混凝土墙相接以减少溃坝波砰击时的晃动。具体实验布置如图 1。

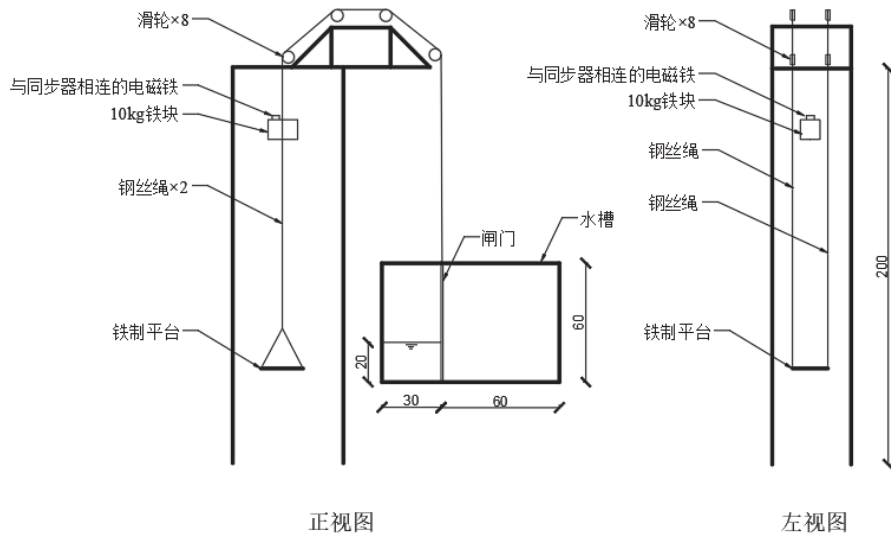


图1 实验布置示意图(单位: cm)

当重物释放装置与高速相机同时启动, 电磁铁磁力停止, 重物下落撞击与闸门通过钢丝绳相连的铁制平台, 闸门拉起的瞬间产生了溃坝波, 溃坝波向下游传播撞击水槽边界直墙, 由此将本实验分为两部分。溃坝波撞击前为正常溃坝波流场 PIV 实验, 示踪粒子采用直径  $8\sim 12\mu\text{m}$  的空心玻璃微珠, 水槽下方设置激光器, 功率为 12W, 实验相机为 CMOS 高速相机 (PCO.dimax S4), 分辨率为  $2016\times 2016$  像素, 镜头采用尼康 135mm 镜头。相机最大帧率为 1279fps, 为了便于计算本次实验选择 1000fps。撞击后的溃坝波变成掺气湍流进行反卷, 由 PIV 方法与 BIV 方法结合进行流场实验。在 BIV 方法中, 使用亮度可调的 LED 面板灯代替激光器提供光源, 不使用示踪粒子而是利用气泡与气液混合纹理显示流体运动, 并通过控制景深减少水槽边壁流体边界层效应的影响。由于溃坝波掺气反卷时的湍流特性, 需要将结果进行系综平均, 所以 BIV 实验重复 20 次。相机拍摄窗口均选择  $30\text{cm}\times 30\text{cm}$ , 拍摄结果用 MATLAB 的 PIVLab 图像处理工具箱进行流场矢量的计算, 采用多步算法初始窗口为  $128\times 128$  像素, 最终窗口  $64\times 64$  像素。

### 3 实验结果与讨论

本次实验用 PIV 的方法拍摄了溃坝波传播时闸门上游的流体剖面, 根据 PIV 图像通过互相关计算得到流场矢量图, 闸门上游 PIV 流场速度分布图见图 2。

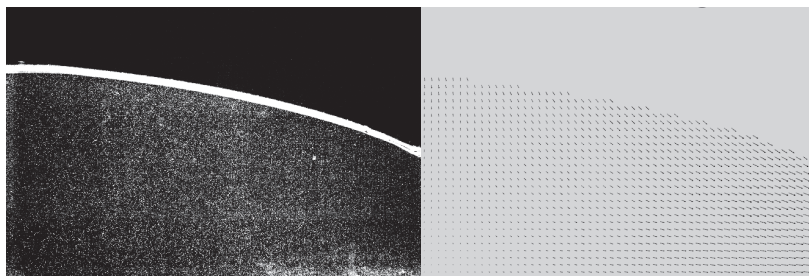


图2 溃坝波闸门上游速度分布

流场结构与 Mario 的结果吻合良好,溃坝波的自由液面演化规律与 Mario、Lobovsky 等人实验结果相同,与 Ritter 理论解产生了较大偏差。Ritter 理论解在闸门上游的自由液面是向下凹的二次函数曲线,而本实验结果与大多数前人实验结果的自由液面在闸门上游都同样向上凸起。将自由液面的实验结果与基于 N-S 方程的 SPH 数值模拟结果<sup>[15]</sup>以及基于 N-S 方程的 OpenFOAM 溃坝算例结果进行对比,液面在闸门上游向上凸起,演化规律一致。由于 Ritter 理论解是 N-S 方程的简化,忽略了液面以下水体内部的运动,所以在简化计算的情况下闸门上游液面演化规律与现实产生较大偏差。闸门处液面高度为 9.14cm,比理论值高 2.8%,考虑液面三维效应等实验误差的情况下,可以认为结果与理论相符。

溃坝波撞击直墙后掺气反卷的图像由 BIV 的方法拍摄得出,拍摄结果与 PIV 图像在外表与图像的数据结构上都有较大不同,使用 PIV 计算中常用的空间互相关计算会导致错误结果。BIV 图像的计算方法有很多种, Lee 等<sup>[16]</sup>使用最小差平方 (minimum quadratic difference) 算法来进行 BIV 速度计算,而本实验利用傅里叶互功率谱的算法进行频域的互相关计算。由有界函数进行傅立叶变换时先进行延拓的特点,图像进行傅里叶变换前也会进行延拓,正因为这个延拓造成了图像进行频域互相关计算时与空间互相关计算的些许区别,从而可以避免 BIV 在空间互相关计算里产生的错误。BIV 图像流场处理结果见图 3。

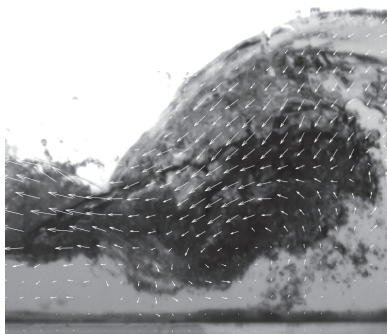


图3 溃坝波撞击直墙后掺气反卷速度分布

溃坝波砰击直墙后, 水体运动方向从向右变为向上, 同时动能逐渐转化为重力势能, 位置越高, 速度越小。由图 3 右侧边界直墙处的速度分布可知, 当水体达到最高位置, 在重力的作用下逐渐下降, 与后续接踵而来的砰击直墙后向上运动的水体产生挤压, 于是水体向左反卷, 并产生一个较大的掺气涡旋。由此可知溃坝波反卷的主要原因不是由于砰击, 而是砰击后上下两股相向的水流造成的挤压。

## 4 结论

本实验采用粒子图像测速法和气泡图像测速法, 得到了溃坝波闸门上游与砰击直墙掺气反卷过程的流体速度场, 并将实验结果与理论值进行对比。由于圣维南方程对于计算的简化, 理论值与实验结果产生明显偏差。在没有理论支撑的溃坝波砰击直墙反卷的部分, 通过解决实验可重复性问题对掺气湍流的测量结果进行系统平均, 得到统计意义上总体稳定的均值, 后续将通过湍流的脉动量与均值分析湍流强度以及湍动能。

## 参考文献

- 1 Ritter, A. Die fortpflanzung der wasserwellen. Z. Ver. Dtsch. Ing., 1982, 36 (33): 947-954.
- 2 Oertel, M., Süfke, F. Two-dimensional dam-break wave analysis: particle image velocimetry versus optical flow. J. Hydraul. Res., 2020, 58(2): 326-334.
- 3 Leal, J.G.A.B., Ferreira, R.M.L., Cardoso, A.H.,. Dam-break wave-front celerity. J. Hydraul. Eng. 2006, 132 (1): 69-76.
- 4 L. Lobovský, E. Botia-Vera, F. Castellana, J. Mas-Soler, A. Souto-Iglesias.. Experimental investigation of dynamic pressure loads during dam break. J. Fluids Struct., 2014, 48: 407-434.
- 5 Wang, B., Zhang, J.M., Chen, Y.L., et al. Comparison of measured dam-break flood waves in triangular and rectangular channels. J. Hydrol. 2019, (575): 690-703.
- 6 Stansby, P.K., Tcd, B., Chegini, A.. The initial stages of dam-break flow. J. Fluid Mech. 1998, 374 (370): 407-424.
- 7 Aleixo, R., Soares-Frazão, S., Zech, Y. Velocity-field measurements in a dam-break flow using a PTV Voronoï imaging technique. Exp. Fluids. 2011, 50(6): 1633-1649.
- 8 Spinewine, B., Capart, H. Intense bed-load due to a sudden dam-break. J. Fluid Mech., 2013, 731: 579-614
- 9 Capart, H., Young, D. L. Formation of a jump by the dam-break wave over a granular bed. J. Fluid Mech., 1998, 372, 165-187.
- 10 Oertel, M., Bung, D. B. Initial stage of twodimensional dam-break waves: Laboratory versus VOF. J. Hydraul. Res., 2012, 50(1): 89-97.

- 11 Peregrine, D. Water-wave impact on walls. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2003, 35:23-43.
- 12 Ryu, Y., Chang, K. A. Lim, H. J. Use of bubble image velocimetry for measurement of plunging wave impinging on structure and associated greenwater. *Meas. Sci. Technol.*, 2005, 16:1945–1953.
- 13 Ryu, Y., Chang, K.A. , Mercier, R. Runup and green water velocities due to breaking wave impinging and overtopping. *Exp. Fluids.*, 2007, 43 (4): 555–567.
- 14 Na, B., Chang, K.A., Lim, H. Flow kinematics and air entrainment under laboratory spilling breaking waves. *J. Fluid Mech.*, 2020, 882:A15.
- 15 Wang, D., Li, SW., Arikawa, T., Gen, H.Y.. ISPH Simulation of Scour behind Seawall Due to Continuous Tsunami Overflow. *Coastal Engineering Journal.* ,2016, 58 (3): 1–23.
- 16 Li, G.N., Jung, K.H., Malenica, S., Chung, et al. Experimental study on flow kinematics and pressure distribution of green water on a rectangular structure. *Ocean Eng.*, 2020, 195, 10665.

## **An experimental study on flow kinematics of dam-break in a tank**

TAN Ting, MA Yu-xiang, DONG Guo-hai, NIU Xu-yang

(State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian, 116023.

Email: yuxma@dlut.edu.cn)

**Abstract:** Experiments have been undertaken to measure velocity fields of dam break flows over a horizontal dry bed impacting a vertical wall downstream the dam. A new experimental setup of dam break was presented to provide synchronism. Particle image velocimetry (PIV) techniques was used to quantify the flow kinematics before the impact. Then impacting-induced turbulent flows with air entrainment was measured by modified particle image velocimetry techniques. In order to obtain a statistically robust ensemble mean, experiments were repeated 20 times. Experimental observations regarding liquid height and wave front speed before the impact have found to be in agreement with existing literature, and to be sort of different from the theoretical solution of shallow water equation.

Since theoretical study of the wave impact process has been able to gain little from the traditional theories of water waves, the velocity fields of overturning dam break flows trapping an air pocket as it strikes the wall can be used to validate numerical models.

**Key words:** particle image velocimetry; bubble image velocimetry; dam-break flow; two-phase flow.

# 基于相位差修正的非线性波边界层壁面切应力模型

谢益芹<sup>1,2</sup>, 周济福<sup>1,2</sup>, 王旭<sup>2</sup>

(1. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100149; 2. 中国科学院 力学研究所, 北京 100190;)

**摘要:** 采用 Navier-Stokes 方程和大涡模拟方法, 建立振荡流模型, 对非线性波诱导的边界层运动进行模拟。分别对前倾波和椭圆波两种典型的非线性波边界层壁面切应力进行分析, 得到了壁面切应力与自由外流相位差随椭圆波的非对称度和前倾波的前倾度变化的参数化关系。基于此, 对 Nielsen 壁面切应力模型进行修正, 得到了不同相位的壁面切应力模型, 通过与实验和数值模拟结果对比表明, 修正模型能够很好描述典型非线性波边界层壁面切应力的特征。

**关键词:** 壁面切应力; 相位差; 非线性波边界层

## 1 引言

非线性波边界层, 特别是湍流边界层, 对近岸泥沙运动有重要影响, 其壁面切应力是决定泥沙启动的关键因素。正确描述非线性波边界层壁面切应力是建立近岸波流输沙模型的基础, 对近岸环境和工程的研究具有重要意义。

目前, 针对非线性波诱导的湍流边界层, 人们建立了一些壁面切应力预测模型。Nielsen<sup>[1]</sup>是其中的代表性成果之一, 他将非线性波边界层壁面切应力的层流解推广到湍流情形, 提出了由速度项和加速度项组成的壁面切应力模型, 并指出壁面切应力与外流速度的相位差在  $37.5^\circ \sim 45^\circ$  之间变化。Nielsen 和 Callaghan (2003)<sup>[2]</sup>对此模型进一步修正, 通过与实验比较, 得到最优的相位差为  $51^\circ$ , 此相位差是通过输沙率优化得到的, 缺乏物理基础。Tanaka 和 Thu<sup>[3]</sup>曾指出湍流阶段相位差变化范围在  $45^\circ \sim 10^\circ$  之间。可以看出, 上述模型中壁面切应力与外流速度的相位差还需进一步研究。Gonzalez-Rodriguez 和 Madsen<sup>[4]</sup>考虑了波峰和波谷处相位差, 提出了新的壁面切应力模型, 但因未考虑加速度效应而低估了实验数据。

本文分别考虑壁面切应力与外流速度在波峰和波谷处的相位差, 对 Nielsen<sup>[1]</sup>壁面切应

基金项目: 国家重点基础研究发展规划 (编号: 2017YFC1404200)、国家自然科学基金 (编号: 11972352)、中国科学院战略性先导科技专项 (编号: XDB22040203, XDA22000000)。

谢益芹 (1992), 博士研究生, 主要从事波浪输沙方面研究。E-mail: xieyiqin@imech.ac.cn.

周济福 (1965), 研究员, 博士生导师, 主要研究方向为泥沙运动力学, 河口海岸动力学等。E-mail: zhoujif@imech.ac.cn.

力模型进行分段修正。为了获得精确的相位差，利用振荡流模型模拟近壁面边界层流动，分别对前倾波和椭圆波两种典型非线性波进行分析，得到了相位差与前倾度与非对称度的参数化关系，基于此相位差修正的壁面切应力模型与实验数据和数值结果吻合良好。

## 2 数值模型

采用空间滤波的三维不可压缩 Navier-Stokes (NS) 方程计算流体运动，连续性方程和动量方程分别为：

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

其中，符号  $\bar{\cdot}$  表示滤波后的变量， $u_i$  为第  $i$  方向上的速度， $\rho$  为流体密度， $p$  为压力， $\nu$  为流体运动黏性系数， $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$  为亚格子应力。

为了使方程封闭，采用 Smagorinsky 亚格子模型：

$$\tau_{ij} = -2 \nu_t \bar{S}_{ij}, \quad (3)$$

式中， $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$  为应变率张量， $\nu_t = (C_s \Delta l_s) (2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{0.5}$  为湍流涡黏系数， $C_s$  为

Smagorinsky 常数， $l_s$  为 Van Direst 衰减函数， $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$  为滤波尺度。

为了获得非线性波诱导的壁面切应力，可用非简谐振振荡边界层模拟非线性波诱导的近壁面流体运动，其流向和展向采用周期边界条件，上下边界条件为：

$$u|_{z=0} = 0, \quad u|_{z \rightarrow \infty} = U(t), \quad (4)$$

式中， $U(t)$  为边界层外的自由外流速度。

模型方程离散采用有限体积法，使用同位网格系统和高斯差分方法对界面进行插值。其中，黏性项采用中心差分格式，对流项采用二阶迎风格式。使用 PIMPLE<sup>[5]</sup> 耦合算法求解 N-S 方程。采用结构网格对计算区域进行离散，且近底网格足够小，以满足湍流模型所要求的网格精度。利用实验数据对该模型进行了验证。

### 3 应力模型修正

对于线性波，当流动为层流时，壁面切应力有解析解，相应的摩擦速度为

$$u_* = \left[ \sqrt{\omega \nu} \left( \cos \varphi \cdot U(t) + \frac{\sin \varphi}{\omega} \frac{\partial U(t)}{\partial t} \right) \right]^{0.5}, \quad (5)$$

其中， $\varphi=45^\circ$ ，为壁面切应力与外流速度相位差。Nielsen<sup>[1]</sup>将式(5)推广到湍流情形。但湍流情形下相位差与层流有很大差异，Nielsen 仅给出相位差的大致范围，具有一定的局限性。

鉴于此，本文分别使用自由外流速度峰值和谷值（下文简称波峰和波谷）处相位差对 Nielsen 的壁面切应力模型进行修正，得到了分段的壁面切应力模型，相应的摩擦速度为：

$$u_* = \begin{cases} \sqrt{\frac{f_w}{2}} \left[ \cos \varphi_c u(t) + \frac{\sin \varphi_c}{\omega} \frac{\partial u(t)}{\partial t} \right] & u(t) > 0 \\ \sqrt{\frac{f_w}{2}} \left[ \cos \varphi_t u(t) + \frac{\sin \varphi_t}{\omega} \frac{\partial u(t)}{\partial t} \right] & u(t) \leq 0 \end{cases}, \quad (6)$$

其中， $u_*$  是摩擦速度，切应力为  $\tau(t) = \rho u_*(t) |u_*(t)|$ ， $u(t)$  为边界层外波浪的水平振荡速度， $f_w$  是摩擦系数， $\varphi_c$  和  $\varphi_t$  分别为波峰和波谷处相位差（图 1）， $\omega$  为波浪角速度。

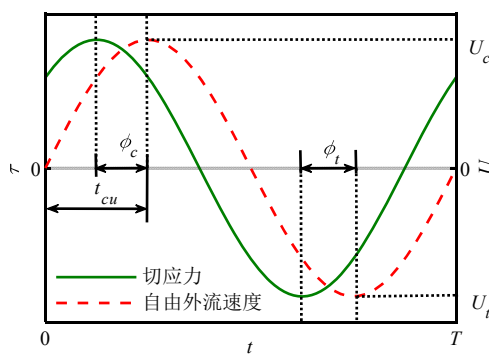


图 1 外流速度和壁面切应力过程示意图

#### 3.1 前倾波情形

前倾波的自由外流速度采用 Abreu 等<sup>[7]</sup>公式：

$$U(t) = U_c \sqrt{1-r^2} \frac{\sin \omega t}{1-r \cos \omega t}, \quad (7)$$

式中， $U_c$  为速度振幅， $\omega$  为波浪角速度， $r$  为描述波形的参数。引入前倾度来描述前倾波的非线性特征。式中， $t_{cu}$  如图 1 所示。

$$\beta = 1 - \frac{2t_{cu}}{T}, \quad (8)$$

基于上述振荡边界层流动模型,通过不同前倾度的数值算例研究,分别获得波峰和波谷处的相位差,并建立其与前倾度的回归关系:

$$\varphi_c = -28.01\beta + 21.04, \quad (9)$$

$$\varphi_t = -17.27\beta + 16.07. \quad (10)$$

图2和图3分别是前倾波条件下,基于相位差修正的壁面切应力模型与实验和数值结果的比较,实验参数参考Suntoyo等<sup>[8]</sup>。可见,修正模型能够与实验数据和计算结果较好吻合,且能够很好捕捉前倾波的壁面切应力特征。

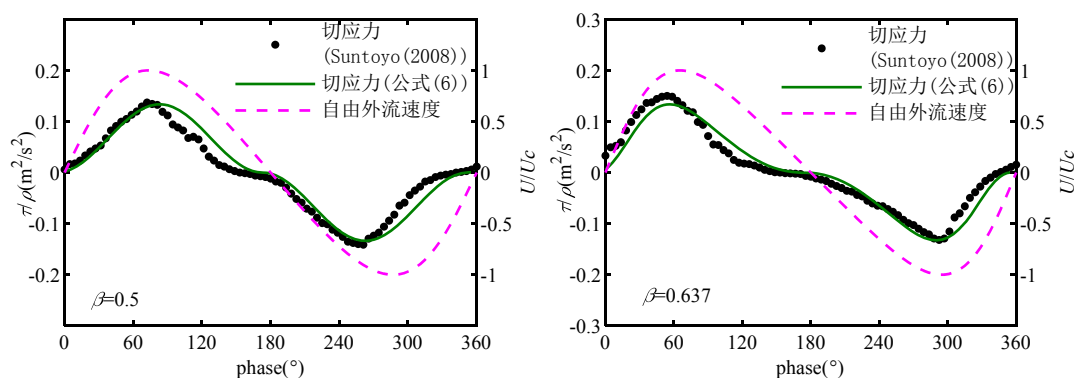


图2 壁面切应力修正模型与实验数据的比较(前倾波)

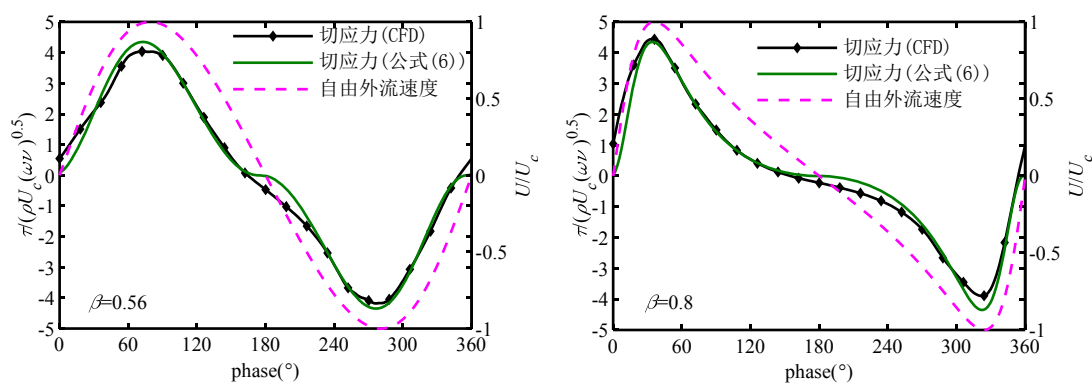


图3 壁面切应力修正模型与数值计算结果的比较(前倾波)

### 3.2 椭圆波情形

椭圆波的自由外流速度采用如下形式<sup>[9]</sup>:

$$U(t) = \frac{U_c}{(1 - \text{cn}^2)} \left[ \text{cn}^2 \left( \frac{2Kt}{T} \right) - \overline{\text{cn}^2} \right] \quad (11)$$

式中,  $\text{cn}$  为椭圆余弦函数,  $K$  为第一类椭圆积分。这里引入非对称度来描述前倾波的非线性特征。式中,  $U_c$  和  $U_t$  分别为波峰和波谷处速度 (图 1)。

$$As = \frac{U_c}{U_c - U_t} \quad (12)$$

和前倾波类似, 通过不同非对称度的数值算例研究, 分别获得波峰和波谷处的相位差, 并建立其与非对称度的回归关系:

$$\varphi_c = -47.44As + 29.5 \quad (13)$$

$$\varphi_t = 1245As^2 - 1327As + 360.1 \quad (14)$$

图 4 展示了椭圆波条件下, 基于相位差修正的壁面切应力模型与振荡流模型结果的比较。可见, 修正模型与计算结果基本吻合, 且能够很好捕捉椭圆波的壁面切应力特征。

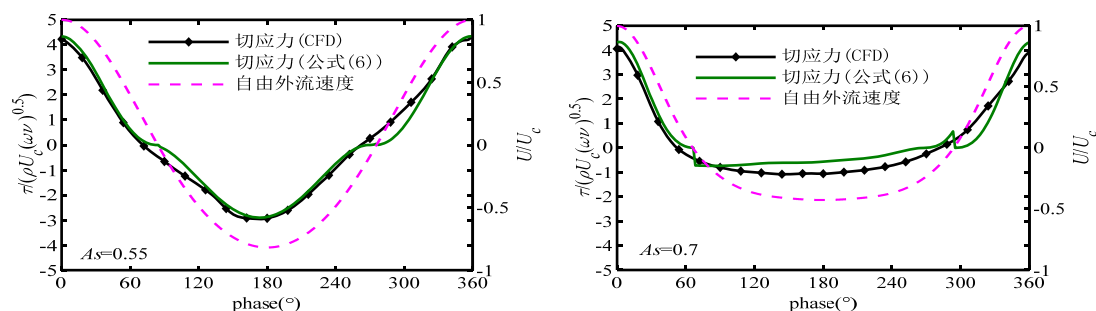


图 4 壁面切应力修正模型与数值计算结果的比较 (椭圆波)

## 4 结论

建立了振荡边界层流动模型, 对波诱导的边界层运动进行模拟, 以前倾波和椭圆波两种典型非线性波为例, 获得了非线性波边界层中壁面切应力过程及其与外流速度的相位差, 并通过算例研究, 建立了相位差与前倾度和非对称度的回归关系。基于此, 对 Nielsen 提出的壁面切应力模型进行修正, 分别建立了前倾波和椭圆波的壁面切应力模型, 模型与相关实验数据和数值模拟结果吻合良好, 且可以很好描述典型非线性波的壁面切应力特征。

## 参考文献

- 1 Nielsen, P.. Shear stress and sediment transport calculations for swash zone modeling. Coastal Engineering,

- 2002, 45, 53–60.
- 2 Nielsen, P., and D. P. Callaghan. Shear stress and sediment transport calculations for sheet flow under waves. *Coastal Engineering*, 2003, 47(3): 347–354.
  - 3 Tanaka, H., and A. Thu. Full-range equation of friction coefficient and phase difference in a wave-current boundary layer. *Coastal Engineering*, 1994, 22: 237–254.
  - 4 Gonzalez-Rodriguez, D., O.S. Madsen, Seabed shear stress and bedload transport due to asymmetric and skewed waves. *Coastal Engineering*, 2007, 54(12): 914–929.
  - 5 Jasak H. Error Analysis and Estimation for the finite volume method with applications to fluid flows[D]. London: Imperial College of Science, 1996, 73-151.
  - 6 Li, Y. J., Chen, J. B., Zhou, J. F., Zhang, Q. Large eddy simulation of boundary layer flow under cnoidal waves. *Acta Mech. Sin.*, 2016, 32(1): 22-37.
  - 7 Abreu, T., Silva, P. A., Sancho, F., et al. Analytical approximate wave form for asymmetric waves. *Coastal Engineering*, 2010, 57(7): 656-667.
  - 8 Suntoyo, H. Tanaka, A. Sana. Characteristics of turbulent boundary layers over a rough bed under saw-tooth waves and its application to sediment transport. *Coastal Engineering*, 2008, 55: 1102–1112.
  - 9 Tanaka, H., Sumer. B. M, Lodahl, C.. Theoretical and experiment investigation on laminar boundary layers under cnoidal wave motion. *Coast Engineering Journal*, 1998, 40: 81-98.

## **A modified bottom shear stress model of nonlinear waves based on phase difference**

XIE Yi-qin<sup>1,2</sup>, ZHOU Ji-fu<sup>1,2</sup>, WANG Xu<sup>2</sup>

(1. School of Engineering Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100049, China;

2. Key Laboratory for Mechanics in Fluid Solid Coupling Systems, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100190, China; Email: [xieyiqin@imech.ac.cn](mailto:xieyiqin@imech.ac.cn) )

**Abstract:** An oscillatory flow model is built to investigate the boundary layer beneath nonlinear waves, using Navier Stokes equations and large eddy simulation method. Based on the numerical model, the bottom shear stress of forward-leaning waves and cnoidal waves are studied and the fitting formula of the phase difference between free stream velocity and shear stress with the degree of forward leaning and the degree of asymmetry are obtained. Then, a segmented bottom shear stress model is acquired through modifying Nielsen's model with the formula of phase difference. Comparison with experimental data and numerical results shows that the modified model can reasonably describe the characteristics of the bottom shear stress under nonlinear waves.

**Key words:** bottom shear stress; phase difference; nonlinear waves; oscillatory boundary layer

# 基于机械式自动搅拌的标准悬沙浓度场 测试技术及应用

高术仙, 韩鸿胜

(交通运输部 天津水运工程科学研究所, 天津, 300456, Email:gaoshuxianqixi@126.com)

**摘要:** 为了解决水体中含沙量测量的准确性问题, 自行研制了机械式悬沙浓度场装置, 在悬沙浓度场中可配置  $0\sim 30\text{kg/m}^3$  范围的任意标准悬沙浓度值, 采用自动机械搅拌取样和烘干称重的方法对该标准悬沙浓度场进行悬沙浓度量值测试, 测试结果显示标准悬沙浓度场均匀度均小于 3%。采用该悬沙浓度场对  $0\sim 10\text{kg/m}^3$  测量范围的 OBS3+浊度传感器的浊度测量值与标准悬沙浓度场的标准悬沙浓度值进行分段拟合测试, 拟合曲线相关性均不小于 0.98, 该标准悬沙浓度场测试技术及自动机械式悬沙浓度场装置能够准确且便捷的用于水体中含沙量测量设备的校准。

**关键词:** 标准悬沙浓度场; 烘干称重法; 均匀度; 含沙量测量设备校准

## 1 引言

水体含沙量(悬沙浓度)是单位体积的水样中挟带的干泥沙质量, 其是研究水库泥沙淤积、港口航道泥沙淤积、航道输运、水质环境及岸滩水土流失等问题的重要参数, 在动水环境下, 水体中悬沙浓度的测量极为复杂, 不同的水体环境条件均影响悬沙浓度测量结果, 其测量的准确性直接关系泥沙淤积的准确计算、预报和后报, 目前国内使用的水体含沙量测量设备大多依靠国外进口, 这些设备的原理不同, 测量水体悬沙浓度的范围亦不同, 同时受环境条件等因素的影响较大。与传统的烘干称重法测含沙量值相比, 大部分测量设备的含沙量测量数据误差较大, 完全偏离其设备的标称精度。含沙量测量设备的实际测量精度如何、不同浓度条件下的实际测量不确定度又是多少以及如何保证含沙量测量设备的测量准确性等问题越来越受到人们的关注。

校准光学后向散射传感器或测量悬沙浓度的浊度传感器的最好方法是即时提取传感器周围的水样并在仪器输出值和水样的悬沙浓度值之间建立数学关系<sup>[1]</sup>。使用标准方法配制的悬沙浓度值称为标准悬沙浓度值, 该标准悬沙浓度值可用电子天平称量干泥沙样质量, 量筒称量纯净水体积, 使其均匀混合后计算得到。标准悬沙浓度场可用一个同步采样程序中测定的悬沙浓度值来校准, 这就对我们标准悬沙浓度场的均匀度提出了要求。而目前的

室内标定和试验室标定仅<sup>[2-11]</sup>是在一个桶中加入泥沙样, 然后进行搅拌均匀, 并未提到悬沙浓度场均匀度是如何保证和验证的, 这种标定方式严格的来说并不符合悬沙浓度量值的校准过程, 其校准不确定度也是未知的。

本文采用自行研制的机械式悬沙浓度场装置, 使用标准方法配制完成了标准悬沙浓度场, 使用烘干称重法对标准悬沙浓度场的均匀度进行测试。并应用该标准悬沙浓度场对含沙量测量设备 ((0-10) kg/m<sup>3</sup> 测量范围的 OBS3+浊度传感器) 进行分段校准测试试验。

## 2 机械式自动搅拌及取样装置组成

机械式自动搅拌装置主要由搅拌桶、搅拌器和连接固定器件 3 个部分组成, 搅拌桶定制直径 40cm, 搅拌器由微型交流减速电机、直流无刷驱动控制器、4 个间隔 10cm 焊接完成的搅拌扇叶组成, 微型交流减速电机配合直流无刷驱动控制器可对搅拌扇叶进行实时搅拌转速控制, 搅拌器由连接固定器件固定在搅拌桶上部, 搅拌器扇叶位于搅拌桶的中心处, 机械式自动搅拌装置示意图如图 1 所示。

取样装置由直流电源、负压真空泵、取样瓶、连接软管及固定软管位置的水位测针组成。

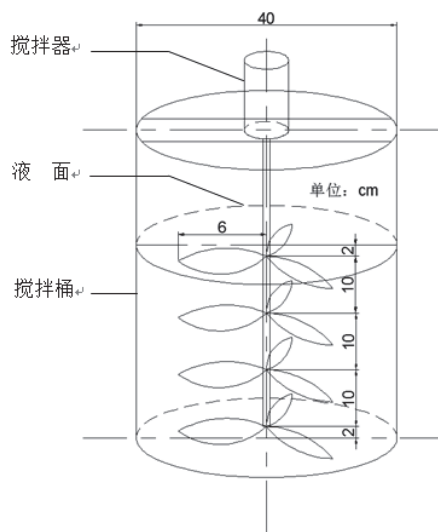


图 1 机械式自动搅拌装置示意图

## 3 标准悬沙浓度场配制及均匀度测试

### 3.1 标准悬沙浓度场配制及均匀度测试方法

标准悬沙浓度场是通过机械动力搅拌使容器内纯净水和泥沙样均匀混合, 可配制标准悬沙浓度值的装置。泥沙样选用天津港港池天然沙样, 粒径范围 0.4~120 $\mu$ m。

标准悬沙浓度场配制及均匀度测试方法如下。

(1) 分别用电子天平和量筒套组称量泥沙样和纯净水, 在容器中配置标准悬沙浓度值为  $0.5 \text{ kg/m}^3$  的标准悬沙浓度场, 标准悬沙浓度值按公式  $S = m/V$  计算 ( $S$  为标准悬沙浓度值,  $\text{kg/m}^3$ ;  $m$  为配置标准悬沙浓度场需称量干泥沙样的质量,  $\text{kg}$ ;  $V$  为配制标准悬沙浓度场需称量纯净水和干泥沙样的体积,  $\text{m}^3$ ), 打开搅拌装置开关使标准悬沙浓度场中泥沙样与纯净水均匀混合。

(2) 在实际工作区域的上限 (水面下  $3 \text{ cm}$  位置) 和下限 (距搅拌桶底部  $3 \text{ cm}$  位置) 选取采样点来验证标准悬沙浓度场均匀度, 采样点的位置选择在工作区域上、下水平面上均匀分布的位置, 可参考图 2 中点 A、B、C、D、E、F、G 和 H (距搅拌桶边壁  $6 \text{ cm}$ ) 的位置。

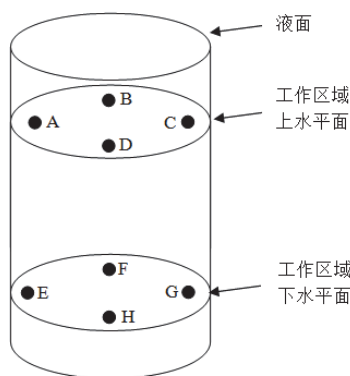


图2 标准悬沙浓度场均匀度采样示意图

(3) 用采样装置在采样点位置进行同时采样, 用量筒称量出采样水样的体积, 用抽滤装置分离水样中泥沙, 将电热干燥箱调至  $120^\circ\text{C}$ , 烘烤泥沙  $30 \text{ min}$ , 用电子天平称量分离出泥沙质量, 通过公式  $S_i = m_i/V_i$  计算每个采样点位置处的悬沙浓度值 ( $S_i$  为第  $i$  个点采样样品的悬沙浓度值,  $\text{kg/m}^3$ ;  $m_i$  为第  $i$  个点采样样品中泥沙样质量,  $\text{kg}$ ;  $V_i$  为第  $i$  个点采样样品的体积,  $\text{m}^3$ ), 按公式 (1) 计算标准悬沙浓度场均匀度。

$$E = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{S} \times 100\% \quad (1)$$

式中:  $E$  为标准悬沙浓度场均匀度;  $S_{\max}$  为所有采样样品的悬沙浓度最大值,  $\text{kg/m}^3$ ;  $S_{\min}$  为所有采样样品的悬沙浓度最小值,  $\text{kg/m}^3$ ;  $S$  为标准悬沙浓度值,  $\text{kg/m}^3$ 。

(4) 按上述步骤 (1) ~ (3) 的方法对标准悬沙浓度值为  $1 \text{ kg/m}^3$ 、 $3 \text{ kg/m}^3$ 、 $5 \text{ kg/m}^3$ 、 $7 \text{ kg/m}^3$ 、 $10 \text{ kg/m}^3$ 、 $15 \text{ kg/m}^3$  和  $30 \text{ kg/m}^3$  的标准悬沙浓度场进行均匀度试验。

### 3.2 测试结果与分析

按照上述的标准悬沙浓度场均匀度测试方法, 分别测量和计算不同标准悬沙浓度场中的 8 个采样点的悬沙浓度值, 并根据式 (1) 计算得到各标准悬沙浓度场的均匀度, 具体测试计算结果见表 1。

表1 各标准悬沙浓度场中均匀度测试计算结果

| 标准悬沙浓度值<br>/(kg/m <sup>3</sup> ) | 标准悬沙浓度场均匀度<br>/% | 标准悬沙浓度值<br>/(kg/m <sup>3</sup> ) | 标准悬沙浓度场均匀度<br>/% |
|----------------------------------|------------------|----------------------------------|------------------|
| 0.5                              | 2.852            | 10.0                             | 1.48             |
| 1.0                              | 2.77             | 15.0                             | 1.53             |
| 3.0                              | 2.507            | 30.0                             | 1.85             |
| 7.0                              | 2.43             |                                  |                  |

表1中的各标准悬沙浓度场中均匀度测试计算结果均小于3%。这说明采用机械式自动搅拌及取样装置能够在一定范围内很好的提高标准悬沙浓度场的均匀度,为含沙量测量设备提供校准场。

#### 4 标准悬沙浓度场的应用

选取测量范围为0~10kg/m<sup>3</sup>的OBS3+浊度传感器作为样机,以天然沙作为泥沙样对该样机进行测量误差试验,该样机为只有传感器探头无采集系统,采用自行编制采集卡程序进行数据采集得到电信号数据,以分段测量方式对该样机进行实验室校准。

应用标准悬沙浓度场对样机进行测试流程如下。

(1) 将测量范围0~10kg/m<sup>3</sup>分成0.1~1 kg/m<sup>3</sup>、1~5 kg/m<sup>3</sup>和5~10 kg/m<sup>3</sup>3个分段范围,在每个分段内选取不少于3~5标准悬沙浓度值,并配制与其相应的标准悬沙浓度场,按公式 $S_i = m_i / V_i$ 计算标准悬沙浓度值,式中 $S_i$ 为第*i*个标准悬沙浓度场的标准悬沙浓度值; $m_i$ 为配制第*i*个标准悬沙浓度场需称量干泥沙样的质量; $V_i$ 为配制第*i*个标准悬沙浓度场需称量纯净水和干泥沙样的体积。

(2) 将样机放入标准悬沙浓度场工作区域内,运行3min后连续记录不少于30个电信号测量值,采用3 $\sigma$ 准则剔除粗大误差,剔除粗大误差后的数据数量应不少于原数据的90%,取有效数据平均值作为该样机的电信号测量值;

(3) 根据样机自带的电信号值与浊度值的校准公式将测量电信号值转化为浊度值;

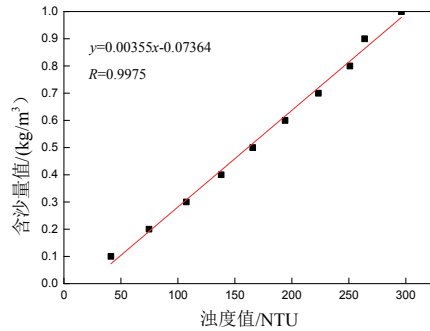
(4) 对浊度值与标准悬沙浓度值进行线性拟合,拟合结果见图3;

(5) 按拟合公式 $S_f = aC + b$ 计算含沙量测量设备的悬沙浓度拟合值,式中 $S_f$ 为含沙量测量设备的含沙量拟合值,计算结果见表2;

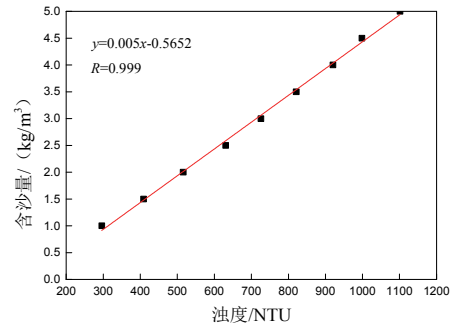
(6) 按式(2)计算OBS3+浊度传感器的相对误差,计算结果见表2。

$$E_i = \frac{S_{fi} - S_i}{S_i} \times 100\% \quad (2)$$

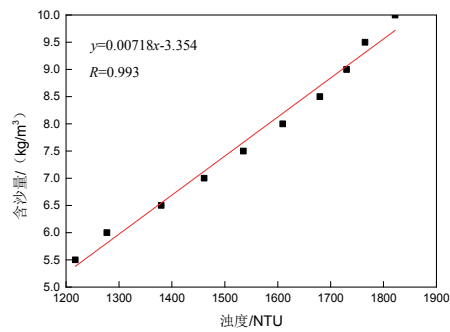
式中: $E_i$ 为第*i*个标准悬沙浓度场中OBS3+浊度传感器测量的相对误差; $S_{fi}$ 为第*i*个标准悬沙浓度场中的悬沙浓度拟合值,kg/m<sup>3</sup>; $S_i$ 为第*i*个标准悬沙浓度场中标准悬沙浓度值,kg/m<sup>3</sup>。



(a) 0~1 kg/m³范围



(b) 1~5 kg/m³范围



(c) 5~10 kg/m³范围

图3 分段范围内浊度值与标准悬沙浓度值拟合曲线

表2 OBS3+浊度传感器测试计算相对误差

| 分段  | 标准悬沙浓度值<br>(kg/m³) | 浊度值<br>NTU | 悬沙浓度拟合值<br>(kg/m³) | 相对误差<br>% |
|-----|--------------------|------------|--------------------|-----------|
| 0~1 | 0.1                | 48.316     | 0.0979             | -2.1      |
|     | 0.2                | 74.630     | 0.1913             | -4.35     |
|     | 0.3                | 107.404    | 0.3076             | 2.53      |
|     | 0.4                | 137.976    | 0.4162             | 4.05      |
|     | 0.5                | 165.743    | 0.5147             | 2.94      |
|     | 0.6                | 194.0754   | 0.6153             | 2.55      |
|     | 0.7                | 223.280    | 0.7190             | 2.71      |
|     | 0.8                | 250.954    | 0.8172             | 2.15      |
|     | 0.9                | 263.820    | 0.8629             | -4.12     |
|     | 1.0                | 296.091    | 0.9775             | -2.25     |

表 2 OBS3+浊度传感器测试计算相对误差（续表）

| 分段   | 标准悬沙浓度值<br>$\text{kg/m}^3$ | 浊度值<br>NTU | 悬沙浓度拟合值<br>$\text{kg/m}^3$ | 相对误差<br>% |
|------|----------------------------|------------|----------------------------|-----------|
| 1~5  | 1.5                        | 408.966    | 1.4796                     | -1.36     |
|      | 2                          | 515.978    | 2.0147                     | 0.74      |
|      | 2.5                        | 630.712    | 2.5888                     | 3.54      |
|      | 3                          | 725.827    | 3.0639                     | 2.13      |
|      | 3.5                        | 821.227    | 3.5409                     | 1.17      |
|      | 4                          | 920.196    | 4.0358                     | 0.90      |
|      | 4.5                        | 1025.741   | 4.5635                     | 1.41      |
|      | 5                          | 1101.372   | 4.9417                     | -1.17     |
| 5~10 | 5.5                        | 1217.354   | 5.3866                     | -2.06     |
|      | 6                          | 1277.138   | 5.8159                     | -3.07     |
|      | 6.5                        | 1379.928   | 6.5539                     | 0.83      |
|      | 7                          | 1460.91    | 7.1353                     | 1.93      |
|      | 7.5                        | 1534.896   | 7.6666                     | 2.22      |
|      | 8                          | 1609.326   | 8.2010                     | 2.51      |
|      | 8.5                        | 1659.126   | 8.5585                     | 0.69      |
|      | 9                          | 1730.05    | 9.0678                     | 0.75      |
|      | 9.5                        | 1764.957   | 9.3184                     | -1.91     |
|      | 10                         | 1821.945   | 9.7276                     | -2.72     |

从表 2 的计算结果可以看出，测量范围为（0~10） $\text{kg/m}^3$  的 OBS3+浊度传感器的测量结果的相对误差均小于 5%，说明该标准悬沙浓度场测试技术及自动机械式悬沙浓度场装置能够准确且便捷的用于水体中含沙量测量设备的校准。

## 5 结论

采用自行研制的机械式悬沙浓度场装置和取样装置可配制标准悬沙浓度值在 30  $\text{kg/m}^3$  以内的标准悬沙浓度场，该标准悬沙浓度场的均匀度能够达到不超过 3%，为含沙量测量设备的校准提供了高精度且可靠的校准场，该校准场即可在室内也可在室外用于对含沙量测量设备的校准。

## 参考文献

- 1 BS ISO 11657: 2014 Hydrometry-Suspended Sediment in Strams and Canals-Determination of Concentration by Surrogate Techniques. London: the British Standards Institution, 2014.

- 2 张文祥, 杨世伦. OBS浊度标定与悬沙浓度误差分析. 海洋技术, 2008, 27(4): 5-8.
- 3 刘红, 何青, 王元叶. 长江口浑浊带海域 OBS 标定的实验研究. 泥沙研究, 2006(5): 54-60.
- 4 薛元忠, 何青, 王元叶. OBS浊度计测量泥沙浓度的方法与实践研究. 泥沙研究, 2004(4): 56-60.
- 5 栾润润, 张瑞波. 基于 OBS 3+传感器的实验室含沙量测量系统开发和应用. 水道港口, 2017(1): 94-98.
- 6 Xu J P. Converting near-bottom OBS measurements into suspended sediment concentrations. Geo-Marine Letters, 1997, 17: 154-161.
- 7 Butman C A, Wheatcroft R A. Field measurements of fine-scale sediment grading at the STRESS sites: implications for the interpretation of light-transmission records. Transcript of the American Geophysical Union, 1991, 72, O21C-8.
- 8 Black K P, Rosenberg M A. Suspended sand measurements in a turbulent environment field comparison of optical and pump sampling techniques. Coastal Engineering, 1994, 24: 137-150.
- 9 Sternberg R W, Kineke G C, Johnson R. An instrument system for profiling suspended sediment, fluid and flow conditions in shallow marine environments. Continental Shelf Research, 1991(11): 109-122.
- 10 付立彬, 刘明堂, 刘雪梅. 基于 PLC 的含沙量多量程在线监测系统. 人民黄河, 2011(9): 34-36.
- 11 刘明堂. 基于多源多尺度数据融合的黄河含沙量检测模型研究. 郑州: 郑州大学, 2015.

## **Testing technology and application of standard suspended sediment concentration field based on Mechanical automatic agitator**

GAO Shu-xian, HAN Hong-sheng

(Tianjin Research Institute for Water Transport Engineering, Ministry of Transport, Tianjin, 300456,

Email: gaoshuxianqixi@126.com)

**Abstract:** In order to solve the accuracy problem of sediment concentration measurement in water, a mechanical suspended sediment concentration field device was developed. In this field, any standard value of sediment concentration in the range of (0-30) kg/m<sup>3</sup> can be prepared. The sediment concentration of the standard suspended sediment concentration field were tested and calculated by automatic mechanical stirring sampling and using drying and weighing methods. The test results show that the uniformity of standard suspended sediment concentration field is less than 3%. The turbidity measurement value of obs<sup>3+</sup> turbidity sensor with the measurement range of (0-10) kg/m<sup>3</sup> were piecewise fitted with the standard value of sediment concentration of standard suspended sediment concentration. The correlation of fitting curves was not less than 0.98. The test technology and device of standard suspended sediment concentration field can be accurately and conveniently used for the calibration of sediment concentration measurement equipment in water.

**Key words:** Standard suspended sediment concentration field; Drying and weighing method; Uniformity; Coordinate transform; Calibration of sediment concentration measurement equipment

# 基于 Stacking 的船舶阻力快速预报模型研究

付万谦, 李廷秋

(武汉理工大学交通学院, 武汉, 430063)

**摘要:** 本研究以 Taylor 系列标准船模的剩余阻力系数试验数据集<sup>[1]</sup>为研究对象, 应用 Stacking 集成学习算法, 建立船舶阻力快速预报集成学习模型。通过随机抽取数据集作为训练样本和测试样本, 以测试样本的真实值和预测值的平均绝对误差、均方误差和决定系数作为回归预测模型的评价指标。同时在其他参数相同的条件下, 对 4 组不同宽度吃水比做线性插值, 将所得剩余阻力系数与回归模型预报结果进行比较。结果表明, 相较于单一模型, 集成学习模型精度更高、泛化能力更好, 验证本研究开发的基于 Stacking 的船舶阻力快速预报模型可行性, 亦为船舶阻力快速预报近似模型选择提供参考。

**关键词:** 集成学习; Stacking; 回归模型; Taylor 系列船模剩余阻力

## 1 引言

船舶阻力快速预报是船舶快速性的研究热点。针对传统的三类方法: 图谱法、模型试验和 CFD 技术, 近年来船舶阻力快速预报前沿技术是引入基于人工智能的近似模型, 即通过构建合适的近似模型, 代替 CFD 模拟, 以显著提升计算效率<sup>[2]</sup>。理论分析表明, 机器学习适用于船舶阻力快速预报, 近似模型形式显著影响模型精度。比如, 陈爱国等<sup>[3]</sup>基于 3 层、4 层 BP 神经网络, 建立系列 60 船舶原始试验数据库; 郎济才等<sup>[4]</sup>基于 Taylor 标准系列船舶剩余阻力数据, 建立广义回归神经网络预测方法; 肖振业等<sup>[5]</sup>采用支持向量机构建了 KCS 总阻力的近似模型, 并与神经网络近似模型进行对比; 张乔宇等<sup>[6]</sup>分别采用 6 种经典机器学习算法对 Taylor 标准系列数据集进行训练和预测。鉴于目前多数学者采用单一的机器学习近似模型, 如何以聚合模型方式构建船舶阻力快速预报的近似模型, 同时提升预测精度、泛化性是本文研究的重点。

理论上, 集成学习是通过构建并结合多个学习器(个体学习器或弱学习器)实现任务

---

基金项目: 本文由中国自然科学基金国际重点合作项目支持(编号: 103-41171731)

分类、回归等，泛化性显著（与单一学习器相比）。本文以 Taylor 系列船模试验数据为例，通过研究现有的集成学习算法，快速预报船舶阻力。其中，Taylor 系列船模试验基于母型系列改型<sup>[7]</sup>，通过考虑多种参数如宽度吃水比  $B/T$ 、棱形系数  $C_p$ 、排水体积长度系数  $1000/L^3$  等，随佛汝德数  $F_r$  下进行系列阻力试验，获得剩余阻力系数试验数据。为此，建立输入向量-输出向量特定关系，如输入向量为  $B/T$ ， $C_p$ ， $1000/L^3$ ， $F_r$  等，输出向量为剩余阻力系数  $C_r$ 。样本集中训练集和测试集按 8:2 划分比例随机划分，以避免原始数据集分布对模型训练影响。与此同时，以测试样本预测值和真实值平均绝对误差、均方根误差和决定系数等作为衡量模型适用性的评价指标，并通过 4 组不同  $B/T$  插值样本进一步检验，以测试所建模型的泛化能力。

## 2 Stacking 整体架构设计

通过一个元分类器或元回归器，Stacking 是整合多个分类模型或回归模型的集成学习技术。其中，基学习器利用整个训练集训练，元学习器将基学习器输出特征作为输入特征进行训练。相较于多数同质学习器的集成方法如 Bagging 和 Boosting，Stacking 基础模型通常包含不同的学习算法，形成异质集成。由于不同类型的基学习器对数据集学习方式和程度有所不同，为此 Stacking 集成模型可从不同角度更为全面地观测数据特征，充分利用数据信息，获得更为准确的预测结果。Stacking 整体架构由随机森林回归模型、GBRT 以及 XGBoost 回归模型、岭回归元学习器模型等构成。

本文采用随机森林、梯度提升回归树和极端梯度提升树 3 种模型作为基学习器，岭回归作为元学习器进行融合得到集成模型。通过融合多种机器学习算法，Stacking 集成模型克服了单个模型缺陷，优化了岭回归的输入，提升了预测结果，集成技术路线如下：①依据 Taylor 初始数据集，按照 8:2 的比例划分训练集、测试集；②对第 1 层 3 种基学习器，采用 10 折交叉验证训练第 1 层模型（每个模型通过训练获得与原训练集相当数据），拓展 3 种模型生成第 2 层特征，输入基于岭回归模型的元学习器，获得岭回归学习 3 种算法的输出结果，生成回归模型用于结果预报（更新训练集）；③对 Stacking 中 3 个基学习器模型进行 10 折交叉验证（如测试集 10 次计算，10 次计算结果平均，获得与原测试集相当数据），扩展 3 种模型生成第 2 层测试集，输入到元学习器岭回归模型（更新测试集）；④以更新训练集训练第 2 层元学习器岭回归模型，并以更新测试集验证 Stacking 模型；⑤融合 3 种算法形成 Stacking 模型，实现预报不同工况下标准船舶剩余阻力系数。

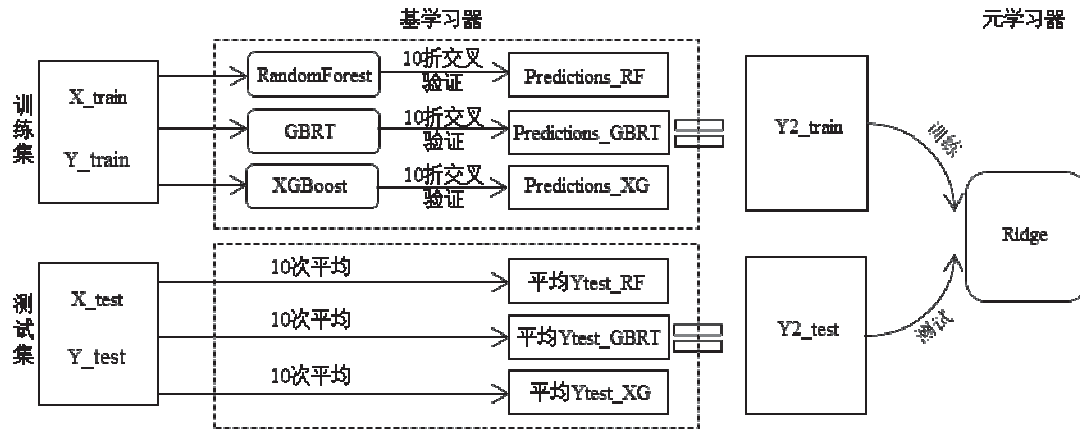


图 1 Stacking 模型结构

### 3 结果及分析

为全面比较模型性能，本研究选取平均绝对误差 (MAE)、均方误差 (MSE) 和决定系数 ( $R^2$ ) 3 种回归模型性能指标对模型性能进行评估。

Taylor 标准系列中剩余阻力数据共有 548 条，随机取样本数据集的 80% 作为训练集，20% 的样本数据集作为测试集。采用上述 Stacking 集成学习回归模型进行阻力预报试验，结果如图 2 所示，可知：由随机森林、GBRT、XGBoost 和岭回归融合得到的 Stacking 模型的各方面性能指标均优于基学习器中表现最佳的 XGBoost。Stacking 模型决定系数为 0.9929，对比随机森林、GBRT 和 XGBoost 分别提高了 0.71%、1.33% 和 1.15%，平均提高 1.06%。Stacking 平均绝对误差为 0.0499，相对 3 个基学习器，降低量分别为 1.96%、3.89% 和 2.86%，平均降低 2.90%。Stacking 均方根误差为 0.0054，相较于基学习器降低量为 0.48%、1.01% 和 0.87%，平均降低 0.79%。

本研究也利用其他机器学习模型进行训练和测试，结果如表 1 所示。可知：相较于没有使用集成策略的单一机器学习模型，以分类回归树为基学习器，Bagging 集成的随机森林算法和 Boosting 集成的 GBRT 以及 XGBoost 模型性能更好，模型表现更优；与采用不同集成策略的集成模型相比，提出的 Stacking 回归模型，各类模型性能指标均优于其他集成算法，预测精度也更高。至此，与其他机器学习模型相比，所建立的 Stacking 模型能更准确、更有效地进行船舶剩余阻力系数预测。

鉴于训练和测试样本都是采用的原始数据，为验证 Stacking 模型的泛化能力，对相同的船型参数 ( $C_p, 1000\nabla/L^3, F_r$ )，通过变化 4 组宽度水深比 (如 B/T 为 2.5, 2.75, 3.25, 3.5)，开展剩余阻力系数值预报，同时采用直线内插法<sup>[9]</sup>对 4 组剩余阻力系数值进行计算。

剩余阻力系数预测值与内插法所得值的平均绝对误差、均方误差与决定系数如表 2 所示。由此可见, Stacking 模型具有较好的泛化能力。

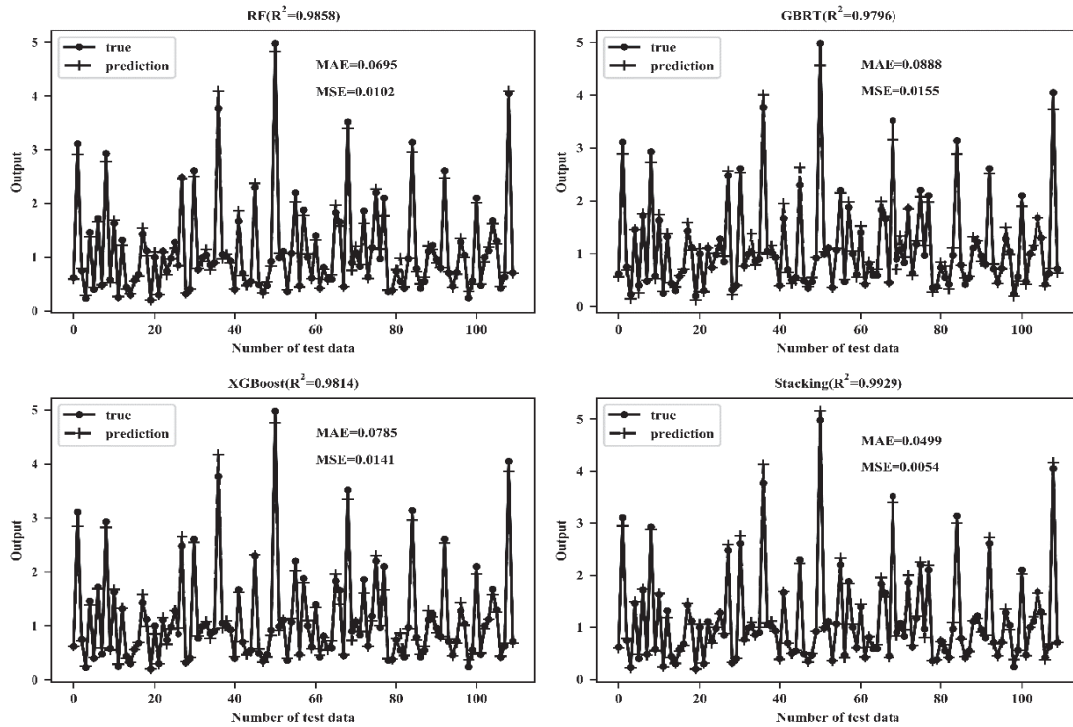


图 2 船舶剩余阻力系数阻力预报结果

表 1 机器学习模型剩余阻力系数预测结果对比

| 模型      | 平均绝对误差 | 均方误差   | 决定系数   |
|---------|--------|--------|--------|
| K 近邻回归  | 0.2268 | 0.1633 | 0.7852 |
| 支持向量回归  | 0.1276 | 0.0470 | 0.9382 |
| 神经网络    | 0.1039 | 0.0242 | 0.9682 |
| 岭回归     | 0.2331 | 0.1479 | 0.8603 |
| 随机森林    | 0.0695 | 0.0102 | 0.9858 |
| GBRT    | 0.0888 | 0.0155 | 0.9796 |
| XGBoost | 0.0785 | 0.0141 | 0.9814 |
| 本文方法    | 0.0499 | 0.0054 | 0.9929 |

表 2 四组插值样本剩余阻力系数预报结果对比

| B/T  | 平均绝对误差 | 均方误差   | 决定系数   |
|------|--------|--------|--------|
| 2.5  | 0.0548 | 0.0043 | 0.9948 |
| 2.75 | 0.0550 | 0.0045 | 0.9946 |
| 3.25 | 0.0343 | 0.0017 | 0.9980 |
| 3.5  | 0.0354 | 0.0020 | 0.9974 |

## 4 结论

利用 Taylor 标准系列船模原始试验数据,采用 3 种同质学习器集成的机器学习算法按照 Stacking 方法进行集成得到 Stacking 回归模型,对船舶剩余阻力系数进行预报。将 Stacking 回归模型与多种机器学习算法进行对比,得到以下结论。

(1) 在 Taylor 标准系列中,通过训练,机器学习模型可较为准确地对船舶剩余阻力系数进行预测,有效规避了繁琐的人工查谱过程。

(2) 相较于无集成策略的单一学习算法,采用 Bagging、Boosting 以及 Stacking 方法集成的模型在船舶剩余阻力系数预测任务上表现更优;

(3) 本文采用随机森林、GBRT 和 XGBoost 3 种集成算法,按照 Stacking 方法集成得到的回归模型性能优于任一基学习器;

(4) 对于不同系列的船舶阻力数据,根据数据集分布规律和特点,选取适当的特征工程进行数据处理,选择合适的机器学习近似模型并进行参数调优,以得到具有较好模型性能和较强泛化能力的船舶阻力预测模型的方法具有可行性。

## 参考文献

- 1 盛振邦,刘应中. 船舶原理(上册)[M] 上海: 上海交通大学出版社,2003.
- 2 常海超,冯佰威,刘祖源,等. 船型优化中样本点选取方法对近似模型精度的影响研究[J]. 中国造船,2013,54(04):84-93.
- 3 陈爱国,叶家玮, 苏曙. 船舶阻力计算 BP 神经网络的研究 [J]. 武汉理工大学学报, 2009,34(1): 209-216.
- 4 郎济才,谢行,范蠡,等. 基于 GRNN 的船舶阻力预测[J]. 武汉船舶职业技术学院学报,2014,13(03):18-20+24.
- 5 肖振业,冯佰威, 刘祖源, 等. 基于支持向量机的船舶阻力近似模型研究 [C]//2014 年 MIS/S&A 学术交流会议论文集,2014 年.
- 6 张乔宇,黄国富,金建海. 基于机器学习的船舶阻力预报模型研究[J]. 舰船科学技术,2019,41(23):6-10.
- 7 张维,王先洲. 基于改进 PSO 的 BP 神经网络在船舶设计中的应用 [J]. 中国水运, 2014, 14(1): 64-67.

- 8 赵滨,刘斌.基于 Stacking 的地面 PM<sub>2.5</sub>浓度估算[J].环境工程,2020,38(02):153-159.
- 9 姜次平.重分析后之泰洛标准组阻力数据 [J]. 交通大学学报,1958, 3: 221-238.
- 10 李纳,陈明, 刘飞, 等. 基于广义回归神经网络与遗传算法的玻璃钢渔船船型要素优化研究 [J]. 船舶工程, 2012, 34(4):18-20, 65.
- 11 高明正,张火明,金尚忠.BP 神经网络在船舶与海洋工程中的应用研究[J].舰船科学技术,2008(01):34-40, 44.

## Research on ship resistance fast prediction model based on stacking

FU Wan-qian, LI Ting-qiu

(Wuhan University of Technology School of Transportation, Wuhan, 430063)

**Abstract:**Based on the residual resistance coefficient test data set of Taylor series standard ship models<sup>[1]</sup>, an integrated learning model for rapid prediction of ship resistance is established by using stacking ensemble learning algorithm. The data sets were randomly selected as training samples and test samples, and the mean absolute error, mean square error and determination coefficient of the real and predicted values of the test samples were used as evaluation indexes of the regression prediction model. At the same time, under the condition of the same other parameters, linear interpolation was made for four groups of different width draught ratios, and the residual resistance coefficient was compared with the prediction results of the regression model. The results show that the first mock exam is more accurate and generalization than single model, and it is feasible to verify the Stacking based fast ship resistance prediction model. It also provides reference for the selection of approximate model for ship resistance rapid prediction.

**Key words:** Ensemble learning; Stacking; Regression model; Taylor series ship model residual resistance

# 内孤立波对水平方柱与圆柱作用力特性 比较的实验研究

王少东, 魏岗, 杜辉, 王欣隆, 徐俊楠

(国防科技大学 气象海洋学院, 南京 211101, Email: wangshaodong18@nudt.edu.cn)

**摘要:** 在大型重力式分层流水槽中开展内孤立波环境下水平方柱和圆柱相互作用的实验研究, 采用染色液标识方法可视化了内孤立波与两者相互作用的波流耦合结构, 同时利用微幅三分力测力传感器测量水平方柱和圆柱作用力变化。结果表明: 水平方柱和圆柱的水平作用力随波幅增加而增大, 在相同波幅情况下, 前者的水平作用力大于后者; 水平方柱和圆柱的垂向作用力在受力过程中均出现“双峰值”特性。在相同波幅情况下, 方柱垂向力“双峰值”特性更加显著, 相关研究成果可为内孤立波环境下柱体的设计及安全评价提供科学依据。

**关键词:** 内孤立波; 水平柱体; 波流结构; 作用力特性

## 1 引言

随着近年来南海的海洋矿产资源开发规模不断扩大, 应用于海洋资源利用的各类海洋工程结构物的数量和工作强度也日益增加, 不同于陆上矿产资源的开采环境相对安全稳定, 海洋环境要素的不稳定状态将不可避免地使海洋工程结构物的安全运行受到威胁, 例如在南海广泛分布的内孤立波, 其发生水深从几十米达几千米, 是一种传播远、波形稳定的大振幅海洋内部波动, 且通常伴随突发性强流, 其产生的冲击载荷可导致海洋结构物疲劳甚至损坏。目前在海洋结构物的设计和建造中评估内孤立波引起的疲劳载荷已成为不可或缺的一环, 因此研究内孤立波对水平柱形结构物的载荷特性具有重要的工程价值。

柱形结构作为海洋结构物中应用广泛的结构形式, 如潜航器, 海底输油管道和半潜平台的横撑等, 开展内孤立波对柱形结构物作用力特性研究是认识其对海洋工程结构物危害性的基本出发点, 学者对其与内孤立波的相互作用展开一系列研究, Cai 等<sup>[1-2]</sup>采用 Morison 公式分析了细长杆件在内孤立波诱导流场中的载荷, 证实了小直径桩柱受到的内波作用力可达表面波浪力的 10 倍以上; 黄文昊等<sup>[3]</sup>基于 KdV、eKdV 和 MCC 理论, 结合 Morison 公式建立了两层流中直立圆柱形结构内孤立波载荷的理论预报模型, 通过模型实验给出了 3 种内孤立波理论的适用性条件。张莉等<sup>[4]</sup>建立了顶张力立管在上凸型内孤立波场中的运动

方程,数值模拟了上凸型内孤立波作用下顶张力立管的位移、弯矩、应力、顶底端转角等极值响应规律,并分析了内孤立波幅值、上下两层流体密度差、顶部张力及壁厚对立管响应的影响。Cheng 等<sup>[5]</sup>数值模拟了圆柱直径对不同波幅内孤立波演变的影响,结果表明圆柱体的前、后侧存在对称的涡旋脱落并影响水平力在不同深度上的变化。除竖直圆柱结构外,水平柱形结构也是构成海洋结构物的常见结构,Yin 等<sup>[6]</sup>结合 mKdV 理论和 morison 公式,考虑垂向浮力变化,提出了一种两层流体中内孤立波与沿流向放置的水平圆柱垂向力及力矩的计算方法。Du 和谷梦梦等<sup>[7-8]</sup>利用分层流水槽开展了沿缓坡、山脊地形的内孤立波对细长潜体的水平和垂向力实验研究,指出地形效应导致的内波结构变化直接影响细长体的受力特性。Ermanyuk<sup>[9]</sup>等通过实验对两层流体中内孤立波与横置圆柱潜体相互作用进行可视化研究,发现上下层厚度比和深度将对二维水动力载荷产生显著影响。Wang<sup>[10]</sup>等开展了斜向内孤立波与细长潜体相互作用特性的实验研究,测量了波与细长潜体相互作用的波-流场结构和二维作用力,结果显示内孤立波入射角度将显著影响模型的水平和垂向作用力。

目前,多数研究主要集中于内孤立波与直立圆柱或水平圆柱的相互作用,而对内孤立波环境下水平圆柱和方柱受力规律的对比尚鲜有报道。而水平圆柱和方柱由于存在不同的自由端面,由此与内孤立波相互作用的流场及作用力特性也必然存在差异。本文拟在大型分层流水槽中开展内孤立波对水平圆柱和方柱模型水动力载荷的实验研究,通过可视化波流场展示内孤立波与水平圆柱和方柱的相互作用结构,同时定量测量模型所受水平及垂向作用力,对比内孤立波对这两种柱型的作用力规律。

## 2 实验装置与方法

实验在大型重力式分层流水槽中进行,水槽主尺度为 1200cm×120cm×100cm (长×宽×深),如实验原理示意图 1 所示,建立笛卡尔坐标系  $oxyz$ ,其原点  $o$  位于水槽最右端的静止自由水面中央位置,水平正  $x$  轴沿水槽长度从右至左,正  $y$  轴指向水槽前壁,铅垂正  $z$  轴沿水槽深度从下至上。分层流水槽左端为三角楔形消波装置,右端为重力塌陷式造波装置。采用“双桶”原理制取两层流体环境<sup>[11]</sup>,流体层厚度与密度分别为  $h_i$  和  $\rho_i$ ,其中  $i=1,2$  分别代表上下层流体,上层为  $\rho_1=998\text{kg/m}^3$  的淡水,下层为  $\rho_2=1016\text{kg/m}^3$  的盐水,总深度  $H=h_1+h_2$ 。水平方柱和圆柱均采用有机玻璃材质,其长度和直径分别为  $l=39\text{cm}$  和  $d=5\text{cm}$ ,将模型水平置于水槽  $x=600\text{cm}$  正中央,模型潜深位置  $\eta$  由其垂向水深坐标  $z_s$  控制。

实验采用重力塌陷式方法造波<sup>[12]</sup>, $L_0, D_0$  分别为重力方势阱扰动模型中的势阱宽度和势阱深度,其原理是通过造波装置中旋转百叶门的闭合及在纵移轨道上的往复移动形成势阱宽度不同的方势阱,再瞬间开启阀门使方势阱发生重力塌陷从而演化成内孤立波。在位置 I ( $x=490\text{cm}$ ) 处设置垂向间距为 3cm 的含 7 个电导率探头的探头阵列<sup>[126]</sup>,电导率探头采样频率为 33Hz,响应时间 10ms,测量精度满足实验要求,以此记录波形、跃层附近的垂向密度分布及入射波幅  $a$ 。

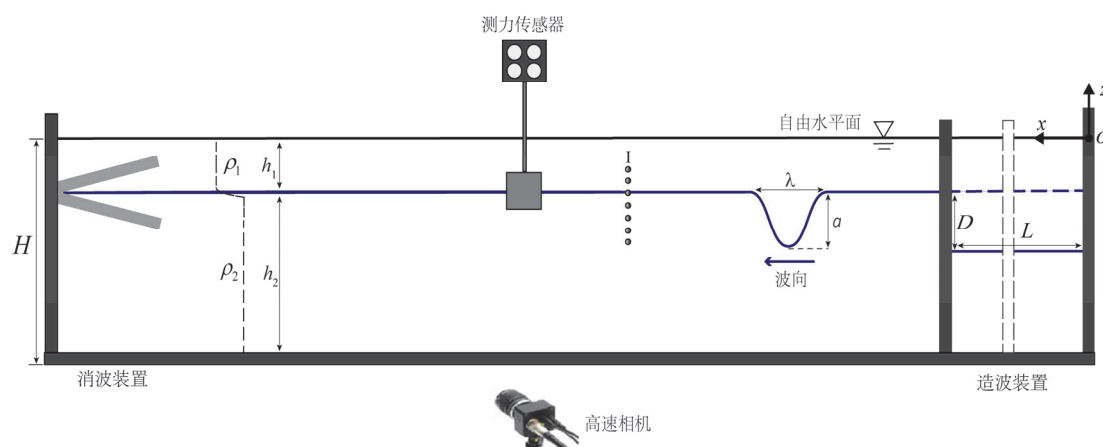


图 1 实验原理简化示意图

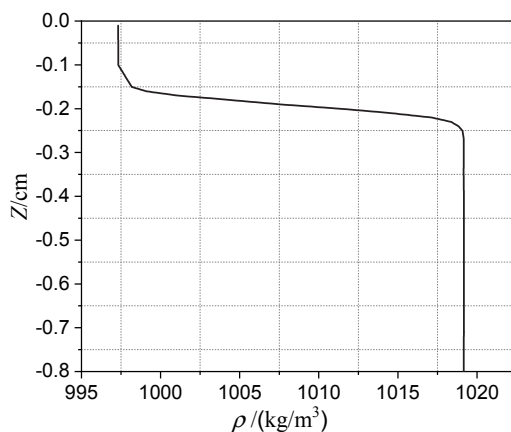


图 2 实验分层典型密度分布

采用染色液显示技术<sup>[11]</sup>, 结合高速摄影机记录下内孤立波与水平柱形结构相互作用可视化结果, 以此显示两种柱形结构遭遇内孤立波时周围波流结构的变化。模型受到内孤立波的作用力由三分力微幅测力传感器测量, 传感器与柱形结构对称中心通过细长剑状刚性金属杆固接, 并以电信号形式输出, 后根据在试验前进行标定的测力传感器输出信号换算得作用力大小。

引入无量纲参数:  $\alpha = a/H$ ;  $\eta = z_s/H$ ;  $\gamma = h_1/H$ ;  $C_x = \frac{F_x}{\Delta\rho g l d H}$ ;  $C_z = \frac{F_z}{\Delta\rho g l d H}$ ;

其中, 其中,  $\eta$  为模型潜深,  $F_x$  和  $F_z$  分别为实测水平力和垂向力(N),  $\Delta\rho$  为  $\rho_1 - \rho_2$  ( $\text{kg/m}^3$ ),  $g$  为重力加速度( $\text{m/s}^2$ ),  $x$  为电导率探头布置的水平位置, 详细实验工况如表 1 所示:

表 1 试验工况

| 工况 | 柱形 | $L_0$ (m) | $a/H$ | $h_1/h_2$ | $\rho_1/\rho_2$ | $\eta = z_s/H$ | $x_1$ (m) | $x_2$ (m) |
|----|----|-----------|-------|-----------|-----------------|----------------|-----------|-----------|
| T1 | 方柱 | 0.6       | 0.078 | 2/6       | 0.979           | 0.25           | 4         | 4.9       |
| T2 | 圆柱 | 0.6       | 0.074 | 2/6       | 0.979           | 0.25           | 4         | 4.9       |
| T3 | 方柱 | 0.65      | 0.083 | 2/6       | 0.979           | 0.25           | 4         | 4.9       |
| T4 | 圆柱 | 0.65      | 0.078 | 2/6       | 0.979           | 0.25           | 4         | 4.9       |
| T5 | 方柱 | 0.7       | 0.089 | 2/6       | 0.979           | 0.25           | 4         | 4.9       |
| T6 | 圆柱 | 0.7       | 0.089 | 2/6       | 0.979           | 0.25           | 4         | 4.9       |
| T7 | 方柱 | 0.75      | 0.106 | 2/6       | 0.979           | 0.25           | 4         | 4.9       |
| T8 | 方柱 | 0.75      | 0.113 | 2/6       | 0.979           | 0.25           | 4         | 4.9       |

### 3 实验结果与分析

#### 3.1 内孤立波与两类水平柱体相互作用的波流结构

取试验工况：分层  $h_1/H = 0.25$ ，潜深  $\eta = 0.25$ ，势阱宽度  $L_0 = 0.75$ ，图 3 为分别处于跃层处的水平方柱在内孤立波波包内 A1、A2(波前)，A3（波谷）和 A4、A5（波后）处的染色摄影结果。A1 位置处模型刚刚进入内孤立波波包低密度流体中受到向左的水平流作用，模型背风侧上缘出现逆时针涡旋，A2 位置处可见涡旋继续发展增强，A3 位置附近该涡旋泄放，方柱迎风侧下缘出现附着于下表面边界层的涡旋，随波继续向前传播，A4 位置附近的模型下表面涡旋逐个在背风侧逐个脱落，A5 位置处方柱模型正穿出波包，上半部处于波包内低密度流体中，下半部处于波包外高密度流体中。

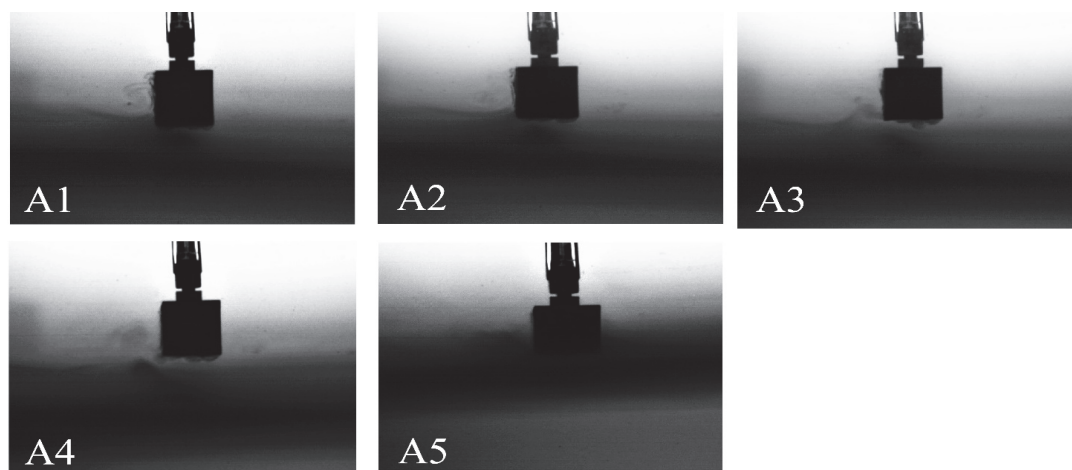


图 3 内孤立波与水平方柱相互作用可视化

图 4 为处于跃层处的水平圆柱在 A1-A5 摄影结果。在 A1 处圆柱前缘的阻滞作用使圆柱外表面边界层沿圆柱表面上下两端向后缘发展，随波继续传播，在 A2 位置处模型周围流速增大导致流体在圆柱后缘发生流动分离，进而在位置 A3 旋转形成顺时针涡旋并在圆柱尾部滞留，最终涡旋泄放转化为紊流(图 A4)。位置 A5 处的圆柱模型对内孤立波的压迫作用导致波形在模型背风侧抬升，与方柱模型类似，上、下半部各处于波包内、外的低、高密度流体中。

由染色可视化结果可见，两种模型在内孤立波波包内背风侧均会出现明显的流动分离和涡旋泄放现象，这种现象类似于均匀流中圆柱流绕的涡泄现象，漩涡泄放将影响到柱体表面的压力分布，使得柱体受到正交于来流方向周期性变化的脉动升力，导致柱体受力情况变得复杂。

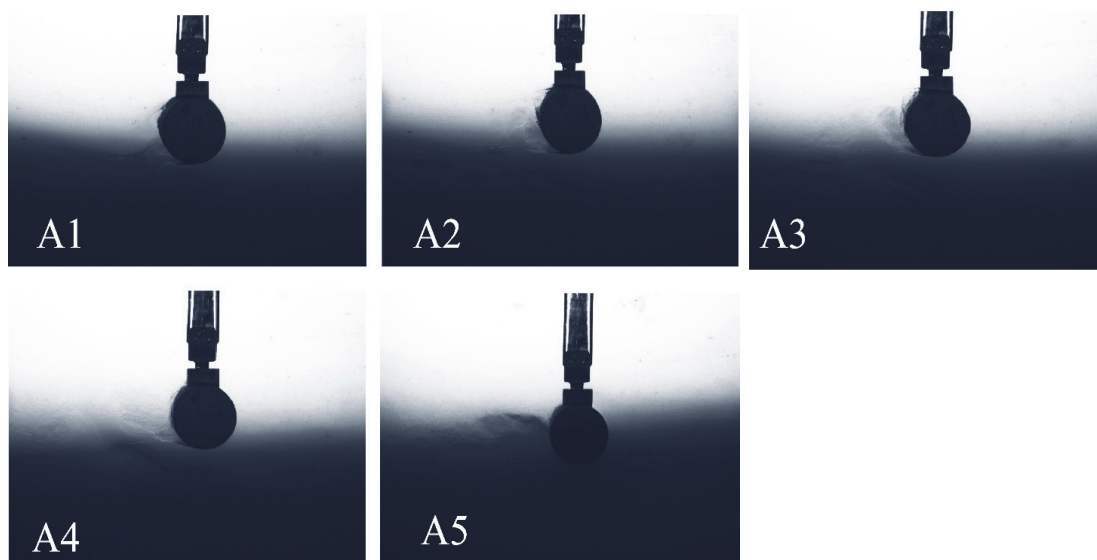


图 4 内孤立波与水平圆柱相互作用可视化

### 3.2 两类水平柱体的内孤立波作用力特性

#### 3.2.1 水平作用力

取实验工况：分层  $h_1/H=0.25$ ，潜深  $\eta=0.25$ ，分别测量势阱宽度  $L_0=0.6, 0.65, 0.7$  和  $0.75$  时内孤立波对水平方柱和圆柱的作用力，图 5 为不同波幅情况下水平方柱和圆柱的水平作用力系数时程变化图。模型在内孤立波波包络线内主要受到正向水平流动作用，而穿出波包络线时则会受到反向水平流动作用，使得各波幅情况下方柱和圆柱的水平作用力系数  $C_x$  随时间变化先正后负，动力特征表现为圆柱先受到沿波方向较大的正向推力，而后转化为方向相反的反向拉力，正向推力随波幅增加而增大，而反向拉力随波幅增加增幅较

小。如图 6 为方柱和圆柱水平作用力系数峰值  $C_{x\max}$  随波幅变化特性，势阱宽度增加导致波幅增大，继而波致流动增强，使得两种模型的  $C_{x\max}$  随着波幅增加而增大，但方柱  $C_{x\max}$  的增量大于圆柱，且各波幅情况下方柱的  $C_{x\max}$  显著大于圆柱，此由方柱的迎流面积大于圆柱所致，也说明波幅增加对水平方柱的水平作用力影响更大。

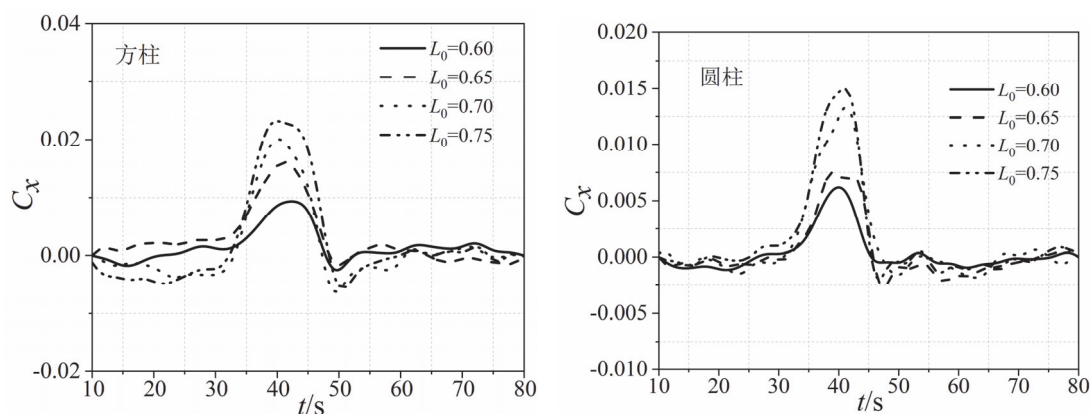


图 5 不同波幅情况下水平方柱、圆柱的水平力时程特性

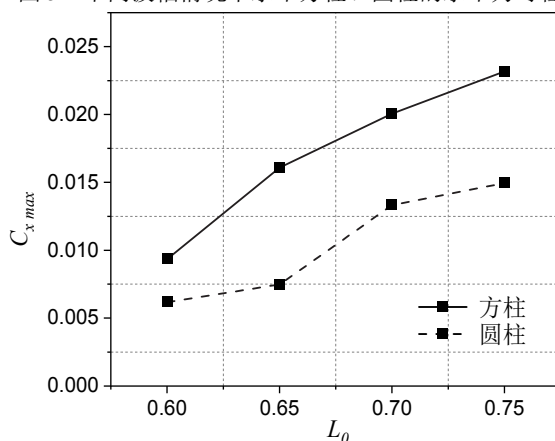


图 6 水平方柱和圆柱的水平力峰值随波幅变化特性

### 3.2.2 垂向作用力

图 7 为不同波幅情况下水平方柱和圆柱的垂向作用力系数时程变化图。模型进入内孤立波波包内低密度流体时，由于周围流体密度的减小模型将受到垂直向下的约化重力，同时波包前部的下沉流诱导的波浪力也使垂向力系数  $C_z$  持续负向增大，模型背风侧涡旋产生上升力抵消了向下的约化重力，导致  $C_z$  在负向增大过程中出现“双峰值”特性，即在受力过程中存在两个垂向峰值，图中可见方柱  $C_z$  两峰值近似相等，而圆柱首峰值远小于尾峰值。

而当模型穿出波包由于向下的约化重力逐渐减小的同时上升流诱导的反向波浪力增大,使得  $C_z$  减小为零而后正向增大,由于方柱的迎流面积更大,使方柱的正向峰值较圆柱更大,随波继续向前传播,波传播扰动的紊流使两种模型所受垂向力均呈小幅振荡变化。

如图 8 方柱和圆柱垂向作用力系数峰值  $C_{z\max}$  随波幅变化特性,各波幅情况下两种模型垂向力峰值均出现在负向,入射波幅增加,使得垂向波致流动增强,但对模型穿越波包络线时周围密度变化影响不大,所以两种模型的  $C_{z\max}$  随波幅增加呈现非线性变化,大部分波幅情况下方柱的  $C_{z\max}$  显著大于圆柱,说明波幅增加对水平方柱的垂向作用力影响更大。

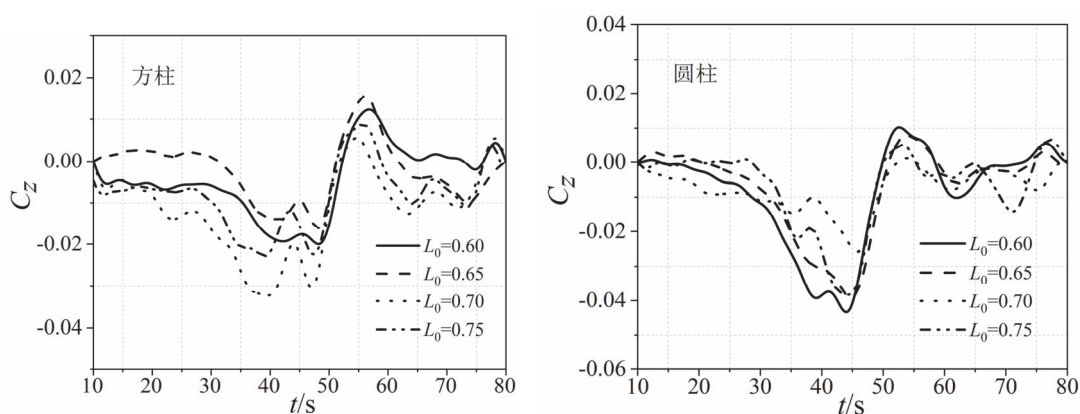


图 7 不同波幅情况下水平方柱和圆柱的垂向力特性

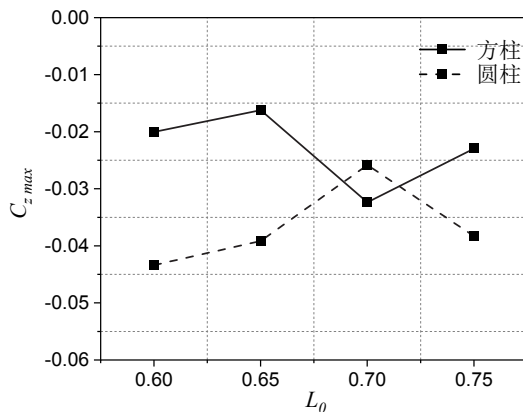


图 8 水平方柱和圆柱的垂向力峰值随波幅变化特性

## 4 结论

型重力式分层流水槽中,采用染色液显示技术分别测量了下凹型内孤立波与水平圆柱和方柱相互作用的波-流场耦合结构,同时利用三分量微幅测力传感器测量了模型在内孤立波环境下的作用力特性,获得的主要结论如下:

(1) 水平方柱和水平圆柱模型在内孤立波波包内继续受水平流动作用,两种背风侧均会出现明显的流动分离和涡旋泄放现象,不同的是水平方柱迎风侧下缘出现附着于下表面边界层的涡旋,随波继续传播在方柱背风侧逐个脱落。两种柱体遭遇内孤立波时出现的流动分离和涡旋脱落将使柱体的受力更加复杂。

(2) 两种模型先受到沿波方向较大的正向水平推力,而后转化为方向相反的反向水平拉力,两种模型的水平力峰值随着波幅增加而增大,但方柱增量大于圆柱,波幅增加对水平方柱的水平作用力影响更大。

(3) 两种模型先受到向下的下沉力,而后转化为向上的升力,在垂向力负向增大过程中出现“双峰值”特性,方柱首、次峰值近似相等,而圆柱首峰值远小于次峰。同等条件下水平方柱的垂向力双峰值现象更加显著。

## 参考文献

- 1 Cai SQ, Long XM, Gan ZJ. A method to estimate the forces exerted by internal solitons on cylinder piles. *Ocean Engineering* 2003; 30:673-89.
- 2 Cai SQ, Long XM, Wang SG. Force and torques exerted by internal solitons in shear flows on cylinder piles. *Applied Ocean Research* 2008; 30:72-7.
- 3 黄文昊,尤云祥,王旭,等. 圆柱型结构内孤立波载荷实验及其理论模型[J]. *力学学报*, 2013, 45(05): 716-728.
- 4 张莉,郭海燕,李朋,等. 上凸型内孤立波场中顶张力立管极值响应分析[J]. *船舶力学*, 2019, 23(02): 41-49.
- 5 Cheng M H, Hwang R R, Hsieh C M. Numerical study on the transformation of an internal solitary wave propagating across a vertical cylinder[J]. *Applied Ocean Research*, 2020, 95: 102016.
- 6 殷文明,郭海燕,吴凯锋,等. 内孤立波对水平圆柱潜体作用力的计算[J]. *浙江大学学报(工学版)*, 2016, 50(7): 1252-1257.
- 7 Du H, Wei G, Gu M, et al. Experimental investigation of the load exerted by nonstationary internal solitary waves on a submerged slender body over a slope[J]. *Applied Ocean Research*, 2016, 59: 216-223.
- 8 谷梦梦,魏岗,邓冰,等. 过山脊内孤立波演变及其对细长潜体的作用力特性[J]. *力学学报*, 2017, 49(6):

1260-1271.

- 9 Ermanyuk E V, Gavrilov N V. Experimental Study of the Dynamic Effect of an Internal Solitary Wave on a Submerged Circular Cylinder[J]. Journal of Applied Mechanics & Technical Physics, 2005, 46(6): 800-806.
- 10 Wang S D, Wei G, Du H, et al. Experimental investigation of the wave-flow structure of an oblique internal solitary wave and its force exerted on a slender body[J]. Ocean Engineering, 2020,
- 11 方欣华, 杜涛. 海洋内波基础和中国海内波[J]. 青岛: 中国海洋大学出版社, 2005.
- 12 Du H, Wei G, Wang S D, et al. Experimental study of elevation-and depression-type internal solitary waves generated by gravity collapse[J]. Physics of Fluids, 2019, 31(10): 102104.

## **Experimental study on comparison of force on horizontal square cylinder and horizontal circle cylinder exerted by internal solitary wave**

WANG Shao-dong, WEI Gang, DU Hui, WANG Xin-long, XU Jun-nan

(College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, 211101, Nanjing.

Email: wangshaodong18@nudt.edu.cn)

**Abstract:** Experimental research on the interaction between a horizontal square cylinder and horizontal circle cylinder encountering an internal solitary wave is conducted in a larger stratified flume. The wave-flow field of the square cylinder and the cylinder are visualized by using dye identification method, meanwhile the horizontal and vertical forces on them are measured by using three-component force sensor. The results show that the horizontal forces both on horizontal square and circle cylinder enlarged as the increase of initial amplitude, and the increase of the former is larger than the latter one under same amplitude conditions. There exists “double peak” phenomena of both the square cylinder and circle cylinder during the varying process of vertical forces, in which the former is more prominent than the latter under same amplitude conditions. The relevant research results can provide scientific basis for the design and safety evaluation of the cylinder in the internal solitary wave environment.

**Key words:** Internal solitary wave; Horizontal cylinder; wave-flow structure; force characteristics.

# 水下航行体艏部转捩区激励特性试验研究

刘进<sup>1,2\*</sup> 吕世金<sup>1,2</sup> 高岩<sup>1,2</sup>

(1 船舶振动噪声重点实验室, 2 中国船舶科学研究中心, 江苏无锡, 214082, E-mail: [liujin@cssrc.com.cn](mailto:liujin@cssrc.com.cn))

**摘要:** 水下航行体艏部转捩区水动力噪声是艏部声呐自噪声的主要来源。自研设计了柔性基板的 33 元湍流脉动压力测试传感器阵列, 在低噪声风洞开展了艇体模型表面脉动压力测试, 捕捉到了艇艏表面转捩区激励载荷特征以及转捩区的终止点。随着来流速度的增大, 峰值频率向高频迁移, 转捩区逐渐向艏部迁移。比较了转捩区终止点的试验结果与理论预报结果, 误差小于 0.02m。此外, 试验数据亦为试验技术改进与提升提供了方向。

**关键词:** 脉动压力; 转捩区; 激励特性; 柔性阵列

## 1 引言

水动力噪声与机械噪声、螺旋桨噪声一起组成水下航行体的 3 种主要噪声源。随着机械噪声和螺旋桨噪声的有效抑制, 水动力噪声的影响已经突现出来, 因此有效控制水动力噪声的研究变得越来越紧迫。

水下航行体在高速航行时, 物面边界层经历层流、转捩过渡区和充分湍流 3 个状态。层流边界层为稳定的流动, 湍流边界层为时间和空间上随机变化的流动状态。水动力噪声既包括边界层转捩区不均匀流动猝发的单极子噪声; 又包括在充分湍流区湍流边界层内随机的速度扰动产生随机的脉动压力直接产生的辐射噪声, 以及脉动压力激励物面弹性结构振动产生的辐射噪声。因此水下航行体表面三维流动状态及其流动激励载荷, 尤其是附体及上层建筑与艇体结合部位的流激载荷与水下航行体水动力噪声关系密切。为了准确预报和有效控制水下航行体的水动力噪声, 需要准确掌握水下航行体外表面脉动压力激励特性。此研究既是航行体水动力噪声的前沿问题, 又是必须要解决的关键技术。

有研究表明, 层流向湍流转捩的过渡区, 转捩过渡区的压力脉动比充分湍流区的压力脉动大十几分贝。早在 20 世纪 60 年代, Haddle 等<sup>[1]</sup>在进行浮体流噪声试验时, 就注意到位于艏部过渡区域的平面换能器测得的表面脉动压力明显高于其他部位。Arakeri<sup>[2]</sup>的试验也表明, 自然过渡的回转体头部, 过渡区的均方压力级比下游湍流区的均方压力级高 2~2.5 倍。众所周知, 水中运动物体的  $Ma$  数较小, 此时湍流脉动压力的直接声辐射可以忽略。湍流边界层脉动压力是一种面分布的随机激励力源, 需要采用统计方法进行描述。一旦湍流脉动压力输给结构的功率确定, 再考虑结构与内外流体的耦合作用, 即可确定结构的振动和声辐射。湍流脉动压力的频率-波数谱定量地描述了脉动压力与结构相互作用的时空耦合特征。

本研究自研了一种新型湍流边界层脉动压力测试传感器柔性阵列<sup>[3]</sup>，开展艇体模型表面脉动压力测试研究，通过传感器选型实现依靠自身 FPC 表面光顺平整模型界面，利于表面粗糙度控制；通过优化空间布局提升了测试精度，实现复杂界面湍流边界层脉动压力测试。在低噪声风洞开展艇体模型表面脉动压力测试过程中，捕捉到了艇艏表面转捩区激励载荷特征以及转捩区的终止点。

## 2 阵列设计及性能

引入 KNOWLES 公司的一款底部进声 MEMS 传感器，进行阵列设计。元件尺寸为长宽厚  $3.76\text{mm} \times 3.00\text{mm} \times 1.10\text{mm}$ ，其声孔直径为  $0.25\text{mm}$ 。入声口直径极小，因此单元波数响应可以在极宽的范围内满足均衡波数响应。确定元件后，进行元件的初步筛选，确保  $1\text{kHz}$  灵敏度为  $-38 \pm 1\text{dBV/pa}$ 。在带宽为  $10\text{Hz} \sim 10\text{kHz}$  频率范围内，均衡特性为小于  $\pm 1\text{dB}$ (图 1)。

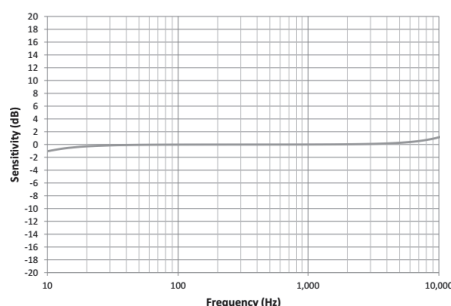


图 1  $1\text{kHz}$  归一化典型自由场响应

传感器阵列 PCB 采用  $0.2\text{mm}$  厚的柔性电路板。柔性电路板简称软板或 FPC，可以自由弯曲、卷绕、折叠，承受数万次的动态弯曲而不损坏。采用双面布线，集中布置元器件，焊接面和元器件在一面，另一面布置整板的加强钢片（304 不锈钢），厚为  $0.2\text{mm}$ ，该方案既调整了 FPC 的柔韧性，又提高了 FPC 强度。底部进声传感器的设计，保证进声孔贴于电路板，在钢片与 FPC 的传感器声孔对应位置处开直径为  $0.4\text{mm}$  的进声孔。MEMS 传感器之间的距离为  $0.8\text{mm}$ ，因此声孔的中心距为  $3.8\text{mm}$ ，第一个声孔到传感器阵列首部的距离为  $13\text{mm}$ 。需要指出，相对于顶部进声传感器，本设计引入 FPC 进声孔与加强钢片进声孔。传感元件声孔的焊盘需满焊，周向无任何缝隙，从而为保证传声路径的唯一。因此对贴片焊接提出了更高要求。

此种新型流激载荷测试柔性传感器阵列布局设计，安装时能保证阵列完全贴合于物体表面，依靠加强钢片表面来平整光顺模型界面，仅保留阵列的进声孔，不影响表面线性。

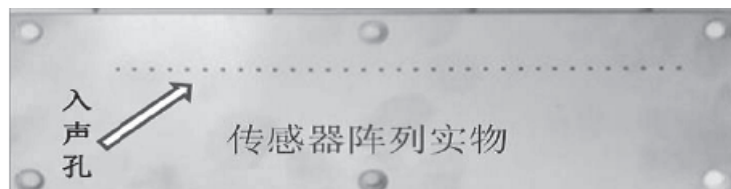


图 2 流激载荷测试柔性传感器阵列实物

在测试声管中完成了柔性湍流脉动压力测试传感器阵列的一致性测试。声管半径为93mm，其声波导管中的截止频率为2.1kHz。标准传感器定点布置于管口末端偏离中轴位置处，柔性传声器阵列布置于管口末端中轴位置处。可同时考察传声器阵列16个单元的一致性，再通过移动传声器阵列可进行全部单元的一致性校准。在声波导管末端夹具上，需要保证传声器阵列左右移动，导致边缘漏声，在图3中表现为起始的4个传声器单元幅度响应略小。此外，随着频率增加，越接近截止频率，越影响声波导管的平面波相位一致性，导致图4中相位一致性随频率增加产生一定的离散。在10Hz到截止频率的范围内幅值一致性不超过 $\pm 1\text{dB}$ ，相位差一致性满足 $\pm 2^\circ$ 。

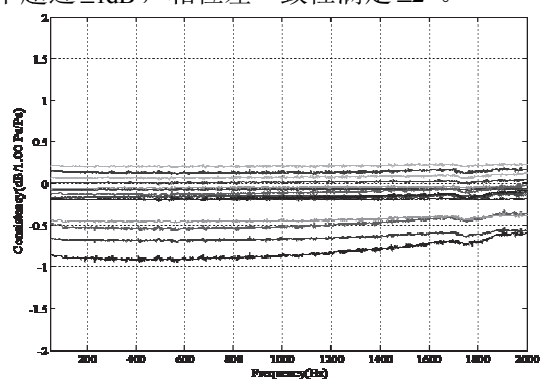


图3 幅度一致性测试结果

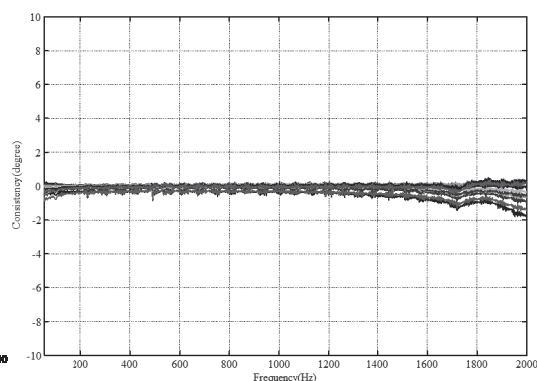


图4 相位一致性测试结果

### 3 风洞试验

本试验在航空工业气动研究院2m声学风洞中进行。该风洞为回流式开口风洞，开口全消声室的截止频率为80Hz，80m/s风速时开口背景噪声低于85dBA。实验风速分别为20m/s、30m/s、40m/s、50m/s、60m/s、70m/s、80m/s。风洞平均气温为15℃，空气运动黏性系数为 $1.4567 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ ，水下航行体的长度为4.214m，因此试验雷诺数风别为 $5.79 \times 10^6$ ， $8.68 \times 10^6$ ， $1.16 \times 10^7$ ， $1.45 \times 10^7$ ， $1.73 \times 10^7$ ， $2.03 \times 10^7$ ， $2.31 \times 10^7$ 。

试验模型为中空木模，模型外表面采用玻璃钢浮涂，增加模型的强度，且保证模型不易变形、破损。模型中心线与风洞试验段中心线重合，无攻角、漂角。



图5 开口声学风洞与试验模型

在水下航行体艏部过渡段、平行舢体、艉部过渡段和围壳等重点部位布置10块流激载荷测试柔性传感器阵列。在安装时，流激载荷测试柔性传感器阵列能保证完全贴合于物体

表面, 依靠加强钢片表面来平整光滑模型界面, 不影响表面线性。此外传感器阵列与模型间隙采用塑性油泥填涂, 并使用铝箔纸敷贴, 保证传感器阵列四周光滑、整洁。经过处理后, 物面仅存在33个声孔, 其他部位光滑平整。

## 4 转捩激励特性

在研究水下航行体艏部线型对水动力参数如势流速度分布、转捩点位置、边界层厚度等影响时, 一般是通过航行体线型, 采用Landweber方法求解势流分布, 采用Thwaites层流边界层厚度, 再根据何海珊拟合的经验公式, 确定转捩区的起始点和终止点。

航行体表面势流速度分布反映其水下航行时结构表面流体运动情况的特征之一, 是表征其他水动力参数的输入参数, 采用Landweber提出的第一类Fredholm积分方程方法计算势流分布<sup>[4]</sup>。该方法形式简单, 易于数值求解。

已知势流速度分布, 即可进行边界层计算。通常采用Thwaites方法<sup>[5-6]</sup>, 层流边界层动量厚度为:

$$\theta(s)^2 = \frac{0.45\nu}{\rho^2(s)u^6(s)} \int_0^s \rho^2(s)u^5(s)ds \quad (1)$$

其中:  $\nu$ —动黏性系数,  $u(s)$ —表面势流速度,  $\rho(s)$ —回转体半径,  $s$ —回转体弧长。

层流边界层排挤厚度:  $\delta^* = H\theta(s)$ ,  $H$  定义为:

$$H = \begin{cases} 2.61 - 3.75\left(\frac{\theta^2}{\nu} \frac{du}{ds}\right) + 5.24\left(\frac{\theta^2}{\nu} \frac{du}{ds}\right)^2 & 0 \leq \frac{\theta^2}{\nu} \frac{du}{ds} \leq 0.1 \\ \frac{0.07331}{0.14 + \frac{\theta^2}{\nu} \frac{du}{ds}} + 2.088 & -1 \leq \frac{\theta^2}{\nu} \frac{du}{ds} \leq 0 \end{cases} \quad (2)$$

知道了动量厚度  $\theta$  等参数, 进一步计算弧长雷诺数  $R_s$ 、动量厚度雷诺数  $R_\theta$ , 即:  $R_s = u_0 s / \nu$ 、 $R_\theta = u \theta / \nu$ , 根据何海珊试验拟合曲线<sup>[7]</sup>, 转捩点位置满足:

$$R_{\theta_{tr}} = 2.057 R_s^{0.3989} \quad (3)$$

式中,  $R_{\theta_{tr}}$  为过渡点动量厚度定义的雷诺数。曲线  $R_\theta$  与  $R_{\theta_{tr}}$  的交点即为转捩点的位置, 这个确定转捩点位置的准则, 适用于带平行中体的回转体。

层流边界层转捩后到充分湍流这段区域称为过渡区, 其流向范围  $\Delta x$  由下式决定:

$$R_{\Delta x} = C R_t^n \quad (4)$$

其中,  $R_{\Delta x}$  为过渡区长度  $\Delta x$  定义的雷诺数,  $R_t = u_0 x / \nu$  为转捩点临界雷诺数, 文献[8]建议  $C = 60$ ,  $n = 0.67$ , 则:

$$\Delta x = R_{\Delta x} \nu / u_0 \quad (5)$$

在转捩区, 边界层的流动为层流和湍流交替出现、共存的两态流。其流激载荷在频谱的中高频范围内表现出明显的峰脊。图6至图8分别给出了20m/s、30m/s、40m/s风速时, 水下航行体艏部转捩过渡区流激载荷频谱。图6捕捉到转捩发展的流激载荷, 图7捕捉到转捩终止的流激载荷。图8亦捕捉到转捩终止的流激载荷。随着来流速度的增大, 峰值频率向高频迁移, 转捩区逐渐向艏部迁移。

此外,从频谱上具体分析,可再总结如下特征。

(1) 雷诺数小于临界雷诺数  $1 \times 10^7$  时(图6和图7)。沿着湍流方向,转捩载荷的峰值频率向低频偏移,峰值大小逐渐增大,转捩区流激载荷与湍流区流激载荷相比,仅最大峰值处量级略高 3~5dB; 其他频段量级均低 10dB 以上。

(2) 雷诺数大于临界雷诺数  $1 \times 10^7$  时,见沿着流向方向,转捩区流激载荷在空间上存在最大峰值,随后峰脊逐渐下降。与湍流区流激载荷相比,最大峰值处量级高 20dB 以上; 其他频段量级均衡,与湍流区流激载荷相当。

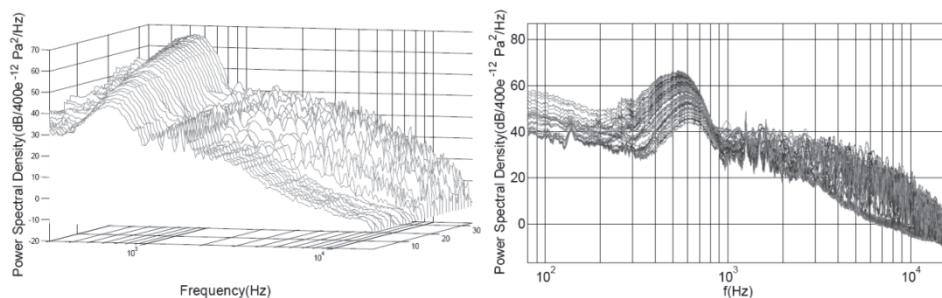


图6 流激载荷频谱 (20m/s)

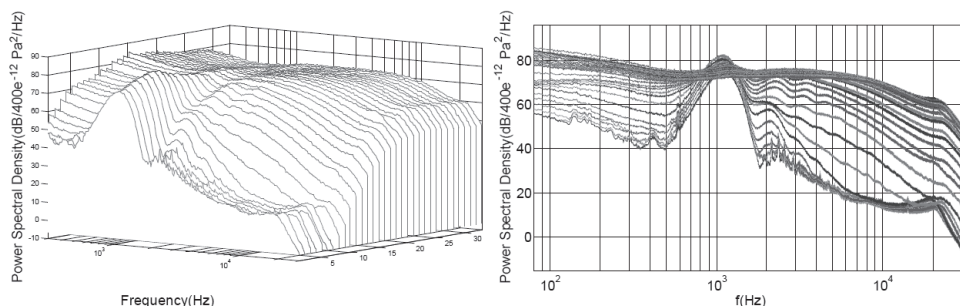


图7 流激载荷频谱 (30m/s)

(3) 传感器阵列的传感部位共 33 个声孔,分布区间距艏部在 382mm~504mm 范围内。表 1 给出了试验测得转捩起始点和终止点,以及通过理论计算的转捩起始点和终止点。在已知水下航行体线型的基础上,可以通过理论预报转捩起始点和终止点,其结果与试验测量误差不超过 2cm。

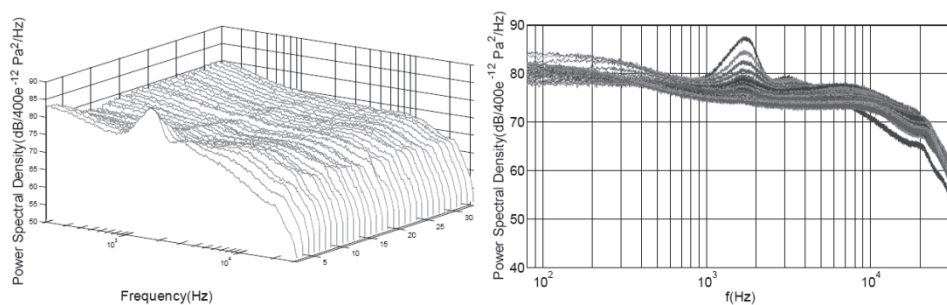


图8 流激载荷频谱 (40m/s)

表1 试验测量与理论计算的转捩终止点及误差

| 风速                                | 测量值/mm | 计算值/mm  | 终止点误差/mm |
|-----------------------------------|--------|---------|----------|
| $20/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | 未捕捉    | 325~519 | -        |
| $30/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | ~462   | 301~469 | 7        |
| $40/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | ~431   | 285~438 | 8        |
| $50/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | ~394   | 271~412 | 18       |

(4) 固定观察空间某处的流激载荷随着流速的变化规律(图8)。转捩噪声的峰脊频率向高频偏移的频差为 520Hz 左右。风速较低时受信噪比影响较大,随着风速提高,峰脊大小先迅速增大;进一步增大风速,峰脊大小趋于平缓,其他频段迅速增大;最终与湍流区流激载荷量级相当,趋于均衡。

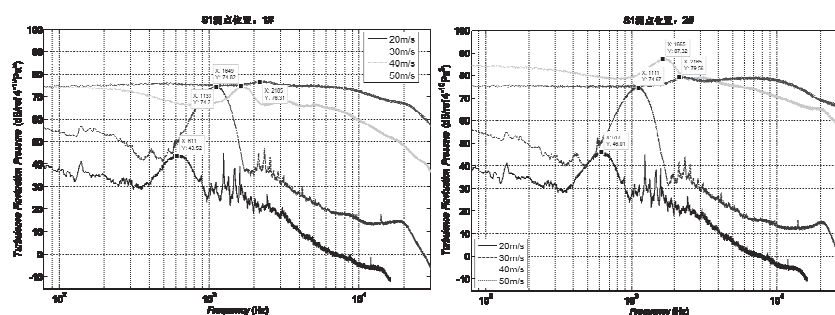


图8 流激载荷频谱随速度变化规律

## 5 结论

通过自研设计的柔性基板33元湍流脉动压力测试阵列,在低噪声风洞捕捉到了艇艏表面转捩区激励载荷特征。验证了转捩起止的理论预报方法正确性,转捩区的流激载荷在频谱上出明显的峰脊,最大峰值处量级高出湍流区流激载荷20dB以上。为了得到更丰富的转捩区流激载荷特性,需将湍流脉动压力测试阵列布置于距艏部更近的区域。亦须增加测试阵列的单元数,方可覆盖完整的艏部转捩过渡区。

## 参考文献

- 1 G. P. Haddle and E. J. Skudrzyk. The physics of flow noise [J]. Journal of Acoustical Society of America. 1969, 46 (1): 130-157.
- 2 V. H. Arakeri. A note on the transition observations on an axisymmetric body and some related fluctuating wall pressure measurements [J]. Journal of Fluids Engineering. 1975, 97(1):82-86.
- 3 刘进, 高岩, 胡东森. 新型流激载荷测试柔性传感器阵列设计[J]. 声学技术, 2019, 38(2): 98-100.
- 4 L. Landweber. Potential flow about bodies of revolution and symmetric Two-Dimensional forms [R]. DTIC, PB152099, 1959.
- 5 T. Cebeci and P. Bradshaw. Momentum Transfer in boundary Layers [M]. Hemisphere-McGraw Hill, Washington, 1977.
- 6 南京工学院等. 粘性流体力学 [M]. 北京: 高等教育出版社, 1987.
- 7 何海珊. 回转体层流转捩点的计算 [R]. 无锡: 七〇二所科技报告, 报告编号: 81103, 1980.
- 8 K. K. Chen and N. A. Thyson. Extension of Emmons' spot theory to flow on blunt bodies [J]. AIAA Journal,

1971, 9(5): 821-825.

## **Experimental study on excitation characteristics of transition zone near the bow of underwater vehicle**

LIU Jin, LYU Shi-jin, GAO Yan

(National Key Laboratory on Ship Vibration and Noise, China Ship Science Research Center, Wuxi, 214082,  
E-mail: [liujin@cssrc.com.cn](mailto:liujin@cssrc.com.cn))

**Abstract:** The hydrodynamic noise in the transition zone near the bow of the underwater vehicle is the main source of self-noise of sonar. The 33-element turbulent pulsating pressure test sensor array of the flexible substrate which was self-researched and designed was used during the pulsating pressure test on the surface of the model in the low-noise wind tunnel, and the excitation load characteristics of the transition area of the bow surface and the end point of the transition area were captured. As the incoming velocity increases, the peak frequency shifts to high frequencies, and the transition zone gradually shifts to the bow. Comparing the test results of the end point of the transition area with the theoretical prediction results, the error is less than 0.02m. In addition, the test data also provides direction for the improvement and improvement of test technology.

**Key words:** pulsating pressure; transition zone; excitation characteristics; flexible array

# 分层流体中拖曳体内波尾迹水下/水面 时空特征试验研究

高德宝<sup>1, 2</sup>, 张军<sup>1, 2</sup>, 周根水<sup>1, 2</sup>, 苏博越<sup>1, 2</sup>, 姚志崇<sup>1, 2</sup>,  
洪方文<sup>1, 2</sup>, 王军<sup>3</sup>, 周志权<sup>3</sup>

(中国船舶科学研究中心 船舶振动噪声重点实验室, 无锡 214082, Email: gaodebao1989@126.com;  
江苏省绿色船舶技术重点实验室, 无锡 214082;  
哈尔滨工业大学(威海), 威海 264200)

**摘要:** 本研究在大型分层流水池中开展了拖曳体内波尾迹水下/水面特征试验研究。采用电导率仪阵列测量了水下波高场及其随时间变化, 同步采用一种基于光学粒子图像互相关分析的水面微速流场测试方法获取了内波诱导的水面流场, 并对内波尾迹水下/水面特征的相关性进行了分析。研究表明, 本研究采用的水面流场测量方法可以测量水面微速流场; 在低  $Fri$  数条件下, 分层流中运动物体水面流场波长与水下内波波长基本一致, 水面波传播速度与水下内波传播速度基本一致。

**关键词:** 分层流; 内波尾迹; 水面特征; 水下特征

## 1 引言

层化海洋中水下航行体运动会产生湍流、旋涡和内波等尾迹, 其中内波尾迹存活时间长可绵延数千米。内波经过发展演化会传播到水面, 与海面风浪调制形成可被探测装置发现的水面信号特征。为实现利用内波表面效应探测潜体这一技术, 首先应该研究潜体运动对内波特征的影响, 其次要研究内波的产生对表面流场的作用效果。

目前, 针对内波尾迹产生机理以及内波尾迹特征已经有不少研究<sup>[1-5]</sup>, 重点关注的问题多是内波的转换特性以及波形特征。在分层流中, 描述运动物体生成内波的一个重要相似参数是内傅氏数, 其为惯性力与浮力之比即  $Fri=U/ND$  ( $U$  和  $D$  分别为运动物体的移动速度和特征尺度,  $N$  为分层流体的浮力频率)。研究表明, 内波尾迹存在临界内傅氏数,  $Fri$  小于临界内傅氏数时, 体效应内波占主控地位,  $Fri$  大于临界内傅氏数时, 尾流效应内波影响逐渐增强, 并且该  $Fri$  与模型的长径比有关。另外, 对内波传播速度以及内波振幅随内傅氏数的变化特性也有深入的认识。

目前, 针对内波尾迹水面特征的相关研究开展的还较少, 在一定的潜深下水下航行体

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (51779232)

内波尾迹水面特征是弱信号特征,无论数值计算还是实验研究均有一定难度。在数值计算方面,段菲<sup>[6]</sup>模拟计算了静水域中实尺度潜体运动尾迹流场特征,傅氏数在表面波傅氏数与内波傅氏数之间时,表面波既有横波又有散波,而内波以散波为主,横波较弱,甚至没有。与在单一密度流中潜体运动相比,分层的存在导致水面波动范围增加,辐聚辐散强度变大,增加了潜体被探测到的可能性。Zhou 等<sup>[7]</sup>利用并行谱过滤方法求解不可压缩 NS 方程,对线性分层流体中高雷诺数下运动球体尾流效应内波进行数值模拟研究。研究表明,水面场能量最大的内波来源于与分层流体浮力特性相适应的初期湍流尾流,其波长正比于  $(Fr)^{1/3}$ ,并随雷诺数增大而减小。通过数值计算针对内波尾迹水面特征已经有一些研究,但存在的明显问题是均缺少相关的试验验证。在水面流场试验研究方面,张国平等<sup>[8]</sup>基于光线折射图像重构技术开发了水面微幅波的测量技术,对水下拖曳球体产生的水面波动进行了测量,可以测量毫米量级的微幅波,可以获得波幅参数,但缺少水面相关流动特征。马晖扬<sup>[9]</sup>等开展了拖曳小球在单一介质和分层介质中运动时对自由面影响的对比实验,证明了密跃层的存在,即内重力波,是运动物体与自由面相互作用又一种的物理机制。秦朝峰等<sup>[10]</sup>对拖曳球体诱发内波的近水面(距离水表面 5mm)流场进行了 PIV 测量,研究了次表面层的流动结构特征。中国海洋大学孟静等<sup>[11]</sup>利用粒子图像测速技术(PIV)研究了小球在跃层、跃层上部与跃层下部 3 个位置运动时的近水面流场特征,当小球在不同深度以不同速度运动时,散度场的锋线均有类似开尔文波峰线的形状,辐散的角度随着速度的增加而减小。Voropayev<sup>[12]</sup>在分层水池中向水面播撒白色示踪粒子,用光源照亮粒子,在水池上方拍摄水面图像,对潜艇模型加减速运动时诱发的水面旋涡尾迹进行了测量。

从以上相关研究进展可以看到,目前对于内波尾迹水面流场试验研究甚少,更缺少内波水下特征与水面特征的相关性研究。因此,以 SUBOFF 标模为研究对象,开展了分层流体中内波特征以及内波诱导的水面流场特征研究,给出了内波及水面波的波长、传播速度等特征量,初步分析了内波及其诱导的水面流场的相关性。

## 2 试验对象与试验方法

### 2.1 试验对象

试验在中国船舶科学研究中心分层流水池中进行,水池主尺度:长 25m、宽 3m、深 1.5m。试验模型为 SUBOFF 标模,长  $L=1\text{m}$ ,直径  $D=0.117\text{m}$ ,模型拖曳采用绳轮拖曳系统,速度  $0.1\sim 2.5\text{m/s}$ ,精度  $1\text{mm/s}$ 。

### 2.2 测试方法

本次试验中主要用到了两套测试仪器:电导率和 CCD 图像采集系统。电导率仪可用来测量盐水的电导率,根据标定的电导率与盐水密度的关系,可换算得到密度值,用来测量不同深度处的密度,以得到分层密度剖面,从而可计算得到内波波动幅度。

CCD 图像采集系统用来拍摄洒有示踪粒子的水面图像,从水池上方垂直俯拍,采用相关算法对图像进行处理,获得水面流场。CCD 由 DALSA 公司生产,分辨率为  $1600\text{pixels}\times 1200\text{pixels}$ ,焦距为  $24\text{mm}$ ,因内波的波动周期较大,因此拍摄频率选  $10\text{Hz}$ ,为提高拍摄质量,在水池侧面布置照明光源。

### 2.3 试验情况

试验中采用跃变分层形式，上层为淡水厚度  $2.1D$ ，下层为盐水（ $1015.8\text{kg/m}^3$ ）厚度  $4D$ ，在水池宽度以及长度方向各布置了数根电导率仪，横向距离为  $10\text{cm}$ ，纵向 3 根探头，间距为  $10\text{cm}$ ，示意图如图 1 所示。坐标系定义如下：模型运动方向为  $x$  轴正方向，水池垂向向上为  $z$  轴正向，水池宽度为  $y$  轴方向，水池中心定义为  $y=0$ ，坐标原点固定于水池底部。模型位置为  $z=3D$  位于跃层下方，电导率仪阵列测量位置为  $z=4D$ 。

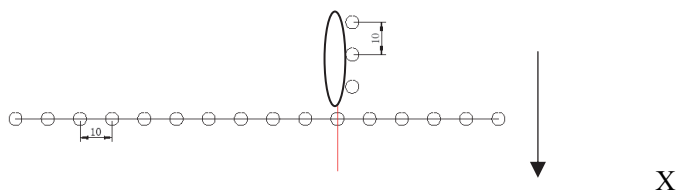


图1 电导率仪布置

浮力频率（Buoyancy Frequency）定义为

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dz}$$

这里， $g$  是重力加速度， $\rho_0$  是参考密度，即水面流体密度； $z$  是垂向坐标，本次试验浮力频率曲线见图 2，最大浮力频率约为  $1.65\text{rad/s}$ 。

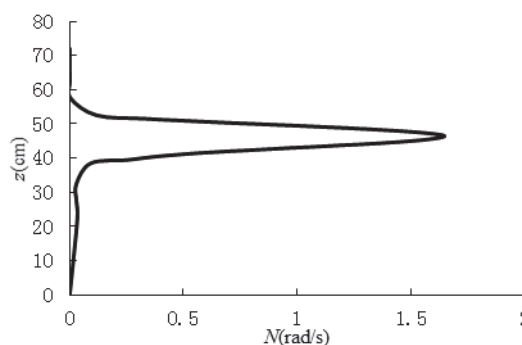


图2 浮力频率曲线

## 3 内波水下特征分析

本次试验中的模型速度分别为  $0.197\text{m/s}$  和  $0.41\text{m/s}$ ，对应的内傅氏数分别为  $1.02$  和  $2.12$ 。

### 3.1 试验重复性分析

图 3 给出了  $\text{Fri}=2.12$  两次试验的密度波动时序曲线，可以看到试验的重复性很好。图 4 给出了两次测量的内波波形特征比较，特征基本完全一致。云图中图像经过对称，横坐标为  $-100\text{cm}$  到  $100\text{cm}$ ，纵坐标为时间序列，注意到由于横纵坐标的问题此时的波形云图并不能实际表征内波的形态。

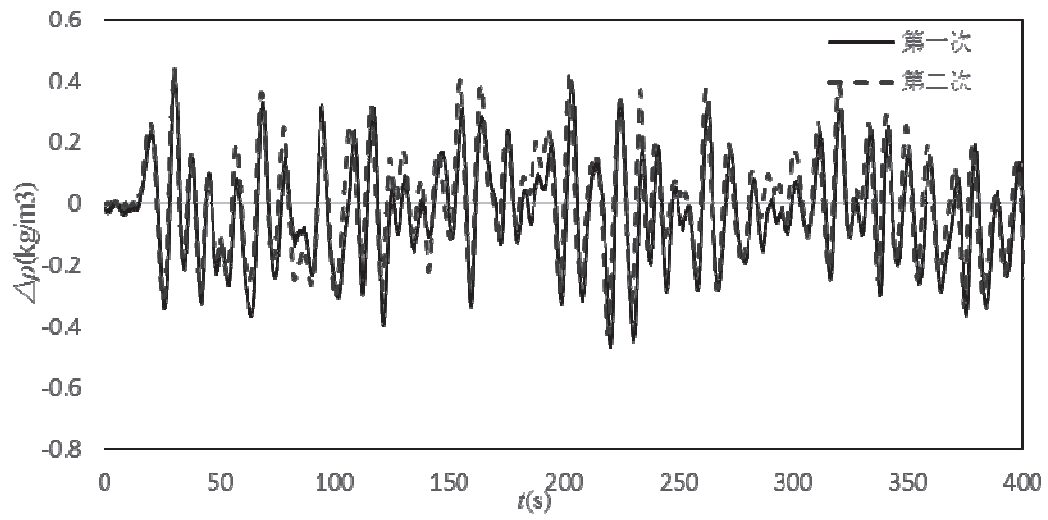


图3 Fri=2.12 时内波密度波动时序曲线重复性

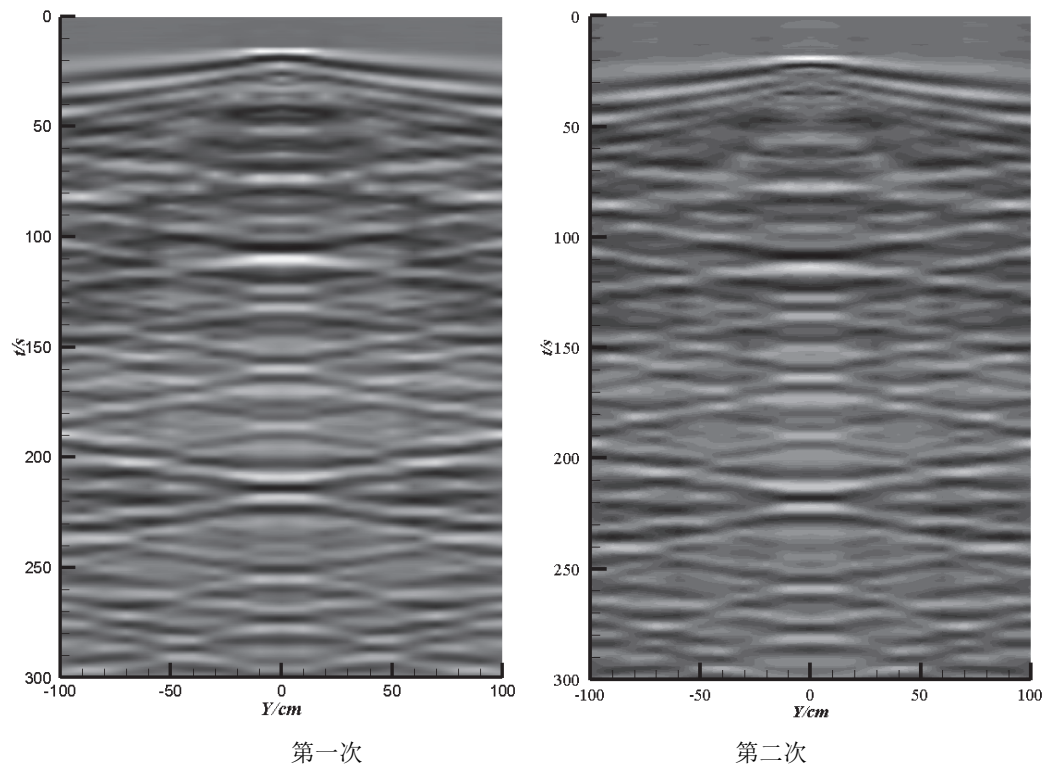


图4 Fri=2.12 时内波密度波动云图重复性

### 3.2 波形特征分析

在试验中，通过纵向布置的三根电导率仪，利用互相关分析方法，可以获得内波的传播速度。定义互相关内傅氏数如下， $Fri_{\text{相关}} = V_{\text{相关}}/ND$ ，相关分析结果见表 1 所示，可以看到低  $Fri$  情况下，内波的相关速度与模型的拖曳速度基本一致。

**表 1 内波相关速度与拖曳速度对应**

| V(m/s) | Fri  | Fri <sub>相关</sub> |
|--------|------|-------------------|
| 0.197  | 1.02 | 1.12              |
| 0.410  | 2.12 | 2.44              |

根据电导率阵列可以获得内波尾迹水下波形特征。以往电导率测量内波云图的表达上，纵坐标多为时间，而横坐标为距离，两者在比例上有一定差别，难以展现真正的内波特征。在本文处理中，利用内波的相关速度对图像进行修正。图 5 分别给出了  $Fri=1.02$  和  $Fri=2.12$  的波形云图，其中横坐标为水池宽度方向范围从-100cm 到 100cm，云图中对测试数据进行了对称处理。

根据兴波理论，存在临界速度值，当航行体运动速度低于临界速度时，波动由横波和散波组成，当航行体运动速度高于临界速度时，波动仅由散波组成，两层流体的临界速度表达式为

$$U_0 = \sqrt{\frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_1h_2}{\rho_2h_1 + \rho_1h_2}} \quad (1)$$

式中， $\rho_1$  为上层流体的密度， $h_1$  为上层流体的厚度， $\rho_2$  为下层流体的密度， $h_2$  为下层流体的厚度。

本研究所采用的跃变分层流体采用两层流体的临界速度表达式，可以近似求得

$$U_0 = 0.167 \text{ m/s}$$

可以看到，两种工况的速度均大于临界速度，内波波形均以散波为主。 $Fri=1.02$  波动幅度明显强于  $Fri=2.12$ ， $Fri$  有所增加，然而波动幅度却减弱了。为量化比较内波的波长与夹角特征，取  $y=50\text{cm}$  位置内波时序波动曲线如图 6 和图 7 所示，定义第一个波峰为首波峰，第一波谷为首波谷，第二波峰为次波峰。定义波长为首波峰与首波谷距离的二倍，内波波长与夹角结果见

**表 2。**随  $Fri$  增加，内波夹角减小，内波波长增加，并且  $Fri=2.12$  时的波长约为  $Fri=1.02$  的两倍，波长近似与  $Fri$  成正比。

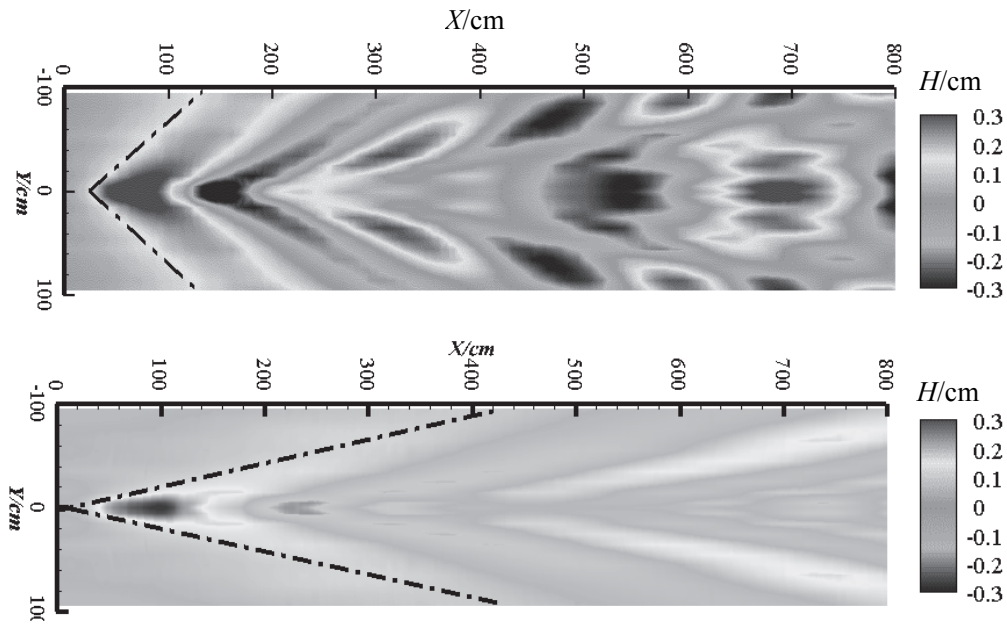


图5 Fri=1.02 (上) 和 Fri=2.12 (下) 波形特征云图

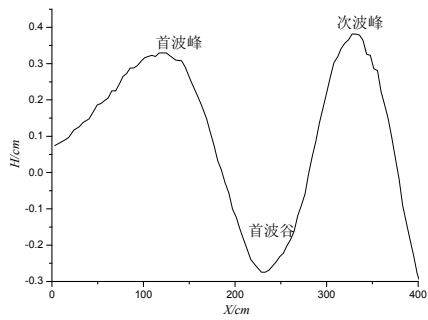


图6 Fri=1.02 (y=50cm)

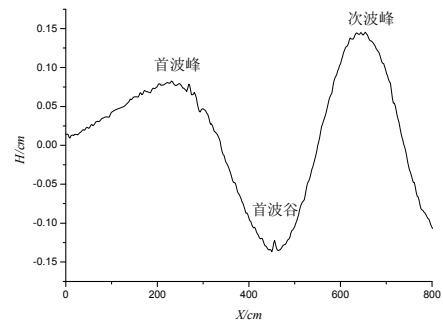


图7 Fri=2.12 (y=50cm)

表2 内波波长与夹角

| Fri  | 内波夹角 (度) | 内波波长(m) |
|------|----------|---------|
| 1.02 | 82.0     | 2.16    |
| 2.12 | 38.5     | 4.30    |

## 4 内波水面场特征分析

图 8 给出了  $Fri=1.02$  工况下, 不同时刻水面速度矢量图像, 模型从左侧向图像右侧运动, 图例表示模型水面流场合速度大小。模型刚刚进入拍摄视场的时刻记为  $T=0$ , 在示意图中给出了模型的真实位置, 从  $T=5s$  可以看到在模型经过时, 速度矢量从模型头部向模型尾部汇聚, 在模型尾部产生“辐聚”波纹。随着时间发展, 到  $T=10s$  时, 该“辐聚”波纹跟随模型一起运动, 此刻, 可以观察到在模型后方产生另外一条“辐聚”波纹, 该波纹的夹角相对于首波有所减小。分别从  $T=5s$  以及  $T=10s$  时刻读出波纹的位置, 可以计算得到波纹的传播速度约为  $0.205m/s$ , 这与模型的拖曳速度基本吻合, 这也证实了波纹随着模型运动的结论。

图 9 给出了  $Fri=2.12$  工况下, 不同时刻水面速度矢量图像, 与  $Fri=1.02$  工况类似, 在模型后方产生波动条纹, 采用相同的方法可以得到首波纹的传播速度约为  $0.402m/s$ 。

假设模型位置不动, CCD 以拖曳速度移动, 根据此假设对拍摄的连续照片进行拼接, 两种工况的拼接结果分别如图 10 和图 11 所示, 为了更清楚的表达波形, 将图像进行了对称处理。从波形图中可以清楚的看到, 模型经过时会产生伯努利丘尾迹特征, 在模型尾部后方起始生成 V 型夹角的尾迹, 试验的两种工况下, 波形特征与水下内波特征相似, 均为散波特征, 另外也可以看到水面速度场扰动量级为  $mm/s$ , 本文建立的水面微速流场测量方法可以分辨表面微尺度波, 这为今后研究内波尾迹水面场特征提供了技术支撑。

为了定量分析内波尾迹在水表面的波特征, 取  $y=-50cm$  位置一点横向速度时序变化曲线结果如图 12 和图 13 所示, 波长定义与水下时相同, 两种工况的波形特征结果见

**表 3.** 可以看到随着  $Fri$  增加航行体运动引起的水面波长增加, 夹角减小。

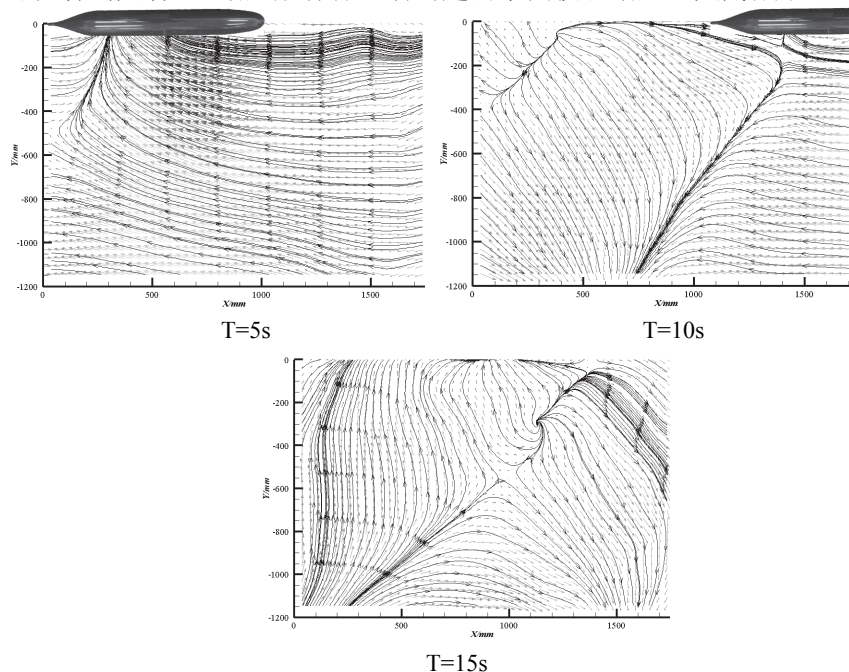


图 8  $Fri=1.02$  不同时刻矢量

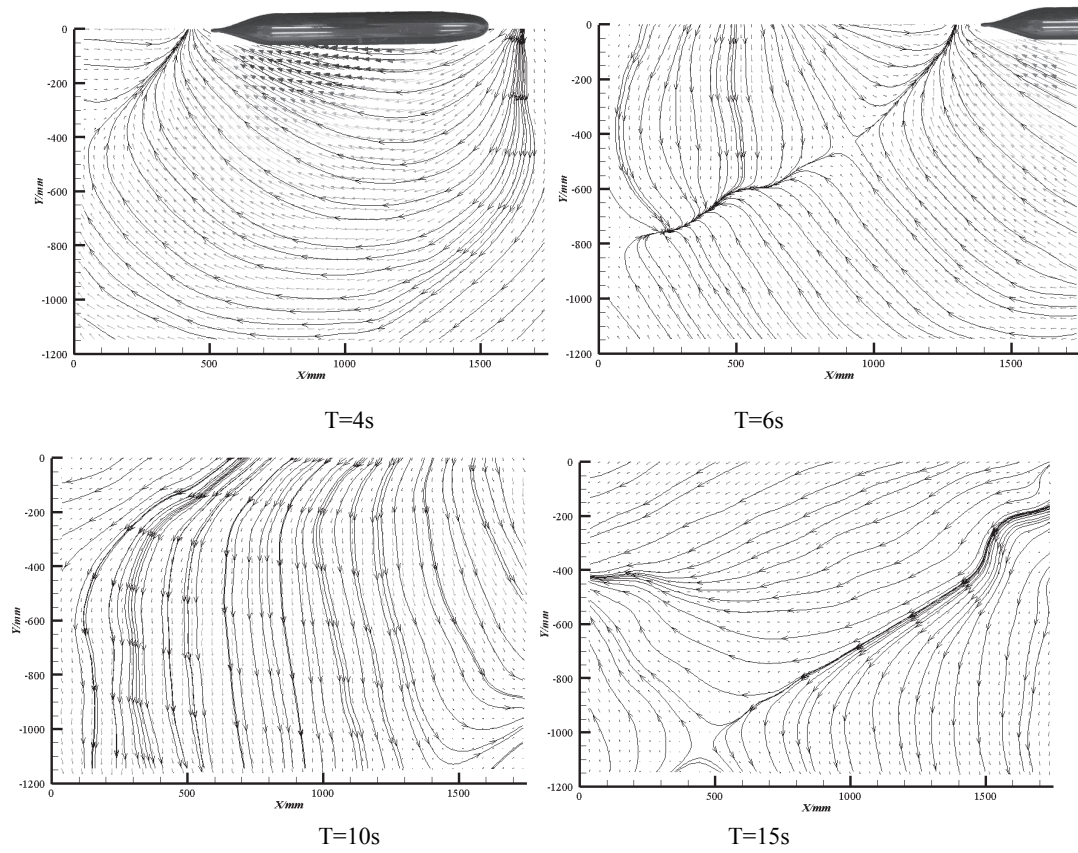


图9 Fri=2.01 水面流场合速度云图与流线

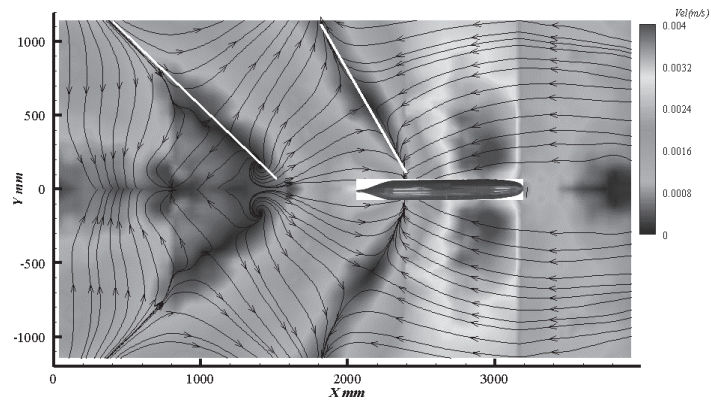


图10 Fri=1.02 水面流场合速度云图与流线

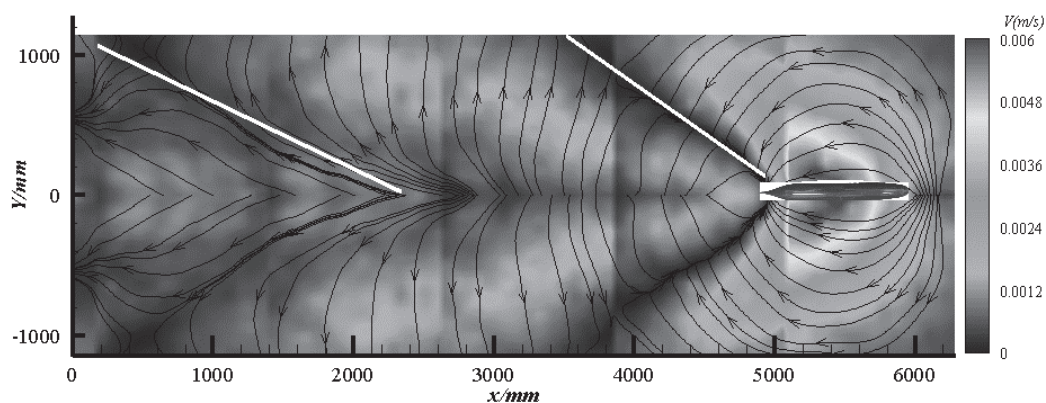


图 11 Fri=2.12 水面流场合速度云图与流线

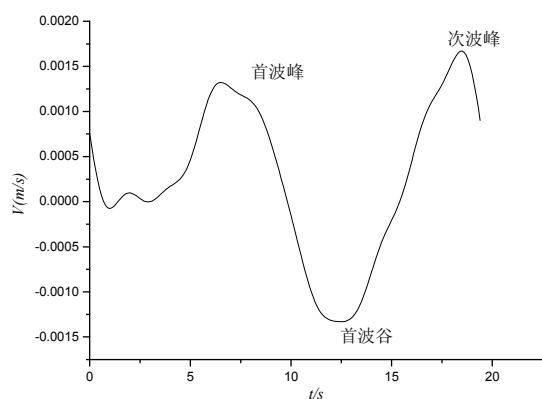


图 12 Fri=1.02 横向速度时序曲线

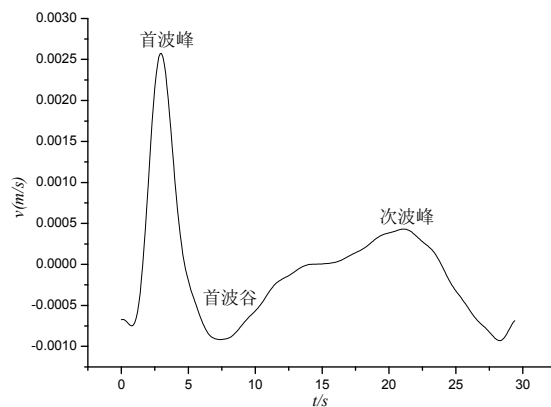


图 13 Fri=2.12 横向速度时序曲线

表 3 内波水面波形特征

| U (m/s) | Fri  | 水表面波夹角 (度) | 波长(m) | 传播速度 (m/s) |
|---------|------|------------|-------|------------|
| 0.197   | 1.02 | 119        | 2.2   | 0.205      |
| 0.410   | 2.12 | 61         | 3.6   | 0.402      |

通过

表 2 和

表 3 对水下/水面波形特征对比分析, 可以看到在两种工况下时, 水下内波的波长与水表面的波长基本一致, 传播速度也基本一致。但水下与水面的波形夹角有较大的区别, 水面的夹角大于水下内波的夹角。在研究水下航行体水面尾迹特征时, 水面尾迹既有内波传至水面引起的尾迹, 又有水下航行体扰动自由面直接激发表面波引起的尾迹, 通过对波形特征、波长以及传播的速度比较, 可以推断出本次试验两种工况下产生的水表面波纹特征与水下内波特征具有极强的相关性, 在低 Fri 情况下, 水面波纹特征主要由内波直接激发

引起。

## 5 结论

在大型分层流水池中开展了拖曳体内波尾迹水下/水面特征试验研究。采用电导率仪阵列测量了水下波高场及其随时间变化；同步采用一种基于光学粒子图像互相关分析的水面微速流场测试方法获取了内波诱导的水面流场。主要得到以下结论：

(1) 通过电导率仪阵列获得了内波波形特征，定量测量了内波的波长、夹角及相关速度，波长随着  $Fri$  增加而增加，波形的夹角随  $Fri$  增加而减小。

(2) 基于光学粒子图像互相关分析的水面流场测量方法可以测量微速流场，成功捕捉到内波信号在水面流场的特征，获得了内波致水面场波长、夹角与传播速度特征，波长随着  $Fri$  增加而增加，波形的夹角随  $Fri$  增加而减小。

(3) 通过对水下/水面流场进行对比分析，在本文试验工况下，由内波引起的水面流场波长与水下内波波长基本相同，水面波传播速度与水下内波传播速度基本一致。低  $Fri$  时，内波对水面流场的扰动占主要影响。

## 参考文献

- 1 Robey H F. The generation of internal waves by a towed sphere and its wakes in a thermocline[J]. *Physics of Fluids*, 1997, 9(11): 3353-3367.
- 2 魏岗, 赵先奇, 苏晓冰, 等. 分层流体中尾迹时间序列结构的实验研究[J]. *中国科学, G 辑*, 2009, 39(9): 1338-1347.
- 3 分层流体中拖曳球体尾流及辐射内波试验研究.
- 4 洪方文, 姚志崇, 高丽瑾, 等. 水下运动体体效应内波理论分析研究[J]. *水动力学研究与进展, A 辑*, 2012, 27(4): 471-477.
- 5 王进, 尤云祥, 胡天群, 等. 密度分层流体中不同长径比拖曳潜体激发内波特性实验[J]. *科学通报*, 2012, 57(8): 606-617.
- 6 段菲. 分层流中潜体运动对内波及表层流场影响研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2016.
- 7 Qi Zhou, Peter J. Diamessis, Surface manifestation of internal waves emitted by submerged localized stratified turbulence *J. Fluid Mech.* (2016), vol. 798, 505-539.
- 8 张国平, 陆林章. 自由液面表面微幅波三维重构方法[P]. 中国专利, 201110086870. 1. 2013.
- 9 马晖扬, 麻柏坤, 张人杰, 等. 分层流体中物体运动尾迹的理论和实验研究[J]. *中国科学技术大学学报*, 2000, 30 (6): 677-684.
- 10 秦朝峰. 水平运动源生成内波的表面特征初探[D]. 青岛: 中国海洋大学, 2009.
- 11 孟静, 王树亚, 陈旭. 分层流体中水平运动源生成内波的表面流场特征[J]. *海洋湖沼通报*, 2017(04): 45-51.

- 12 Voropayev S I, Fernando H J S, Morrison R. On surface signatures generated by submerged momentum sources[J]. Physics of Fluids. 2007, 19(076603): 1-10.

**Experimental study on temporal-spatial characteristics of water surface flow and underwater flow for internal waves generated by towed body in stratified fluid**

GAO De-bao, ZHANG jun, ZHOU Gen-shui, SU Bo-yue, YAO Zhi-chong,

HONG Fang-wen, WANG Jun, ZHOU Zhi-quan

- (1. China Ship Scientific Research Center, National Key Laboratory on Ship Vibration&Noise, Jiangsu Wuxi 214082, Email: [gaodebao1989@126.com](mailto:gaodebao1989@126.com), Telephone: 15052248226;  
2. iangsu Key Laboratory of Green Ship Technology, Jiangsu Wuxi, 214082  
3.Harbin Institute of Technology (Weihai), Shandong Weihai, 264200)

**Abstract:** In this paper, an experimental study on underwater / water surface characteristics of towed body internal wave wakes was carried out in a large stratified tank. Conductivity arrays were used to measure the underwater wave height and the time variation; the Particle Image Velocimetry was used to obtain the internal wave-induced water surface flow field. The correlation between the underwater / water surface characteristics of the internal wave wake was analyzed. The results indicate, under low Froude number, the wavelength of the surface flow field of towed body in stratified fluid is nearly the same as the wavelength of the underwater internal wave, and the propagation speed of the surface wave is the same as the propagation speed of the underwater internal wave.

**Key words:** stratified fluid; internal wave wake; surface characteristics.

# 高负荷大侧斜螺旋桨推力下降性能试验和数值研究

王建强<sup>1,2,3</sup>, 万初瑞<sup>1,2</sup>, 孔为平<sup>1</sup>, 周旻<sup>1</sup>, 丁举<sup>1,2</sup>

(1. 中国船舶及海洋工程设计研究院, 上海, 200011;

2. 喷水推进技术重点实验室, 上海, 200011;

3. 上海交通大学, 上海, 200240. Email: wjq369889@163.com)

**摘要:** 本研究以某高速船的高负荷大侧斜系列螺旋桨为研究对象, 开展了盘面比不同的 3 个螺旋桨推力下降性能的试验和数值计算研究。在空泡水筒中开展了固定空泡数下匀流场中推力下降螺旋桨模型试验, 得到了相应的螺旋桨推力下降曲线, 在伴流场中进行了空泡形态观察试验。

应用商业软件 StarCCM+, 采用 RANS 方程中的 SST 模型, 选择 Schnerr & Sauer 空化模型, 计算了对应于模型试验的水速空泡数工况下匀流场螺旋桨水动力性能和伴流场中空泡形态。与试验结果相比, 推力下降点计算结果偏差较小, 得到的叶背片空泡的形态和位置与试验结果符合较好。不过对于靠近梢部的片空泡和梢涡空泡的形状捕捉, 还有所欠缺。

通过试验和数值计算研究, 分析了系列螺旋桨推力下降点的变化趋势, 探索了此类大侧斜螺旋桨发生推力下降现象与盘面比的变化关系, 为螺旋桨设计优化提供了重要依据。

**关键词:** 高负荷大侧斜桨; 推力下降; 片空泡; 空泡模型

## 1 引言

螺旋桨在高负荷工况运行过程中, 若桨叶出现大面积空化, 螺旋桨吸收功率和所产生的推力会发生突然下降的现象, 这种现象称为推力下降, 又叫推力崩溃。ITTC 推进委员会对这种现象作了专门的解释<sup>[1]</sup>: 因大量空化引起的螺旋桨推力损失的现象。推力下降现象一旦出现, 对螺旋桨性能产生非常大的影响, 船舶也无法达到预期的航速。

冯学梅等<sup>[2]</sup>使用 FLUENT 对某大侧斜调距桨匀流场下两种螺距、9 个空化数等多种工况的空泡形态和推力下降性能进行了计算分析。杨琼方等<sup>[3]</sup>对某一常规螺旋桨空化推力下降性能图谱进行了多相流模拟, 对于非大侧斜螺旋桨, 验证了不同的空化模型对预报精度的影响。Kim<sup>[4]</sup>采用 Sauer 空化模型和  $k-\omega$  湍流模型对 NSRDC4381 桨进行了模拟, 在设计进

速系数下当空化较为严重时推力和扭矩系数的预报精度较好。

当前的空泡性能预报仍以试验手段为主，随着数值计算通用软件和船舶专用软件对螺旋桨空泡性能预报的数值预报精度的大幅度提升，可以用于船舶螺旋桨空泡性能预报。本研究针对某大侧斜螺旋桨，使用 ANSYS FLUENT 软件考察不同尺度网格下螺旋桨的空泡形态，对比数值计算结果和试验结果，分析影响数值预报结果的因素。

本研究对象为某高速船的高负荷大侧斜系列螺旋桨，负荷重，空泡现象明显，容易出现空泡推力下降现象。

## 2 螺旋桨模型和数值计算

本研究对象为某高速船的高负荷大侧斜系列螺旋桨，进行了不同盘面比和螺距比的 3 个螺旋桨推力下降性能的试验和数值计算研究。

### 2.1 螺旋桨参数

螺旋桨编号分别为 A、B 和 C。表 1 给出了螺旋桨的主要参数，图 1 为 3 个螺旋桨模型图。

表 1 螺旋桨主要参数

| 螺旋桨编号                | A     | B     | C     |
|----------------------|-------|-------|-------|
| 直径 D (m)             | 0.250 | 0.250 | 0.250 |
| 叶数                   | 5     | 5     | 5     |
| 盘面比                  | 0.90  | 1.0   | 1.15  |
| 设计螺距比 ( $0.7\pi/R$ ) | 1.327 | 1.275 | 1.275 |

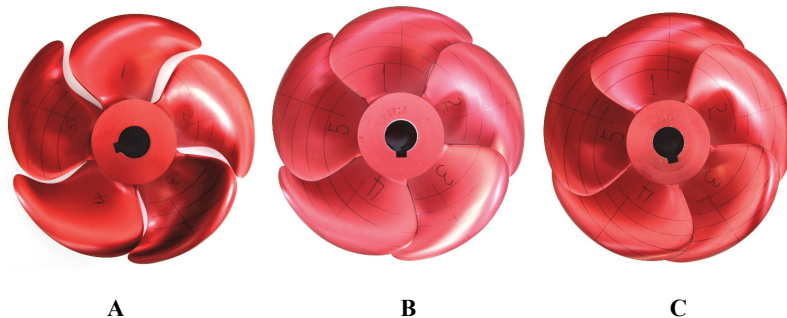


图 1 螺旋桨模型

### 2.2 计算域和数值计算设置

根据试验几何尺寸设置计算域，取进口在上游 2D 处，出口在下游 5D 处，外边界所在圆柱面半径为 3D。坐标轴及计算域如图 2 所示。数值计算采用分离流求解，采用 RANS 方法中的 SST 模型，选择 VOF 进行空泡模拟，空化模型为 Schnerr & Sauer 模型。计算域

分为动区域及静区域，其中动区域为包裹螺旋桨区域，静区域为远场区域，对于匀流场推力下降问题采用相对参考坐标系方法（MRF）转化为准定常问题。进口设置为速度入口条件，出口设置为压力出口条件，外壁面为无滑移固壁条件。对于伴流场下空泡形态问题，进行非定常数值计算，动区域设置为滑移网格。非定常的时间步长设置为螺旋桨旋转  $2^\circ$  的时间间隔。

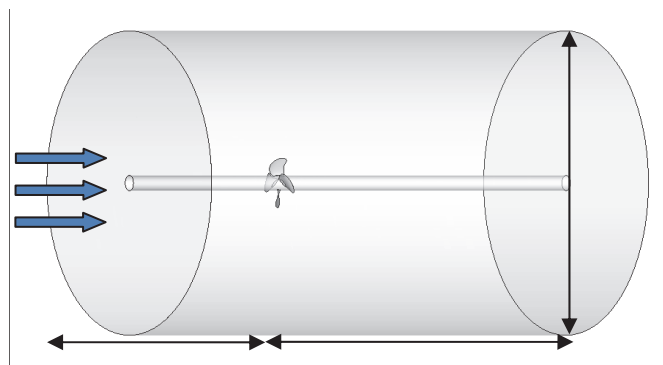


图 2 计算域

### 2.3 网格划分

在 STARCCM+ 软件中，采用多面体网格方法，在螺旋桨梢部、导边及下游涡管进行网格加密。根据平板湍流边界层理论，在垂直于桨叶表面方向划分边界层体网格，首层棱柱单元高度为  $0.16\text{mm}$ ， $y^+$  满足在  $30\sim 80$  之间，边界层网格总厚度为  $2.6\text{mm}$ 。多面体网格数量 188 万(图 3)。

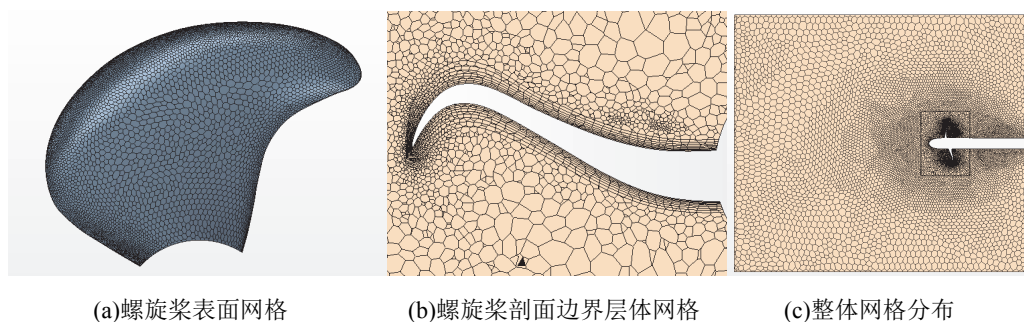


图 3 多面体网格划分

为了获得更精确的求解，更好地捕捉梢涡以及精细流动，根据  $Q$  值进行加密网格，通过常规方式获得初始网格的求解，然后根据场  $Q$  值定义网格加密，如果通过常函数确定的加密区域中网格尺度大于设定值，则直接加密到设定值，如小于设定值可保持类似原来的网格尺度。多面体网格加密结果如图 4 所示。

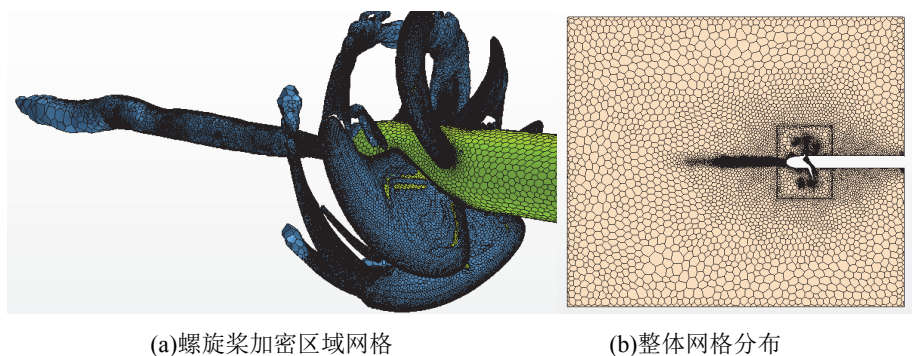


图 4 多面体网格 Q 值加密

### 3 试验研究

试验在上海船舶运输科学研究所的空泡水筒进行。试验分成两个部分，分别为匀流场下固定水速空泡数的螺旋桨水动力性能试验和伴流场中空泡的形态观测。

减压条件下，进行匀流场下固定水速空泡数下的螺旋桨水动力性能试验，检测螺旋桨推力下降点和推力下降性能。试验过程中保持螺旋桨水速空泡数  $\sigma_v$  不变，改变螺旋桨转速，使螺旋桨  $J$  由高到低，依据试验结果换算求得推力系数  $K_T$ 。当螺旋桨叶背片空泡发展到足够大时，螺旋桨推力系数  $K_T$  不再随  $J$  的下降上升，转而急剧下降，采集推力下降过程中对应的水速  $V$ 、推力  $T$ 、转速  $n$ ，依据试验结果换算求得推力系数  $K_T$ ，直至试验点数足够绘制出推力下降的整个变化过程。

试验中，相应的空化数及推力系数定义如下：

$$\sigma_n = \frac{P_\infty - P_v}{0.5\rho n^2 D^2} \quad \sigma_v = \frac{P_\infty - P_v}{0.5\rho V^2} \quad K_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4}$$

对于匀流场下的推力下降性能试验，设置水速空泡数  $\sigma_v=0.8$ 。而对于伴流场中空泡的形态观测试验，以 B 螺旋桨为研究对象，对应工况  $\sigma_n=0.857$ ， $K_T=0.23$ 。试验通过在桨前方加铜丝伴流网格的方法模拟伴流场，试验过程中保持螺旋桨水速空泡数  $\sigma_n$  不变，改变来流速度和压力，使得  $\sigma_n$ 、 $K_T$  达到目标值。

### 4 试验和数值计算结果分析

#### 4.1 匀流场下推力下降结果分析

对应于推力下降试验，在匀流场中，水速空泡数  $\sigma_v=0.8$  工况下，计算了 A、B、C 螺旋桨下的发生推力下降的水动力性能。图 5 显示了 3 个螺旋桨在敞水（全湿流）状态试验结果、 $\sigma_v=0.8$  工况下试验和数值计算结果。对应于(a)图，螺旋桨 A 的试验推力下降点  $J=0.97$ ，而数值计算的推力下降点大约位于  $J=0.95$ ，推力下降点数值计算结果很接近。同时注意到在未推力下降时( $J>0.97$ )，试验结果和数值计算结果存在一定的偏差。对应于(b)图，螺旋桨

B 的试验推力下降点约位于  $J=0.9$ ，而数值计算的推力下降点大约位于  $J=0.92$ 。推力下降点附近数值计算结果与试验结果偏差大于其他区域。对应于(c)图，螺旋桨 C 的试验推力下降点约位于  $J=0.84$ ，而数值计算的推力下降点大约位于  $J=0.88$ 。

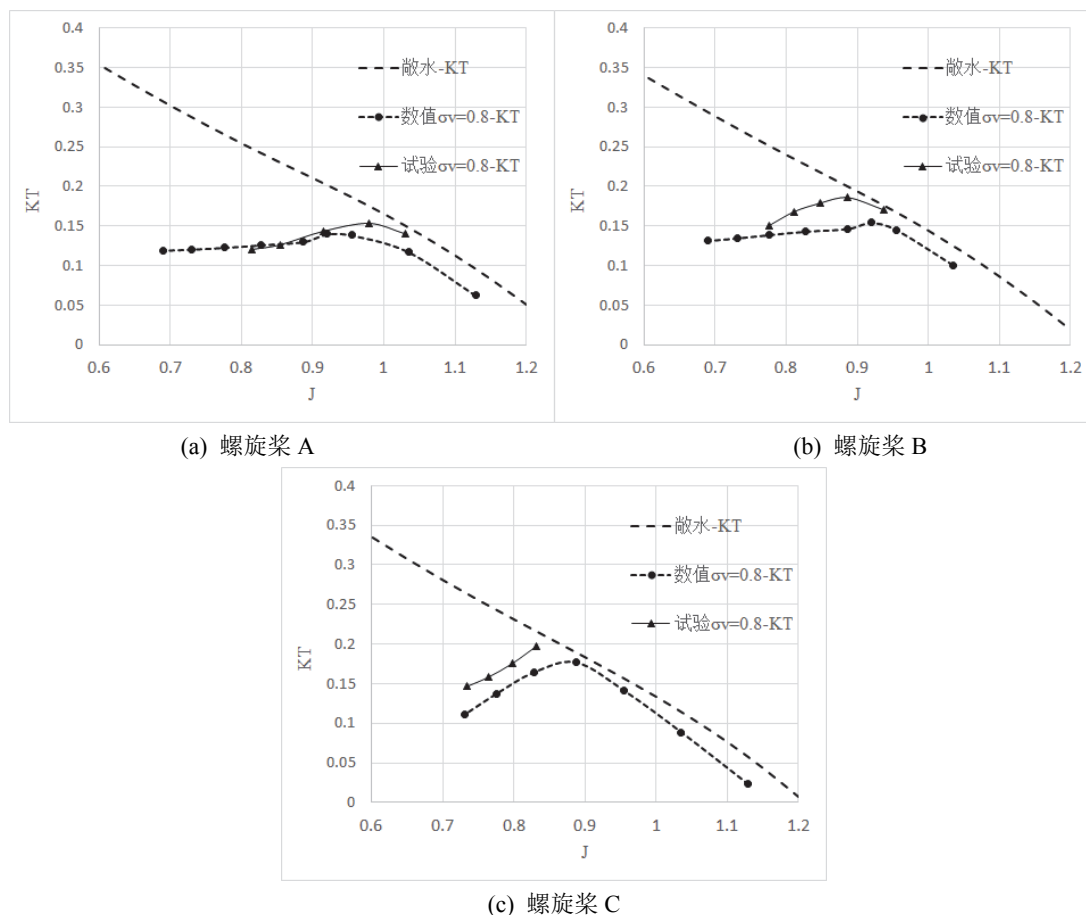


图 5 匀流场下  $\sigma_v=0.8$  工况螺旋桨推力系数  $KT$

从表 2 可以看出，随着盘面比的增加，推力下降点  $J$  逐渐变小，即对于系列螺旋桨，盘面比变大有利于提高推力下降的性能。

表 2 推力下降点进速系数  $J$  变化规律

| 螺旋桨                        | A     | B     | C     |
|----------------------------|-------|-------|-------|
| 盘面比                        | 0.90  | 1.0   | 1.15  |
| 螺距比 ( $0.7r/R$ )           | 1.327 | 1.275 | 1.275 |
| $\sigma_v=0.8$ 试验推力下降点 $J$ | 0.97  | 0.90  | 0.84  |
| $\sigma_v=0.8$ 数值推力下降点 $J$ | 0.95  | 0.92  | 0.88  |

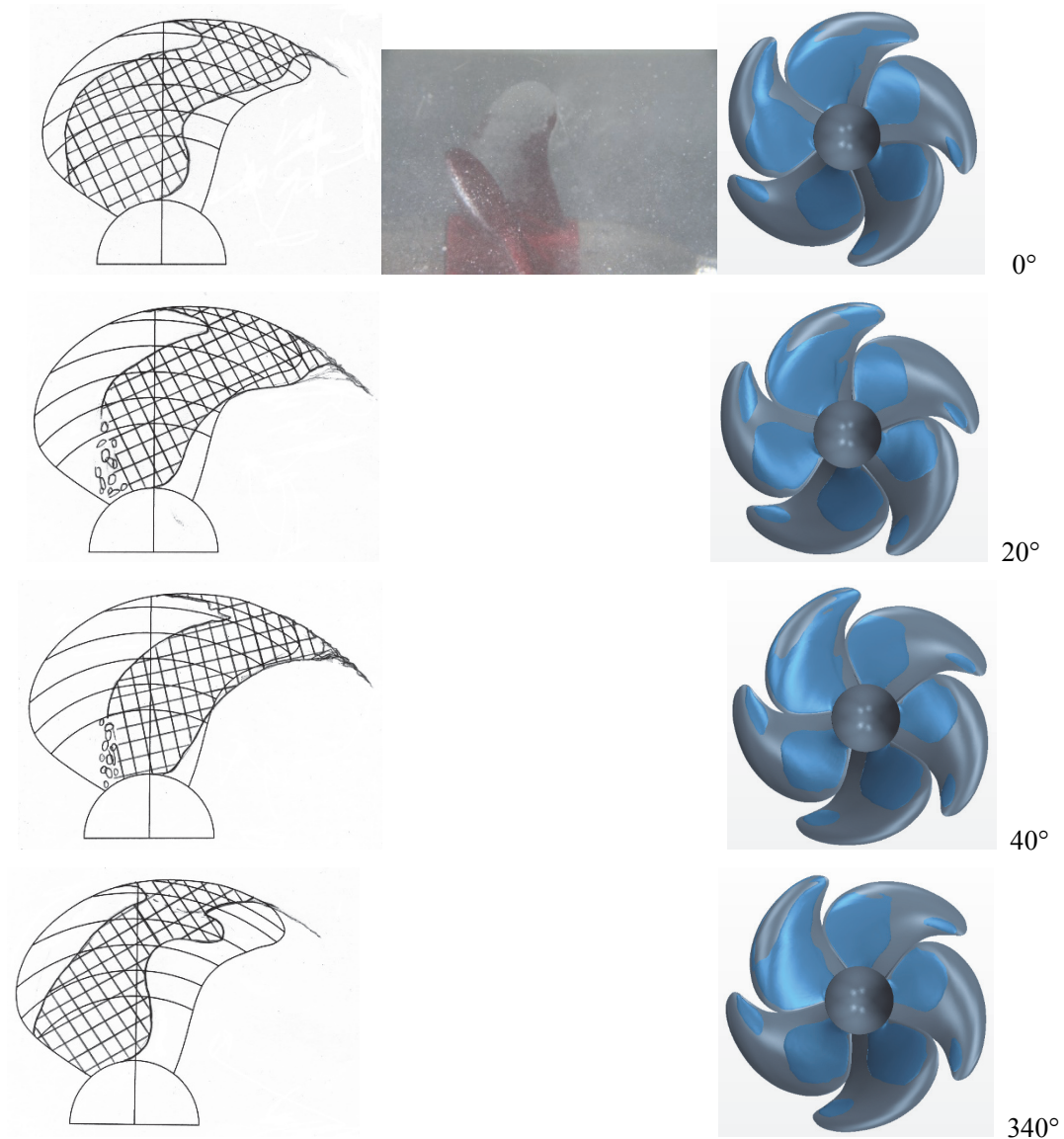


图 6 螺旋桨 B 空泡形态观察  $\sigma_v=0.857$ ,  $KT=0.23$

#### 4.2 伴流场空泡形态结果分析

对于伴流场下空泡形态研究，对应于试验，数值模拟中，在入口处将伴流数据通过速度分布进行加载。研究工况为  $\sigma_n=0.857$ ,  $K_T=0.23$ 。数值模拟中，固定转速  $n$ ，根据空泡数计算得到出口压力  $P_0$ ，调整来流速度  $V$  匹配推力系数  $K_T^{[5]}$ 。试验及数值计算空泡形态见图 6，可以看到此工况下空泡已经非常剧烈，桨叶的空泡面积非常大。桨叶叶背的大部分区域被空泡覆盖，而靠近导边区域和靠近随边区域存在无空泡区域。随边附近的空泡形态模拟较

好,而导边位置因为出现泡空泡的原因,数值模拟无法准确模拟。此螺旋桨梢涡空泡形态不是特别显著,这也给数值模拟带来较大的困难。

## 5 结论

本研究对某高速船的高负荷大侧斜系列螺旋桨,进行了不同盘面比和螺距比的3个螺旋桨匀流场下推力下降性能的试验和数值计算研究,并对某一螺旋桨进行了伴流场下的空泡形态研究。对于匀流场下的推力下降点,数值计算与试验结果对应良好。随着盘面比的增加,推力下降点 $J$ 逐渐变小,即对于系列螺旋桨,盘面比变大有利于提高推力下降的性能。对于螺旋桨B的伴流场下空泡形态研究,数值计算很好的捕捉了叶背片空泡的区域,尤其对于随边附近。而导边附近因为有泡空泡的出现,数值模拟难度较大。

## 参考文献

- 1 ITTC. "Recommended Procedures and Guidelines", 22nd ITTC Propulsion Committee Report, Seoul, Korea, 1999.
- 2 冯学梅,蔡荣泉,孔为平,等. 均匀流场中模型尺度下螺旋桨多工况空泡现象数值预报[C]. 2013年船舶水动力学学术会议论文集. 2013: 385-391.
- 3 杨琼方,王永生,张志宏. 螺旋桨空化崩溃性能图谱的多相流模拟[J]. 华中科技大学学报(自然科学版), 2012, 40(02): 18-22.
- 4 Kim S. Multiphase CFD simulation of turbulent cavitating flows in and around marine propulsors// Proceedings of Open Source CFD International Conference 2009. Barcelona, Spain:IconCFD, 2009.
- 5 NaiXian Lu, et al. "Numerical Simulations of the Cavitating Flow on a Marine Propeller." International Symposium on Cavitation 2012.

## **Numerical and experimental investigations on thrust breakdown of high-skew propellers**

WANG Jian-qiang<sup>1,2,3</sup>, WAN Chu-rui<sup>1,2</sup>, KONG Wei-ping<sup>1</sup>, ZHOU Min<sup>1</sup>, DING Ju<sup>1,2</sup>

(1. Marine Design & Research Institute of China, Shanghai, 200011;

2. Laboratory of Science and Technology on Waterjet propulsion, Shanghai, 200011;

3. Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, 200240; Email: wjq369889@163.com)

**Abstract:** In this paper thrust breakdown performances of high-skew propeller series are investigated based on numerical and experimental researches. Hydrodynamic performances of the uniform flow are researched in the cavitation tunnel. Also cavitation experiment under non-uniform inflow conditions are conducted to figure out the cavitation patterns. Corresponding to experiment researches, Hydrodynamic performances under uniform and non-uniform inflow based on SST model and Schnerr & Sauer cavitation model are simulated. The thrust breakdown point of numerical simulations shows great consistency compared with experimental results. Compared with experimental observations, the computational results closely reproduce the main features of sheet cavity patterns. The patterns of the tip vortex cavity in the numerical simulation are not very consistent with the ones of experimental results. Based on numerical and experimental researches, the relations between thrust breakdown performance and area ratio are investigated, which are valuable to propeller design and optimization.

**Key words:** High-skew propeller; Thrust breakdown; Cavitation pattern; Cavitation model.

# 基于 TOMO-PIV 技术的活鱼游动 流场试验研究\*

苏博越<sup>1</sup>, 高德宝<sup>1</sup>, 张军<sup>1</sup>

王洪平<sup>2</sup>, 魏润杰<sup>2</sup>

(1 中国船舶科学研究中心船舶振动噪声重点实验室, 无锡, 214082, Email: 649447793@qq.com;

2 北京立方天地科技发展有限公司, 北京海淀区花园路 120 号)

**摘要:** 鱼类游动具有高效、安静和强机动等卓越性能, 成为水下航行体和空中飞行器研究设计的仿生对象。活鱼游动测试与流动结构分析, 是人类揭开鱼类游动奥秘的钥匙之一。由于鱼游运动的不可控性大, 其流场测试难度大。国外关于活鱼游动已经开展过一些流场测试研究, 国内也有学者采用二维 PIV 技术对活鱼流场进行过测量分析, 获得过一些有价值的信息, 但只有二分量速度场, 而且缺乏空间其他截面的流动信息。本研究采用 TomoPIV (层析 PIV) 技术进行活鱼游动试验测试, 尝试捕捉活鱼游动过程的尾部空间三维流场信息, 通过数据分析和处理得到鱼游过程中空间流场和涡结构的演化, 为活鱼高效游动机理揭示提供了流场试验依据与支撑。

**关键词:** 活鱼游动; Tomo-PIV; 三维流场; 涡结构

## 1 引言

近年来, 各类飞行游动生物的特殊运动方式逐渐成为流体力学研究的热点。鲨鱼、海豚等大型海洋动物其体型大, 游动速度快, 雷诺数可以超过  $10^8$  次方, 这类典型海洋动物低噪音、高速、高效游动能力是任何人造水下航行器所无法比拟的, 已经引起各国学者的浓厚兴趣, 使之成为新型水下潜航器仿生研究的对象。国内外许多高校与科研院所纷纷开展仿生水下航行器研制与仿生推进技术研究。但是, 由于这类海洋动物非凡游动能力中所蕴含的奥秘迄今为止尚未被完全揭开, 当前的仿生水下航行器从效率、速度、噪音、机动性上与之都有很大距离。为了分析活鱼与仿生水下航行器的差异, 活鱼游动流场研究逐渐成为仿生推进研究的重点之一。

---

\*基金项目: 国家自然科学基金 (51779233)

目前,国内外很多学者对活鱼运动姿态和流场进行了试验研究,由于测试技术的限制,一些研究基于传统的 2D2C-PIV 测试技术,难以获取鱼游运动真实的三维流场。

为了获得更加精确流场的结果,DPIV 系统不断得到改进。哈佛大学的 Lauder 研究小组<sup>[1]</sup>对鱼类游动过程中鱼鳍的作用展开了深入的实验研究。该研究小组设计了一套 PIV 实验装置用以观察活鱼的游动。该装置不仅能够记录鱼类游动的一系列动作,还可以得到相应状态下的流场细节。

2011 年,哈佛大学<sup>[1-2]</sup>采用了层析 PIV (Tomographic-PIV)研究揭示了活鲨鱼与机器鱼尾流涡结构的不同,获得了较好的结果。并通过与常规 PIV 比较发现:应用多平面 2D-PIV 流场切片来重构 3D 涡尾流结构,可能会导致对尾流的错误认知。

国内也有很多学者通过实验对 BCF 模式摆尾推进系统进行了研究。中国科学技术大学仿生研究小组<sup>[3]</sup>对活鱼 C 型起动、S 型起动等机动动作进行了运动学测量,并用 DPIV 得到了相应的流场。

清华大学曾理江研究小组<sup>[4]</sup>对活鱼游动动作进行了观测。与传统的静态观测装置不同,该研究小组设计了一套二维视频跟踪系统,两个 CCD 可以对游动中的鱼进行跟踪,分别得到侧视图和底视图(图 1 和图 2)。

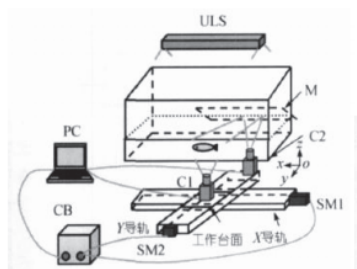


图 1 视频跟踪系统

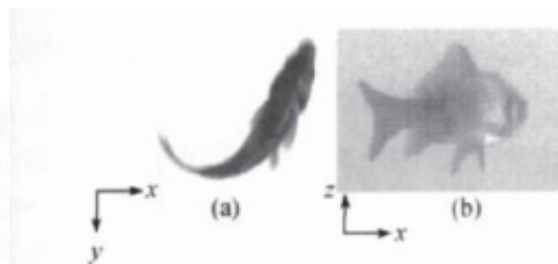


图 2 鱼类游动图像

哈尔滨工程大学水下机器人技术重点实验室仿生研究小组在观测活鱼游动的基础上,设计出一套仿鱼类摆动尾鳍推进系统,并进行了相应的水动力实验<sup>[5]</sup>。

总的来说,目前对鱼类游动机理的试验研究主要包括对鱼类游动行为形态学、运动学观测和对流场结构的测量,而对活鱼流场结构测量试验可以获得鱼游过程中的涡脱落过程等流场细节特征,是分析鱼类高效游动机理的重要依据,但受限于试验条件。目前国内对鱼类游动流场的测量试验开展得很少,测量手段基本上还是 2D-PIV 技术。通过对多个切片平面上的流场测量结果进行分析,结合一定的理论模型来重构鱼游流场的空间涡结构。然而,活鱼的运动以及周围流场都具有三维特性,简单的二维 PIV 并不能全面准确地描述活鱼运动的姿态和鱼游流场的复杂性,采用传统的 2D-PIV 测量和分析方法很难真实地反映出鱼游流场的实际空间涡结构,甚至可能会导致对鱼游涡结构的错误认知。

随着试验技术的发展,立体空间测速(volumetric PIV,多相机多角度立体拍摄,一次性测量一个空间域的三维速度场)技术得到长足的发展,尤其是层析 PIV(tomographic PIV)技术的推出,将医学层析扫描采用的倍增代数重构技术(multiplicative algebraic reconstruction technique, MART)应用于三维示踪粒子场重构,成果突破了以往体 PIV 测量空间分辨率不够的技术瓶颈,使得体 PIV 测量进入实用阶段。基于多视角成像的 Tomo-PIV 不仅能够计算三维速度场,简单升级后还能重构出鱼的三维空间形态,非常适合研究活鱼运动流场。因此,本文以典型 BCF 游动鱼类为研究对象,采用 Tomo-PIV 技术开展鱼游涡结构试验研究。

## 2 Tomo-PIV 技术

### 2.1 技术背景与技术发展

2006 年, Elsinga<sup>[6]</sup>正式提出层析 PIV(tomographic particle image velocimetry, Tomo-PIV)的概念,并详细介绍了 Tomo-PIV 的试验方案和数据处理的算法, Tomo-PIV 的出现使流场测量有了质的飞越。图 3 给出了层析 PIV 的工作流程,主要包括多相机成像采集、图像前处理、空间粒子场重构和速度场计算,与平面 PIV 相比, Tomo-PIV 主要的不同点包括体光源、多视角成像、标定、空间粒子场重构以及三维速度场计算。

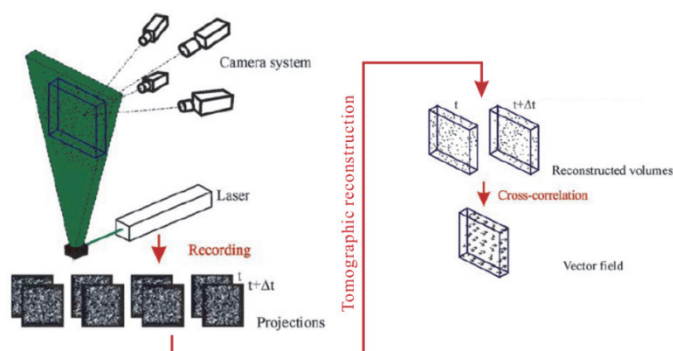


图 3 层析 PIV 工作流程

### 2.2 试验标定

三维 PIV 需要通过示踪粒子在各相机上的成像重构出三维空间粒子分布,因此精确地标定物理空间和像素空间的关系是至关重要的一步。区别于平面 PIV 的标定,三维层析 PIV 的体标定需要获得测量体厚度方向上的信息。在本试验中,测量体厚度方向为空间 y 方向,即法向,需要标定的平面为 x-z 平面,即流向-展向平面。体标定通常采用分段标定的方法,即等间距移动标定板使其遍历整个测量体厚度方向(垂直于标定板平面),在每个在标定

位置（已知），识别标定板标点点阵并在  $x-z$  平面采用三阶精度的多项式来近似建立三维空间坐标与二维像素坐标对应的映射函数，其形式如下：

$$\begin{aligned} F(X) &= a_0 + a_1x + a_2z + a_3x^2 + a_4xz + a_5z^2 + a_6x^3 + a_7x^2z + a_8xz^2 + a_9z^3, \\ F(Y) &= b_0 + b_1x + b_2z + b_3x^2 + b_4xz + b_5z^2 + b_6x^3 + b_7x^2z + b_8xz^2 + b_9z^3. \end{aligned} \quad (1)$$

其中， $(x, y)$  为二维像素坐标， $(x, y, z)$  是三维空间中的坐标，系数  $a_i$  和  $b_i$  是不同标定位置  $y$  的函数。只要有足够多的标定点，通过最小二乘拟合求解方程（1）即可得到不同标定位置  $y$  上高精度的系数  $a_i$  和  $b_i$ 。

### 2.3 空间粒子场重构

层析 PIV 重构的目的是通过像素空间  $\mathbf{I}$  求解空间粒子分布  $\mathbf{E}$ ，这是一个反投影问题。

由于相机个数，试验工况的限制，线性方程组（1）的未知数个数远高于已知数的个数，属于不定问题，不同的初值或约束条件可能收敛到不同的解，详见参考文献<sup>[7]</sup>。Elsinga<sup>[6]</sup>首次将代数重构技术(algebraic reconstruction techniques, ART)和倍增代数重构技术(multiplicative algebraic reconstruction techniques, MART)引入了三维 Tomo-PIV 测量，通过迭代不断逼近真实解。

### 2.4 三维速度场计算

三维速度场计算是通过互相关算法（或其他类似算法）计算粒子位移实现的，这也是 PIV 系统的核心就是。目前，多层迭代图像变形算法已成为主流算法，在三维 PIV 中，这种算法也被称为体变形算法。多层迭代体变形算法主要通过速度场的预测，空间灰度体变形以及速度场再修正等方式多次迭代得到速度场，并且在迭代的过程中上层的速度需要经过归一化坏点剔除<sup>[8]</sup>，这里就不作详细介绍。

## 3 试验对象、设施、试验设置与工况

### 3.1 试验对象及设备

本次试验用鱼见图 4，鱼体长约为 50mm，尾鳍长约 15mm。本次试验在北京立方天地公司小型循环水槽中进行(图 5)。



图 4 试验用鱼



图 5 小型循环水槽示意图

### 3.2 试验设置

控制水流速度并保证鱼处于巡游状态。水槽中播撒直径  $20\sim 60\mu\text{m}$  的空心玻璃微珠作为示踪粒子。双脉冲激光器发出的激光通过扩束机构扩展成厚度为  $60\text{mm}$  的体光源。试验时控制鱼在体光源内活动。四台 CCD 相机呈一字型布置在观测区域一侧，且各相机光轴有偏置角度。调节相机的位置，测量鱼游的尾迹流场。调节光圈、焦距以及相机角度，使粒子在整个区域内清晰成像。每个粒子的大小大概  $3\times 3$  像素。数据采集频率  $10\text{Hz}$ 。试验前需要对空间位置进行标定。标定板沿  $Z$  方向（水槽宽度方向）每隔  $5\text{mm}$  移动一次，移动距离共  $60\text{mm}$ 。标定范围为水槽中间左右各  $30\text{mm}$ 。

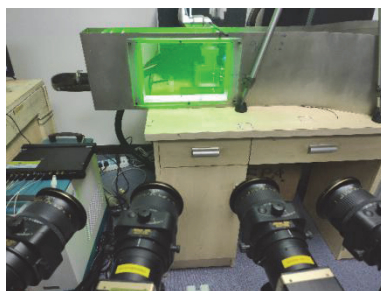


图 6 TomoPIV 试验布置

### 3.3 工况说明

TomoPIV 采用 MicroVec 标准算法进行。三维重构体大小为  $60\text{mm}\times 50\text{mm}\times 50\text{mm}$ ，包含  $1090\times 909\times 909$  个体素。计算时采用三维体变形算法，迭代两次。第一次窗口大小为  $64\times 64\times 64\text{pixels}$ ，第二次窗口大小为  $48\times 48\times 48\text{pixels}$ ，最终步长为  $24\times 24\times 24\text{pixels}$ 。得到的速度场经过归一化中值检测、滤波等后处理，进一步计算出涡量强度等物理量便于分析。

## 4 试验结果及数据分析

### 4.1 流场试验结果分析

由于活鱼游动不确定性较高，且运动不稳定（开启激光后鱼受到惊吓而偏离测量位置），本研究仅对单一工况结果进行分析。图 7 为活鱼在来流速度  $0.53\text{BL/s}$  ( $26.3\text{mm/s}$ ) 下  $1\text{s}$  内游出观测区域的结果。在这个工况下，鱼相对测试区域以  $x$  方向  $60\text{mm/s}$ 、 $y$  方向  $22\text{mm/s}$  左右速度游出视窗。图中涡结构为  $Q=5\times 10^{-6}$  等值面图，受鱼体的影响  $0\sim 0.4\text{s}$  内尾流场的涡结构并不完整。在  $0.4\text{s}$  以后流场中逐渐出现完整的交错分布的涡环。

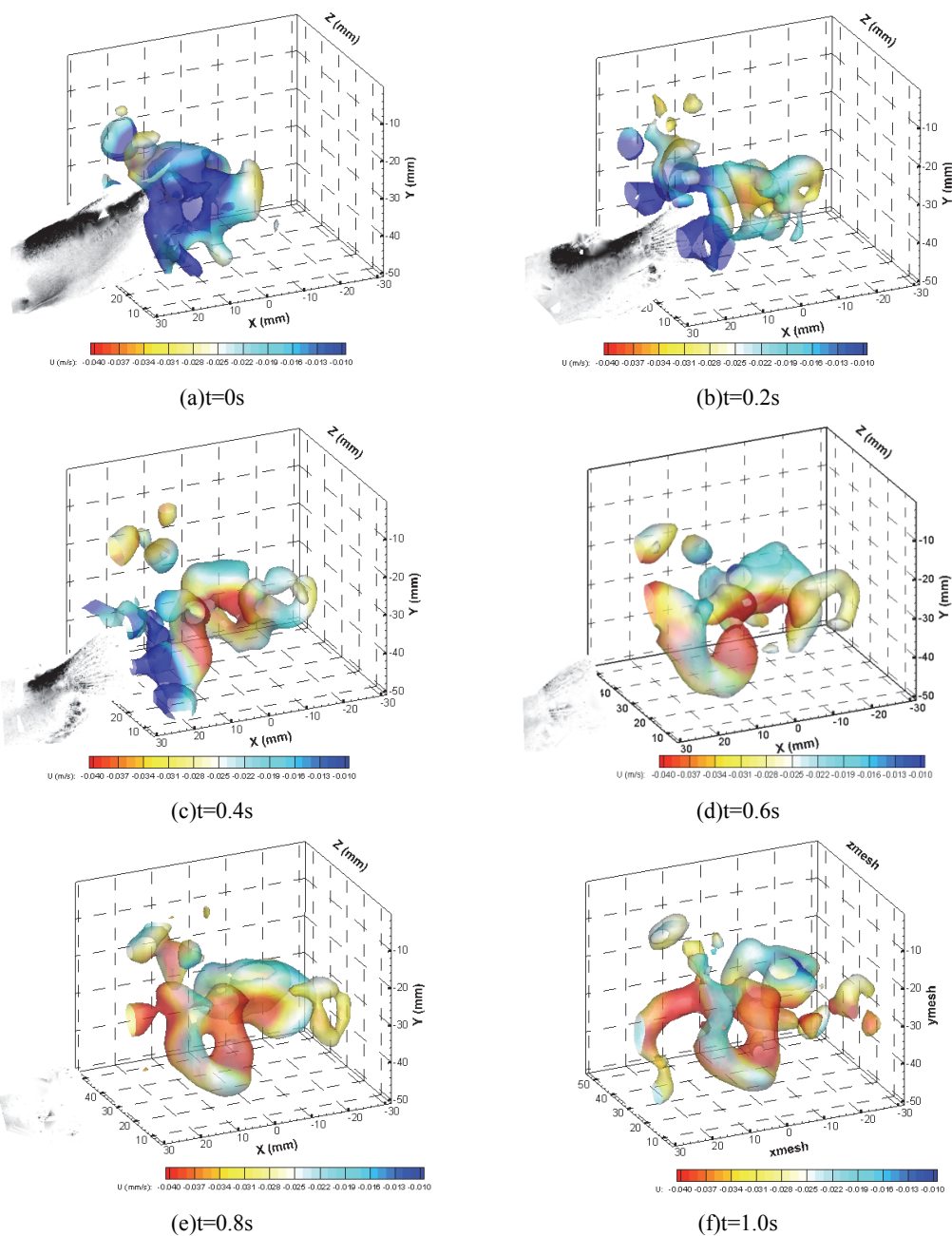
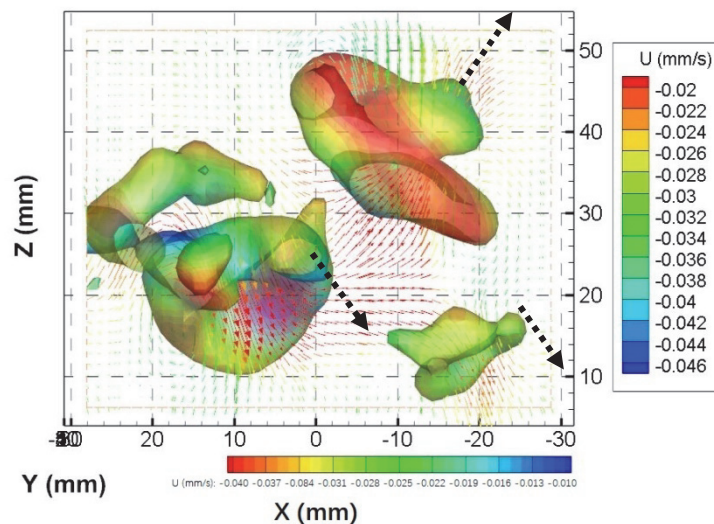


图 7 1s 内流场变化序列图

图 8 为  $t=0.8s$  时刻去除来流速度后的流场涡结构以及沿着鱼运动方向的截面速度矢量图。从图中可以看到，在涡环中心附近速度矢量较大，表明在涡环中心存在一股明显的射流，且射流方向与涡环结构接近垂直，与  $x$  轴夹角约为  $53.2^\circ$ 。

图 8  $t=0.8s$  流场涡结构及其速度矢量图

## 5 结论

活鱼流场研究是仿生研究的重点之一，PIV 技术更是当下试验流场测量的主流手段。本研究选择更适合捕捉三维流场信息的 Tomo-PIV 技术进行试验研究，捕捉到了活鱼游动瞬间三维流场。通过数据分析和处理得到了鱼游过程中流场和涡结构的演化，可为活鱼游动机理揭示提供了试验依据与支撑。

本次试验或是国内首次对活鱼三维流场进行 Tomo-PIV 试验。取得了一些初步的试验结果，同时也存在一些问题，主要是对活鱼游动的随机性和容易受到激光刺激发生逃逸的情况估计不足，大多试验中鱼难以在设定的测量区域稳定游动这也是后续试验应该改进的地方。

## 参考文献

- 1 Dmcker E. G and G. V. Lauder. Locomotor Function of the Dorsal Fin in Teleost Fishes: an Experimental Analysis of Wake Forces in Sunfish. J. Exp. Biol. 2001,204:2943-2958.
- 2 Brooke E. Flammang1, George V. Lauder, Volumetric imaging of shark tail hydrodynamics reveals a three-dimensional dual-ring vortex wake structure, Proc. R. Soc. B, 2011.
- 3 敬均. 鱼类 C 形起动的运动特性及机理研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2005.

- 4 吴冠豪, 曾理江. 用于自由游动鱼三维测量的视频跟踪方法[J]. 中国科学 2007 年第 37 卷第六期: 760-766.
- 5 颜翬. 鱼类游动观测实验及运动分析[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2008.
- 6 Elsinga G. E., Scarano F., Wieneke B., et al. Tomographic particle image velocimetry[J]. Exp Fluids. 2006; 41(6): 933-947.
- 7 Herman G. T., Lent A. Iterative reconstruction algorithms[J]. Computers in Biology and Medicine. 1976; 6(4): 273-294.
- 8 Westerweel J., Scarano F. Universal outlier detection for PIV data[J]. Exp Fluids. 2005;39(6): 1096-1100.

## **Experimental study on three dimensional flow field of a swimming fish based on Tomo-PIV technique**

SU Bo-yue<sup>1</sup>, GAO De-bao<sup>1</sup>, ZHANG-Jun<sup>1</sup>, WANG Hong-ping<sup>2</sup>, WEI Run-jie<sup>2</sup>

(1 China Ship Scientific Research Center, National Key Laboratory on Ship Vibration&Noise, Jiangsu Wuxi 214082, Email: 649447793@qq.com

2 Beijing Lifangtiandi Technology Development Co.,Ltd. No.120 Huayuan Road, Haidian district, Beijing)

**Abstract:** Fish swimming has excellent performances such as high efficiency, quietness and strong maneuverability. It has become a bionic object for the research and design of underwater vehicles and air vehicles. Live fish swimming test and flow structure analysis is one of the keys to uncover the mysteries of fish swimming. Due to the great uncontrollability of fish swimming, its flow field test is difficult. There have been some flow field test studies on live fish swimming abroad, and some domestic scholars have used 2D PIV technology to measure and analyze the live fish flow field, and obtained some valuable data, but only two-component velocity field. In this paper, Tomo-PIV (TomographicsPIV) technique is used for live fish swimming test, trying to capture the three-dimensional flow field information in the wake of the live fish swimming. Through data analysis, the evolution of the spatial flow field and vortex structure during fish swimming is obtained, which provides the basis and support to reveal the hydrodynamics mechanism for the efficient swimming of live fish. In this paper, Tomo-PIV is used to capture three-dimensional flow field information in the wake of live fish swimming.

**Keywords:** live fish swimming; Tomo-PIV; three dimensional flow field; vortex structure

# 屈服应力流体中气体悬浮实验研究

郭兵<sup>1</sup>, 王志远<sup>1,2\*</sup>, 潘少伟<sup>1</sup>, 姜文强<sup>1</sup>, 仇志<sup>1</sup>

(1. 中国石油大学(华东)石油工程学院海洋油气与水合物研究所, 青岛 266580, \*通信作者: wangzy1209@126.com; 2. 非常规油气开发教育部重点实验室(中国石油大学(华东)), 山东青岛 266580; )

**摘要:** 屈服应力流体中气-液两相流动在石油钻井、食品加工等过程中广泛存在, 但目前关于屈服应力流体中气体行为的研究主要集中在气泡上升速度及单气泡悬浮条件上, 关于多气泡临界悬浮条件以及气体悬浮浓度的研究还较少。本研究开展了屈服应力流体中气体悬浮现象实验研究, 得到了不同屈服应力、压力条件下的气泡几何尺寸分布和气体极限悬浮浓度。实验结果表明: 相同屈服应力条件下, 压力越小, 气泡半径概率分布越稳定, 平均气泡半径越大, 而气体极限悬浮浓度先达到峰值, 而后减小; 相同压力条件下, 屈服应力越大, 气体极限悬浮浓度越大。根据不同屈服应力及压力条件下气体极限悬浮浓度的变化规律, 最终确定了多气泡悬浮临界条件, 即  $Bi(\tau_y/(\rho_l \rho_g)gR_{eff})$  大于 0.15 时, 存在多气泡的悬浮, 并建立了气体极限悬浮浓度预测模型。本文研究结果对存在气体悬浮时的气液传热质热计算具有一定的指导意义。

**关键词:** 屈服应力; 临界悬浮条件; 气体极限悬浮浓度

## 1 引言

屈服应力流体<sup>[1]</sup>主要性质表现为: 当施加在流体上的应力小于某个临界值时, 流体表现为软固体, 不发生流动; 当施加在流体上的应力大于该临界值时, 流体做非牛顿流体流动, 这个临界值称为该流体的屈服应力<sup>[2]</sup>, 通常用赫-巴模型作为屈服应力流体的本构方程, 方程如下所示:

$$\begin{cases} \dot{\gamma} = 0 & , \tau \leq \tau_y \\ \tau = \tau_y + k\dot{\gamma}^n & , \tau > \tau_y \end{cases} \quad (1)$$

式中,  $\tau$  为切应力, Pa;  $\dot{\gamma}$  为剪切速率, Pa/s;  $k$  为稠度系数, Pa·s<sup>n</sup>;  $n$  为幂律指数, 无量纲, Pa·s。

石油钻探过程中, 钻井液是一种屈服应力流体<sup>[3]</sup>, 屈服应力的存在可以保证钻井液停止循环时阻碍岩屑与钻井液由于密度差而产生的相对运动<sup>[3]</sup>, 使环空岩屑保持悬浮状态而

不下沉到井底。同样的,钻井液的屈服应力也可以使其中的气泡不与钻井液发生相对运动,以悬浮状态存在于钻井液中,Johnson<sup>[4]</sup>通过试验也发现,某些状况下,气侵之后气体可以被悬浮在钻井液中。悬浮在钻井液中的气体会改变井筒内流体的密度以及压缩性,进而影响到井筒压力分布。Pan 等<sup>[5]</sup>通过实验与数值计算发现高屈服应力的钻井液可以悬浮侵入井筒的气体,降低井底压力峰值。

关于屈服应力流体中气体行为的研究主要集中在气泡上升速度及单气泡悬浮条件上。Wang 等<sup>[6]</sup>通过实验与数值计算的方法,得出了低雷诺数条件下单个气泡上升速度模型。其他学者如 Mendelson 等<sup>[7-8]</sup>也对单个气泡上升速度进行了研究。对气泡悬浮条件的研究同样集中在单个气泡上,Beris<sup>[9]</sup>通过对固体小球悬浮的研究来类比单个气泡的悬浮,定义了一个屈服应力参数  $Bi$ ,通过数值模拟发现,固体小球的  $Bi$  值大于一个临界值  $Bi_c$  时会悬浮在屈服应力流体中,对于固体小球  $Bi_c$  值约为 0.135,Tsamopoulos、Dimakopoulos 等<sup>[10]</sup>发现随着气泡当量半径增大  $Bi_c$  逐渐增大,对于球形气泡  $Bi_c$  值约为 0.143。Dubash 和 Frigaard<sup>[11]</sup>,Samson<sup>[12]</sup>、Sikorski<sup>[13]</sup>在屈服应力为 24.1Pa、33.5Pa 和 40Pa 的 Carbopol 溶液中进行单气泡悬浮实验,得到的临界悬浮气泡  $Bi_c$  值分别 0.59、0.72 和 0.64,约为 Tsamopoulos 等模拟结果的 4 倍。Sikorski<sup>[13]</sup>指出流体弹性也对单气泡临界悬浮时  $Bi_c$  值有影响<sup>[13]</sup>。Sun、Pan 等<sup>[23]</sup>建立了一种考虑流体屈服应力、弹性模量、表面张力等因素的悬浮气泡体积预测模型,并开展了单气泡悬浮实验,其模型预测得到的单气泡悬浮  $Bi_c$  值与 Samson<sup>[12]</sup>、Sikorski<sup>[13]</sup>等结果吻合较好,由其模型及实验结果得到的球形单气泡悬浮  $Bi_c$  值约为 0.231。

侵入井筒的气体以气泡群的形式进入钻井液<sup>[14]</sup>,目前关于多气泡悬浮临界条件以及气体极限悬浮条件的研究还较少。为此本文开展了以下研究:第二章详细阐述了气体极限悬浮浓度实验;第三章讨论了多气泡悬浮机理,得到了多气泡临界悬浮条件与气体极限悬浮浓度预测模型。本研究结果对存在气体悬浮时气液传质传热具有一定指导意义。

## 2 气体极限悬浮浓度实验

在多气泡悬浮相关研究较少的情况下,通过实验可以更为直观的研究其悬浮条件以及气体极限悬浮浓度预测模型。

### 2.1 实验装置

如图 1 所示,气体极限悬浮浓度实验装置由支架,实验管柱,图像收集装置,气体发生装置,减压装置,溶液注入装置等组成。实验管柱由有机玻璃制成,可承压 5MPa,高 120cm,内径 15cm,内置刻度尺,管柱外部同样贴有刻度尺,用于读出溶液液面高度。图像收集装置由工业相机以及正对镜头放置于管柱背面的背光灯组成。实验采用氮气作为气源,气体通过与注气管线连接的平板曝气器进入实验管柱,气泡的大小由注入气体的速度以及平板曝气器的孔隙直径控制<sup>[15-17]</sup>。为防止注气过程中阀的开启或关闭导致实验管路底部注气压力的波动,保证注气过程的平稳,根据 Pinto et.al<sup>[18]</sup>、Nogueira 等<sup>[19]</sup>及 Lou<sup>[20]</sup>的建

议,在注气阀与实验管路之间设置一个阻尼室。实验管柱顶部接有低压管线与真空泵相连,可以对管柱进行减压。实验溶液通过管柱底部连接的齿轮泵注入,齿轮泵与管柱之间的管路上装有球阀,用于防止溶液的回流。

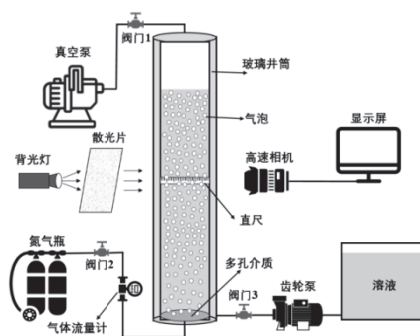


图1 气体悬浮实验装置

工业相机放置在距实验管柱 1m 的位置处,以获取实验过程中气泡的几何形状信息。整个实验过程在  $(23\pm 2)^{\circ}\text{C}$  的室温条件下完成。

## 2.2 实验方法

为了得到气体极限悬浮浓度,实验测试了不同流变性溶液,不同压力条件下的气体悬浮浓度。实验过程如下:①连接好实验管路,将溶液通过齿轮泵缓缓注入实验管柱,并记下液面的高度  $h$ ;②打开氮气瓶阀门,使气体通过平板曝气器进入溶液,直至溶液液面不再变化,并记下此时的液面高度为  $H_i$ ;③关闭实验管柱上方的阀门,使实验管柱形成密闭环境;打开真空泵,对实验管柱进行减压。至液面稳定后,记录液面高度  $H_i$ ;④每次减压之后,由工业相机拍摄该压力条件下的气泡几何形态;⑤减压过程结束后,放出溶液,然后再次重复①~④;⑥清洗玻璃管柱,更换新的实验溶液,重复①~⑤。

气体的悬浮浓度可由下式进行计算:

$$C = \frac{H_i - h}{H_i} \quad (2)$$

## 2.3 黄原胶溶液流变性

黄原胶是一类商用高分子材料,当它在水中分散时,可以形成稳定、触变性极小的凝胶,已被验证可以作为理想的屈服应力流体,通过改变浓度,可以方便地调节黄原胶的屈服应力<sup>[21]</sup>,并且黄原胶溶液透明度良好,是一种适合拍摄的理想实验流体<sup>[22]</sup>。

配置黄原胶溶液时,将定量的聚合物粉末缓慢加入到经过过滤的去离子水中。在聚合物加入以及加入完成后,装备有螺旋桨的搅拌机保持 400r/min 的转速搅拌 6~8h。使用高速搅拌防止黄原胶聚合物结块,使其完全分散在水中并充分水解。水解完成后需要将溶液

充分静置，以保证搅拌过程中产生的气泡完全逸出。

针对质量分数分别为 0.45%~0.85%（浓度梯度为 0.05%）的黄原胶溶液进行了气泡悬浮实验。利用 Physica MCR 301 流变仪对九组溶液的流变参数进行了测定，测试均为 25℃，图 2 给出了五组溶液的流动曲线。由图 2 可知，所有溶液均呈现粘塑性行为特性，屈服应力随溶液浓度增加而增加。利用赫巴流体本构模型对流体流变参数进行拟合，通过数据对比可以看出，黄原胶溶液与赫巴流体的本构方程非常吻合。表 1 给出了五组溶液拟合后的流变参数。

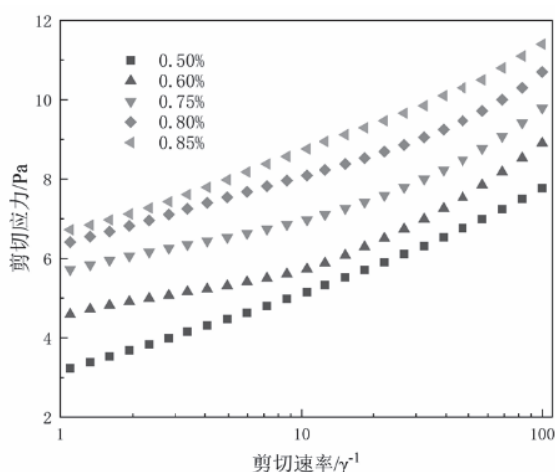


图 2 黄原胶剪切应力随剪切速率变化

表 1 黄原胶溶液的流变参数

| 溶液组别 | 浓度/% | $\rho/(\text{kg}/\text{cm}^3)$ | $\tau_y(\text{Pa})$ | $k(\text{Pa}\cdot\text{s}^n)$ | $n$  | 表面张力 (mN/m) |
|------|------|--------------------------------|---------------------|-------------------------------|------|-------------|
| C1   | 0.50 | 1004                           | 0.60                | 1.76                          | 0.27 | 65.4        |
| C2   | 0.60 | 1004                           | 4.09                | 1.03                          | 0.36 | 65.9        |
| C3   | 0.75 | 1004                           | 4.65                | 1.28                          | 0.37 | 66.3        |
| C4   | 0.80 | 1004                           | 5.10                | 0.72                          | 0.40 | 66.7        |
| C5   | 0.85 | 1004                           | 6.32                | 1.17                          | 0.32 | 67.2        |

## 2.4 气泡体积测量方法

图像通过工业相机拍摄，像素为 640×480，用于测量管柱内不同轴向位置处气泡尺寸分布。气泡测量在距离平板曝气器轴向 40cm 位置处进行。

在每个压力条件下的拍摄图像中，选择大约 80~100 个聚焦良好的气泡来测量平均气泡大小，然后将其用于创建气泡大小分布。为了消除玻璃管柱在拍摄过程中对气泡长度测量的失真，对气泡体积测量的影响，像素到长度的换算是通过拍摄实验管柱内刻度尺的单独照片完成的，通过每个像素的实际长度用于测量气泡大小。

$$E = \frac{h}{w} \quad (3)$$

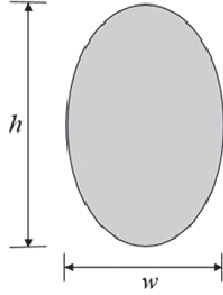


图3 气泡纵横比示意图

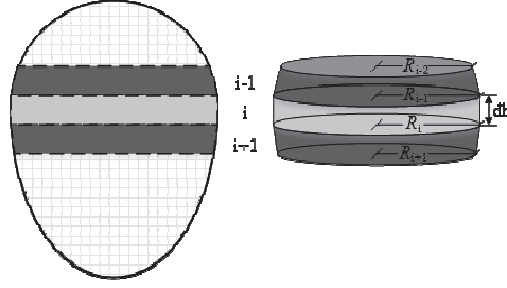


图4 非球形气泡体积测量方法示意图

对于纵横比在 1~1.1 之间的气泡可以直接作为球形气泡来处理<sup>[24]</sup>，直接测量其直径，纵横比的计算方法如图 3 以及式 (3) 所示。对于非球形的气泡尺寸测量，通过对气泡微元离散进行计算，如图 4 所示，将拍摄的气泡微分为一系列的圆柱体或圆台体，累加微元体得到气泡体积。微元体积法计算得到的气泡截面积以及体积由以下方程给出。

$$A = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^X (r_i + r_{i-1}) dh \quad (4)$$

$$V_B = \frac{\pi}{3} \sum_{i=1}^X (r_i^2 - r_i r_{i-1} + r_{i-1}^2) dh \quad (5)$$

通过计算得到的气泡截面积与 i-SPEED Suite 软件处理得到的气泡截面积进行比对，调整微元精度，使截面积误差小于 1%，以确保气泡体积计算的精度。

气泡的有效半径通过以下方程得到：

$$R_{eff} = \sqrt[3]{\frac{3V_B}{4\pi}} \quad (6)$$

### 3 结果与讨论

#### 3.1 多气泡悬浮机理

Beris<sup>[10]</sup>等通过仿真模拟发现，单个悬浮气泡周围的流体由屈服区域和未屈服区域组成 (图 5)，两个区域的分界面为一个假定的球面，即屈服面，屈服面上的应力值为  $\tau_y$ 。

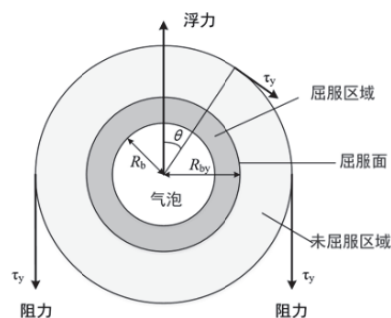


图5 单个球形悬浮气泡及周围流体区域

对于悬浮气泡来说，由密度差引起的浮力被流体屈服应力平衡

$$F_b = (\rho_l - \rho_g) g V_b = F_D \quad (7)$$

$$F_D = \oint \tau_y \sin \theta dA_y = 2\pi \tau_y R_{by}^2 \quad (8)$$

所以，屈服面的半径为

$$R_{by} = \sqrt{\frac{2(\rho_l - \rho_g) g R_b}{3\tau_y}} R_b = \sqrt{\frac{2}{3Bi}} R_b \quad (9)$$

随着气泡体积的增大，屈服面的半径随之增大，直至流体屈服应力小于气泡所受浮力，气泡上升。当气泡开始上升时，屈服区域内的流体产生流动，其他区域的流体仍保持静止。对于单个球形悬浮气泡来说，不同学者得出的临界悬浮条件也不同(表2)。

表2 屈服应力流体中气泡临界悬浮条件

| 文献来源                         | 研究方法 | 气泡形状    | 临界悬浮条件        | 本构模型          |
|------------------------------|------|---------|---------------|---------------|
| Dubash <sup>[11]</sup>       | 变分原理 | 球形      | 0.866         | H-B 模型        |
| Tsamopoulos <sup>[9]</sup>   | 数值模拟 | 椭球型，倒泪滴 | 0.215~0.378   | H-B 模型        |
| Dimakopoulos <sup>[10]</sup> | 数值模拟 | 椭球型，倒泪滴 | 0.293~0.0.318 | Papanastasiou |
| D. Sikorski <sup>[13]</sup>  | 实验   | 倒泪滴     | 0.885/1.08    | H-B 模型        |

单个气泡满足悬浮条件可以在屈服应力流体中保持悬浮状态时，多个气泡也应具有相同的性质，即满足一定条件时，多个气泡可以同时悬浮在屈服应力流体中。

Pan 等<sup>[5]</sup>认为多个气泡悬浮时，每个球形单气泡周围的屈服区域相互叠加，气泡周围的应力场相互耦合，当耦合应力场不超过单个气泡的应力场时，多个气泡就可以完全被悬浮在屈服应力流体中。由于应力场的耦合，多个气泡同时悬浮时，每个气泡临界悬浮半径应小于只有单气泡悬浮时的临界悬浮半径。

### 3.2 影响多气泡悬浮的因素

由图 6 可知,随着压力变化,气体极限悬浮浓度不断变化,其本质是气体极限悬浮浓度在随气泡半径而变化。降低压力的过程中,悬浮气泡体积不断增大,屈服面半径随之增大,气泡应力场耦合程度加大,原本处于悬浮状态的气泡可能会上升,这是气泡外的应力叠加后大于流体屈服应力所致。气泡体积以及气泡个数的改变引起了气体极限悬浮浓度的变化。

随着压力的降低,每组溶液条件下气体极限悬浮都存在一个极值,这说明极限悬浮浓度存在一个最大值,但是最大值出现的压力并不一致,如屈服应力为 5.1Pa 时最大值出现在压力为 0.035MPa 时,而屈服应力为 6.32Pa 时最大值出现在压力为 0.02MPa。根据气泡周围应力场的耦合,气泡体积大时,悬浮气泡个数较少,而气泡体积小时,悬浮气泡个数较多,无法判定当处于哪一个压力条件下时气体极限悬浮浓度达到最大值。气体极限悬浮浓度随着压力的变化表明气体极限悬浮浓度是气泡体积(半径)的连续函数。

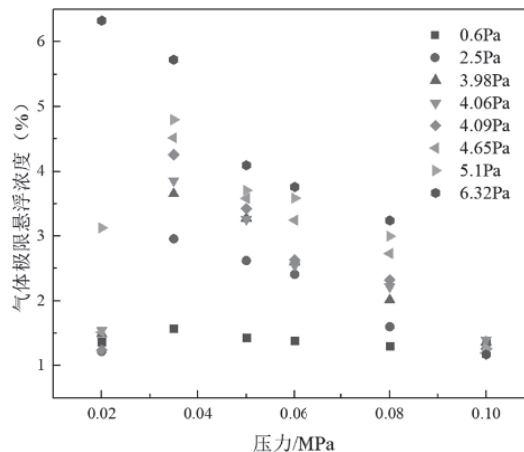


图 6 气体极限悬浮浓度随压力变化

除气泡体积对气体极限悬浮浓度有影响外,流体屈服应力同样会影响气体极限悬浮浓度。等压力条件下,气体极限悬浮浓度随屈服应力的增大而增大。屈服应力增大,气泡外应力场叠加后仍无法“克服”周围流体屈服应力,因而气泡体积在增大之后依然保持悬浮状态,最终使气体极限悬浮浓度大于低屈服应力条件下的气体极限悬浮浓度。由图 6 可以直观看到,流体屈服应力值为 6.32Pa 时,减压至 0.02MPa 时甚至仍未出现气体极限悬浮浓度的最大值,表明在该屈服应力条件下,上升气泡导致的极限悬浮浓度减小与气泡体积增大(仍能保持悬浮)导致的极限悬浮浓度增大两个过程中,气泡体积增大占气体极限悬浮浓度变化的主导作用。综上所述,多气泡极限悬浮浓度与单气泡临界悬浮条件相似,都受单个气泡半径以及流体屈服应力的影响。

### 3.3 多气泡临界悬浮条件

由单气泡临界悬浮条件可知, 对于球形悬浮气泡而言, 给定屈服应力的条件下, 存在一个临界半径, 超过该半径的气泡不能悬浮在流体中。由屈服应力与浮力的比值, 给出一个无量纲数  $Bi_c$ , 只有  $Bi$  值大于  $Bi_c$  时, 但气泡可以悬浮。类似的, 对于多气泡, 同样应该存在一个  $Bi_c$  作为多气泡悬浮的临界条件。

设管柱底部压力为  $p_0$ , 气泡  $i$  的高度为  $y_i$ , 则该气泡所受静液压力为

$$\Delta p = p_0 - (\rho_l - \rho_g) g y_i \quad (10)$$

式中,  $\rho_l$  为液体密度,  $\text{kg/m}^3$ ;  $\rho_g$  为气体密度,  $\text{kg/m}^3$ ;  $g$  为重力加速度,  $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ ;  $y_i$  为气泡  $i$  的高度,  $\text{m}$ 。

实验过程中, 溶液液面总高度为  $0.6\text{m}$ , 不同气泡间静液压力差不足  $p_0$  的  $5\%$ 。因此, 液面高度差引起的不同位置处气泡外静液压力差别可以忽略, 而气泡所受其他应力均一致, 认为玻璃管柱中气泡是均匀分布的, 考虑到每个气泡对最终气体极限悬浮浓度的贡献, 选取每个压力条件下的悬浮气泡图片  $2.5\text{cm}\times 2.5\text{cm}$  的区域, 该区域内气泡分布代表整个玻璃管柱中气泡的尺寸分布, 测量每一个气泡的半径。根据下式计算得到不同屈服应力不同压力条件时的  $Bi$  数

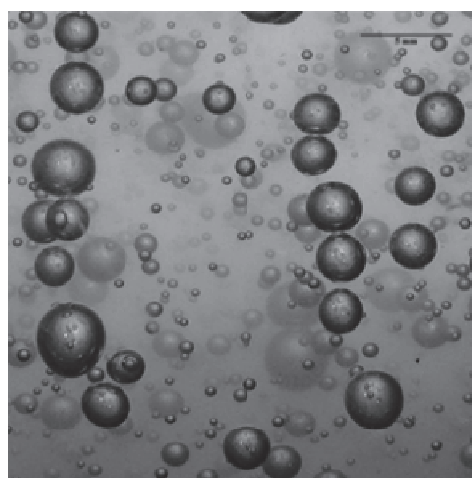
$$Bi = \frac{\tau_y}{(\rho_l - \rho_g) g R_{eff}} \quad (11)$$

$$R_{eff} = \sqrt[3]{\frac{3V_b}{4\pi}} \quad (12)$$

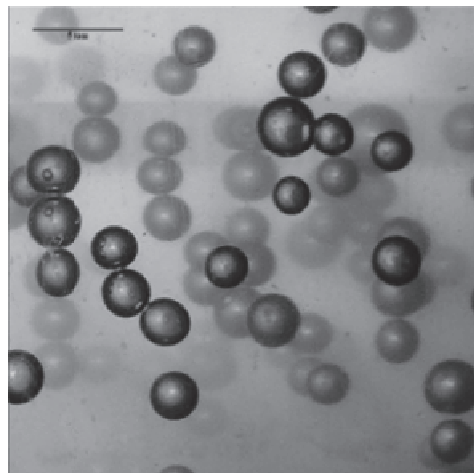
$$V_b = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m V_{bi} \quad (13)$$

式中:  $\tau_y$  为流体屈服应力,  $\text{Pa}$ ;  $\rho_l$  为液体密度,  $\text{kg/m}^3$ ;  $\rho_g$  为气体密度,  $\text{kg/m}^3$ ;  $g$  为重力加速度,  $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ ;  $R_{eff}$  为气泡当量半径,  $\text{m}$ ;  $V_b$  为气泡平均体积,  $\text{m}^3$ ;  $m$  为选取照片中悬浮气泡个数;  $V_{bi}$  为编号为  $i$  气泡体积,  $\text{m}^3$ 。

需要特别注意的是, 求气泡有效半径时, 并不是每个气泡都要计算到最终的总体积之中。若将区域内所有气泡半径测量记录, 并且按照气泡体积从小到大排列, 累加所有气泡体积, 可以得到图 8, 图 8a 中前 70% 的气泡体积和只占到气泡总体积的 10%, 而图 8b 中前 20% 的气泡体积和占到气泡总体积的 10%。若是将每个气泡的体积相加最终求气泡体积的加权平均数, 出现图 7a 的情形时会导致气泡有效半径偏小, 进而影响到  $Bi$  数的准确性。因此在求气泡有效半径时, 将排序后气泡体积和的前 10% 部分小气泡忽略掉, 只计算其他气泡的体积和, 再计算气泡的有效半径。这样既可以减小无关小气泡的干扰, 也不会对没有小气泡的图像计算有效半径时产生误差。

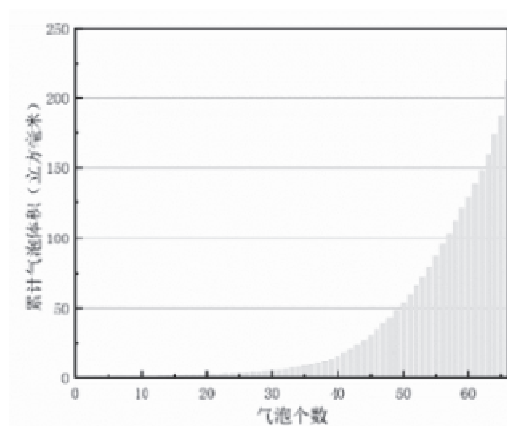


(a) 0.8%浓度 0.05MPa

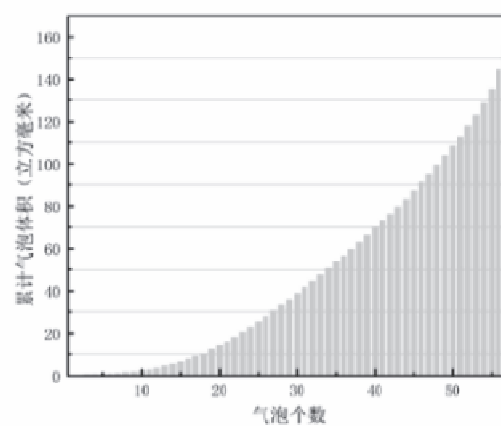


(b) 0.7%浓度 0.02MPa

图7 悬浮气泡图像



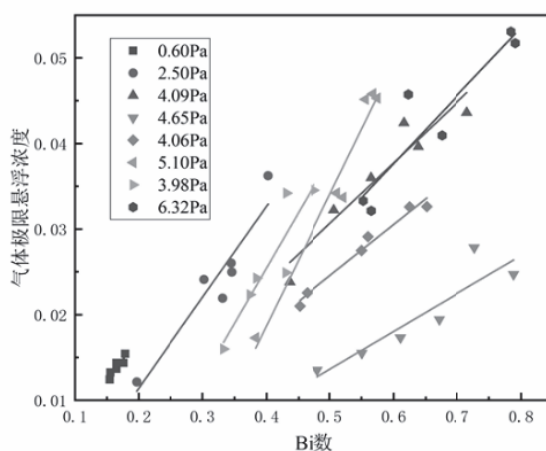
(a) 0.8%浓度 0.05MPa



(b) 0.7%浓度 0.02MPa

图8 累计气泡体积和图像

按照上述气泡有效半径的计算方法, 求出每个屈服应力每个压力条件下的气泡有效半径及  $Bi$  数。对应每一个  $Bi$  数都有一个测定的极限悬浮浓度值, 作出气体极限悬浮浓度与  $Bi$  数的散点图 (图 9)。气体极限悬浮浓度随  $Bi$  数的增大而增大。对应不同屈服应力的黄原胶溶液,  $Bi$  数与极限悬浮浓度的范围均不同。一般来说, 随着黄原胶溶液屈服应力的增大,  $Bi$  数和气体极限悬浮浓度均呈增大趋势。

图9 气体极限悬浮浓度与  $Bi$  数散点图表3  $Bi$  数与气体极限悬浮浓度拟合方程参数表

| 屈服应力 (Pa) | b       | k      | -b/k |
|-----------|---------|--------|------|
| 0.60      | -0.0099 | 0.1064 | 0.09 |
| 2.50      | -0.0170 | 0.0942 | 0.18 |
| 3.98      | -0.0264 | 0.1296 | 0.20 |
| 4.06      | -0.0054 | 0.0599 | 0.09 |
| 4.09      | -0.0048 | 0.0709 | 0.07 |
| 4.65      | -0.0086 | 0.0443 | 0.19 |
| 5.10      | -0.0426 | 0.1533 | 0.28 |
| 6.32      | -0.0100 | 0.0794 | 0.13 |
| -b/k 的平均值 |         |        | 0.15 |

$Bi$  数与气体极限悬浮浓度基本呈线性关系。拟合不同屈服应力条件下极限悬浮浓度与  $Bi$  数的关系，求出拟合直线的参数，如表 3 所示。根据参数求出拟合直线与  $x$  轴的交点坐标，不同浓度条件下交点坐标大致位于 0.1~0.2 之间，求其平均数为 0.15。拟合直线与  $x$  轴交点的意义为： $Bi$  数超过该点的值之后，才存在多气泡悬浮，即该点为存在多气泡悬浮的  $Bi$  数临界值。这样就将单气泡悬浮的临界条件与多气泡悬浮浓度的临界值统一了起来。气体极限悬浮浓度临界值 0.15 与 Tsamopoulos<sup>[9]</sup>、Dimakopoulos 等<sup>[10]</sup>通过数值模拟得到的单气泡悬浮临界  $Bi$  数 0.143 相接近。

### 3.4 气体极限悬浮浓度预测模型

为了得到一个适用于不同屈服应力条件下的气体极限悬浮浓度预测模型，通过直观观察以及对实验结果的分析，气体极限悬浮浓度预测模型主要受以下几个因素的影响：①溶

液屈服应力；②气泡的有效半径；③溶液表面张力；④气体与溶液的密度差。

为了建立一个包含上述因素影响的广义关系式，对以上因素进行了无量纲分析。结果表明，可以通过邦德（Bo）数来表征气泡所受浮力与表面张力的影响，邦德数可以视为是浮力和表面张力的比值，表达式为

$$Bo = \frac{(\rho_l - \rho_g)gR_e^2}{\sigma} \quad (14)$$

式中， $\sigma$  为表面张力，N/m； $\rho_l$  为液体密度， $\text{kg/m}^3$ ； $\rho_g$  为气体密度， $\text{kg/m}^3$ ； $g$  为重力加速度， $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ ； $R_e$  为气泡当量半径，m。

同样的， $Bi$  数可以用来表征气泡所受浮力与屈服应力的影响，其表达式为

$$Bi = \frac{\tau_y}{(\rho_l - \rho_g)gR_{eff}} \quad (15)$$

式中， $\tau_y$  为流体屈服应力，Pa； $\rho_l$  为液体密度， $\text{kg/m}^3$ ； $\rho_g$  为气体密度， $\text{kg/m}^3$ ； $g$  为重力加速度， $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ ； $R_{eff}$  为气泡有效半径，m。

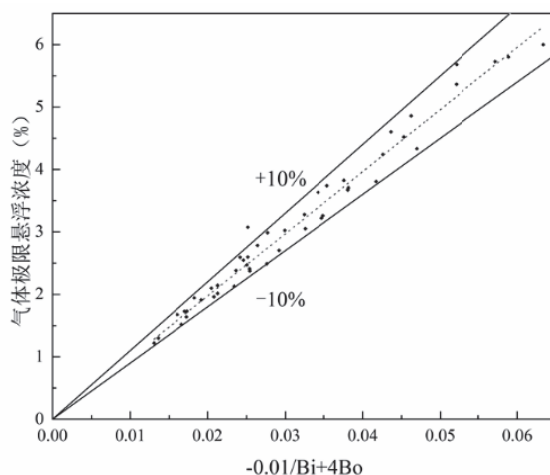


图 10  $Bi$  数、 $Bo$  数与气体极限悬浮浓度关系

最终，根据最小二乘回归分析给出了  $Bi$  数、 $Bo$  数与气体极限悬浮浓度关系式，如式（16）所示。气体极限悬浮浓度受气泡有效半径影响较大，这与上述多气泡悬浮机理中描述一致，单气泡半径影响屈服面以及周围流体区域应力场的分布，进而影响到整个流体区域内气泡的分布，最终影响到气体极限悬浮浓度。

$$C = -\frac{0.01}{Bi} + 4Bo \quad (16)$$

所提出的关系式与实验数据一致性较好，误差在 10% 以内。该关系式适用于流体屈服

应力范围为 0.6Pa-6.32Pa，屈服应力在该区域内时，气体极限悬浮浓度可由上式计算得出。

## 4 结论

通过实验对屈服应力流体中气体悬浮现象进行了研究，考虑了屈服应力、表面张力、气泡有效半径等对气体极限悬浮浓度的影响，得出如下结论：

(1) 多气泡悬浮不仅受屈服应力与气泡半径的影响，同样受周围其他气泡应力场的影响，气泡周围的应力场相互耦合后，耦合应力场任一点应力不超过流体屈服应力时，多个气泡就可以被悬浮在屈服应力流体中。

(2) 通过气体极限悬浮浓度实验发现，屈服应力增大， $Bi$  数和气体极限悬浮浓度均呈增大趋势， $Bi$  数与气体极限悬浮浓度基本呈线性关系，根据实验结果得出了多气泡临界悬浮条件，即  $Bi$  数为 0.15。

(3) 考虑流体屈服应力、表面张力、气泡有效半径及流体与气体的密度差，建立了适用于流体屈服应力为 0.6Pa-6.32Pa 范围内的气体极限悬浮浓度预测模型，与实验结果误差在 10%以内。

## 参 考 文 献

- 1 Mewis, J., Wagner, N.J. Thixotropy. Adv. Colloid Interface Sci., 2009:147, 214–227. 9342.
- 2 Fernandes R R , Andrade D E V , Franco A T , et al. The yielding and the linear-to-nonlinear viscoelastic transition of an elastoviscoplastic material[J]. Journal of Rheology, 2017, 61(5):893-903.
- 3 Song J ,Caggioni M , Squires T M , et al. Heterogeneity, suspension, and yielding in sParsemicrofibrinous cellulose gels 1. Bubble rheometer studies[J]. 2019
- 4 Ashley Johnson and Ian Rezmer-Cooper. Gas Migration: Fast, Slow or Stopped, SPE/IADC (1995)
- 5 Pan Shaowei, Sun Baojiang, Wang Zhiyuan, et al. A New Model to Improve the Accuracy of Wellbore Pressure Calculation by Considering Gas Entrapment[C]. SPE/IATMI Asia Pacific Oil & Gas Conference and Exhibition. 2019..
- 6 Wang Z,LouW,SunB,etal. A model for predicting bubble velocity in yield stress fluid at low Reynolds number[J].Chemical Engineering Science, 2019, 201: 325-338.
- 7 Mendelson H D. The prediction of bubble terminal velocities from wave theory[J]. AIChE Journal, 1967, 13(2): 250-253.
- 8 Margaritis A, Bokkel D W, Karamanev D G. Bubble rise velocities and drag coefficients in non-Newtonian polysaccharide solutions[J]. Biotechnology and Bioengineering, 1999, 64(3): 257-266.
- 9 Beris, A. N., Tsamopoulos, J. A., Armstrong, R. C., and Brown, R. A., “Creeping flow of a sphere through a

- Bingham plastic,” J. Fluid Mech. 158,219–244, (1985).
- 10 Tsamopoulos J, Dimakopoulos Y, Chatzidai N, et al. Steady bubble rise and deformation in Newtonian and viscoplastic fluids and conditions for bubble entrapment[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2008, 601:123-164.
- 11 N. Dubash, I.A. Frigaard, Conditions for static bubbles in viscoplastic fluids, Phys.Fluids 16 (2004) 4319–4330.
- 12 Samson G, Phelipot-Mardelé A, Lanos C, et al. Quasi-static bubble in a yield stress fluid: elasto-plastic model [J]. RheologicaActa, 2017, 56(5):431-443.
- 13 Sikorski D, Tabuteau H, Bruyn J R D. Motion and shape of bubbles rising through a yield-stress fluid [J]. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, 2009, 159 (1-3): 10-16.
- 14 李相方, 管丛笑, 隋秀香, 等. 环形井眼气液两相流流动规律研究[J]. 水动力学研究与进展, 1998(04):46-53.
- 15 Tsuge T H. Bubble formation at a nozzle submerged in viscous liquids having yield stress[J]. Chemical Engineering Science, 2001.
- 16 MattiaPolli, Marco Di Stanislao, Roberto Bagatin, 等. Bubble size distribution in the sparger region of bubble columns[J]. Chemical Engineering Science, 2002, 57(1):197-205.
- 17 Kazakis N A, Mouza A A, Paras S V. Experimental study of bubble formation at metal porous spargers: Effect of liquid properties and sparger characteristics on the initial bubble size distribution[J]. Chemical Engineering Journal, 2008, 137(2):265-281.
- 18 Pinto A M F R, Pinheiro M N C, Campos J B L M. Coalescence of two gas slugs rising in a co-current flowing liquid in vertical tubes[J]. Chemical Engineering Science, 1998, 53(16).
- 19 Nogueira S, Riethmüller M L, Campos J B L M, et al. Flow patterns in the wake of a Taylor bubble rising through vertical columns of stagnant and flowing Newtonian liquids: An experimental study[J]. Chemical Engineering Science, 2006, 61(22):7199-7212.
- 20 Lou W, Wang Z, Pan S, et al. Prediction model and energy dissipation analysis of Taylor bubble rise velocity in yield stress fluid[J]. Chemical Engineering Journal, 2020:125261.
- 21 Margaritis A, Bokkel D W T, Karamanev D G. Bubble rise velocities and drag coefficients in non-Newtonian polysaccharide solutions[J]. Biotechnology & Bioengineering, 2015, 64(3):257-266.
- 22 Ong E E S, O'Byrne S, Liow J L. Yield stress measurement of a thixotropic colloid[J]. RheologicaActa, 2019:pp.1-19.
- 23 Baojiang Sun, Shaowei Pan, Jianbo Zhang, et al. A Dynamic Model for Predicting the Geometry of Bubble Entrapped in Yield Stress Fluid[J]. Chemical Engineering Journal, 2019: 123569.
- 24 Bhavaraju SM, Mashelkar RA, Blanch HW (1978) Bubble motion and mass transfer in non-Newtonian fluids: part I. Single bubble in power law and Bingham fluids. AIChE J 24:1063–1070.

## Experimental study on gas suspension in yield stress fluid

GUO Bing<sup>1</sup>, WANG Zhi-yuan<sup>\*,1,2</sup>, PAN Shao-wei<sup>1</sup>, LOU Wen-qiang<sup>1</sup>, ZHANG Zhi

(1. Offshore Petroleum Engineering Research Center, School of Petroleum Engineering, China University of Petroleum (East China), Qingdao 266580, \*corresponding author Email: [wangzy1209@126.com](mailto:wangzy1209@126.com); 2. Key Laboratory of Unconventional Oil & Gas Development (China University of Petroleum (East China)), Ministry of Education, Qingdao 266580, P. R. China)

**Abstract:** Gas-liquid two-phase flow in yield stress fluids is widespread in petroleum drilling, food processing, etc. However, the current research on gas behavior in yield stress fluids is mainly focused on the bubble rise velocity and single bubble suspension conditions. For the critical suspension conditions of multiple bubbles and gas suspension concentration, there are few studies. In this paper, an experimental study of gas suspension in yield stress fluid was carried out, and the geometrical size distribution of bubbles and the ultimate suspension concentration of gas under different yield stress and pressure conditions were obtained. The experimental results show that under the same yield stress condition, the smaller the pressure, the more stable the bubble radius probability distribution, the larger the average bubble radius, and the gas ultimate suspension concentration first reaches the peak and then decreases; under the same pressure condition, the greater the yield stress, the larger gas ultimate suspension concentration. According to the change law of gas ultimate suspension concentration under different yield stress and pressure conditions, the critical condition of multi-bubble suspension is finally determined, that is,  $Bi(\tau_y/(\rho_l - \rho_g)gR_b)$  is greater than 0.15, and the prediction model of gas ultimate suspension concentration is established. The results of this paper have certain guiding significance for the calculation of gas-liquid mass and heat transfer in the presence of gas suspension.

**Key words:** Yield stress; Critical suspension condition; gas ultimate suspension concentration

# 超临界流体在水平受热通道内的流动 不稳定性试验研究

颜建国, 郭鹏程\*

(西安理工大学 西北旱区生态水利国家重点实验室, 陕西, 西安, 710048, E-mail: [guoyicheng@xaut.edu.cn](mailto:guoyicheng@xaut.edu.cn))

**摘要:** 采用超临界流体作为工质的有机朗肯循环技术是实现中低温热源高效利用的重要手段。然而, 超临界流体特殊的热物性所诱发的流动不稳定性问题是制约其能量传输系统高效稳定运行的瓶颈。本研究以典型的超临界有机工质 R134a 为研究对象, 在研制的超临界流体流动传热实验平台上, 开展超临界 R134a 在水平受热通道内的流动不稳定性试验研究。试验参数范围: 系统压力 4.5~5.5 MPa, 质量流速 200~500 kg/m<sup>2</sup>·s, 热流密度 50~150 kW/m<sup>2</sup>, 进口流体温度 20~60 °C。获取了多种条件下超临界 R134a 的动力曲线(降压-流量曲线), 并分析了压力、热流密度和进口流体温度对超临界 R134a 流动不稳定性的影响。结果表明, 超临界流体动力曲线存在多值性特性, 即动力曲线存在负斜率区。提高压力和进口流体温度可以抑制流动不稳定, 提高热流密度会加剧流动不稳定性。研究成果为超临界有机朗肯循环技术提供理论基础。

**关键词:** 流动不稳定; 超临界流体; 对流传热; 流体动力学; 有机朗肯循环

## 1 引言

中低温热源的高效利用技术是能源领域长期的研究热点, 是实现节能减排和环境保护的重要途径<sup>[1-3]</sup>。其中, 采用超临界流体为工质的有机朗肯循环(Organic Rankine Cycle, ORC)发电技术受到广泛关注, 该技术可有效利用太阳能、地热能、生物质能、工业余热等众多中低温热源<sup>[4-6]</sup>。但是, 超临界流体的热物性在拟临界点附近存在剧烈的非线性变化, 尤其在近临界区域(图1)。研究表明, 这种剧烈的物性变化易引起流动不稳定现象, 引起换热设备机械振动, 并产生周期性热应力, 从而导致疲劳破坏。因此, 超临界流体的流动稳定性问题是其能量转换设计所必须解决的基本问题。

基金项目: 国家自然科学基金(51839010), 中国博士后科学基金资助项目(2018M633546), 陕西省博士后基金(2018BSHEDZZ61)  
通信作者: 郭鹏程, E-mail: [guoyicheng@xaut.edu.cn](mailto:guoyicheng@xaut.edu.cn)

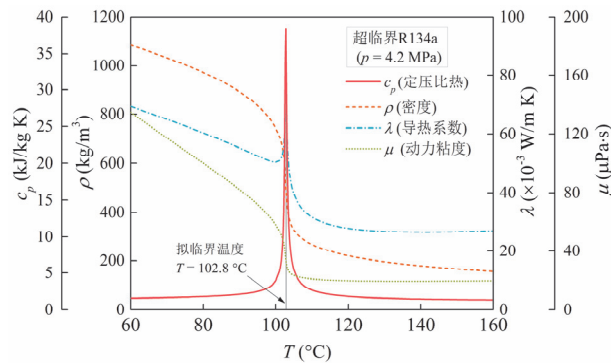


图1 超临界流体奇异的热物性

众所周知,亚临界流体由于气液两相的差异,其动力学特性存在多值性,即当受热通道热流恒定时,压降-流量曲线中一个压降对应多个流量。研究表明<sup>[7,8]</sup>,超临界流体也存在着与亚临界流体类似的多值性动力曲线。Guo 等<sup>[8]</sup>实验研究了超临界碳氢燃料在小通道内(内径为 1 mm 和 2 mm)的动力学特性,发现超临界碳氢燃料压降多值性曲线为 5 次曲线,且该多值性曲线主要受流体温度、质量流速和管径的影响。随着压力的增加、管径的减小,压降多值性曲线变平缓。Yang 等<sup>[9]</sup>实验研究了超临界环己烷在内径为 2 mm 的水平通道内动力学特性,当压力升高、流体温度升高、热流密度降低,多值性曲线受到抑制。

在现有文献中,流动不稳定问题主要针对亚临界两相流体展开,针对超临界流体流动不稳定研究仍明显不足。为此,本研究采用超临界 R134a 为工质,搭建了超临界 R134a 流动稳定性测试平台,研究其在水平受热通道内的流动不稳定特性。

## 2 试验系统

图 2 表示了超临界 R134a 流动稳定性测试平台。该测试回路为闭式循环。R134a 储液罐中的工质经过高压恒流泵增压后进入回路,在预热段吸热后进入到试验段。试验段采用恒定加热,测量工质在特定加热条件下的压降特性。完成试验后的高温 R134a 由冷凝器降温、由背压阀降压,之后流回 R134a 储液罐,形成闭式循环。

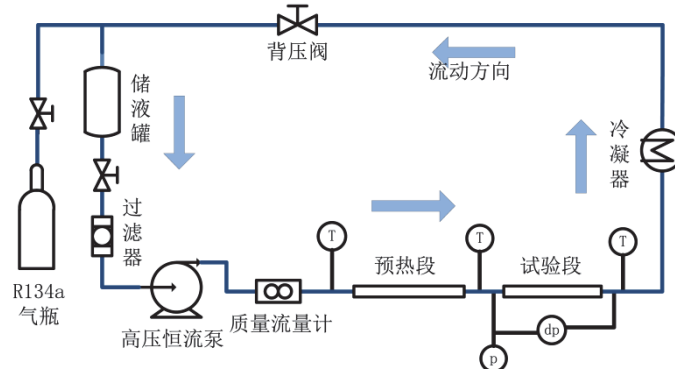


图2 试验回路示意图

图3表示了本研究的试验段，试验段为水平放置的304不锈钢圆管（内径4 mm，外径6 mm）。采用电加热直接加热金属管道（有效加热长度为500 mm），由此形成均匀的加热热流。采用Rosemount压差变送器测量R134a流经试验段的压降，采用Rosemount压力变送器测量进口压力。R134a的进出口温度由T型铠装热电偶测量。流量采用西门子质量流量计测量。所有直接测量数据由分布式数据采集系统实时采集。

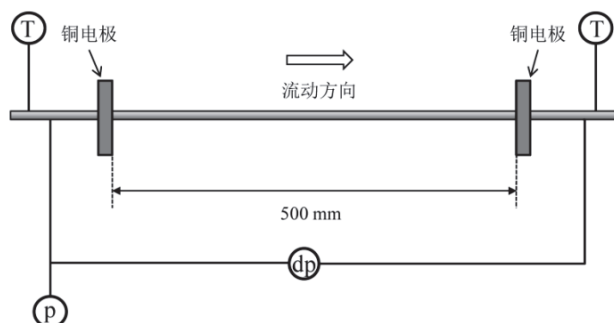


图3试验段示意图（dp:压差表；p:压力表；T:热电偶）

### 3 结果分析

试验获取了多个工况下的超临界R134a流动数据，分析了压力、进口温度以及热流密度对超临界R134a动力曲线（压降-流量）的影响。图4表示了压力对超临界流体流动不稳定性的影响。当流体出口温度略低于拟临界温度时，压降-流量曲线进入负斜率区。观察可知，在4.5 MPa压力下，超临界R134a压降-流量曲线存在较为明显的多值性。随着压力增大，压降-流量曲线变平缓，即升高压力可以抑制超临界流体的流动不稳定性。因为压力越高，则拟临界点处物性变化程度减弱，流体密度差异减小，流动稳定性增强。

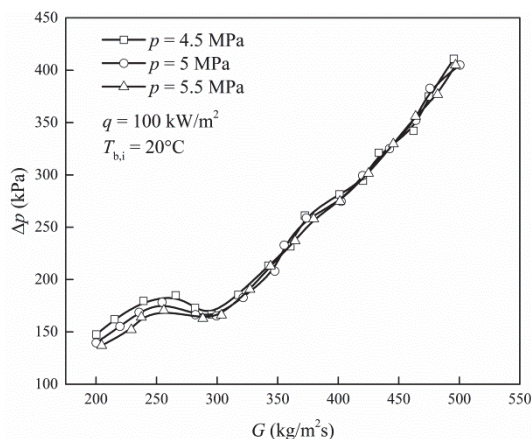


图4 压力对超临界流体流动不稳定性的影响

图 5 表示了在  $p = 4.5 \text{ MPa}$ ,  $T_{b,i} = 20^\circ\text{C}$  工况下, 热流密度对超临界流体流动不稳定性的影响。不同热流密度条件下, 超临界 R134a 的动力学特性存在差异。在较高热流密度下, 超临界 R134a 出现了较明显的多值性动力曲线, 而在较低热流密度条件下, 多值性动力曲线不明显。随着热流密度的增大, 负斜率区更明显, 即动力学多值性趋势增强。原因在于, 当热流密度增加时, 内壁与主流之间的温度差增大, 即径向温度梯度变大, 这使得径向上流体密度差异增加, 从而使得流动系统变得不稳定。

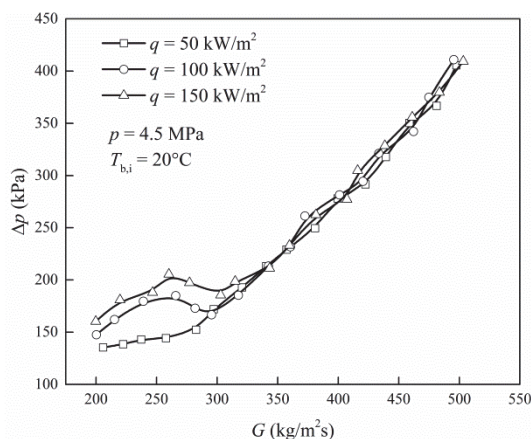


图5 热流密度对超临界流体流动不稳定性的影响

图 6 表示了在  $p = 4.5 \text{ MPa}$ ,  $q = 100 \text{ kW/m}^2$  工况下, 工质进口温度对超临界流体流动不稳定性的影响。随着进口流体温度的增加, 压降-流量曲线趋于平缓, 即负斜率区不明显。分析认为, 主要原因在于轴向流体温度梯度。当流体出口温度靠近拟临界温度时, 不同进口温度所对应的出口温度差异较小。为此, 进口温度升高, 则进出口流体温度的差异降低, 温度梯度减小, 所引起的密度差异也随之减小, 压降-流量曲线的多值特性减弱。

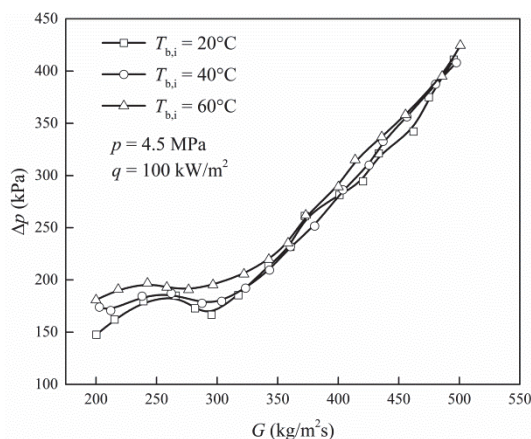


图6 工质进口温度对超临界流体流动不稳定性的影响

## 4 结论

开展了超临界 R134a 在水平受热通道内的流动不稳定性研究,讨论了压力、进口温度、热流密度对超临界 R134a 多值性动力特性的影响,主要结论如下:①与亚临界流体类似,超临界流体动力曲线也存在多值性特性,即压降-流量曲线存在负斜率区;②提高压力可以抑制超临界流体流动不稳定。因为压力越高,拟临界点处物性变化程度减弱,流体密度差异减小,流动稳定性增强;③热流密度增高时,径向方向上流体密度差异增加,压降-流量曲线多值性增强;④提高进口温度可以减小轴向流体温度的梯度,从而减弱压降-流量曲线的多值特性。

## 参 考 文 献

- 1 Pethurajan V, Sivan S, Joy GC. Issues, comparisons, turbine selections and applications – An overview in organic Rankine cycle[J]. Energy Conversion and Management, 2018, 166: 474-488.
- 2 Moloney F, Almatrafi E, Goswami DY. Working fluid parametric analysis for recuperative supercritical organic Rankine cycles for medium geothermal reservoir temperatures[J]. Renewable Energy, 2020, 147: 2874-2881.
- 3 颜建国,郑书闽,郭鹏程,等.并联受热通道内超临界 CO<sub>2</sub> 流量偏差特性及其抑制方法实验研究[J].水动力学研究与进展(A 辑),2019,34(06):713-719.
- 4 高建强,孙鑫,曲振肖,等.太阳能超临界有机朗肯循环的工质选择和性能分析[J].太阳能学报,2015, 36 (08): 2002-2007.
- 5 黄喜军,胥建群,张方,等.太阳能超临界有机朗肯循环系统的性能研究[J].太阳能学报,2017, 38 (11): 3091-3098.
- 6 Chen X, Liu C, Li Q, et al. Dynamic behavior of supercritical organic Rankine cycle using zeotropic mixture working fluids[J]. Energy, 2020, 191: 116576.
- 7 Chatoorgoon V. Non-dimensional parameters for static instability in supercritical heated channels[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 64: 145-154.
- 8 Guo Y, Bi Q, Liu Z, et al. Experimental investigation on thermal-hydraulic characteristics of endothermic hydrocarbon fuel in 1mm and 2mm diameter mini-channels[J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 122: 420-428.
- 9 Yang Z, Shan Y, Zhang B, et al. Hydrodynamic characteristics of cyclohexane in a horizontal mini-tube at trans- and supercritical pressures[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 129: 62-69.

## Experimental investigation of flow instability for supercritical R134a flow in a heated tube

YAN Jian-guo, GUO Peng-cheng

(State Key Laboratory of Eco-hydraulics in Northwest Arid Region, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, E-mail: [guoyicheng@xaut.edu.cn](mailto:guoyicheng@xaut.edu.cn))

**Abstract:** Organic Rankine Cycle technology, in which supercritical fluids are adopted as working medium, is an important means to realize the efficient utilization of medium and low temperature heat sources. However, the flow instability caused by the special thermophysical properties of supercritical fluids is the bottleneck restricting the efficient and stable operation of its energy transmission system. In this paper, a typical supercritical organic working medium R134a is used, and the experimental study on the flow instability of supercritical R134a in a horizontal heated channel is carried out. The range of test parameters are: system pressure  $p = 4.5\sim 5.5$  MPa, mass flux  $G = 200\sim 500$  kg/m<sup>2</sup>s, heat flux  $q = 50\sim 150$  kW/m<sup>2</sup>, inlet fluid temperature  $T_{b,i} = 20\sim 60$  °C. The dynamic curves of supercritical R134a (pressure drop—flow curve) under various conditions are obtained, and the influences of pressure, heat flux and inlet fluid temperature on the flow instability of supercritical R134a are analyzed. The results show that the supercritical fluid dynamic curve has multivalued characteristics, i.e., the dynamic curve has negative slope region, which leads to flow drift and other unsteady phenomena. The flow instability can be suppressed by increasing the pressure and inlet fluid temperature, but promoted by increasing heat flux. The research results provide theoretical basis for design of supercritical Organic Rankine Cycle.

**Key words:** Flow instability; Supercritical fluids; Convective heat transfer; Fluid dynamics; Organic Rankine Cycle

# 孤立波作用下临界淹没平板的俯仰力矩变化特征

杨凯恩<sup>1</sup>, 王千<sup>1,2</sup>, 刘桦<sup>1,2</sup>

(1 上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院, 上海 200240,

2 上海交通大学 水动力学教育部重点实验室, 上海 200240.

Email: hliu.@sjtu.edu.cn)

**摘要:**本研究通过物理模型实验和理论推导,研究了孤立波与临界淹没平板的相互作用问题。针对不同水深和不同波高,利用六分力天平组测量了孤立波经过时平板受到的水动力载荷。同时,采用狭道流动假设推导 Froude-Krylov 力(以下简称 F-K 力),得到了波浪对淹没平板的俯仰力矩。理论推导结果与实验值基本一致,并通过对比得到适合数据拟合的复合参数。利用复合参数对实验数据进行拟合,得到了平板所受波浪载荷关于孤立波波高和水深的经验公式。

**关键词:**孤立波;淹没平板;俯仰力矩

## 1 引言

波浪对平板结构物的作用研究涉及海洋工程内重要的安全防护问题。极端海况下(风暴潮或海啸等),近岸结构物的防御工作更加受到重视。作为波形的简化,孤立波不仅可以很好地在垂向尺度上对极端波况进行缩比,其常速传播且波形不会发生改变的性质,为机理性研究提供了很大的便利。同时在波高较大时,孤立波表现出的强非线性,可作为波浪与结构物的相互作用研究的重要参考。因此在实验室中经常使用孤立波来替代涌波甚至是海啸波。

关于孤立波与平板结构物的物理实验,最早可追溯到美国加州理工学院 Keck 实验室,研究人员对悬空于近水面上的平板,进行相应的波浪砰击压力实验<sup>[1]</sup>。Hayatdavoodi 等<sup>[2]</sup>通过水槽实验和计算,研究了二维水平平板与椭圆余弦波相互作用所产生的水平和垂直波力。Lo 和 Liu<sup>[3]</sup>研究了孤立波在淹没的水平平板上的波散射,发现在两个开口之间的时间依赖、空间均匀的压力梯度的驱动下,板块下方的流动表现得几乎像一个活塞流。由于黏性作用,在平板的两个边缘附近形成了复杂的旋涡。

Lo 和 Liu<sup>[4]</sup>推导了基于线性长波理论的解析解,发现当非线性不显著时,理论对压力和波面的描述是令人满意的。根据板上下的压力分布,计算了板上的总垂直力和总弯矩。当波浪经过板块时,板块首先经历一个向上的抬升力,然后是一个向下的垂向力,然后又是一个抬升力。因此,存在一个非零的时变的力矩。另外,也有部分学者使用摄动法推导

解析解。Dong 等<sup>[5]</sup>基于修正的匹配特征函数展开法,给出了被淹没板和平面坡包围的内区域流动的近似解。耿添等<sup>[6]</sup>基于势流理论与边界元方法求解了二维情况下孤立波对淹没平板的作用问题,给出流动波浪力与流场变化特征,揭示了二维情况下相对板长对垂向力和力矩的影响规律。王千等<sup>[7-8]</sup>发展了基于多目成像方法的波面测量技术,获得了孤立波经过淹没平板时自由表面时空演化和波浪力变化特征。本文重点研究孤立波作用下淹没平板的俯仰力矩变化规律,测量了当孤立波在水池中传播时水下平板所受的水动力载荷的时间序列;通过计算 F-K 力的理论结果,提出了适合实验数据拟合的复合参数;最后通过复合参数对实验数据进行拟合,得到经验公式。

## 2 实验设计

本实验在上海交通大学水动力学教育部重点实验室的海啸水池完成。该实验水池不仅可以实现孤立波和规则波的模拟,而且可以通过将孤立波与长周期涌波的叠加,实现对非破碎涌波的模拟<sup>[9]</sup>。图 1 给出了水池的平面示意图,其中包括 A 控制室、B 推板造波机、L 主水池、M 蓄水池、N 消波装置等。主水池长 42.4m,宽 4m,高 1.6m,一侧有长约 18m 的观测窗。蓄水池长 35.5m,宽 2m,高 1.6m。

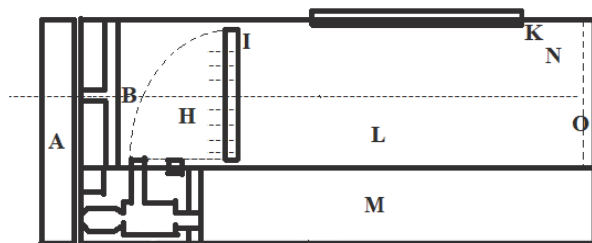


图 1 近海海啸波水池示意图

孤立波采用传统的活塞式推板造波的方法生成,利用驱动装置控制造波板的位置从而在水池中生成目标波形。采用浪高仪阵列测量波高,采用六分力天平组测量平板所受的荷载。选择了水深为 0.3m, 0.4m, 0.5m, 0.6m, 相对波高(即波高与水深的比)为 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 等共 20 种工况进行实验。其中,水深为 0.3m, 相对波高为 0.2 的工况下,平板所受的力和力矩的时间历程如图 2 所示。可以发现,平板所受的俯仰力矩先达到一个负向的极小值,接着达到一个正向的最大值,然后达到第二个负向的极小值。

## 3 F-K 力推导

设平板的板长  $L$ 、板宽  $b$ 、板厚  $\delta$ 、孤立波波高  $A$ 、水深  $h$ 、重力加速度  $g$ 。孤立波

行进方向为  $x$  轴正方向, 沿重力的反方向竖直向上为  $z$  轴正方向, 根据右手螺旋定则确定  $y$  轴正方向。取平板沿来流方向的上顶边为坐标原点 (图 3)。

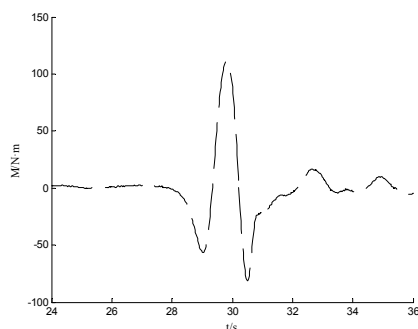


图 2 水深为 0.3m, 相对波高为 0.2 的工况下临界淹没平板所荷载的时间历程:

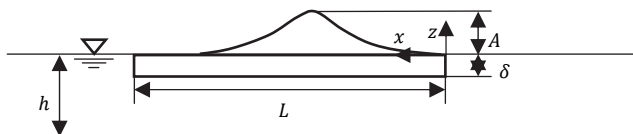


图 3 孤立波与平板的示意图

根据 Boussinesq 方程可以得到孤立波的连续性方程和压强分布, 如下:

$$\eta_t + \nabla \cdot [(h + \eta) \bar{\mathbf{u}}] = 0$$

$$p = -\rho g z + \rho g \eta + \frac{1}{2} (z^2 + 2zh) \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_t$$

同时, 孤立波的波高公式为

$$\eta(x, t) = A \operatorname{sech}^2 \left[ \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (x - ct - x_0) \right], c = \sqrt{g(h + A)}$$

不失一般性, 将静止平衡状态的力矩置零, 即取  $p = \rho g \eta + \frac{1}{2} (z^2 + 2zh) \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_t$ 。

由于  $\eta_t = -c\eta_x$ , 所以  $-c\eta + [(h + \eta) \bar{\mathbf{u}}] = f(t)$ 。由于无穷远边界处永远为零, 所以  $f(t) = 0$ ,  $\bar{\mathbf{u}} = \frac{c\eta}{h + \eta}$ 。所以  $p = \rho g \eta + \frac{1}{2} (z^2 + 2zh) \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_t = \rho g \eta + \frac{1}{2} (z^2 + 2zh) \bar{\mathbf{u}}_{tx}$ 。

接下来以 F-K 力的形式推导俯仰力矩  $M_y$ 。假设平板下面的压强分布时线性的, 即狭道流动效应。沿平板的边界进行积分, 可得

$$\begin{aligned}
M_y = & \frac{8}{3} \rho g b h^3 L \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} f_1 \left[ \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (L-ct) \right] - \frac{4}{3} \rho g b h^3 f_2 \left[ \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (L-ct), ct \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} \right] \\
& - \frac{1}{6} \rho g b L^2 A f_3 \left[ \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (L-ct), ct \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} \right] \\
& - \frac{1}{2} \rho g b L^2 \delta \left( \frac{\delta}{h} - 2 \right) f_4 \left[ \frac{A}{h}, \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (L-ct), ct \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} \right] \\
& + \frac{1}{2} \rho g A b \delta^2 f_5 \left[ \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (L-ct), ct \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} \right] \\
& + \frac{1}{8} \rho g b \delta^3 \left( 8 - \frac{3\delta}{h} \right) f_6 \left[ \frac{A}{h}, \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (L-ct), ct \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} \right]
\end{aligned}$$

其中  $f_i$  为方括号内变量的函数。求  $M_y$  的极值  $M_y^*$ ，并且将其无量纲化，得到

$$\begin{aligned}
\frac{M_y^*}{\rho g b h^3} = & f_1^* \left[ \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} L \right] - \frac{\delta}{h} \left( \frac{\delta}{h} - 2 \right) f_2^* \left[ \frac{A}{h}, \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} L \right] \\
& + \frac{A \delta^2}{h^3} f_3^* \left[ \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} L \right] + \frac{\delta^3}{h^3} \left( 8 - \frac{3\delta}{h} \right) f_4^* \left[ \frac{A}{h}, \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} L \right]
\end{aligned}$$

其中  $f_i^*$  为方括号内变量的函数。

由于在本研究中暂不计相对板厚的影响，故可以简化为

$$\frac{M_y^*}{\rho g b h^3} = f_0^* \left[ \frac{A}{h}, \frac{L}{h} \sqrt{\frac{A}{h}} \right]$$

至此，通过对 F-K 力的推导，得到了 2 个无量纲参数：相对波高、相对板长与相对波高的复合参数。

## 4 实验结果

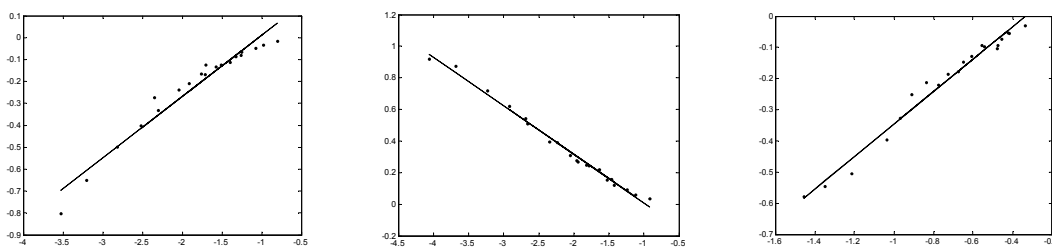
根据 F-K 力的推导结果，选择线性公式对实验结果进行拟合：

$$\frac{M_{yi}^*}{\rho g b h^3} = a_{0i} + a_{1i} \frac{A}{h} + a_{2i} \frac{L}{h} \sqrt{\frac{A}{h}}, i=1,2,3$$

当  $i=1$  时,  $M_{y1}^*$  为力矩的第一极小值, 此时  $a_{01}=0.2904, a_{11}=0.2798, a_{21}=-0.2391$ ;  
 当  $i=2$  时,  $M_{y2}^*$  为力矩的最大值, 此时  $a_{02}=-0.2986, a_{12}=-0.3073, a_{22}=0.2975$ ; 当  
 $i=3$  时,  $M_{y3}^*$  为力矩的第二极小值, 此时  $a_{03}=0.1747, a_{13}=0.5203, a_{23}=-0.216$ 。为了  
 直观地显示拟合的结果, 可以作如下变换:

$$\frac{M_{yi}^*}{\rho g b h^3} = a_{0i} + a_{1i} \frac{A}{h} + a_{2i} \frac{L}{h} \sqrt{\frac{A}{h}} = a_{0i} + a_{1i} \left( \frac{A}{h} + \frac{a_{2i}}{a_{1i}} \frac{L}{h} \sqrt{\frac{A}{h}} \right)$$

因此, 无量纲力矩  $\frac{M_{yi}^*}{\rho g b h^3}$  是复合参数  $\frac{A}{h} + \frac{a_{2i}}{a_{1i}} \frac{L}{h} \sqrt{\frac{A}{h}}$  的线性函数。拟合的结果如图 4 所示。



(a) 第一极小值的拟合结果

(b) 最大值的拟合结果

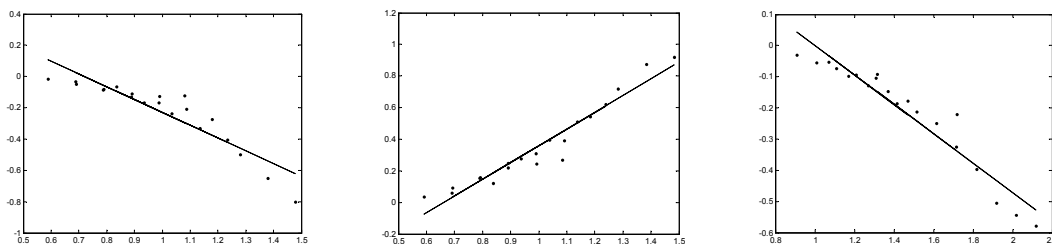
(c) 第二极小值的拟合结果

图 4 复合参数拟合结果 (横坐标为复合参数, 纵坐标为无量纲力矩)

另外, 根据量纲分析, 可以得到以下拟合公式:

$$\frac{M_{yi}^*}{\rho g b h^3} = a_{3i} + a_{4i} \frac{A}{h} + a_{5i} \frac{L}{h} = a_{3i} + a_{4i} \left( \frac{A}{h} + \frac{a_{5i}}{a_{4i}} \frac{L}{h} \right)$$

拟合结果如图 5 所示:



(a) 第一极小值的拟合结果

(b) 最大值的拟合结果

(c) 第二极小值的拟合结果

图 5 普通参数拟合结果 (横坐标为无量纲参数, 纵坐标为无量纲力矩)

经验算发现, 使用 F-K 力得到的复合参数的经验公式对实验结果的方差小于直接使用量纲分析得到的无量纲参数的经验公式的方差。因此, 利用 F-K 力得到的复合参数对实验数据进行拟合将有更好的效果。

## 5 结论

本研究对临界淹没平板所受的由孤立波引起的水动力荷载进行了实验, 得到平板受到的力矩的实验结果。利用狭道流动假设, 对 F-K 力进行推导, 发现平板所受俯仰力矩的极值与三个复合无量纲参数有关。利用无量纲参数对实验结果进行拟合, 得到平板所受俯仰力矩关于复合参数的经验公式。结果表明, 平板所受的无量纲俯仰力矩的极值是复合参数的线性函数。有关垂向力、水平力的变化规律及其经验公式, 将在会上做进一步的交流。

## 致谢

本研究工作得到国家自然科学基金委员会的资助 (11632012 and 41861144024) 和上海交通大学海洋工程国家重点实验室的资助 (GKZD010077)。

## 参考文献

1. French J A. Wave uplift pressures on horizontal platforms. Ph.D thesis, California Institute of Technology, 1970.
2. Hayatdavoodi M, Seiffert B, Ertekin R C. Experiments and calculations of cnoidal wave loads on a flat plate in shallow-water. *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*, 2015, 1(1): 77-99.
3. Lo H Y, Liu P L F. Solitary waves incident on a submerged horizontal plate. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 2013, 140(3): 04014009.
4. Dong J, Wang B, Zhao X. Wave forces exerted on a submerged horizontal plate over an uneven bottom. *Journal of Engineering Mechanics*, 2018, 144(6): 04018030.
5. Hayatdavoodi M, Ertekin R C, Valentine B D. Solitary and cnoidal wave scattering by a submerged horizontal plate in shallow water. *AIP Advances*, 2017, 7(6): 065212.
6. 耿添, 刘桦. 孤立波对浸没平板作用的二维边界元数值分析. *水动力学研究与进展*, 2019, 34(3):275-282.
7. Wang Q, Fang Y L, Liu H. Multi-lens stereo reconstruction of wave surface in a wave basin. *Journal of Hydrodynamics*, 2019, 31(5):1069-1072.
8. 王千, 刘桦, 房詠柳. 孤立波与淹没平板相互作用的三维波面和水动力实验研究. *力学学报*, 2019, 51(6):1605-1613.

9. Wang Q, Fang Y L, Liu H. Physical generation of tsunami waves in offshore region. Journal of Earthquake and Tsunami, 2018, 12(2):1840003.

## **Characteristics of pitching moment of critically submerged plate in solitary wave**

YANG Kai-en<sup>1</sup>, WANG Qian<sup>1,2</sup>, LIU Hua<sup>1,2</sup>

(1 Department of Engineering Mechanics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

2 Key Laboratory of Hydrodynamics (MOE), Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

Email: hliu@sjtu.edu.cn)

**Abstract:** In this paper, the interaction between solitary waves and a critically submerged plate is studied through the physical model experiment and theoretical derivation. For different water depths and different wave heights, the six-component balance was used to measure the hydrodynamic load on the slab when the solitary waves passed. At the same time, the Froude-Krylov force was derived using the narrow channel flow assumption, and the pitching moment on the submerged plate was obtained. The theoretical derivation results are basically consistent with the experimental values, and the composite parameters suitable for data fitting are obtained through comparison. The experimental data was fitted by using compound parameters, and the empirical formulas of the wave load on the slab with respect to the solitary wave height and water depth were obtained.

**Key words:** Solitary wave; submerged plate; pitching moment; hydrodynamic load

# 串列拍动翼的能量采集性能实验研究和数值模拟

单磊, 徐文华, 雷洁, 许国冬

(哈尔滨工程大学 船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

**摘要:** 研究串列拍动翼的能量采集性能, 设计了一款串列拍动翼水轮机并在循环水槽中进行实验。引入全局相移 $\phi$ 来描述涡旋的干扰模式, 研究了斯特罗哈数 $St$ 和 $\phi$ 对水轮机能量采集性能的影响。实验结果表明, 随着斯特罗哈数 $St$ 的增大水动力效率先上升后下降, 全局相移 $\phi$ 的变化会产生有利和不利的涡旋干扰模式。基于数值模拟研究了典型工况的水动力性能和前后翼的涡旋干扰, 计算的水动力效率与实验结果趋势一致但高于实验结果。

**关键词:** 串列拍动翼; 能量采集; 涡旋干扰模式; 实验研究; 数值模拟

## 1 引言

拍动翼源于对海洋生物或飞行动物运动模仿, 是一种有效的能量转换装置。通过调节翼的旋转运动产生升力, 推动翼做垂向振荡运动, 该垂向运动可通过曲轴驱动车轮或发电机。与水平轴式水轮机相比, 拍动翼的平动速度较低, 对动物的威胁更低<sup>[1-2]</sup>, 更适用于浅水和低速水流<sup>3</sup>。数值研究显示串列布置的拍动翼具有较高能量采集效率<sup>[4-5]</sup>。效率的大小由斯特罗哈数 $St$ 、全局相移 $\phi$ 、升沉幅度 $h_0$ 、俯仰幅度 $\theta_0$ 等参数决定<sup>[6-8]</sup>。同时, 研究表明双翼全局相移 $\phi$ 对串列翼能量采集效率有显著影响<sup>9</sup>。拍动翼的尾流类似于 Kármán 涡街, 在某些情况下, 下游翼会受益于上游涡旋的干扰, 提升能量采集效能<sup>[10-11]</sup>。然而, 上述研究工作仅集中在一些典型的工况上, 要实现串列拍动翼最优的能量采集性能, 需要系统地研究斯特罗哈数 $St$ 和全局相移 $\phi$ 的影响, 确定二者的最佳组合。

本文研究了斯特罗哈数 $St$ 和全局相移 $\phi$ 对串列拍动翼的能量采集性能的影响, 发现了能量采集时斯特罗哈数 $St$ 和全局相移 $\phi$ 的最佳组合。对典型的涡旋干扰模式进行了数值模拟, 揭示了涡旋干扰作用的流体力学机理。本文第2节介绍了实验装置与实验原理, 第3

基金项目：国家自然科学基金资助项目（11602067）

通信作者：许国冬，E-mail:xuguodong@hrbeu.edu.cn

节分析了实验结果，第 4 节对典型涡流干扰模式进行了数值模拟研究。

## 2 实验装置及原理介绍

### 2.1 串列拍动翼水轮机模型设计

如图 1（a）所示，水轮机通过曲柄连杆机构实现水翼的振动运动。将一对齿轮分别固定在连杆端部和水翼转轴上，两个齿轮轴线间的距离固定，并且同步地沿垂直导轨上下滑动。齿轮的传动比  $i=10$ ，连杆的摆角为  $\gamma$ ，水翼的俯仰角  $\theta=i\gamma$ ，那么水翼的拍动与转动运动为

$$h(t) = -L\cos(g(t)) - h_0\sin(b(t)) + \sqrt{L^2 - h_0^2} \quad (1)$$

$$\theta(t) = -i \cdot \gamma(t). \quad (2)$$

其中， $\gamma(t) = \arcsin\left(\frac{-h_0 \cos(\beta(t))}{L}\right)$ ， $\beta(t) = \int_0^t \omega(t)dt + \beta_0$ ， $\omega(t)$  分别代表连杆摆角、曲轴转角以及曲轴角速度。

串列拍动翼水轮机的总体设计如图 1(b)所示。水翼形状为 NACA 0018，弦长  $c=0.1\text{m}$ ，翼展  $s=0.7\text{m}$ ，转轴到翼前缘  $c/3$ ，翼的升沉幅度  $h_0=0.1\text{m}$ ，俯仰幅度  $\theta_0=70^\circ$ ，双翼的纵向间距  $L_x=0.3\text{m}$ 。两个水翼间的相位差定义为  $\varepsilon = \beta_2(t) - \beta_1(t)$ ，其中下标 1 和 2 分别代表上、下游翼。为了保证相位差  $\varepsilon$  不变，主轴和副轴通过同步带机械地连接。在水轮机中加入一个移相盘来调整两翼的相位差，可以使双翼的相位差从  $-\pi$  变化到  $\pi$ 。

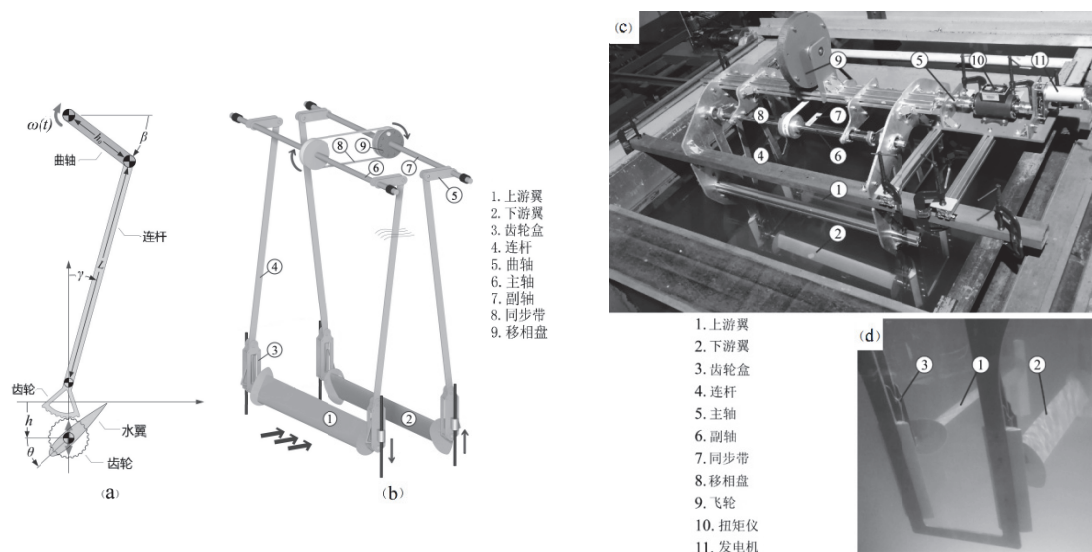


图 1 模型设计图 (a) 曲柄连杆机构示意图 (c) 水轮机设计图和实验装置图 (c) 水上视图 (d) 水下视图

## 2.2 串列拍动翼水轮机实验设计

实验在哈尔滨工程大学循环水槽实验室进行。水槽的工作区域为长方体，长 7m、宽 1.7m、深 1.5m，水流速度可以由 0 增加至 2.0 m/s。如图 1(c)(d)所示，水轮机通过钢材与夹具固定在水槽上。通过皮带轮与主轴连接的飞轮作为稳定器安装在顶部，主轴和直流发电机之间装有扭矩仪来实时测量主轴的转矩与转速。在发电机的回路中接入一个滑动变阻器，用来调节发电机的阻尼和控制曲轴的转速。实验时，水轮机在水流的作用下自动旋转，记录扭矩仪测量的转矩  $M$  和转速  $r$ ，两者的乘积就是水轮机的功率。将水翼从水轮机上拆下，主轴由电机驱动，通过扭矩仪测量主轴的转速和转矩，可以得到装置的机械损失最低值。

## 2.3 实验数据分析原理

全局相移  $\Phi$  的具体定义为

$$\Phi = 2\pi \frac{L_x}{UT} + \varepsilon \quad (3)$$

主轴在  $N$  个拍动周期内的平均频率  $\bar{f}$  估算为

$$\bar{f} = \frac{1}{NT} \int_t^{t+NT} f(t) dt = \frac{1}{60NT} \int_t^{t+NT} r(t) dt \quad (4)$$

水翼的斯特罗哈数定义为

$$St = \frac{2\bar{f} h_0}{U} \quad (5)$$

主轴在  $N$  个拍动周期内的平均功率为转轴功率，表示为

$$P_{\text{shaft}} = \frac{1}{NT} \int_t^{t+NT} M(t) \dot{\theta}(t) dt = \frac{\pi}{30NT} \int_t^{t+NT} M(t) f(t) dt \quad (6)$$

扫掠区域内的水流功率即为可用功率：

$$P_a = \frac{1}{2} \rho s d U^3 \quad (7)$$

当水轮机的转轴功率加上平均机械损失功率，就可以得到水翼的平均水动力功率：

$$P_{\text{hydro}} = P_{\text{shaft}} + P_{\text{loss}} \quad (8)$$

式 (8) 的三种功率与可用功率的比值分别为水动力效率  $\eta_{\text{hydro}}$ 、转轴效率  $\eta_{\text{shaft}}$ 、效率损失  $\eta_{\text{loss}}$ 。

### 3 实验结果和数据分析

实验研究了串列拍动翼在水流速度  $U = 1.0 \text{ m/s}$  和  $U = 1.2 \text{ m/s}$  时的能量采集性能。图 2 和图 3 分别为主轴在  $U = 1.0 \text{ m/s}$  和  $U = 1.2 \text{ m/s}$  时测得的转速和转矩时历曲线图。当水轮机以较高的频率运转时，由于水翼、飞轮和发电机之间的耦合作用，转速呈现周期性地波动且幅度相对较小。当平均转速相近时， $U = 1.2 \text{ m/s}$  时的转矩大于  $U = 1.0 \text{ m/s}$  时，这是因为输出功率与水流速度的立方近似成正比。

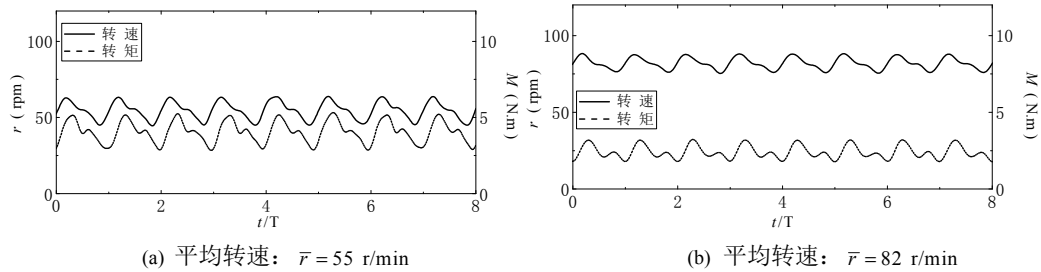
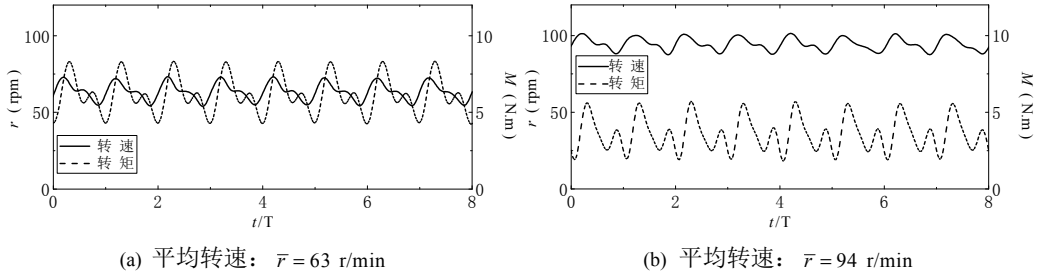
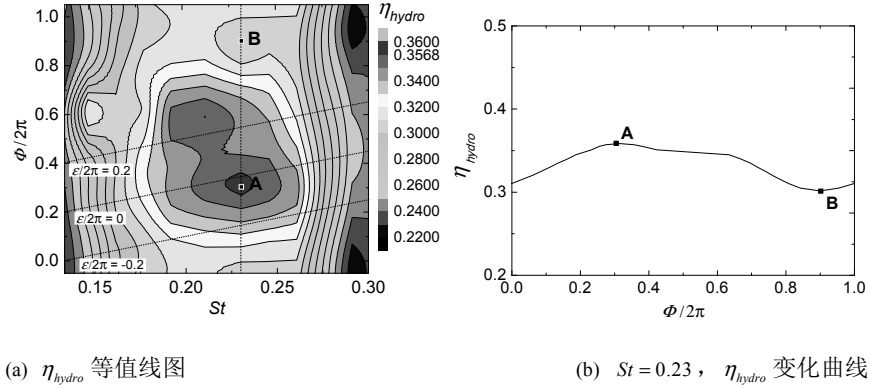
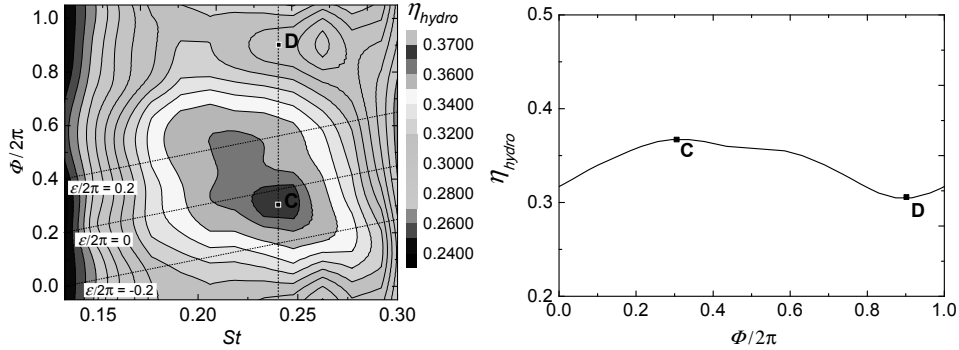


图 2 当  $U = 1.0 \text{ m/s}$ ， $\varepsilon = 0$  时，主轴处测得的数据

图3 当 $U=1.2$  m/s,  $\varepsilon=0$ 时, 主轴处测得的数据

在 $U=1.0$  m/s 时, 水动力效率 $\eta_{\text{hydro}}$  相对于斯特罗哈数 $St$  和全局相移 $\Phi$  的等值线图如图4 (a) 所示。由图可知,  $St \in [0.2, 0.25]$ ,  $\Phi/2\pi \in [0.2, 0.4]$  为高效率区。 $St=0.23$  时, 水动力效率 $\eta_{\text{hydro}}$  相对于全局相移 $\Phi$  的变化如图4 (b) 所示, 最高值为 36% (工况 A,  $\Phi/2\pi=0.3$ ), 最低值为 30% (工况 B,  $\Phi/2\pi=0.9$ )。在相同的斯特罗哈数下,  $\eta_{\text{hydro}}$  的波动代表了涡旋干扰作用的影响。可以看出, 上述两种典型工况受到了不同的涡旋相互作用模式, 一种导致较高的水动力效率, 另一种导致了较低的水动力效率。

图4 当 $U=1.0$  m/s, 串列拍动翼的水动力效率

(a)  $\eta_{\text{hydro}}$  等值线图(b)  $St = 0.24$ ,  $\eta_{\text{hydro}}$  变化曲线图 5 当  $U = 1.2$  m/s, 串列拍动翼的水动力效率

当  $U = 1.2$  m/s, 水动力效率  $\eta_{\text{hydro}}$  相对于斯特罗哈数  $St$  和全局相移  $\Phi$  的等值线图如图 5(a) 所示。 $St \in [0.21, 0.26]$ ,  $\Phi / 2\pi \in [0.2, 0.4]$  为高效率区。 $St = 0.24$  时, 水动力效率  $\eta_{\text{hydro}}$  随全局相移  $\Phi$  的变化曲线如图 5(b) 所示, 最高值为 36.6% (工况 C,  $\Phi / 2\pi = 0.3$ ), 最低值为 30.4% (工况 D,  $\Phi / 2\pi = 0.9$ )。与  $U = 1.0$  m/s 类似, 在相同的  $St$  下, 由于不同的涡旋干扰模式,  $\eta_{\text{hydro}}$  产生波动。涡旋的干扰模式将通过数值模拟进一步研究。

## 4 数值模拟与分析

采用三维数值模拟的方法, 研究了串列拍动翼的涡旋干扰模式及其对能量采集性能的影响。使用商用软件 STAR-CCM+ (版本 12.02) 模拟串列拍动翼间涡旋的干扰模式, 计算域与循环水槽的工作区域相同, 示意图如图 6 所示。模拟使用了重叠网格, 通过最小二乘插值实现背景网格与重叠网格之间的数据传递。模拟选用 SST  $k-\omega$  湍流模型, 边界流通过标准壁面函数计算, 速度-压力耦合采用隐式非定常算法, 时间离散选用二阶格式。

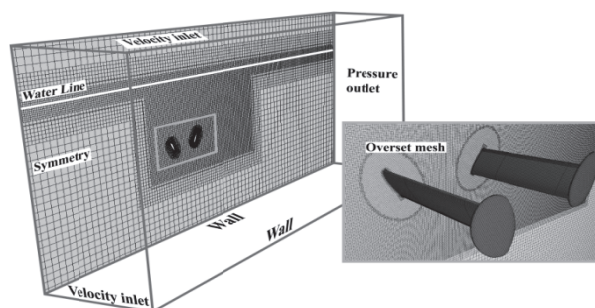


图 6 计算域边界与网格示意图

对串列拍动翼在  $U = 1.0$  m/s,  $St = 0.23$  时的运动进行了数值模拟, 水动力效率  $\eta_{\text{hydro}}$  如图 7 所示。效率曲线表明下游翼受到涡流作用的影响, 水动力效率有所降低。此外, 实验水动力效率比数值模拟低 0.05~0.10, Kinsey 等<sup>9</sup>认为差异主要由于低估了机械损失: 实验测得的机械损失是在没有水翼的情况下得到的, 当水翼受水动力作用时, 机械系统的摩擦阻力明显增大。

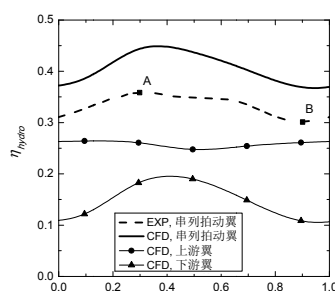


图7 串联拍动翼的实验和数值模拟效率，其中  $U=1.0$  m/s， $St=0.23$

通过数值模拟发现存在两种典型的涡旋干扰模式分别对应于两种典型的工况。如图8(a)所示，在工况A中，下游翼在向上运动中遇到由涡流引起的上洗流动，在向下运动中会遇到下洗流动。由于涡旋的干扰，下游翼的有效攻角增大，引起垂向力增大，提高了能量的采集效率。如图8(b)所示，在工况B中，下游翼在向上运动中遇到由上游翼的涡流引起的下洗流动，在向下运动中会遇到上洗流动。下游翼的有效攻角由于不利的涡旋干扰而减小，会导致垂向力减小。工况A和工况B分别代表了有利与不利的涡旋干扰模式。

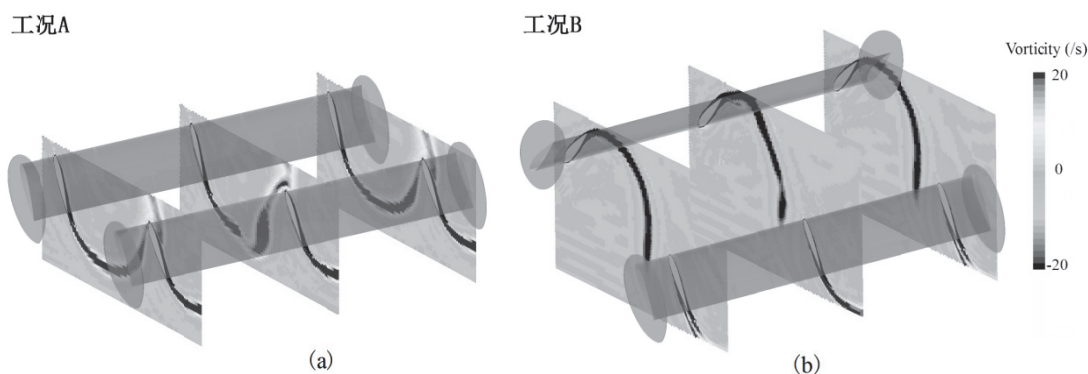


图8 流场中的涡 (a) 工况A (b) 工况B

## 5 结语

本文设计制造了一台串联拍动翼水轮机并对其进行了实验研究，系统的分析了斯特罗哈数和涡旋干扰模式对能量采集性能的影响。水轮机的最高水动力效率出现在斯特罗哈数和全局相移分别取  $St \in [0.2, 0.26]$  和  $\Phi/2\pi \in [0.2, 0.4]$ 。涡流的干扰模式影响了串联拍动翼的水动力效率，当  $St=0.23$  时，最高和最低的水动力效率分别出现在  $\Phi/2\pi=0.3$  和  $\Phi/2\pi=0.9$  处。这两种典型工况分别对应于有利和不利的涡旋干扰模式。

数值模拟揭示了涡旋干扰作用的力学机理。当  $\Phi/2\pi=0.3$  时，下游翼在向上运动中遇到涡流引起的上洗流动，增大了有效攻角，提高了能量采集效率。当  $\Phi/2\pi=0.9$  时，下游

翼在向上运动中遇到涡流引起的下洗流动, 升力明显下降, 效率降低。可以看到, 实验结果与数值结果之间存在差异, 这可能是水轮机的机械损失估算不足引起的。我们今后的研究工作将集中在降低机械损失的新型机构上。

## 参考文献

- 1 Xiao Q, Zhu Q. A review on flow energy harvesters based on flapping foils. *Journal of Fluids and Structures* 2014, 46: 174-191.
- 2 Young J, Lai J, Platzer M. A review of progress and challenges in flapping foil power generation. *Progress in Aerospace Sciences* 2014, 67: 2-28.
- 3 Wang Y, Sun X, Huang D, et al. Numerical investigation on energy extraction of flapping hydrofoils with different series foil shapes. *Energy* 2016; 112:1153-1168.
- 4 Jones K D, Lindsey K, Platzer M F. An investigation of the fluid-structure interaction in an oscillating-wing micro-hydropower generator. In: *Fluid-structure interaction II*. Wessex Institute of Technology Press, Southampton, UK 2003; 73-82.
- 5 Ashraf M, Young J, Lai J, Platzer M. Numerical analysis of an oscillating-wing wind and hydropower generator. *AIAA Journal* 2011; 49(7): 1374-1386.
- 6 Anderson J M, Streitlien K, Barrett D S, Triantafyllou M S. Oscillating foils of high propulsive efficiency. *Journal of Fluid Mechanics* 1998; 360: 41-72.
- 7 Xu G D, Wu G X. Boundary element simulation of inviscid flow around an oscillatory foil with vortex sheet. *Engineering Analysis with Boundary Elements* 2013; 37: 825-835.
- 8 Lu K, Xie Y, Zhang D, et al. Systematic investigation of the flow evolution and energy extraction performance of a flapping-airfoil power generator. *Energy* 2015; 89:138-147.
- 9 Kinsey T, Dumas G. Optimal tandem configuration for oscillating-foils hydrokinetic turbine. *J Fluids Eng Trans ASME* 2012; 134(3): 031103-1- 031103-11.
- 10 许国冬,徐文华.串列翼的涡运动与水动力干扰研究.第十四届全国水动力学学术会议暨第二十八届全国水动力学研讨会文集, 2017.
- 11 刘鹏,苏玉民,刘焕兴,等.串列异步拍动翼推进性能分析.上海交通大学学报,2014,48(4):457-463.

## Experimental and numerical simulation study on the energy harvesting performance of tandem flapping foils

SHAN Lei, XU Wen-hua, LEI Jie, XU Guo-dong

(College of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China)

**Abstract:** The energy harvesting performance of tandem flapping foils has been studied. A tandem flapping foils turbine is designed and tested in a circulating water tunnel. The global phase shift  $\phi$  is adopted to describe the vortex interference modes, the effects of Strouhal number  $St$  and  $\phi$  on the energy harvesting have been tested. Experimental data show that the efficiency increases and then decreases as  $St$  increases. The change of  $\phi$  will produce beneficial and detrimental vortex interaction modes. The hydrodynamic performance and the vortex interference under typical working cases are studied based on numerical simulation. The calculated hydrodynamic efficiency is consistent with the experimental results, but higher than the experimental results.

**Keywords:** tandem flapping foils; energy harvesting; vortex interference modes; experimental study; numerical simulation

# 顶浪规则波中标模运动响应试验不确定度分析

湛俊华, 匡晓峰, 张凤伟

(中国船舶科学研究中心 水动力学重点实验室, 无锡 214082, Email: zhanjh@cssrc.com.cn)

**摘要:** 针对育鹏轮标模运动响应基准试验, 开展了该标模在顶浪规则波中纵摇和垂荡运动不确定度分析方法研究。采用ISO GUM方法和ITTC推荐规程对试验过程中的不确定度源进行了梳理分析, 使用S.T.F切片法对船模纵向运动的相关参数进行了不确定度源敏度系数评估, 给出了典型波长育鹏轮标模纵向运动试验结果的不确定度。分析结果表明标模垂荡和纵摇运动在波长船长比1.0和1.5工况下的扩展不确定度(置信度为95%时,  $k=2$ )最大为3.56%。而在波长船长比0.5工况, 垂荡和纵摇运动测量扩展不确定度分别为6.02%和9.07%, 明显大于中长波工况。这是由于短波中标模运动幅度较小, 导致与测量结果相关的相对标准不确定度较大。本方法的运用有效地提高了育鹏轮运动响应试验数据的可信度。

**关键词:** 育鹏轮标模; 运动响应试验; 不确定度分析; ITTC规程

## 1 引言

船舶在规则波中的运动响应模型试验是研究船舶在波浪中运动规律、预报船舶耐波性能的重要手段。船模运动响应模型试验的进行依赖耐波性水池, 在模型试验过程中 ITTC 有着一套严格的推荐规程。同时, 为了提高模型试验结果的准确度, ITTC 推荐各水池在进行模型试验的同时, 对试验不确定度进行评估。

早在 20 世纪 90 年代, 国内关于船模阻力模型试验的不确定度分析已逐步展开, 孟昭寅<sup>[1]</sup>、周广利<sup>[2]</sup>、金仲佳等<sup>[3]</sup>分别根据 ITTC 推荐规程, 对船模阻力试验的不确定度进行了评估, 分析了  $Fr$  等系数的不确定度, 同时提出了提高试验精度的可行措施。关于耐波性模型试验的不确定度分析国内还较少有人研究, 国外 Yum<sup>[4]</sup>在 1993 年根据美国机械工程师协会 (ASME) 推荐的试验规程对 S175 标模在波浪中运动响应试验的不确定度进行了分析。Longo<sup>[5]</sup>和 Irvine<sup>[6]</sup>根据 AIAA (1995,1999) 推荐规程分别对 DTMB5415 标模在规则波中的波浪增阻和运动响应试验的不确定度进行了分析。Dong-Min Park<sup>[7]</sup>在 2015 年根据 ITTC 耐波性不确定度推荐规程<sup>[8]</sup>对 KVLCC2 标模在规则波中的波浪增阻试验进行了不确定度分析, 其论文详细分析了各不确定度源对重心和惯量调试不确定度的影响, 然而重心惯量等重要参数对试验不确定度的影响并未得到充分考虑。

本文以育鹏轮标模为研究对象, 开展了该标模在顶浪规则波中垂荡和纵摇运动不确定度分析, 采用 ISO GUM 方法和 ITTC 推荐规程对试验过程中的不确定度源进行了梳理分析,

使用 S.T.F 切片法对船模纵向运动的相关参数进行了不确定度源敏度系数评估, 给出了典型波长下育鹏轮标模纵向运动试验结果的不确定度。

## 2 不确定度评定方法

我国国家计量技术规范 JJF1059.1-2012《测量不确定度评定与表示》<sup>[9]</sup>中关于测量不确定度的方法参考的是国际标准 ISO/IEC Guide 98-3:2008《Guide to the Uncertainty in Measurement》, 简称 GUM 法。GUM 法是采用“不确定度传播律”得到被测量估计值的测量不确定度方法。GUM 法评定测量不确定度的步骤为: ①明确被测量的定义; ②明确测量方法、测量条件以及所用的测量标准、测量仪器或测量系统; ③建立被测量的测量模型, 分析对测量结果有明显影响的不确定度来源; ④评定各输入量的标准不确定度; ⑤计算合成标准不确定度; ⑥确定扩展不确定度; ⑦报告测量结果。

标准不确定度评定方法分为A类和B类评定方法。A类评定是对在规定测量条件下测得的量值用统计分析的方法进行的测量不确定度分量的评定; B类评定是用不同于测量不确定度A类评定的方法对测量不确定度分量进行的评定。

### 2.1 A类不确定度评定方法

对被测量  $X$ , 在同一条件下进行  $n$  次独立重复观测, 得到测得值  $X_i(i=1,2,\dots,n)$ 。得到的算术平均值  $\bar{X}$  作为被测量的最佳估计值, 即

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i \quad (1)$$

A 类评定得到的被测量最佳估计值的标准不确定度  $u(\bar{X})$  按下式计算:

$$u(\bar{X}) = s(\bar{X}) = \frac{s(x_k)}{\sqrt{n}} \quad (2)$$

式中:  $s(x_k)$  为用统计分析方法获得的任意单个测得值  $x_k$  的实验标准偏差;  $s(\bar{X})$  为算术平均值  $\bar{X}$  的实验标准偏差。

A 类评定得到的标准不确定度  $u(\bar{X})$  的自由度就是实验标准偏差  $s(x_k)$  的自由度。  $u(\bar{X})$  与  $\sqrt{n}$  成反比, 当标准不确定度较大时, 可以通过适当增加测量次数以减小其不确定度。A 类评定时实验标准偏差的估计方法常用贝塞尔公式法估计, 此时实验标准偏差  $s(x_k)$  按下式计算:

$$s(x_k) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2}{n-1}} \quad (3)$$

自由度为  $\nu=n-1$  ( $n$  为测量次数)。当测量次数较少时, 也可用极差法估计实验标准偏差。

### 2.1 B类不确定度评定方法

B 类不确定度的评估方法不采用重复性试验的统计分析结果。它包含之前的试验结果、过去的试验经验、试验常识、书本知识和生产规程等。B 类不确定度也用标准差来表示。合成不确定度的评定通过下式不确定度传递:

$$u_c(y) = \left( \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u^2(x_i, x_j) \right)^{1/2} \quad (4)$$

其中:  $Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N)$ ,  $Y$  为  $N$  次观测结果,  $f$  为函数,  $\frac{\partial f}{\partial x_i}$  为灵敏度系数。扩展不确定度  $U$ :

$$U = k u_c(y), (y - U \leq Y \leq y + U) \quad (5)$$

其中:  $k$  为包含因子, 取 95% 置信区间时,  $k \approx 2$ 。

### 3 运动响应试验方法及不确定度源

规则波中运动响应试验采用模型自航的方式在中国船舶科学研究中心耐波性水池进行, 船模内部安装有伺服电机、轴系、桨舵等整套动力系统驱动船模与拖车保持相同航速, 同时配备了一套航向控制系统用于模型试验过程中的航向保持。将一个伺服式浪高仪布置在模型前进方向 1.5m 处, 用于测量船模遭遇的波浪。垂荡运动通过单向加速度传感器测得的船模重心处垂向加速度积分得到, 纵摇运动通过重心处的光纤陀螺测量得到。运动响应试验的主要不确定度源包括如下: ① 几何模型: 包括模型船长、船宽及吃水; ② 测量设备: 包括模型安装, 惯量调试和试验过程中信号测量的各种设备, 根据专业计量报告获得仪器的测量不确定度; ③ 惯量调试: 惯量调试中模型质量、重心、惯量等调试结果的不确定度; ④ 试验状态: 包括试验过程中航向控制和航速控制的不确定度; ⑤ 试验结果: 运动响应试验结果为时历曲线, 试验处理方法会造成相当的试验不确定度; ⑥ 重复测量: 重复试验中的随机不确定度。

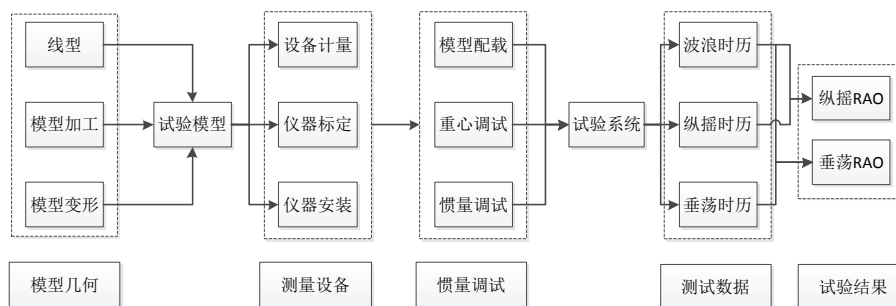


图1 运动响应试验流程及不确定度源

### 4 运动响应模型试验不确定度分析

运动响应无因次数据表达如式 (6) 和式 (7), 式中给出了船模运动和波浪之间的响应关系。然而, 对于影响运动响应试验不确定度的大部分不确定度源, 目前很难建立一套直

观有效的表达关系。为解决该问题,本文使用 STF 切片方法建立各不确定度源对垂荡、纵摇运动的影响关系。

$$Z' = \frac{Z_a}{\zeta_a} \quad (6)$$

$$\theta' = \frac{\theta_a}{k\zeta_a} \quad (7)$$

根据 STF 切片理论,假定船体横向运动和纵向运动相互独立。设船舶在顶浪规则波中匀速前进,船体 6 自由度运动响应是线性和简谐的,运动位移为:

$$\xi_j = a_j \cos(\omega_e t + \varepsilon_j) \quad j=1,2,\dots,6 \quad (8)$$

其中  $a_j$  是运动振幅,  $\varepsilon_j$  表示第  $j$  个运动相对于坐标原点处最大波高的相位超前。6 个自由度运动耦合的线性微分方程可表达为:

$$\sum_{k=1}^6 [(M_{jk} + A_{jk})\ddot{\xi}_k + B_{jk}\dot{\xi}_k + C_{jk}\xi_k] = F_j e^{i\omega_e t} \quad j=1,2,\dots,6 \quad (9)$$

式 (9) 中  $M_{jk}$  表示船舶一般的质量矩阵分量,  $A_{jk}$  和  $B_{jk}$  是附加质量和阻尼系数。如果假设船具有横向对称性,关于平面对称,重心位于  $(0,0,\overline{ZG})$ ,标准化的质量矩阵为:

$$M_{jk} = \begin{bmatrix} M & 0 & 0 & 0 & M\overline{ZG} & 0 \\ 0 & M & 0 & -M\overline{ZG} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -M\overline{ZG} & 0 & I_4 & 0 & -I_{46} \\ M\overline{ZG} & 0 & 0 & 0 & I_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -I_{46} & 0 & I_6 \end{bmatrix} \quad (10)$$

其中  $M$  是船的质量,  $\overline{ZG}$  是重心相对于水线面的位置,  $I_j$  是第  $j$  个模式上的惯量。式 (8) 至式 (10) 实质上已经包含了航速、浪向、质量、重心、惯量等参数与运动结果之间的关系。为此,基于 STF 切片法计算程序,建立各不确定度源对运动响应试验结果的影响关系,忽略各不确定度源之间的相互影响。主要步骤如下:①通过测量、计量、标定等手段获得各不确定度源的实测值,实测值与目标值之差为标准不确定度,标准不确定度与目标值之比为相对标准不确定度;②将各不确定度源的实测值分别带入计算程序,可以得到单个不确定度源影响下的解,对比实测值和目标值的计算结果可得到各不确定度源引起的不确定度分量,不确定度分量一般以百分数的形式给出。③不确定度分量与相对标准不确定度的比值即为各不确定度源的灵敏度系数,表征各不确定度源对试验结果的影响程度。

#### 4.1 模型几何不确定度分析

模型几何包括船长、船宽、吃水等基本参数,分别选取波长为 2.0m、4.0m、6.0m 等典型波长(对应模型波长船长比为 0.5、1.0、1.5)进行不确定度分析,获得模型几何的标准不确定度,带入计算程序获得各不确定度源对垂荡纵摇运动的灵敏度系数和不确定度分量,见表 1 和表 2。

表 1 模型几何对垂荡运动不确定度影响分析

| 项目           | 目标值    | 标准不确定度 | 灵敏度系数                        | 不确定度分量                       |
|--------------|--------|--------|------------------------------|------------------------------|
|              |        |        | $\lambda/L_{pp}=0.5、1.0、1.5$ | $\lambda/L_{pp}=0.5、1.0、1.5$ |
| $L_{pp}$ (m) | 4.0000 | 1.0E-3 | 6.44、2.64、2.68               | 0.161%、0.066%、0.067%         |
| $B$ (m)      | 0.5884 | 5.0E-4 | 0.47、0.65、0.99               | 0.04%、0.055%、0.084%          |
| $T$ (m)      | 0.2180 | 5.0E-4 | 3.7、0.31、0.01                | 0.848%、0.07%、0.002%          |

表 2 模型几何对纵摇运动不确定度影响分析

| 项目           | 目标值    | 标准不确定度 | 灵敏度系数                        | 不确定度分量                       |
|--------------|--------|--------|------------------------------|------------------------------|
|              |        |        | $\lambda/L_{pp}=0.5、1.0、1.5$ | $\lambda/L_{pp}=0.5、1.0、1.5$ |
| $L_{pp}$ (m) | 4.0000 | 1.0E-3 | 0.16、1.2、1.92                | 0.004%、0.03%、0.048%          |
| $B$ (m)      | 0.5884 | 5.0E-4 | 0.48、0.59、0.66               | 0.041%、0.05%、0.056%          |
| $T$ (m)      | 0.2180 | 5.0E-4 | 1.07、0.41、0.04               | 0.246%、0.095%、0.01%          |

由上表结果可知，模型几何引起的垂荡纵摇不确定度总体较小，仅在  $\lambda/L_{pp}=0.5$  工况下达到 0.848%。这是由于在短波工况下，船模运动幅值较小，导致不确定度分量的相对值较大。事实上，船长  $L_{pp}$  对垂荡运动不确定度影响的灵敏度系数较大，得益于高精度模型加工工艺和严格的检验标准，模型几何引起的不确定度分量能够控制在较小的范围内。

4.2 测量仪器不确定度

为了得到仪器测量造成的不确定度，需对各测量仪器的不确定度进行评估。根据各测量仪器的检定证书和计量报告。得到各仪器的测量不确定度见表 3。

表 3 仪器测量不确定度

| 仪器      | 测量参数    | 量程                   | 测量精度               | 分布类型 | 相对标准不确定度 |
|---------|---------|----------------------|--------------------|------|----------|
| 电子吊秤    | 模型质量    | 500kg                | $\pm 0.5\text{kg}$ | 均匀分布 | 0.078%   |
| 伺服式浪高仪  | 波浪时历    | $\pm 250\text{mm}$   | $\pm 0.6\%$        | 正态分布 | 0.2%     |
| 激光位移传感器 | 惯量调试中位移 | 0.5m                 | 0.03%              | 正态分布 | 0.01%    |
| 加速度传感器  | 垂向加速度   | $\pm 9.81\text{m/s}$ | -0.33%             | 正态分布 | 0.11%    |
| 光纤陀螺    | 纵摇      | $\pm 180^\circ$      | 0.012%             | 正态分布 | 0.004%   |

4.3 惯量调试不确定度

惯量调试是耐波性模型试验的重要环节，采用刀架系统、激光测距仪和标准砝码进行重心惯量的调试。其原理如图 2。

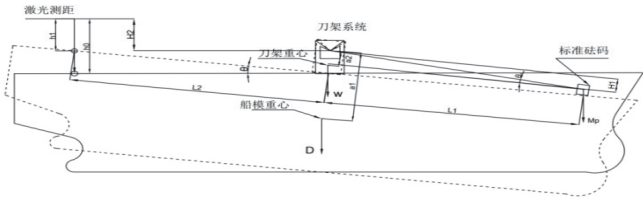


图 2 模型惯量调试示意图

根据平衡原理,砝码放置后,可以得到如下表达式:

$$D \cdot a_1 \cdot \sin \theta + W \cdot a_2 \cdot \sin \theta = M_p \sqrt{L_1^2 + H_1^2} \cos (\theta + \theta_0) \quad (11)$$

根据上式可得到船模重心高和砝码偏转角度之间的关系。在完成船模重心位置校验后,在原惯量校验架系统上,测得模型刀架系统摆动周期,记为 $\bar{T}$ 。可以得到实测船模纵摇惯量 $I'_{yy}$ :

$$I'_{yy} = \left( \frac{\bar{T}}{2\pi} \right)^2 \cdot g \cdot (D \cdot a_1 + W \cdot a_2) - D \cdot a_1^2 - I_{ww} \quad (12)$$

其中: $I_{ww}$ 为刀架转动惯量。

根据式(11)和式(12)建立船模重心惯量调试关系,其中标模重量的标准不确定度考虑了标模实测重量与目标值之间的误差以及电子吊秤的测量不确定度,假设船模排水量满足均匀分布。即:

$$u(\Delta) = \sqrt{0.5^2 + (0.5/\sqrt{3})^2} = 0.577\text{kg}$$

因此,标模排水量的相对不确定度为:

$$u'(\Delta) = \frac{0.577}{370.2 \cdot \rho_w} \approx 0.157\%$$

**表 4 重心高调试不确定度**

| 不确定度源      | 评定方法 | 标准不确定度 | 相对标准不确定度 | 灵敏系数 | 不确定度分量 |
|------------|------|--------|----------|------|--------|
| 标模重量 (kg)  | B    | 0.577  | 0.16%    | 0.81 | 0.13%  |
| 砝码重量 (kg)  | B    | 0.001  | 0.1%     | 0.90 | 0.09%  |
| 船模型深 (mm)  | B    | 0.5    | 0.14%    | 1.57 | 0.22%  |
| 刀架高度 (mm)  | B    | 0.2    | 0.23%    | 0.35 | 0.08%  |
| 位移传感器 (mm) | B    | 0.03   | 0.03%    | 2.33 | 0.07%  |
| 砝码位移 (mm)  | B    | 1      | 0.06%    | 1.0  | 0.06%  |
| 重心高调试精度    | A    | -      | 0.38%    | 1.0  | 0.38%  |
| 合成不确定度     |      |        |          |      | 0.48%  |

表 4 给出了重心高调试的不确定度,其中重心高调试精度为不确定度的主要来源,其次是模型型深的测量不确定度,重心高调试的合成不确定度为 0.48%。使用同样的方法可以得到惯量调试过程中重心纵向位置 LCG 的不确定度为 0.037%,惯性半径  $K_{yy}$  的不确定度为 0.47%,分析过程不再赘述。

#### 4.4 试验状态不确定度

##### (1) 航速

运动响应试验采用自航的方式进行,育鹏轮标模试验航速为 1.347m/s。试验中通过调节螺旋桨转速的方法来控制船模航速,当船模相对拖车静止时即可认为船模达到试验航速。试验航速的不确定度由拖车速度的不确定度和模型与拖车之间相对速度的不确定度决定。根据拖车运行调试报告以及试验过程中模型的相对位移可知,自航模试验速度不确定度为:

$$u(V) = \sqrt{(1.347 \times 0.3\%)^2 + 0.01^2} = 0.011\text{m/s}$$

其中,模型速度为 1.347m/s,拖车速度不确定度为 0.3%,模型与拖车相对速度不确定度为 0.01m/s。

## (2) 浪向角

规则波运动响应试验船模航向通过模型光纤陀螺航向反馈及对舵的自动控制来实现。图 3 给出了不同波长工况下育鹏轮标模航向角时历曲线,由图可知,标模在运动响应试验中航向角可以控制在  $0.3^\circ$  以内。

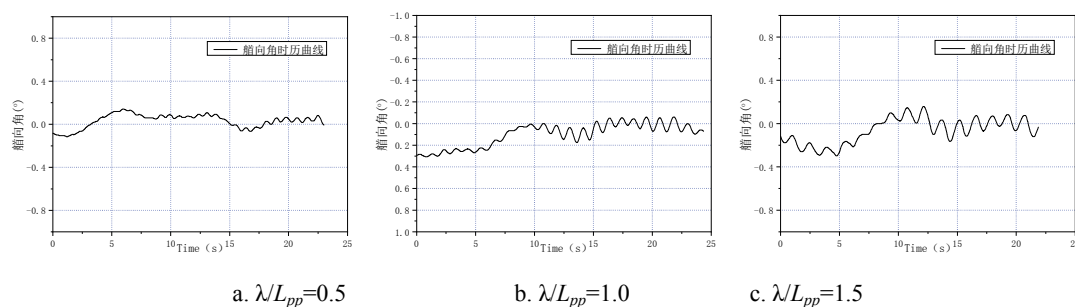


图 3 规则波中运动响应试验船向角时历曲线

## 4.5 重复试验不确定度

针对育鹏轮标模,开展典型波长顶浪规则波中运动响应和波浪增阻试验,每个工况进行 10 次重复性模型试验,采用贝塞尔公式计算得到重复试验的标准不确定度如表 5 所示。

表 5 重复试验不确定度

| 试验航次   | 无因次垂荡                |                      |                      | 无因次纵摇                |                      |                      |
|--------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
|        | $\lambda/L_{pp}=0.5$ | $\lambda/L_{pp}=1.0$ | $\lambda/L_{pp}=1.5$ | $\lambda/L_{pp}=0.5$ | $\lambda/L_{pp}=1.0$ | $\lambda/L_{pp}=1.5$ |
| 1      | 0.043                | 0.465                | 0.936                | 0.027                | 0.429                | 1.092                |
| 2      | 0.043                | 0.469                | 0.947                | 0.027                | 0.418                | 1.092                |
| 3      | 0.044                | 0.461                | 0.934                | 0.027                | 0.409                | 1.100                |
| 4      | 0.043                | 0.469                | 0.923                | 0.027                | 0.405                | 1.087                |
| 5      | 0.045                | 0.464                | 0.934                | 0.028                | 0.417                | 1.098                |
| 6      | 0.043                | 0.477                | 0.939                | 0.028                | 0.414                | 1.100                |
| 7      | 0.044                | 0.465                | 0.925                | 0.028                | 0.412                | 1.097                |
| 8      | 0.044                | 0.477                | 0.942                | 0.028                | 0.424                | 1.083                |
| 9      | 0.042                | 0.476                | 0.930                | 0.027                | 0.416                | 1.089                |
| 10     | 0.042                | 0.480                | 0.912                | 0.027                | 0.422                | 1.077                |
| 平均值    | 0.043                | 0.470                | 0.932                | 0.027                | 0.417                | 1.091                |
| 标准差    | 0.002                | 0.010                | 0.020                | 0.001                | 0.012                | 0.015                |
| 重复不确定度 | 1.25%                | 0.65%                | 0.69%                | 0.70%                | 0.94%                | 0.42%                |

## 5 合成与扩展不确定度

在分析获得各不确定度源的标准不确定度及灵敏度系数之后,进行垂荡和纵摇运动试验的不确定度汇总。以波长船长比 1.0 为例,表 6 为纵摇运动试验不确定度的汇总结果。

表 6 纵摇运动试验不确定度 ( $\lambda/L_{pp}=1.0$ )

| 不确定度源           | 评定方法 | 相对标准不确定度            | 灵敏系数  | 不确定度分量 |
|-----------------|------|---------------------|-------|--------|
| 船长 $L_{pp}$     | B    | 0.025%              | -1.2  | -0.03% |
| 船宽 $B$          | B    | 0.09%               | -0.59 | -0.05% |
| 吃水 $T$          | B    | 0.23%               | 0.41  | 0.10%  |
| 浪高仪             | B    | 0.20%               | 1.0   | 0.20%  |
| 加速度传感器          | B    | 0.01%               | 1.0   | 0.01%  |
| 排水量 $\Delta$    | B    | 0.16%               | 0.45  | 0.07%  |
| 重心位置 $LCG$      | B    | 0.037%              | 1.62  | 0.06%  |
| 纵向惯性半径 $K_{yy}$ | B    | 0.47%               | -1.02 | -0.48% |
| 航速 $V_m$        | B    | 0.82%               | -0.79 | -0.65% |
| 浪向 $\beta$      | B    | -                   | -     | 0.002% |
| 波高幅值 $\zeta_a$  | A    | 0.54%               | -0.99 | -0.54% |
| 纵摇幅值 $\theta_a$ | A    | 0.67%               | 1.0   | 0.67%  |
| 重复试验            | A    | 0.94%               | 1.0   | 0.94%  |
| 合成不确定度          |      |                     |       | 1.53%  |
| 扩展不确定度          |      | (置信度为 95%时, $k=2$ ) |       | 3.06%  |

由表 6 可知, 在波长船长比 1.0 工况下, 育鹏轮标模运动响应试验纵摇扩展不确定度为 3.06% (置信度为 95%时,  $k=2$ ), 其中重复试验对试验不确定度影响最大, 其次是自航模航速和纵摇运动统计幅值不确定度的影响。模型主尺度、重心位置和浪向角等不确定度源的影响可以忽略不计。

表 7 育鹏轮标模运动响应试验不确定度汇总

| $\lambda/L_{pp}$ | 无因次垂荡 | $u(Z)$ | 无因次纵摇 | $u(\theta)$ |
|------------------|-------|--------|-------|-------------|
| 0.5              | 0.049 | 6.02%  | 0.024 | 9.07%       |
| 1.0              | 0.433 | 3.56%  | 0.387 | 3.06%       |
| 1.5              | 0.947 | 3.07%  | 1.113 | 2.09%       |

统计不同波长工况育鹏轮标模运动响应试验不确定度, 得到汇总结果见表 7。由表可知, 在波长船长比 0.5 工况下, 育鹏轮标模垂荡和纵摇运动不确定度分别为 6.02%、和 9.02% ( $k=2$ ), 明显大于波长船长比 1.0 和 1.5 工况。这是由于短波中船舶运动幅值较小, 导致与测量结果相关的相对标准不确定度较大。在中长波工况中, 标模垂荡和纵摇运动试验不确定度最大为 3.56%。

## 6 结论

本文以育鹏轮标模为研究对象, 开展典型波长中标模运动响应试验不确定度分析。介绍了运动响应试验不确定度分析的具体方法和流程, 给出育鹏轮标模运动响应试验的不确定度水平。得到主要结论如下:

(1) 由于规则波中运动响应试验涉及的不确定度源较多, 且很难建立与试验测试结果之间的直观联系, 所以开展运动响应试验的不确定度分析具有相当的难度。本文采用 STF 方法尝试建立不确定度源与试验测试结果之间的对应关系具有一定的参考意义, 后续应开

展更多方法的对比研究。

(2) 标模垂荡和纵摇运动在中长波工况下的扩展不确定度最大为 3.56%( $k=2$ )。而在波长船长比 0.5 工况, 垂荡和纵摇运动扩展不确定度分别为 6.02%和 9.07%。由于短波中船舶运动幅值较小, 导致与测量结果相关的相对标准不确定度较大。

(3) 重复试验、波高及运动幅值等 A 类不确定度对试验不确定度的影响较大, 模型主尺度、测量仪器设备和惯量调试过程中的不确定度对试验结果的影响相对较小, 自航模速度对试验不确定度的影响不可忽略。

## 参考文献

- 1 孟昭寅. 船模拖曳阻力试验不确定度分析 [J]. 船舶力学, 1998, 2(4): 7-12.
- 2 周广利. 船模拖曳阻力试验的不确定度分析 [D]. 哈尔滨工程大学, 2002.
- 3 金仲佳, 刘胜, 吴宝山, 等. 拖曳水池船模阻力校准技术研究[J]. 中国造船, 2015, 56(3): 162-171.
- 4 Yum, D.J., Lee, H.Y., Lee, C.M., 1993. Uncertainty analysis for seakeeping model tests [J] Soc. Nav. Archit. Korea 30 (3), 75-89.
- 5 Longo, J., Stern, F., 2005. Uncertainty assessment for towing tank tests with example for surface combatant DTMB Model 5415 [J] Ship Res. 49 (1), 55-68.
- 6 Irvine, M., Longo, J., Stern, F., 2008. Pitch and heave tests and uncertainty assessment for a surface combatant in regular head waves [J] Ship Res. 52 (2), 146-163.
- 7 Dong-Min Park, Jaehoon Lee, Yongh wan Kim, 2015. Uncertainty analysis for added resistance experiment of KVLCC2 ship [J] Ocean Engineering. 95, 143-156.
- 8 ITTC, 2011a. Seakeeping experiments (7.5-02-07-02.1). ITTC-Recommended Procedures and Guidelines.
- 9 测量不确定度评定与表示, 中国计量规范JJF 1059-2012.

## Uncertainty analysis for motion response experiment of standard model in heading regular wave

ZHAN Jun-hua, KUANG Xiao-feng, ZHANG Feng-wei

(National Key Laboratory of Science and Technology on Hydrodynamics, CSSRC, Wuxi, 214082 Email:

zhanjh@cssrc.com.cn)

**Abstract:** This study analysis the uncertainty for the motion response experiment of YUPENG model in heading regular wave. Uncertainty analysis based on ITTC Recommended Procedures and Guidelines, adopted with the method used by the ISO GUM was conducted and the strip method was used to evaluate the sensitivity coefficient for the source of uncertainty in the

longitudinal motions. The assessment results are summarized for several typical wave conditions, the analysis results show that at 95% confidence level ( $k=2$ ), the expanded uncertainties of the heave and pitch motion at the short-wave condition ( $\lambda/L_{pp}=0.5$ ) are 6.02% and 9.07% respectively. Which are greater than the moderate wavelength case ( $\lambda/L_{pp}=1.0$ ) and the long-wavelength case ( $\lambda/L_{pp}=1.5$ ) with the uncertainties less than 3.56%. The percentage of uncertainty in short wave case is large but the absolute value of the uncertainty is small. The present study will be useful in increasing the fundamental uncertainties at the motion response experiment.

**Key words:** YUPENG Model; Motion Response Experiment; Uncertainty analysis; ITTC procedure

# 循环水槽中轴流泵试验装置水动力特性 数值模拟研究

周斌, 樊晓冰, 李亮, 董新国

(中国船舶科学研究中心 船舶振动噪声重点实验室, 无锡, 214082, Email:htrmax@163.com)

**摘要:** 轴流泵水力性能可以通过泵台试验获得, 由于泵台试验只限于测试泵本身的水力特性。当轴流泵工作于非均匀流场或管道内存在附体干扰时, 则难以获得轴流泵真实的水动力性能。为研究轴流泵在有附体的流道中的水动力性能, 本研究将带真实流道附体的轴流泵试验装置缩比模型安装在循环水槽试验中开展数值模拟研究。为后续在循环水槽中开展相应的轴流泵试验装置水动力特性及空泡特性试验进行前期数值研究探索。数值计算表明, 在循环水槽环境下, 轴流泵的实际工况点随进流水速和轴流泵转速的变化较小。要获得不同工况点的水力特性需要对轴流泵试验装置的出口进行不同比例的收缩。

**关键词:** 轴流泵; 管道流动; 水动力特性, 流场模拟

## 1 引言

轴流泵水力性能可以通过泵台试验获得, 由于泵台试验只限于测试泵本身的水力特性。当轴流泵工作于非均匀流场或管道内存在附体干扰时, 只对轴流泵开展泵台水力试验, 则难以获得轴流泵真实的水动力性能。在轴流泵流道形态、附件对轴流泵水力性能影响研究方面, 刘为民等<sup>[1]</sup>对肘形进水流道、钟形进水流道以及直管进水进行数值模拟分析, 得出肘形进水流道内部的流态较好, 可对叶轮充分发挥性能提供了良好的水力条件。丁军等<sup>[2]</sup>对比了 3 种肘形进水流道的流态, 并对流道进行优化分析, 发现在流道长度和立面型线不变的前提下, 在特定范围内改变流道进口宽度, 对流道水力损失与叶轮进水条件的影响较小。谢璐等<sup>[3]</sup>为减弱弯管结构对轴流泵装置的水力损失, 运用 CFX 软件对轴流泵装置进行三维流动数值仿真计算, 以找寻泵装置优化设计中的关键部件。周孝华等<sup>[4]</sup>对不同水位的泵装置进行了全流道的数值模拟计算, 对比进水池的水力损失, 得出了进水池内部存在高射区的结论。本研究结合循环水槽主轴流泵特有的工作环境, 将带真实流道附体的轴流泵

试验装置缩比模型安装在循环水槽试验中开展数值模拟研究。为后续在循环水槽中开展相应的轴流泵试验装置水动力特性及空泡特性试验进行前期数值研究探索。

## 2 研究对象

大型循环水槽是开展推进器、航行体水动力、流场、空泡等试验的重要试验设施。循环水槽中水流的高速流动主要依靠其配套的大功率的轴流泵驱动。为保证循环水槽试验段的水速要求，循环水槽驱动轴流泵的设计除了满足流量的要求外，还要考虑试验段带模型时的扬程损失、流体流经多个弯头、管道扬程损失以及在减压环境下轴流泵本身的空化等性能。因此循环水槽的驱动轴流泵较常规的轴流泵设计要求更为严格。

中国船舶科学研究中心的大型循环水槽原轴流泵是 20 世纪 90 年代开始设计的，随着循环水槽使用年限的增加，需要考虑后续轴流泵的替代设计及优化问题。考虑到目前国内常规的泵台试验装置只能开展轴流泵本身的水力试验及有限条件下空泡性能试验，无法开展在复杂流场下的空泡和水力试验。为此本研究拟借助数值计算和典型结构模型试验的方法，开展循环水槽轴流泵的设计与优化工作。

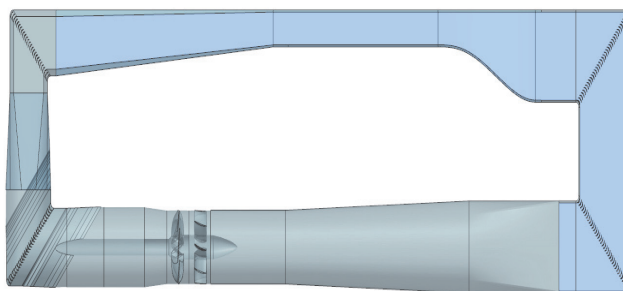


图 1 循环水槽结构示意图

## 3 数值方法

在数值模拟方面，项目组采用研究采用粘流方法模拟轴流泵及其周围部件的定常流动，采用商用软件求解器求解不可压三维 RANS 方程。三维 RANS 方程可以写成以下无量纲形式：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + a_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{-u_i u_j}) \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $u_i$  是绝对速度各分量,  $P$  是压力,  $Re$  为雷诺数,  $a_j$  定义为:  $a_j = \begin{cases} 0 & j=1 \\ -\Omega z & j=2 \\ \Omega y & j=3 \end{cases}$ ,  $\Omega$  表示

螺旋桨的旋转速度。  $\overline{-u_i u_j}$  为雷诺应力项, 计算公式如下:

$$\overline{-u_i u_j} = \nu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \text{其中 } \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (3)$$

$\nu_t$  是湍流运动引起的涡运动黏性系数, 本研究采用 SST  $k-\omega$  湍流模型来计算这一项, 实现控制方程的封闭。控制方程采用有限体积法离散, 对流项采用二阶迎风格式离散, 速度压力的耦合迭代使用 SIMPLE 算法。离散的代数方程用逐点 Gauss-Seidel 迭代法求解, 并且采用代数多重网格方法加快求解的收敛速度。

## 4 数值模拟研究

### 4.1 轴流泵

本研究所采用的轴流泵是根据循环水槽对轴流泵的水力性能、空化性能要求重新设计的。轴流泵转子叶数为 7 叶, 定子叶数为 9 叶。表 1 列出了轴流泵试验模的主要设计参数, 以及在模型状态下轴流泵在设计点的流量和扬程, 图 2 为轴流泵模型的图片。

表 1 轴流泵主参数

| 项目                       | 转子模型                   | 定子模型   |
|--------------------------|------------------------|--------|
| 直径 (m)                   | 0.300                  | 0.300  |
| 叶数                       | 7                      | 9      |
| 盘面比                      | 1.2                    | 1.13   |
| 毂径比                      | 0.34                   | 0.34   |
|                          | 流量 (m <sup>3</sup> /s) | 扬程 (m) |
| 模型设计工况<br>N=1008.3 r/min | 0.365                  | 3.16   |

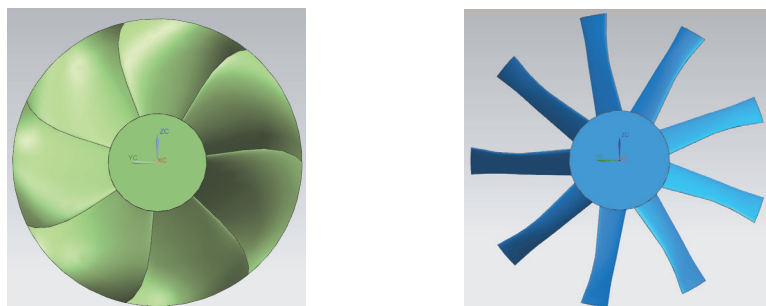
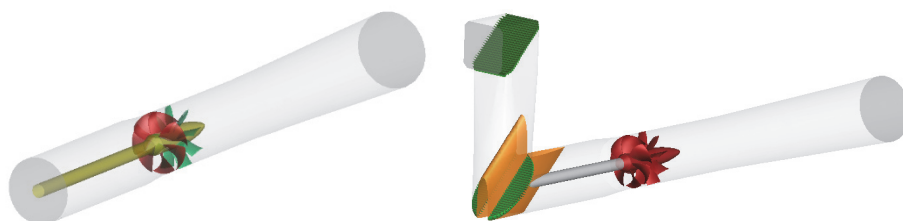


图2 轴流泵模型

#### 4.2 轴流泵水力模拟

为了研究轴流泵的水力性能，首先对轴流泵在均流状态的水力性能进行了数值模拟，并将数值模拟结果与轴流泵水力试验的结果进行了比较。数值计算模型见图 3 (a)，全部流体区域采用非结构化网格，动静区域采用交接面，其中转子区域 220 万网格，非旋转区域 200 万网格。轴流泵的水力试验结果由同期在中国船舶及海洋工程设计研究院开展的泵台水力试验提供。

表 2 和图 4 列出了设计点附近的水力性能计算结果与模型试验换算结果的比较。从比较结果可以看出，在设计流量点附近 ( $Q=0.365\text{m}^3/\text{s}$ )，轴流泵扬程计算值和试验值的差别在 1%以内，功率差别在 4%以内，基本验证了数值方法模拟轴流泵水力性能的可靠性。



(a) 均流状态下轴流泵计算模型 (b) 带弯头状态下轴流泵计算模型

图3 轴流泵数值计算模型

表2 设计点附近轴流泵水力性能计算和试验结果

| $Q\text{-cal}$<br>( $\text{m}^3/\text{s}$ ) | $H\text{-cal}$<br>(m) | $P_b\text{-cal}$<br>(W) | $H\text{-exp.}$<br>(m) | $P_b\text{-exp.}$<br>(W) | $H\text{-error}$<br>/% | $P_b\text{-error}$<br>% |
|---------------------------------------------|-----------------------|-------------------------|------------------------|--------------------------|------------------------|-------------------------|
| 0.403                                       | 2.062                 | 10.687                  | 2.048                  | 11.096                   | -0.66                  | 3.68                    |
| 0.363                                       | 2.964                 | 12.438                  | 2.972                  | 12.961                   | 0.24                   | 4.04                    |
| 0.343                                       | 3.363                 | 12.998                  | 3.399                  | 13.683                   | 1.06                   | 5.00                    |
| 0.323                                       | 3.662                 | 13.438                  | 3.772                  | 14.253                   | 2.93                   | 5.71                    |

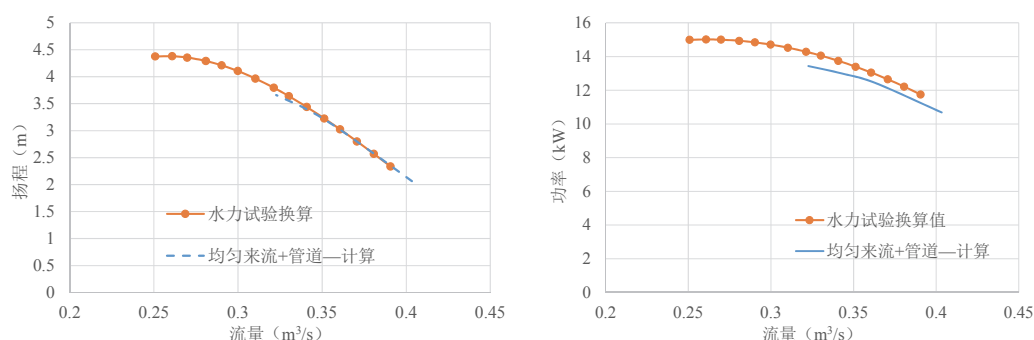


图4 轴流泵水力计算结果与试验结果比较

#### 4.3 带弯头状态下轴流泵水力性能模拟

由于真实的循环水槽轴流泵工作于多附体结构的管道流中，其中附体包括：轴流泵前方的轴、轴套、两极弯头、导叶等。而目前的泵台试验难以模拟上述附件的影响，因此只能借助数值模拟的方法对带弯头状态下的轴流泵水力性能进行模拟，相关数值计算模型见图3(b)。

采用均流状态下轴流泵计算相同的设置，在带弯头条件下，给定不同的速度入口，固定转子的转速。在轴流泵工作点附近计算了带弯头等附体条件下轴流泵的水力性能。计算表明，与均流状态相比，在流量相同的情况下，带弯头等附体的轴流泵扬程和收到功率略微增加，其中扬程增加约1.7%，收到功率增加约0.5%，比较结果见图5。通过上述计算表明，带弯头等附体状态下，对轴流泵的水力性能影响较小。

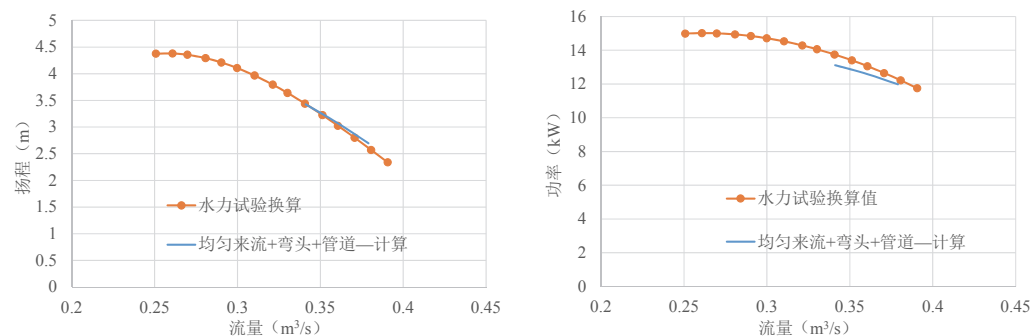


图5 轴流泵水力计算结果与试验结果比较

#### 4.4 带弯头的轴流泵装置在循环水槽中的水力性能模拟

由于没有类似4.3中所描述的带有复杂附体的泵台试验装置，为了检验带弯头及多附体条件下轴流泵的水力和空泡性能，只能借助于目前运行的循环水槽试验装置。我们拟搭

建一个试验装置，该试验装置包含轴流泵、两极弯头、弯头导叶、轴套等附体。然后在循环水槽中开展整个试验装置的水力测试、空泡性能观测等试验。但是上述试验可以进行的前提是要保证整个试验装置安装于循环水槽中，能够在轴流泵运行时达到设计要求的流量和扬程。

依据上述设想，将轴流泵整个试验装置放入循环水槽中进行数值模拟，见图 6。通过调节循环水槽前方的来流速度，来调节轴流泵的流量，在数值模拟时，我们分别计算了水槽流速为 0m/s, 0.1m/s 和 0.2m/s 时，轴流泵的水力性能计算结果见图 7。

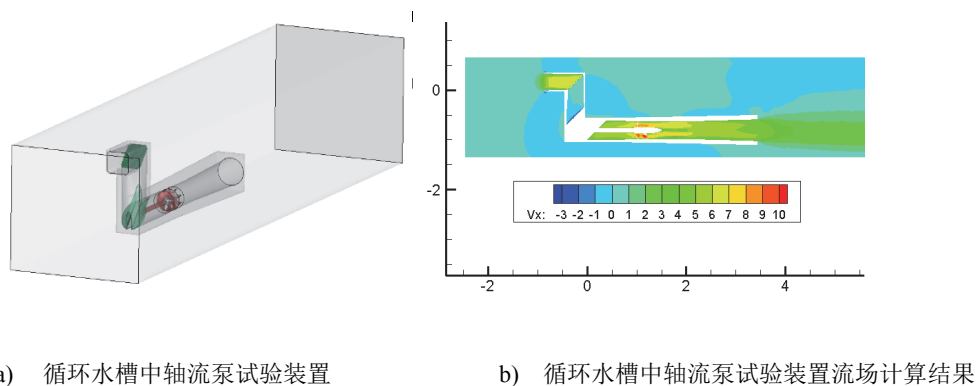


图 6 循环水槽中轴流泵试验装置计算模型

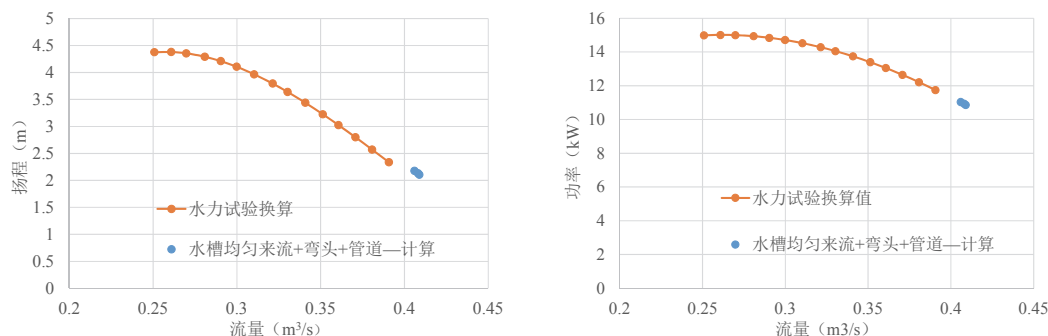


图 7 循环水槽中轴流泵试验装置计算结果

可以发现，在循环水槽来流给定较小的速度时，轴流泵前方体积流量已经超过了设计值。在给定水速从 0m/s~0.2m/s 变化时，轴流泵的流量在 0.408 附近，较设计流量大了 12%。在计算水速范围内，轴流泵的流量变化范围较小，在 0.7% 以内。说明在将整个轴流泵试验装置放入循环水槽中开展数值模拟，其流量偏大，且通过循环水槽的速度调节已无法将轴流泵工作点调节至设计工作点。

#### 4.5 轴流泵出口面积改变对其水力性能数值模拟

通过上述数值计算研究发现，直接将轴流泵试验装置放入循环水槽中难以控制轴流泵的流量，轴流泵的工作点也偏离设计点较远。为了能够在循环水槽中开展上述试验，势必需

要通过改变轴流泵出口面积的方式,来调整轴流泵的工作点。根据轴流泵水力曲线特点,采用不同面积的轴流泵出口面积,通过数值模拟的方式提取轴流泵对应的流量和扬程,为了减小流动分离,采用更换直径平顺过渡的出口段的形式对流量进行控制(图 8)。

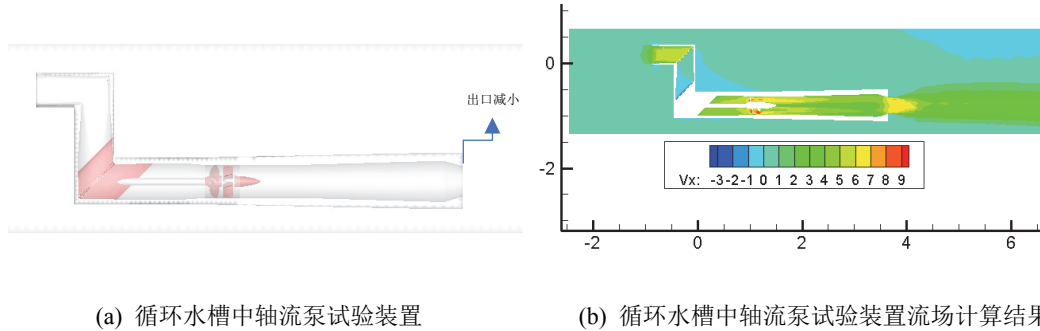
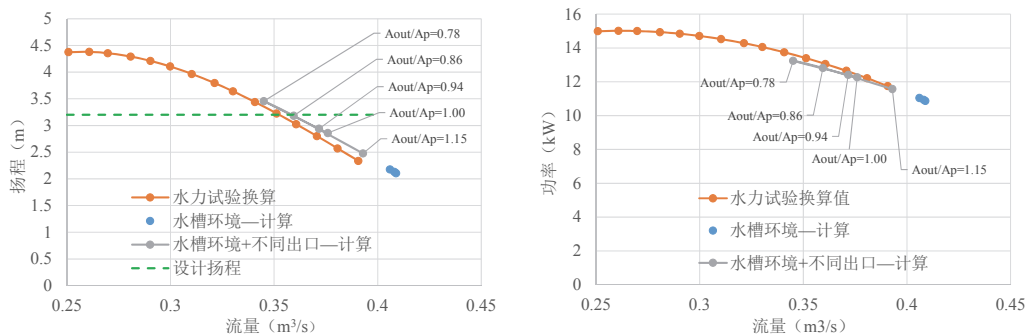


图 8 循环水槽中轴流泵试验装置计算模型(改变出口)

图 9 列出了同出口面积情况下,轴流泵的水力性能曲线。可以发现不同出口面积时,轴流泵的水力曲线基本与均流状态下轴流泵的水力曲线平行,扬程差别 5%以内,收到功率较均流状态增加幅度在 4%左右。当轴流泵出口面积比与轴流泵所在盘面流道面积比值在 0.86 时,轴流泵的流量和扬程基本满足设计要求,此时轴流泵试验装置及水槽的流场见图 8 (b)。



## 5 结论

本研究针对为循环水槽设计的轴流泵开展了均流、带弯头附体及整个试验装置在循环水槽试验环境下的数值模拟,得到如下结论。

(1) 采用的数值方法可以较好地模拟均流条件下轴流泵的水力性能,在设计点附近,计算得到的轴流泵水力性能与试验值差别较小,扬程差别在 1%以内,收到功率差别在 4%以内。可以满足轴流泵水力性能模拟精度要求。

(3) 直接将轴流泵试验装置放入循环水槽中开展水力试验,无法通过调整循环水槽来流速度的方式使得轴流泵调整到工作点,即使循环水槽设定水速为 0m/s,此时轴流泵的流量与设计点相比仍偏大 12%。

(4) 通过调整轴流泵试验装置出口面积的方式,可以使得轴流泵调整到设计工作点。系列计算表明,不同出口面积时,轴流泵试验装置的水力性能曲线与均流状态下轴流泵的水力性能曲线基本平行,量值上差异在 4%以内。当轴流泵出口面积比与轴流泵所在盘面流道面积比值在 0.86 时,轴流泵的流量和扬程基本满足设计要求。

## 参考文献

- 1 刘为民,等. 泵站进水流道对泵性能影响的研究[J]. 江苏科技大学学报(自然科学版), 2007, 21(2): 75-79.
- 2 丁军, 丁庆朋. 胥浦活水泵站肘形进水流道流态分析及优化[J]. 水利水运工程学报, 2015, (3): 88-94.
- 3 谢璐, 刘超. 轴流泵装置分部结构对装置性能的影响分析[J]. 南水北调与水利科技, 2019(3): 193-200.
- 4 周孝华. 泵站蜗形进水池不同水位下的三维紊流数值模拟[A]. 水动力学研究与进展.

## Channel and axial flow pump hydrodynamic performance simulation in CLCC environment

ZHOU Bin, FAN Xiao-bin, LI Liang, DONG Xin-guo

(China Ship Scientific Research Center national key laboratory on ship vibration & noise, Wuxi

214082, Email:htmax@163.com)

**Abstract:** The hydraulic performance of axial-flow pump can usually be obtained through the pump test. When the axial-flow pump works in the non-uniform flow field or there is appendage interference in the pipeline, it is difficult to obtain the real hydraulic performance of the axial-flow pump only by carrying out the hydraulic and cavitation test of the pump. In order to study the hydrodynamic performance of the axial-flow pump in the channel with appendages, the axial-flow pump test device with channel appendages is installed in the CLCC for numerical

simulation. For the subsequent development of the corresponding axial-flow pump test device in the real CLCC, the hydrodynamic characteristics and cavitation characteristics of the test device are explored. The numerical calculation shows that the actual operating point of the axial flow pump changes little (less than 5%) with the inlet water speed and the axial flow pump speed in the CLCC environment. In order to obtain the hydraulic characteristics of different operating points, it is necessary to shrink the outlet areal of the axial flow pump test device in different proportion. It can provide a reference for the physical test of axial flow pump test device in the CLCC.

**Key words:** axial flow pump; flow characteristics in the channel ; hydrodynamic; flow field simulation;

# 湍流边界层对数律区相干结构的 Tomo-TRPIV 实验研究

王鑫蔚<sup>1</sup>, 姜楠<sup>1, 2, \*</sup>

1. 天津大学 机械工程学院, 天津 300354; 2. 天津市现代工程力学重点实验室, 天津 300354

**摘要:** 用层析高时间分辨率粒子图像测速技术 (Tomo-TRPIV), 测量  $Re_\theta = 2460$  的平板湍流边界层三维 3 分量瞬时速度场的时间序列。提出湍流空间多尺度局部平均速度结构函数的概念, 用流向脉动速度沿流向的空间多尺度局部平均速度结构函数的正负过零点法, 从瞬时脉动速度场中检测相干结构的喷射和扫掠事件, 对检测到的喷射和扫掠事件的瞬态局部速度场、速度梯度场、涡量场、速度变形率场进行空间相位对齐叠加平均, 获得喷射和扫掠事件的局部速度场、速度梯度场、涡量场、速度变形率场的典型特征。研究发现, 相干结构喷射和扫掠时, 速度梯度、速度变形率、涡量均表现为空间反对称分布的四极子结构。特别是流向涡量是沿流向、法向、展向均为反对称分布的法向多层四极子结构, 表明法向各层相干结构是紧密联系, 互相关联的。这种法向多层的四极子反对称结构导致强烈的动量、质量和能量交换, 维持了相干结构的演化和发展过程。

**关键词:** 湍流边界层; 相干结构; 层析高时间分辨率粒子图像测速技术

## 1 引言

湍流边界层相干结构在一定时空局部范围内具有喷射、扫掠等确定的物理过程, 导致湍流的瞬时脉动速度场、速度梯度场、涡量场、速度变形率场在一定时空局部范围内等发生有规律的可重复变化过程。姜楠等<sup>[1-2]</sup>提出了湍流多尺度空间局部平均速度结构函数的概念, 以描述一定空间尺度的相干结构的变形和相对运动:

$$\begin{aligned}\delta u_x(x_0, y_0, z_0, l_1) &= \overline{u(x, y_0, z_0)_{x \in [x_0, x_0+l_1]}} - \overline{u(x, y_0, z_0)_{x \in [x_0-l_1, x_0]}} \\ \delta u_y(x_0, y_0, z_0, l_2) &= \overline{u(x_0, y, z_0)_{y \in [y_0, y_0+l_2]}} - \overline{u(x_0, y, z_0)_{y \in [y_0-l_2, y_0]}}\end{aligned}$$

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFC0705300)、国家自然科学基金项目 11732010、11972251 资助项目

$$\begin{aligned}
\delta u_z(x_0, y_0, z_0, l_3) &= \overline{u(x_0, y_0, z)}_{z \in [z_0, z_0 + l_3]} - \overline{u(x_0, y_0, z)}_{z \in [z_0 - l_3, z_0]} \\
\delta v_x(x_0, y_0, z_0, l_1) &= \overline{v(x, y_0, z_0)}_{x \in [x_0, x_0 + l_1]} - \overline{v(x, y_0, z_0)}_{x \in [x_0 - l_1, x_0]} \\
\delta v_y(x_0, y_0, z_0, l_2) &= \overline{v(x_0, y, z_0)}_{y \in [y_0, y_0 + l_2]} - \overline{v(x_0, y, z_0)}_{y \in [y_0 - l_2, y_0]} \\
\delta v_z(x_0, y_0, z_0, l_3) &= \overline{v(x_0, y_0, z)}_{z \in [z_0, z_0 + l_3]} - \overline{v(x_0, y_0, z)}_{z \in [z_0 - l_3, z_0]} \\
\delta w_x(x_0, y_0, z_0, l_1) &= \overline{w(x, y_0, z_0)}_{x \in [x_0, x_0 + l_1]} - \overline{w(x, y_0, z_0)}_{x \in [x_0 - l_1, x_0]} \\
\delta w_y(x_0, y_0, z_0, l_2) &= \overline{w(x_0, y, z_0)}_{y \in [y_0, y_0 + l_2]} - \overline{w(x_0, y, z_0)}_{y \in [y_0 - l_2, y_0]} \\
\delta w_z(x_0, y_0, z_0, l_3) &= \overline{w(x_0, y_0, z)}_{z \in [z_0, z_0 + l_3]} - \overline{w(x_0, y_0, z)}_{z \in [z_0 - l_3, z_0]}
\end{aligned} \tag{1}$$

其中,  $u$ 、 $v$ 、 $w$  分别表示流向、法向、展向的速度分量,  $x$   $y$   $z$  分别代表空间流向、展向和法向坐标,  $(x_0, y_0, z_0)$  表示变形中心的空间位置,  $l_1, l_2, l_3$  分别表示沿流向、法向、展向变形的空间尺度。

本研究只用第一个流向脉动速度的空间局部平均结构函数检测相干结构的喷射和扫掠:

$$\delta u_x(x_0, l_1) = \overline{u(x, y, z)}_{x \in [x_0, x_0 + l_1]} - \overline{u(x, y, z)}_{x \in [x_0 - l_1, x_0]} \tag{2}$$

式(2)的物理依据是, 在相干结构中的低速流体从近壁区向外喷射的阶段, 上游低速流体向上游喷射, 当地的流体微团处于拉伸状态, 顺  $X$  轴的方向观察, 此时流向脉动速度信号下降到负的局部极小值后转为上升, 流向脉动速度的局部平均速度结构函数从负的方向向正的方向变化并经过零点。因此, 当流向脉动速度达到瞬时局部极小值的检测条件可以用局部平均速度结构函数从负的方向向正的方向变化并经过零点代替<sup>[3]</sup>。而对于外区高速流体冲向壁面的扫掠事件, 上游高速流体向下游扫掠, 当地的流体微团处于压缩状态, 顺  $X$  轴的方向观察, 此时流向脉动速度上升到正的局部极大值并开始转为下降, 流向脉动速度的局部平均速度结构函数从正的方向向负的方向变化并经过零点。据此, 可以用局部平均速度结构函数从正的方向向负的方向变化并经过零点检测高速流体冲向壁面的扫掠事件。为此, 由湍流脉动速度空间局部平均速度结构函数的特征, 提出新的壁湍流相干结构检测方法。对于壁湍流瞬时流向脉动速度的空间局部平均结构函数, 检测函数定义为:

$$D(x^*, l_1) = \begin{cases} 1(\text{喷射})\delta u_x(x^* - \Delta x, l_1) < 0 \& \delta u_x(x^* + \Delta x, l_1) > 0 \\ -1(\text{扫掠})\delta u_x(x^* - \Delta x, l_1) > 0 \& \delta u_x(x^* + \Delta x, l_1) < 0 \\ 0 \quad \text{其它} \end{cases} \quad (3)$$

其中  $\Delta x$  表示沿  $x$  方向的空间网格步长。

用流向脉动速度沿流向的空间多尺度局部平均速度结构函数的正负过零点法，检测到空间点  $(x^*(k), y^*(k), z^*(k))$  是一个喷射或扫掠中心后，以一定的空间尺度  $l_1, l_2, l_3$  将其周围的空间点的瞬态局部速度场、速度梯度场、涡量场、速度变形率场等物理量截取下来作为样本，将相同物理量的样本进行空间相位对齐叠加平均，获得喷射和扫掠事件的局部速度场、速度梯度场、涡量场、速度变形率场的典型特征。

$$\begin{aligned} \langle f(x, l_1; y, l_2; z, l_3) \rangle_e &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f(x^*(k) + x; y^*(k) + y; z^*(k) + z) \\ \text{if}(x, y, z) \in [-\frac{l_1}{2}, \frac{l_1}{2}] \times [-\frac{l_2}{2}, \frac{l_2}{2}] \times [-\frac{l_3}{2}, \frac{l_3}{2}] \& \& D(x^*(k), l_1) = 1 \\ \langle f(x, l_1; y, l_2; z, l_3) \rangle_s &= \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M f(x^*(k) + x; y^*(k) + y; z^*(k) + z) \\ \text{if}(x, y, z) \in [-\frac{l_1}{2}, \frac{l_1}{2}] \times [-\frac{l_2}{2}, \frac{l_2}{2}] \times [-\frac{l_3}{2}, \frac{l_3}{2}] \& \& D(x^*(k), l_1) = -1 \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $\langle f(x, l_1; y, l_2; z, l_3) \rangle_e$  和  $\langle f(x, l_1; y, l_2; z, l_3) \rangle_s$  分别代表喷射和扫掠的物理量的空间相位平均。

通过分析层析高时间分辨率粒子图像测速技术 (Tomo-TRPIV) <sup>[4-5]</sup> 测量平板湍流边界层对数律区三维 3 分量瞬时速度场的时间序列数据库，用流向脉动速度沿流向的空间多尺度局部平均速度结构函数的正负过零点法，从瞬时脉动速度场中检测相干结构的喷射和扫掠事件，对检测到的喷射和扫掠事件的瞬态局部速度场、速度梯度场、涡量场、速度变形率场进行空间相位对齐叠加平均，获得喷射和扫掠事件的局部速度场、速度梯度场、涡量场、速度变形率场的典型特征。

## 2 实验设备和技术

### 2.1 实验设备

实验在低速水洞中进行，实验装置如图 1 所示布置。一块长 250cm，宽 80cm，前缘为半椭圆形的有机玻璃光滑平板平行于来流、垂直于底面固定在水洞实验段中，使用平均直径 56 $\mu\text{m}$  的聚丙烯小球作为示踪粒子，使用双腔高频 Nd:YLF 激光器作为光源，脉冲能量为 25mJ，频率为 1 kHz。使用 6 个 1024 $\times$ 1024 像素的 PhotronCMOS 相机进行拍摄，相机用 Scheimpflug 放置法按照一定的几何视角进行布置。

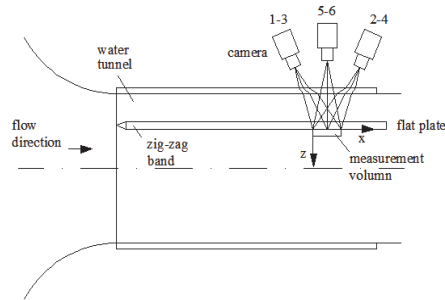


图1 实验装置示意图

## 2.2 层析 PIV 流场重构技术

以平板前缘下游 2090mm 处为中心, 以 1 kHz 的频率照射  $x$ 、 $y$  和  $z$  方向( $x$ -为流向,  $y$ -为壁面法向,  $z$ -为展向)大小约为  $63\text{mm} \times 15\text{mm} \times 68\text{mm}$  的测量体, 约合  $734 \times 176 \times 793$  体素, 相当于  $1380 \times 328 \times 1490$  壁面黏性单位。以 1 kHz 的频率拍摄 2s, 得到 1024 对流动图像。用 TomoPIV 专用的 MART 层析方法 (Elsinga et al 2006<sup>[4]</sup>), 计算重构了三维粒子光强分布, 用局部三维互相关获得  $32^3$  体素的查询立方, 相应于  $2.75\text{mm} \times 2.75\text{mm} \times 2.75\text{mm}$  的空间分辨率, 75% 的窗口重叠率, 可以得到  $92 \times 22 \times 99$  (200,376) 个空间测量点的瞬时三维速度矢量空间分布。每体素对应  $85.9\mu\text{m}$ , 每个方向的空间分辨率为  $0.687\text{mm}$ , 对应 15 个壁面黏性单位, 时间序列的时间间隔为 2ms, 测量区域的法向位置范围约是  $60 < y^+ < 375$ 。

## 2.3 流场参数

水洞自由来流速度为  $0.53\text{m/s}$ , 湍流度低于 0.5%。对应的基于自由来流速度和动量损失厚度的雷诺数约为  $Re_\theta = 2460$ , 壁面摩擦速度  $u_\tau$  约为  $0.0219\text{m/s}$ , 壁面摩擦系数  $c_f$  为 0.00345。

## 3 实验结果分析与讨论

以流向空间尺度  $l_1 = 32\Delta x$  对原始速度场进行空间流向多尺度局部平均结构分析, 即得到流向空间多尺度局部平均结构函数, 从中选取满足检测条件 (3) 的空间位置, 并以这些点为中心分别切出尺寸为  $32\Delta x \times 14\Delta y \times 32\Delta z$  的小长方体, 折合  $480 \times 210 \times 480$  个黏性壁面单位, 空间尺寸约为  $22\text{mm} \times 9.6\text{mm} \times 22\text{mm}$ 。将这些长方体上的对应湍流物理量分别进行空间相位对齐叠加平均, 得到喷射、扫掠事件各物理量的空间条件相位平均拓扑。

图 2 是距离壁面  $y^+ = 210$  处, 喷射时脉动速度的不同截面等值云图, 其中主流方向为  $X$  轴的正向, 法向为  $Y$  轴的正向。图 2 中 (a)、(b) 分别为流向脉动速度的纵、水平截面等值云图, (c)、(d) 分别为法向脉动速度的纵、横截面等值云图, (e)、(f) 分别为展向脉动速度的水平、横截面等值云图, (g)、(h)、(i) 分别给出了流向、法向、展向脉动速度的三维等值面云图。可以看出, 低速流体的流向脉动速度向上游喷射为负值, 法向速

度远离壁面为正值，喷射流体远离壁面，同时展向速度使流体向左右分离。从图 2 (e) 看到在流向脉动速度拉伸最强烈处，展向脉动速度的拉伸也最强烈，此处形成流线的结点。

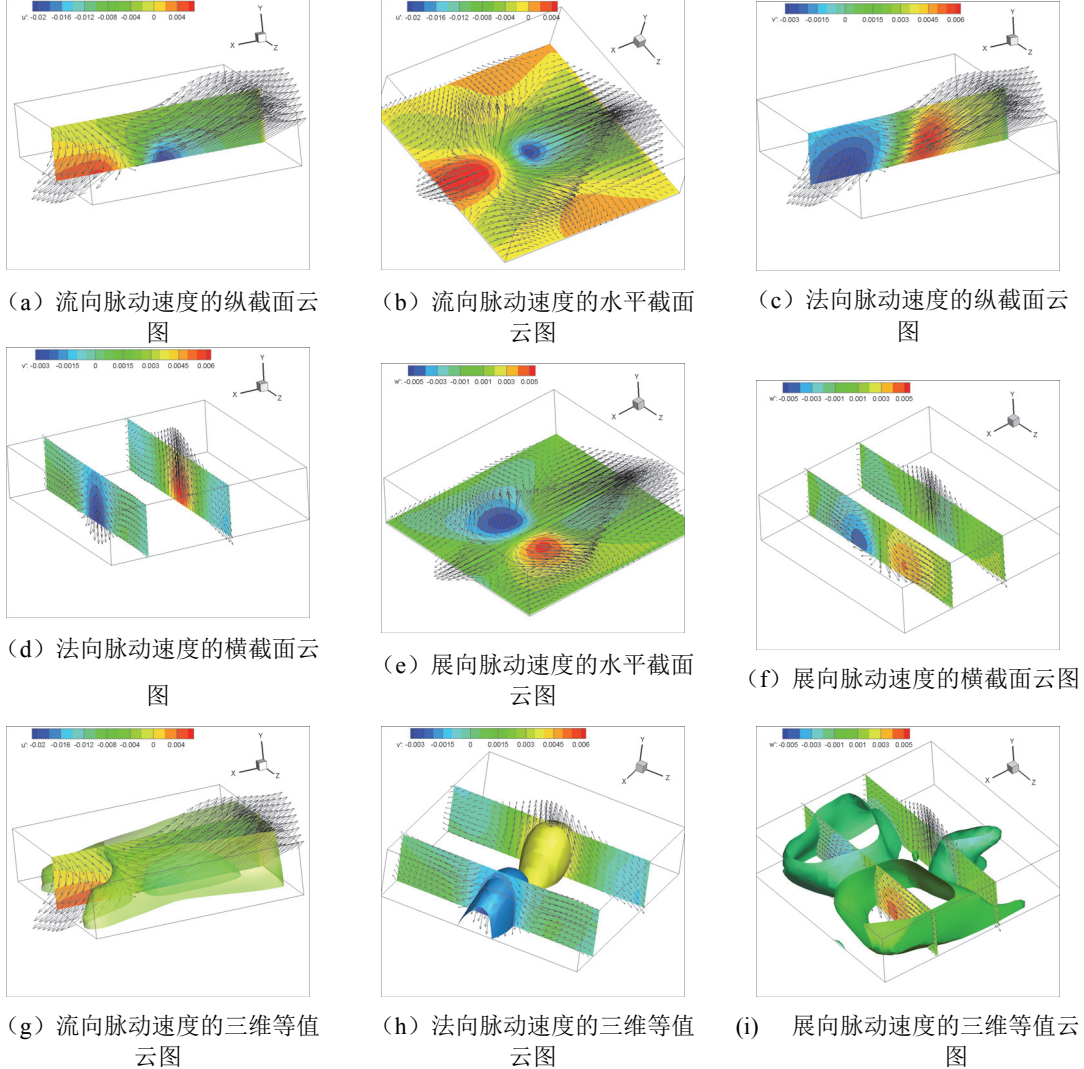


图 2 喷射脉动速度的等值云图  $y^+ = 210$

图 3 给出了相干结构喷射阶段速度梯度场各分量的三维等值面云图。图 3 (a)  $\frac{\partial u}{\partial x}$  是流向脉动速度在流向的导数，在节点处， $\frac{\partial u}{\partial x}$  和  $\frac{\partial w}{\partial z}$  也达到最大值。图 3 (b)  $\frac{\partial u}{\partial z}$  是流向脉动速度在展向的导数，它和图 3 (d)  $\frac{\partial w}{\partial x}$  展向脉动速度的流向导数都是法向涡量的主要部分，均表现为在流向——展向平面内正负交替反对称的四极子结构，图 2 的节点处也是四极子

的中心。图 3 (e) 展向脉动速度在法向的导数  $\frac{\partial w}{\partial y}$  表现为沿法向分层的，在展向和法向正负交替的反对称的四极子结构。

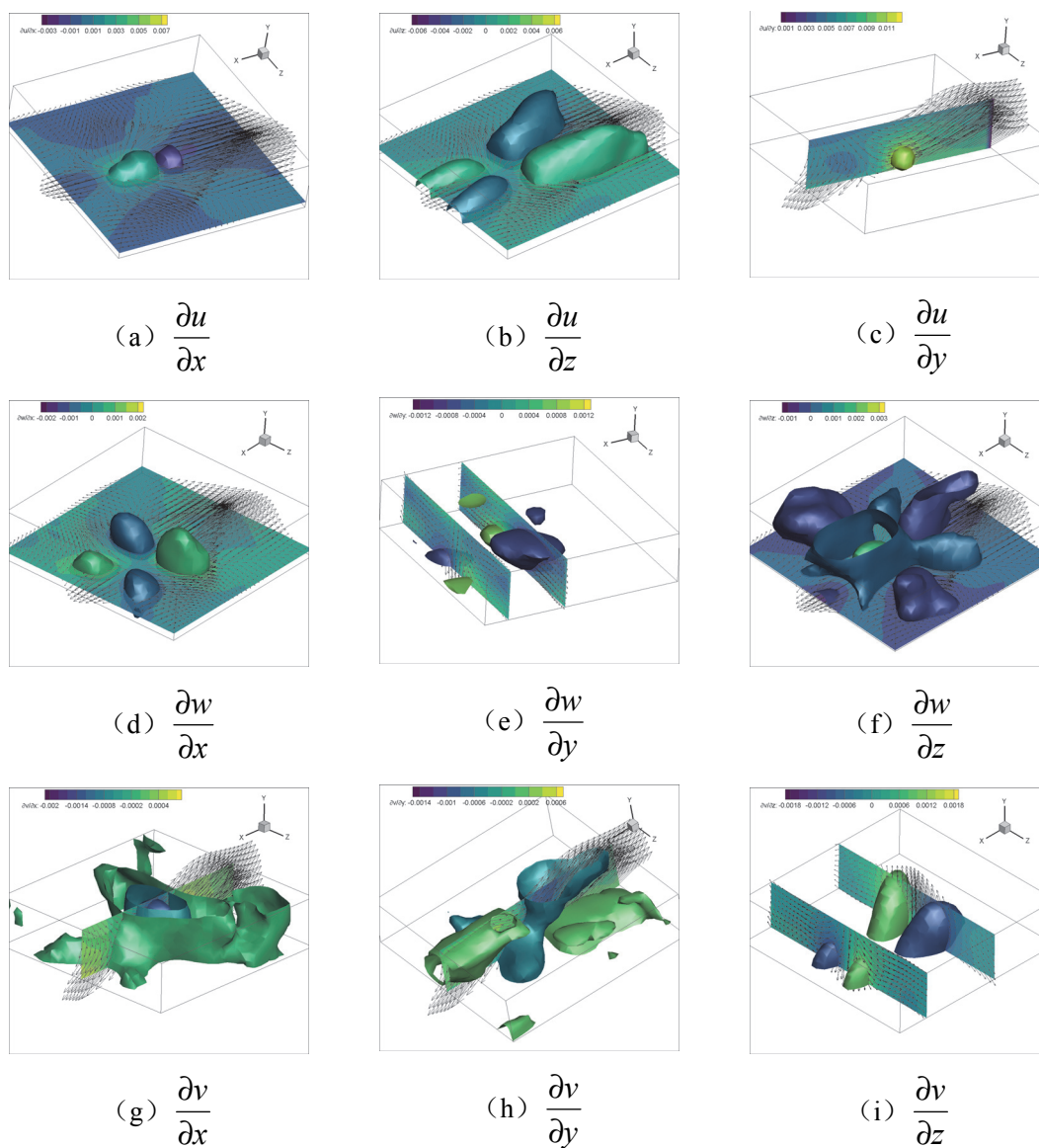
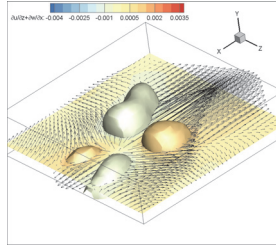


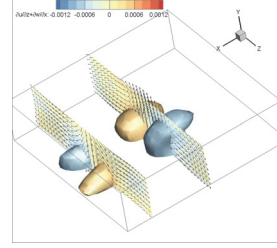
图 3 喷射阶段速度梯度场各分量三维等值面云图

图 4 给出了速度变形率场  $\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}$  和  $\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}$  进行空间相位平均的三维等值云图，均表现

为在流向——展向平面内正负交替反对称的四极子结构，图 2 的节点处也是四极子的中心。



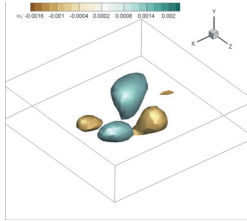
$$(a) \quad \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}$$



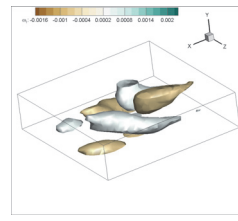
$$(b) \quad \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}$$

图 4 速度变形率场三维等值云图  $y^+ = 210$

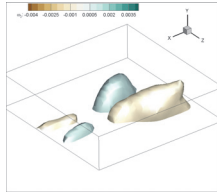
图 5 给出了涡量场的三维等值云图。图 (a) 和 (b) 是充分发展的对数律区  $y^+ = 210$  和近壁区  $y^+ = 75$  的流向涡量等值面云图。在近壁区，流向涡量表现为沿法向多层分布的 ( $y^+ = 75$  位置是 3 层)，在流向-展向平面反对称分布的多层四极子结构，表明法向各层相干结构是紧密联系，互相关联的。这种反对称分布的四极子涡量场、速度梯度场结构导致流体强烈的动量、质量和能量交换。而在远离壁面的充分发展湍流对数律层，沿法向多层分布的特征消失了，在流向-展向平面反对称分布的四极子结构仍然存在。对于法向涡量分量  $\omega_2 = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$ ，在近壁区和远离壁面的充分发展湍流对数律层，均表现为在流向-展向平面反对称分布的四极子结构。



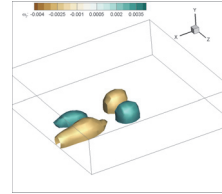
$$(a) \quad \omega_1 = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \quad y^+ = 210$$



$$(b) \quad \omega_1 = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \quad y^+ = 75$$



$$(c) \quad \omega_2 = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad y^+ = 210$$



$$(d) \quad \omega_2 = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad y^+ = 75$$

图 5 喷射阶段涡量场空间相位平均的三维等值云图

## 4 结论

(1) 在喷射事件发生时, 上游低速流体向上游外区喷射, 当地流体微团表现为一定空间尺度范围内的拉伸过程; 扫掠事件发生时, 上游高速流体向下游壁面下扫, 当地流体微团表现为一定空间尺度范围内的压缩过程。流向脉动速度的流向局部平均结构函数的局部正负过零点可以有效检测壁湍流相干结构的喷射和扫掠事件;

(2) 相干结构喷射和扫掠时, 速度梯度、速度变形率、涡量均表现为空间反对称分布的四极子结构。特别是流向涡量是沿流向、法向、展向均为反对称分布的法向多层四极子结构, 表明法向各层相干结构是紧密联系, 互相关联的。这种法向多层的四极子反对称结构导致强烈的动量、质量和能量交换, 维持了相干结构的演化和发展过程。

## 参考文献

- 1 Jiang N, Liu W, Liu JH, et al. Phase-averaged waveforms of Reynolds stress in wall turbulence during the burst events of coherent structures[J]. SCIENCE IN CHINA SERIES G-PHYSICS MECHANICS & ASTRONOMY, 2008, 51(7): 857-866.
- 2 Jian-Hua Liu, Nan Jiang, Zhen-Dong W, et al. Multi-scale coherent structures in turbulent boundary layer detected by locally averaged velocity structure functions[J]. Applied Mathematics and Mechanics. 2005, 26(4): 495-504.
- 3 S.Mallat. Zero-Crossings of a wavelet transform. IEEE Transactions of information theory, 1991, 37(4):1019-1033.
- 4 Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., et al. Tomographic particle image velocimetry[J]. Experiments in Fluids 2006, 41: 933-947.
- 5 A.Schroder, R.Geisler, K.Staack. Eulerian and Lagrangian views of a turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic PIV [J]. Experiments in Fluids, 2011, 50:1071-1091.

## **Tomo-TRPIV measuremental investigation of coherent structure in logarithmic sublayer of turbulent boundary layer**

WANG Xin-wei<sup>1</sup>, JIANG Nan<sup>1,2,\*</sup>

1.School of Mechanical Engineering, Tianjin University, Tianjin 300354, China;

2. Tianjin Key Laboratory of Modern Engineering Mechanics, Tianjin 300354, China

E-mail: [nanj@tju.edu.cn](mailto:nanj@tju.edu.cn))

**Abstract:** Experimental investigation by Tomographic time-resolved particle image velocimetry (Tomo-TRPIV) for three-dimensional three-component (3D-3C) velocity fields of the turbulent boundary layer over the smooth plate were performed at the Reynolds number of  $Re_\theta = 2460$ . Multi-scale local averaged velocity structure functions are proposed to represent the multi-scale structures in turbulence. The ejection events and sweep events of coherent structures were detected by the zero-crossing points in longitudinal direction of the local-averaged velocity structure functions of the streamwise velocity. Canonical features were obtained by the phase alignment average of the instantaneous local velocity fields, velocity gradient fields, vorticity fields and velocity deformation rate fields of the detected ejection events and sweep events, which are all presented as antisymmetric quadrupole structures. Especially the streamwise vorticities are streamwise, spanwise and wall-normal direction antisymmetric wall-normal multi-layer quadrupole structures, which indicates the coherent structures at each wall-normal layer are closely connected. The wall-normal multi-layer quadrupole structures lead to an intense exchange of momentum, mass and energy, and maintain the evolution and development of the coherent structures.

**Key words:** Turbulent boundary layer; Coherent structure; Tomo-TRPIV

# 串列双圆柱流激振动响应的风洞实验研究

胡中明, 王嘉松\*, 孙远坤

(上海交通大学 船建学院工程力学系, 上海, 200240, Email: [jswang@sjtu.edu.cn](mailto:jswang@sjtu.edu.cn))

**摘要:** 本利用风洞实验研究了串列双圆柱的振动响应。采用了 3 种不同的初始布置方式: (1) 双圆柱都可以自由振动; (2) 上游圆柱固定, 下游圆柱自由振动; (3) 下游圆柱固定, 上游圆柱自由振动。结果显示当两圆柱都自由振动时, 响应特征可分为 3 种模式: I ( $S/D \leq 1.5$ ), 上游圆柱呈现驰振响应 (Gallop), 而下游圆柱会出现伴随多个峰值的波动变化; II ( $1.5 < S/D \leq 3.0$ ), 双圆柱都会呈现两个分离的振动区域; III ( $3.0 < S/D \leq 8.0$ ), 上游圆柱呈现类似单管的涡激振动 (vortex-induced vibration, VIV), 下游圆柱则有两个振动区域分别是 VIV 和尾流驰振 (wake-induced vibration, WIG), 这两个区域可以分离, 也可以耦合。对于第二种布置方式, 下游圆柱会呈现两种振动模式, 一种是耦合的 VIV 和 WIG; 另一种是分离的 VIV 和 WIG。对于第三种布置方式, 上游圆柱在小间距时会呈现驰振响应, 随着间距的增大, 上游圆柱的振动响应趋向于单管 VIV。

**关键词:** 涡激振动; 流激振动; 串列双圆柱; 风洞实验; 驰振; 尾流驰振

## 1 引言

在过去的几十年中, 针对单圆柱涡激振动 (VIV) 的研究已经取得了丰富的成果, 相关内容可以参阅文献[1-2]。但是实际工程中, 还存在大量的多圆柱系统, 如海洋立管, TLP 钻井平台, 热交换管, 桥梁缆索等。双圆柱是最典型、最基础的多圆柱系统, 因此对其研究具有重要的理论和实际意义。

国内外许多学者, 对双圆柱绕流问题做了大量研究。Zdravkovich<sup>[3]</sup>基于两圆柱的间距比 ( $S/D$ , 其中  $S$  是两圆柱圆心间的距离,  $D$  为圆柱直径) 和雷诺数  $Re$ , 将串列双圆柱的绕流模式分为三类: ①单圆柱模式 ( $1.0 < S/D < 1.2 \sim 1.8$ ), 此时两圆柱间距足够小, 双圆柱系统表现和单圆柱类似; ② 剪切层重新附着模式 ( $1.2 \sim 1.8 < S/D < 3.4 \sim 3.8$ ), 上游圆柱的剪切层重新附着在下游圆柱上; ③同时泄涡模式 ( $3.4 \sim 3.8 < S/D$ ), 此时圆柱间距足够大, 上下游圆柱都能够泄放完整的旋涡。

基金项目: 国家自然科学基金(11872250)、973 项目 (2015CB251203) 资助

对于弹性支撑的串列双圆柱系统,其振动响应会比单圆柱更加复杂。Bokaian 等<sup>[4]</sup>利用水槽研究了串列双圆柱的流激振动 (Flow-induced vibration, FIV) 问题,其中上游圆柱固定,下游圆柱可以在横向自由振动。结果显示,下游圆柱的振动响应可以分为 4 种模式:单独的尾流驰振(WIG),单独的涡激共振 (VR),分离的 VR 和 WIG,连一块的 VR 和 WIG,其中 WIG 是指振动幅值随着约化速度 ( $U_r$ ) 的增加而增加,而 VR 则只会在有限的  $U_r$  区间内发生振动,其机理和单圆柱 VIV 一样,都是一种共振现象。Assi 等<sup>[5]</sup>也通过水槽实验研究了尾激振动 (wake-induced vibrations, WIV) 的机理,圆柱的布置方式也为上游圆柱固定,下游圆柱自由振动,需要指出的是 WIV 和 WIG 在振动响应趋势上是类似的。他们发现 WIV 的诱导因素是因为上游圆柱的涡脱和下游圆柱结构之间耦合作用的结果。在  $S/D \leq 6.0$  时,可以观察到连一块的 VR 和 WIG 响应,随着间距的增大,圆柱的振动越来越类似于单圆柱的 VIV。Hu 等<sup>[6]</sup>利用风洞实验也研究了这种布置的串列双圆柱,并讨论了质量阻尼比 ( $m^*\zeta = 0.184, 0.288, 0.407, 0.719$ ) 对结果的影响。他们用了两种方式来测量:一种是在给定的  $U_r$  下,让圆柱从静止开始直到获得稳定的振动 (from rest);而另一种是在前一个  $U_r$  所产生的位移基础上再增加到给定的  $U_r$ ,直到获得稳定的振动(increasing velocity)。结果显示在小间距时( $S/D \leq 1.2-2.0$ ),两种不同的测试方式会得到不同的振动响应,即发生迟滞现象,而对于大间距则不会发生这种现象。同时他们还发现,相对于水中小质量比圆柱的振动频率不一定和固有频率相等的情况,风洞中大质量比圆柱的振动频率只会锁定在固有频率上。Kim 等<sup>[7]</sup>在风洞研究了两个都可以横向振动的串列圆柱,系统的质量阻尼比  $m^*\zeta$  是 0.65。根据振动响应特征的不同,可以分为 3 种模式:①当间距在  $1.2 \leq S/D < 1.2$  和  $3.0 \leq S/D < 3.7$  时,两圆柱皆不振动;②在  $1.2 \leq S/D < 1.6$  时,两圆柱会呈现剧烈的驰振响应;③当  $S/D \geq 3.7$  时,两个圆柱的振动响应都类似单圆柱。

综上,双圆柱系统的 FIV 会受到诸多因素的影响,例如间距比  $S/D$ ,质量阻尼比  $m^*\zeta$ ,雷诺数  $Re$  以及不同的初始布置方式等。虽然有学者针对此问题做了一系列的研究,但是为了更好地理解这一问题仍然需要做一些工作。例如,单圆柱在空气和水中的振动响应会呈现不同的振动模式,所以空气中大质量比的双圆柱振动响应相对于水中小质量比究竟有哪些不同?圆柱的初始状态(固定或者弹性支撑)会对相邻圆柱的振动响应有何影响?本文的研究正聚焦于此。

## 2 实验方法

低速风洞位于上海交通大学动力机械与工程教育部重点实验室,其实验段长 2m,正方形横截面为 0.6 m×0.6 m,湍流度小于 0.2%。有关于风洞的更多细节可以参考文献<sup>[6]</sup>。两个空心圆柱模型水平放置在实验段,其外径为 50mm,内径为 48mm,长度为 540mm。圆柱每一端各有四根弹簧支撑(一共 8 根弹簧),使圆柱可以横向振动,装置模型如图 1 所示。来流风速为 1.2 ~ 12.5 m/s,相应的雷诺数  $Re=4000\sim 42000$ ,  $U_r=2.4-25.0$ 。圆柱的振动位移

通过激光位移传感器测得。圆柱的质量比  $m^*=268.9$ ，阻尼比  $\zeta=0.00075$ 。

为了验证本实验方法的准确性，首先进行了单圆柱 VIV 实验。图 2 为本研究单圆柱无量纲振动幅值  $A/D$  和其他研究人员结果的对比。在图 2 中可以观察到经典的 VIV 锁定响应 (lock-in)，锁定区间大约在  $U_r = 4.6-8.7$ 。和文献[6, 8-9]等结果类似，呈现两个响应分支：初始分支和下端分支。在初始分支， $A/D$  随着  $U_r$  增大而增大，在  $U_r \approx 6$  达到最大值，随后  $A/D$  开始衰减直至为 0。不同文献之间  $A/D$  的差异是因为实验中圆柱的质量阻尼比不同。

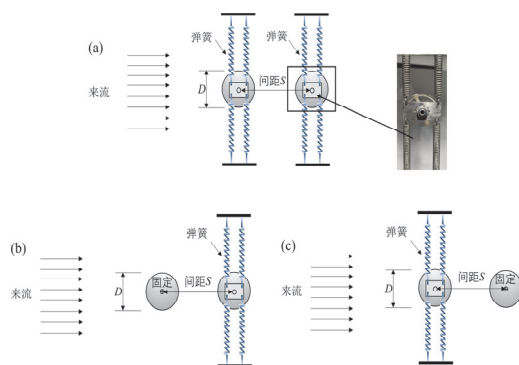


图 1 实验装置示意图

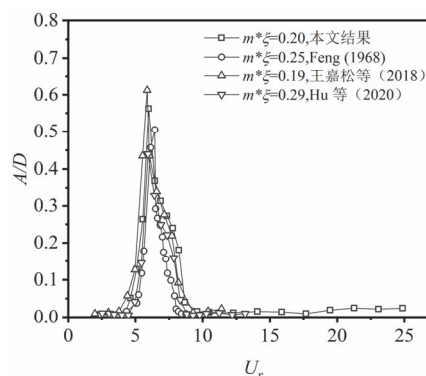


图 2 单圆柱涡激振动幅值对比

(a) 两圆柱都可以自由振动; (b) 上游圆柱固定，下游圆柱自由振动; (c) 上游圆柱自由振动，下游圆柱固定

### 3 结果与分析

#### 3.1 双圆柱都可自由振动时位移响应

图 3 给出了当两圆柱都可以自由振动时，无量纲振动幅值  $A/D$  随  $U_r$  和  $S/D$  变化的结果。根据振动特征可以分为三种振动模式<sup>[10]</sup>。

##### (I) 模式一 ( $S/D \leq 1.5$ )

总体上来讲在这种模式下，上游圆柱呈现弛振响应，而下游圆柱会出现伴随多个峰值的波动变化，上游圆柱的振动幅值会大于下游圆柱。例如在  $S/D=1.2$  时，两圆柱都在  $U_r = 3.7$  附近开始振动，并且一直保持相同的振动趋势直到  $U_r = 5.1$ 。随后，上游圆柱的  $A/D$  会随着  $U_r$  快速增加，并且在  $U_r=18.5$  达到最大值  $A/D=1.4$ 。然而下游圆柱在  $U_r = 6.4$  时出现第一个波峰，随后继续快速增加，在  $10.5 < U_r < 15.9$  出现第二个波峰，但这个波峰起伏不是很大，而是大致呈现出一个高振幅的稳定状态。在这之后  $A/D$  迅速减小并且在  $U_r > 18.6$  后又继续增加，呈现出第三个波峰。当  $S/D=1.5$  时（图 3b），上游圆柱的  $A/D$  持续增加，直到在  $U_r=18.5$  获得局部最大值，随后逐渐减小最终呈现出一个大振幅稳定状态，而下游圆柱仍然呈现波动状态。但是很明显，随着间距的增大，上下游圆柱之间的幅值差距在减小。

##### (II) 模式二 ( $1.5 < S/D \leq 3.0$ )

在这种模式下,上下游圆柱都呈现两个分离的振动区域。在第一个振动区域 ( $U_r$  较小时),上游圆柱的  $A/D$  大于下游圆柱,而在第二个区域 ( $U_r$  较大时),上游圆柱的  $A/D$  则小于下游圆柱。例如当  $S/D=2.0$  时,上游圆柱在  $4.6 \leq U_r \leq 12.3$  呈现 VIV 响应,随后一直到  $U_r = 14.1$  圆柱几乎处于静止状态,圆柱在  $U_r > 14.1$  重新开始振动并且最终达到最大  $A/D \approx 0.28$  的状态。同样,下游圆柱在区间  $4.6 \leq U_r \leq 12.3$  也会呈现 VIV 响应,但是振动幅值会小于上游圆柱。在  $U_r > 14.1$ ,下游圆柱的振动幅值突然急剧增加,最终最大振幅达到  $A/D=1.03$ ,远远大于上游圆柱。

### (III) 模式三 ( $3.0 < S/D \leq 8.0$ )

此时上游圆柱和下游圆柱的振动特征明显不同,上游圆柱只呈现典型的 VIV 响应,说明在间距  $S/D > 3.0$  时,下游圆柱对上游圆柱的影响已经变得很小。而下游圆柱的响应要复杂的多,呈现两个振动区域,一个 VIV 区,一个 WIG 区,这两个区域可以分开也可以耦合,说明即便在  $S/D=8.0$  时,下游圆柱仍然受到上游圆柱的影响,同时也表明上游圆柱对下游圆柱的影响范围要大于下游圆柱对上游圆柱。

### 3.2 上游圆柱固定下游圆柱自由振动时位移响应

图 4 给出了上游圆柱固定时,下游圆柱无量纲振动幅值  $A/D$  随  $U_r$  和  $S/D$  变化的结果。可以看出,下游圆柱在  $S/D=1.2, 1.5$  时振动趋势类似,都大致呈现一种耦合的 VIV 和 WIG 响应(图 4a)。VIV 在  $U_r$  较小时给圆柱提供初始位移,随着  $U_r$  的增加,由于圆柱之间的间距很小,所以上游固定圆柱的剪切层会和下游振动圆柱之间产生间隙流(gap-flow switch),这种间隙流会改变圆柱上下表面的压力,形成压差并产生一个横向的力,进而使圆柱呈现持续的剧烈振动(WIG),具体可参阅<sup>[6]</sup>。

当圆柱间距  $S/D \geq 2.0$  (除了  $S/D=6.0$ ) 时,下游圆柱会呈现出一种分离的 VIV 和 WIG 响应(图 4b)。此时由于间距的增大,间隙流的作用在减弱,引起下游圆柱产生 WIG 的原因主要是由于上游圆柱的涡脱和下游圆柱相互耦合的结果(vortex-structure interaction)。并且位移幅值  $A/D$  随着间距的增大逐渐减小,例如在  $S/D=2.0$  时,最大位移幅值  $A/D=1.26$ ,而当  $S/D=8.0$  时,最大位移幅值衰减到  $A/D=0.48$ 。对比图 3 中双圆柱都可以振动的情况,发现在  $S/D=1.2, 1.5$  时,下游圆柱不会出现包含多个峰值的不稳定振动,而是一种 VIV 和 WIG 相连的振动。 $S/D \geq 2.0$  后,下游圆柱在两种不同初始布置方式上振动在形式上相似。

### 3.3 下游圆柱固定上游圆柱自由振动时位移响应

图 5 给出了下游圆柱固定时,上游圆柱无量纲振动幅值  $A/D$  随  $U_r$  和  $S/D$  变化的结果。在  $S/D=1.2, 1.5$  小间距时,上游圆柱会出现驰振响应,但是振动幅值会随着间距的增大而减小。结合图 3a 和 b,说明在圆柱后面放置另外一个圆柱,无论这个圆柱振动与否,都会使上游圆柱产生驰振现象。当  $S/D=2.0$  时,会出现两个振动区域,在  $4.6 < U_r < 11.4$  之间出现第一个振动区域,随后圆柱几乎不振动,在  $U_r \geq 15.9$  时重新振动出现第二个振动区域。随着间距进一步增加,当  $S/D \geq 3.0$  时,上游圆柱呈现典型的 VIV 响应,此时下游圆柱对上游

圆柱的影响非常微弱，上游圆柱类似于单圆柱。对比下游可以自由振动的情况（图 3d），可发现在  $S/D=3.0$ ，上游圆柱在  $U_r > 11.4$  后会出现随  $U_r$  逐渐增加的振幅，直到  $S/D \geq 4.0$  之后才和单圆柱类似，这说明由于下游圆柱的振动，在  $S/D=3.0$  时仍然会对上游圆柱产生影响。

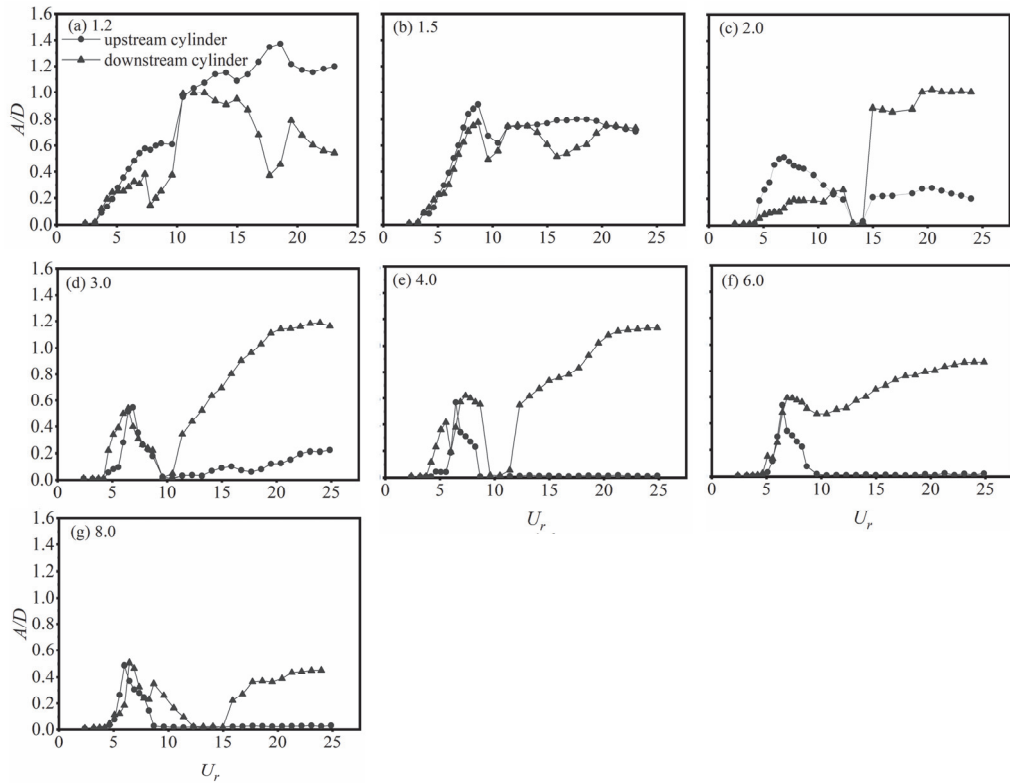


图 3 双圆柱都可自由振动时位移幅值响应

(a)  $S/D=1.2$ , (b)  $S/D=1.5$ , (c)  $S/D=2.0$ , (d)  $S/D=3.0$ , (e)  $S/D=4.0$ , (f)  $S/D=6.0$ , (g)  $S/D=8.0$

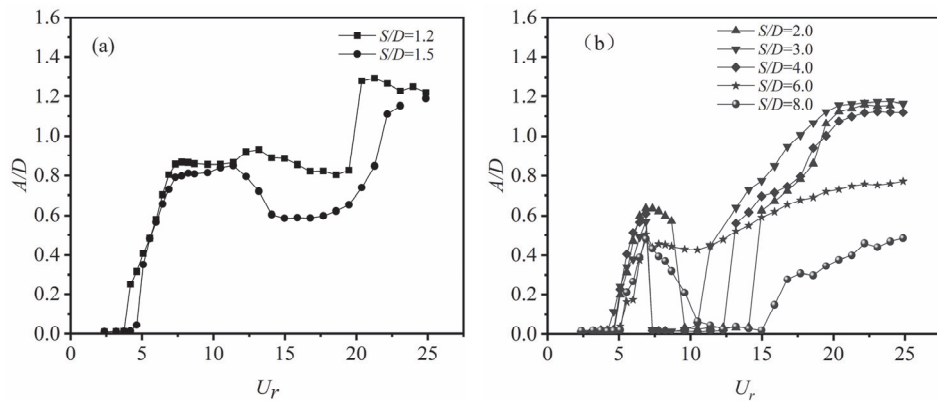


图 4 前管固定后管可以自由振动时位移幅值响应

(a)  $S/D=1.2, 1.5$ ; (b)  $S/D=2.0, 3.0, 4.0, 6.0, 8.0$

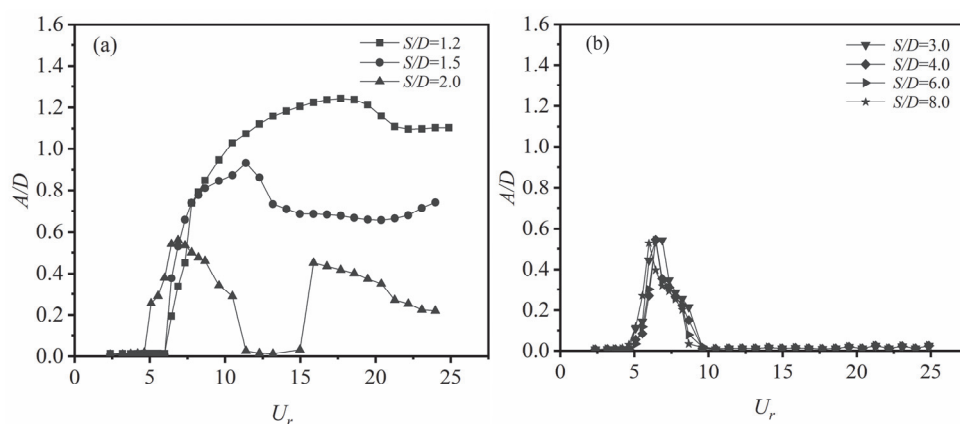


图5 前管可以自由振动后管固定时位移幅值响应

(a)  $S/D=1.2, 1.5, 2.0$ ; (b)  $S/D=3.0, 4.0, 6.0, 8.0$ 

## 4 结论

(1) 当两圆柱都可自由振动时, 振动响应可分为 3 种模式: ①( $S/D \leq 1.5$ ), 上游圆柱呈现驰振响应, 而下游圆柱会出现伴随多个峰值的波动变化; ②( $1.5 < S/D \leq 3.0$ ), 两个圆柱都会呈现两个分离的振动区域; ③( $3.0 < S/D \leq 8.0$ ), 上游圆柱呈现类似单管的涡激振动 VIV, 下游圆柱则有两个振动区域分别是 VIV 和尾流驰振 WIG。

(2) 当上游圆柱固定下游圆柱可以自由振动时, 下游圆柱会呈现两种振动模式, 一种是相连的 VIV 和 WIG ( $1.2 \leq S/D \leq 1.5$ ,  $S/D=6.0$ ), 另一种是分离的 VIV 和 WIG ( $S/D \geq 2.0$ )。

(3) 当下游圆柱固定上游圆柱可以自由振动时, 上游圆柱在小间距 ( $1.2 \leq S/D \leq 1.5$ ) 时会呈现驰振响应, 当  $S/D \geq 3.0$  时上游圆柱的振动响应趋向于单管 VIV 响应。

(4) 上游圆柱对下游圆柱的影响范围要大于下游圆柱对上游圆柱, 在  $S/D > 3.0$  时, 下游圆柱几乎不影响上游圆柱, 而即使  $S/D > 8.0$  时, 上游圆柱仍然会对下游产生影响。

## 参考文献

- Williamson C H K, Govardhan R. Vortex-induced vibrations. Annu. Rev. Fluid Mech., 2004, 36:413-455.
- Wang J S, Fan D X, Lin K. A review on flow-induced vibration of offshore circular cylinders. J. Hydrodyn., 2020, 32(3):415-440.
- Zdravkovich M M. The effects of interference between circular cylinders in cross flow. J. Fluid Struct., 1987, 1 (2): 239-261.
- Bokaian A, Geoola F. Wake-induced galloping of two interfering circular cylinders. J. Fluid Mech., 1984, 146: 383-415.

- 5 Assi G R S, Bearman P W, Meneghini, J R. On the wake-induced vibration of tandem circular cylinders: The vortex interaction excitation mechanism. *J. Fluid Mech.*, 2010, 661:365-401.
- 6 Hu Z M, Wang J S, Sun Y K. Flow-induced vibration of one-fixed-one-free tandem arrangement cylinders with different mass-damping ratios using wind tunnel experiment. *J. Fluid Struct.*, 2020, 96:103019.
- 7 Kim S, Alam, M M, Sakamoto, H, et al. Flow-induced vibrations of two circular cylinders in tandem arrangement. Part I . Characteristics of vibration. *J. Wind Eng. Ind. Aerod.*, 2009, 97:304-311.
- 8 王嘉松, 梁盛平, 胡中明, 等. 圆柱附属刚性与柔性分离盘结构系统的涡激振动及驰振风洞实验研究. *水动力学研究与进展(A辑)*, 2018, 33(06):720-725.
- 9 Feng C C, 1968. The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and d-section cylinders. Master's thesis, Department of Mechanical Engineering, The University of British Columbia, Canada.
- 10 Hu Z M, Wang J S, Sun Y K. Cross-flow vibrations of two identical elastically mounted cylinders in tandem arrangement using wind tunnel experiment. *Ocean Eng*, 2020, 209:107501.

## **Flow-induced vibration of two cylinders in tandem arrangement using wind tunnel experiment**

HU Zhong-ming, WANG Jia-song, SUN Yuan-kun

(School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240.

Email: [jswang@sjtu.edu.cn](mailto:jswang@sjtu.edu.cn))

**Abstract:** In this paper, vibration responses of two cylinders in tandem arrangement have been investigated in a wind channel. Three different initial arrangements were used: first, both cylinders can vibrate freely; second, upstream cylinder was fixed and downstream cylinder can vibrate freely; third, downstream cylinder was fixed and upstream cylinder can vibrate freely. For the first one, based on the vibration characteristics, three regimes can be classified: Regime I ( $S/D \leq 1.5$ ), the upstream cylinder experiences galloping vibration, while the downstream one undergoes fluctuating with multiple peaks; Regime II ( $1.5 < S/D \leq 3.0$ ), two separated vibration regions can be detected for both cylinders. Regime III ( $3.0 < S/D \leq 8.0$ ), the upstream cylinder presents a typical vortex-induced vibration (VIV), while the downstream cylinder displays two regions including a VIV and wake-induced galloping (WIG). For the second one, the downstream cylinder presents two different vibration modes, one is a combined VIV and WIG and the other is a separated VIV and WIG. For the third one, the upstream cylinder displays galloping vibration at small  $S/D$ , but with the increasing of  $S/D$ , it is trend to a typical VIV response.

**Key words:** Vortex induced vibration (VIV), Flow-induced vibration (FIV), Two cylinders in tandem, Wind tunnel experiment, Galloping, Wake-induced galloping (WIG)