http://bhxb.buaa.edu.cn jbuaa@buaa.edu.cn
DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0614

同轴旋转圆台环隙流动机制及实验研究

鲍锋[1], 曾华轮[1], 邹赫[1], 刘锦生[2], 刘志荣[1], 朱睿[1,*]
(1. 厦门大学 航空航天学院, 厦门 361005; 2. 清华大学 航天航空学院, 北京 100084)

摘 要: 同轴旋转圆台环隙内流体的流动是基于经典的两同轴旋转圆柱环隙内泰勒库特流的一种扩展研究。通过流动显示实验和 PIV 粒子图像测速技术对圆台环隙的内部流场进行可视化和定量化的研究,分析涡运动的周期性规律,探究圆台环隙内雷诺应力分布和水位高度对流场的影响。研究表明,随着时间的发展,涡列周期性明显且整体在下移;当脉冲数为 100 脉冲/s 时,环隙内形成均匀分布的正反交替的涡;当脉冲数为 200~500 脉冲/s 时,存在快慢交替的分裂周期;在 3 种水位高度下也都存在明显周期性分裂,只是周期时间和涡的个数不同;平均流场存在上凸型外向流和下凹型内向流 2 种流态,流态的差异是离心力与静压力双重作用的强弱变化所致;雷诺应力分布中,径向正应力占主导,并主要集中在环隙中部。

关 键 词: 同轴旋转圆台; 泰勒库特流; PIV; 雷诺应力; 分裂周期
中图分类号: V211.76
文献标识码: A **文章编号**: 1001-5965(2018)08-1577-10

两同轴旋转圆柱环隙内的流动称为泰勒库特流,是一百多年来历久弥新的研究对象,对于研究湍流、流体稳定性等有重要学术意义[1]。泰勒库特流具有在狭小空间内存在高剪切力的流动特点,可广泛应用于工业中掺混、碾磨、萃取等设备[2-7]。

两同轴旋转圆台环隙的流动是经典泰勒库特流的一种扩展研究。圆台环隙内流动相比于圆柱环隙内流动,其特点在于:因为圆台环隙的半径变化,导致离心力轴向变化,因此产生强三维流动,流场更加复杂。同轴旋转圆台环隙间的流动同样具有实用性价值,例如应用在旋转液膜反应器[7]。

泰勒库特流装置最早由 Couette 发明,泰勒库特流的速度解则是 Taylor[8] 解出,研究了两旋转圆柱间黏性流体的稳定性。Coles[9] 实验发现,即便给出定常条件也无法保证流动唯一,增加旋转角速度历经层流、泰勒涡、湍流,再将过程逆转,降低角速度,但结果却并非可逆。Andereck 等[10] 研究了内外圆柱壁面附近流体的雷诺数对流动状态的影响,以内外圆柱筒的同向和异向对称旋转、轴向和方位角上的波数以及方位角上产生的移动波的旋转频率来判定环隙内流体的流动状态。

Wimmer[11] 通过实验详细研究同轴旋转圆台间隙的流体流动,探究了多种因素的影响,包括间隙、转速、加速度等。Noui-Mehidi 和 Ohmura[12] 通过仿真研究了非平行壁面情况,研究发现分叉现象的角度范围取决于雷诺数,且随着雷诺数的增加而变窄。

国内的文普[13] 采用数值模拟方法验证了圆台环隙流动中不存在一维形式和二维形式的定态解,但存在三维形式的定态解。张艺晓[14] 对圆台环隙内流动进行了数值模拟和理论分析,研究了泰勒涡的雷诺数理论估计值和泰勒涡的产生过程。李华鹏[15] 对同轴旋转圆台环隙是非平行的情形时的流

收稿日期: 2017-10-09; **录用日期**: 2018-01-08; **网络出版时间**: 2018-04-19 14:26
网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20180418.1109.004.html
基金项目: 国家自然科学基金 (11072206); 福建省自然科学基金 (2012J01023)
* **通信作者**. E-mail: zhurui@xmu.edu.cn

引用格式: 鲍锋, 曾华轮, 邹赫, 等. 同轴旋转圆台环隙流动机制及实验研究[J]. 北京航空航天大学学报, 2018, 44(8): 1577-1586. BAO F, ZENG H L, ZOU H, et al. Mechanism and experimental research on fluid flow in annulus of coaxial rotating conical cylinders[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2018, 44(8): 1577-1586 (in Chinese).

体流动进行了数值模拟和理论分析,并与环隙平行情形做对比,发现随着外倾角的增加,环隙变宽,此时环隙内流场更容易失稳至出现泰勒涡。

本文通过流动显示实验和 PIV 粒子图像测速技术可视化和定量化地研究环隙内部流场,分析不同脉冲数下螺旋涡运动的周期性规律,探究水位高度对流场的影响以及圆台环隙内雷诺应力分布。

1 实验装置与实验参数

同轴旋转圆台装置放置在由铝框架搭成的实验台上,激光从左边照射向同轴旋转圆台装置的内外筒环隙中,高速摄像机从正面拍摄同时获得环隙内流速度场数据。同轴旋转圆台装置包括步进电机及控制系统、同轴圆台旋转部件。同轴圆台旋转部件由内筒和外筒组成,内筒旋转,外筒静止,内外筒之间组成环隙,环隙的上端面是自由液面,下端面是盖板,下端面固定在外筒上。实验装置如图 1 所示。

实验步骤如下:①将实验流体(水)加入到圆台环隙中,用电机控制器将电机转速调节到设定值,使内圆台旋转;②环隙内流场大致在 1 min 内实现稳定,流动显示实验在 3 ~ 5 min 内进行,开启激光照亮待测区域,进入拍摄阶段;③流动显示实验时,向环隙内滴加牛奶酒精混合溶液,同时高速摄像机对圆台环隙内流动进行录像;④PIV 测量时,注水前先在水中加入均匀的示踪粒子,注入同时启动高速摄像机进行拍摄,实时获取示踪粒子图像;⑤由 PIV 图像分析软件 Dynamic Studio 示踪粒子图像进行处理,以获得环隙内流瞬时速度矢量图。

本文实验中的步进电机为三相步进电机,配合使用驱动器能实现电机运转时的平稳性。控制器能编程来控制电机以某一恒定的速度运行,控制器脉冲数和内筒转速存在比例关系,如表 1 所示,h 为水位高度。

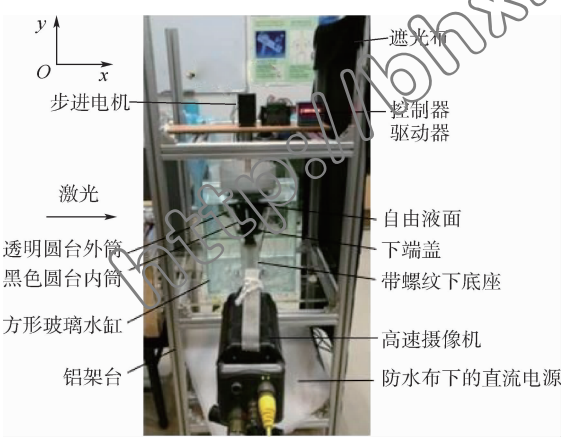


图 1 实验装置

Fig. 1 Experimental devices

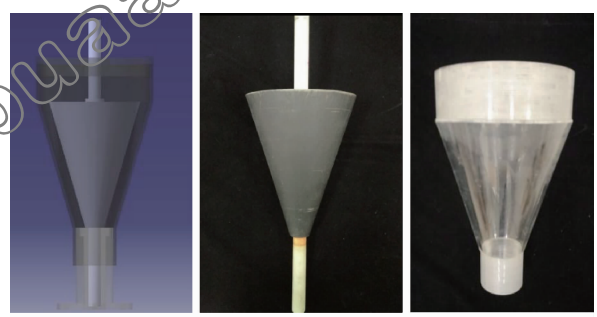
图 2 为同轴旋转圆台装置内外筒图。实验装置的内筒采用 3D 打印成型,在其表面涂抹上一层黑色的染料来避免激光的反射;实验中为了观测环隙内流场,外筒采用透明的有机玻璃制作。圆台倾角为 16°,内筒的上底半径为 75 mm,下底半径为 15 mm,通过联轴器连接步进电机。而外筒的上底半径为 90 mm,下底半径为 30 mm。本文实验中内外筒的环隙固定,即 d = 15 mm。内外筒装配时,为保证实验过程中内外筒的同心度,在内圆筒的上下底座都安装了轴承,保障内外筒同心同轴。

实验采用了一套高分辨率、高精度时序 PIV 测速系统,包括高分辨率相机、激光器、同步器、PIV 图像处理软件和示踪粒子等。相机采用高速 CMOS 相机,其分辨率可达 200 万像素(1 632 像素 × 1 200 像素),满频触发频率为 1 kHz。激光器频率设置为 40 kHz,最大输出功率为 15 W,连续照明实验观察区域。

表 1 脉冲数和内筒转速匹配

Table 1 Matching of pulse number and inner cylinder revolving speed

脉冲数/(脉冲·s^{-1})	内筒转速/(r·min^{-1})	雷诺数		
		h = 140 mm	h = 120 mm	h = 100 mm
100	1.88	214	195	177
200	3.75	428	390	354
300	5.64	642	586	531
500	9.40	1 070	976	885



(a) 装配示意图 (b) 内筒实物图 (c) 外筒实物图

图 2 同轴旋转圆台装置内外筒

Fig. 2 Inner and outer coaxial rotating conical cylinders

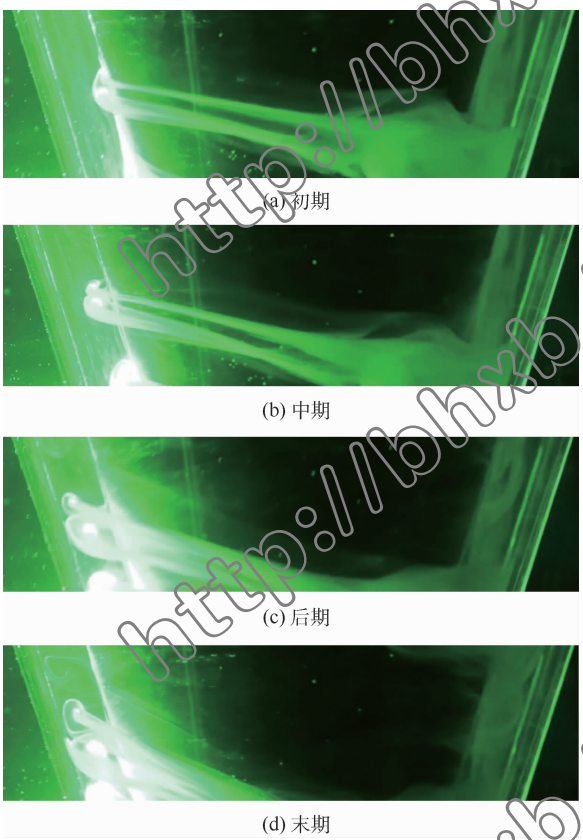
2 环隙涡管流动显示实验

2.1 涡管形成

流动显示实验选择牛奶酒精混合配比溶液,其黏度适中、扩散性小、密度与水相当,以此作为显示剂,具有良好的跟随性。

http://bhxb.buaa.edu.cn

图 3 展示了涡管在内筒壁面处形成的历程。本文规定逆时针旋转涡管为正涡管，反之为负涡管。图 3(a)可见内筒壁面处同时形成一个小反涡管和一个小正涡管。图 3(b)可见两涡管逐渐长大，并由内筒壁面向环隙中部移动。图 3(c)中两涡已经到达中部，激光片照亮的子午面处正涡大于逆涡，而正涡管逐渐缩小呈现收敛形态；反向涡管呈现扩张形态，可预测在继续旋转的下四分之一周过程中，激光切面处上方反向涡逐渐扩大，下方正向涡逐渐减小至消亡。图 3(c)、(d)可见小反涡发展为大反涡过程中，反涡管涡心依旧转速较高，形成鲜明涡管，而涡管外壁显示剂已扩散，能在激光片处看到流线。



(a) 初期　(b) 中期　(c) 后期　(d) 末期

图 3　壁面处涡管形成过程

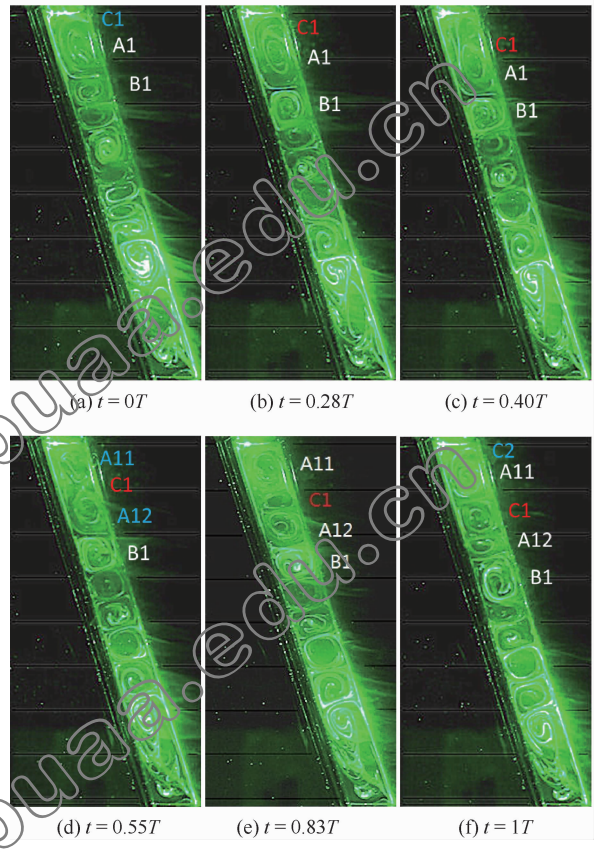
Fig. 3　Vortex tube formation process on wall surface

2.2　螺旋涡运动周期

在静止参考坐标系下，固定观察某一子午面上激光片照亮的流场，可呈现涡的周期性变化，并且从液面到底部，每隔一个环隙宽度 d 标记一条水印横线，作为深度标识。

正涡命名为 A，反涡命名为 B，液面下方生成的角区反涡命名为 C，依次编号。对于新形成的涡用蓝色标识，形态发生变化的涡用红色标识。

如图 4 所示，当脉冲数为 200 脉冲/s 时，可以清楚地看出首涡分裂的过程，一个分裂周期 T 约为 15 s。子午面处一个涡运动周期内：



(a) $t=0T$　(b) $t=0.28T$　(c) $t=0.40T$

(d) $t=0.55T$　(e) $t=0.83T$　(f) $t=1T$

图 4　子午面涡运动周期

Fig. 4　Vortex motion period on meridian plane

1) 如图 4(a)所示，$t=0T$，涡管起始状态。液面下方形成 2 个较大的涡，第 1 个是正涡 A1(高度约为 $1.5d$)，第 2 个是反涡 B1(高度约为 $0.5d$)，下边界在 $2d$ 深度处；此时液面与内筒壁面的夹角处形成一个微弱的角区反涡 C1。

2) 如图 4(b)所示，$t=0.28T$，角区反涡 C1 增大，挤入首涡 A1 内并且下移，向下挤压正涡 A1 内部的涡旋。

3) 如图 4(c)所示，$t=0.40T$，反涡 C1 继续下移，正涡 A1 上方出现空区。

4) 如图 4(d)所示，$t=0.55T$，反涡 C1 下移到 $1d$ 标记线后，A1 上方的流动不断补入空区，形成新的正涡；由于这个涡是 A1 衍生的，故命名为 A11；与此同时被 C1 挤压的 A1 内部涡旋发展为正涡 A12，且 A12 下边界恰好在 $2d$ 线处。

5) 如图 4(e)所示，$t=0.83T$，反涡 C1 逐渐向外筒壁面方向扩大，在横向上填充环隙，成为高度 $0.4d$ 的涡。

6) 如图 4(f)所示，$t=1T$，反涡 C1 高度继续增大并且下移，C1 下边界到达 $2d$ 标记线；同时可见液面与内筒壁面的夹角处又出现了一个微弱的反涡，命名为 C2；此时一个涡运动周期结束，

http://bhxb.buaa.edu.cn

新周期开始,不断往复循环。

3 环隙内流速度场分析

3.1 子午面上速度场分布

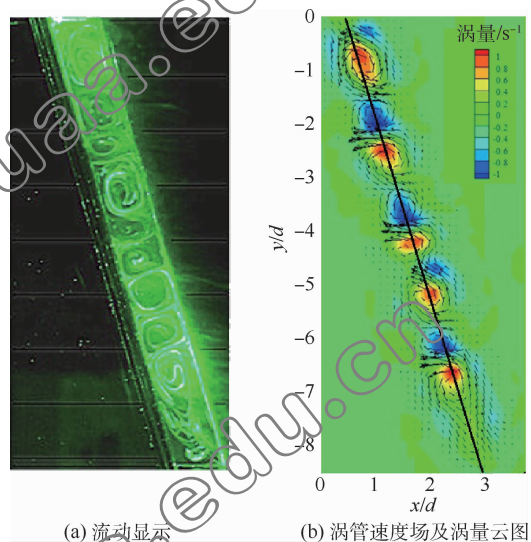
图 5(b)为 PIV 测得的环隙内流速度矢量图和涡量云图,与图 5(a)的流动显示实验流场图对比,可知定义的上方由内向外流的正涡是逆时针流动,所以涡量为正,同理反涡的涡量为负。各个涡对照清晰,除去底涡,一共有 4 对正反涡。其中 PIV 图像中第 3 对涡的反涡比较微弱且靠近内壁,这是由于 $2d \sim 6d$ 区域内部涡管演化规律具有一定偶然性,PIV 测试也有一定时间误差,此时可能正处于该涡变形、快消亡的阶段,单张图片有偶然性差异。PIV 测试流场与流动显示实验流场整体一致,在图 5(b)中标出一条环隙内中线,中线上的流动特征能较好地反映环隙内流机制。

图 6(a)显示了子午面中线上的轴向速度 V 分布。中线上的轴向速度大部分为负,可知整体上涡心偏离中线靠近内侧。轴向速度比径向速度小,峰值大约是其三分之一。轴向速度在中线附近大部分都是向下流的,只有在 $y/d = -4$ 附近的中部是向上流动,参照图 5(b)的涡量云图可知,$y/d = -4$ 处附近有个反涡变形消亡,因此 2 个正涡之间产生斜向上的流动。

图 6(b)显示了子午面中线上的径向速度 U 分布。速度小于 0 是外向流,大于 0 是内向流。可见径向速度分布整体上不对称,外向流占主导,符合离心力作用下基本流向外的趋势。速度最小值出现在上方反涡与下方正涡的交界处,此时外向流最强;反之,速度最大值出现在上方正涡与下方反涡的交界处,此时是内向流最强。涡心附近径向速度几乎为 0。径向速度分布可以表征环隙涡管流动特性。

图 6(c)为中线上的涡量分布。涡量正峰代表正涡,负峰代表反涡;两涡交界处涡量为 0,此时径向速度为峰值,整体上正涡量占主导。

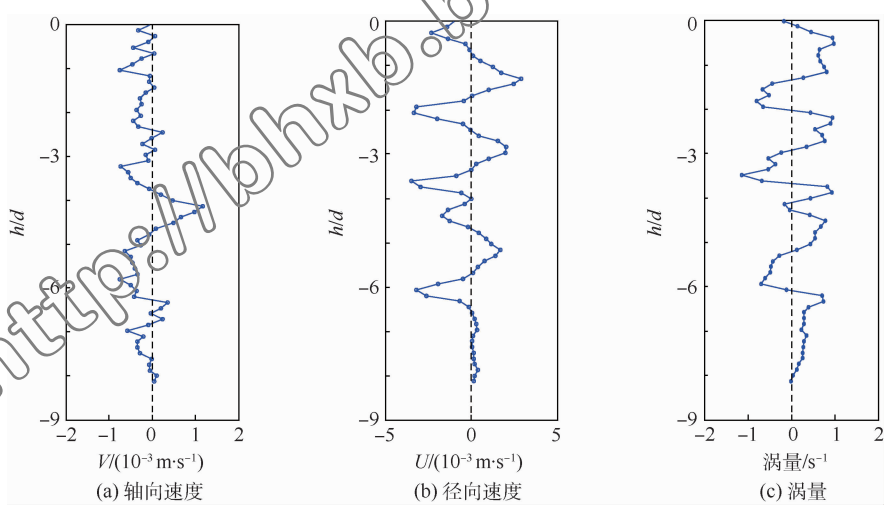
图 7 为脉冲数为 200 脉冲/s 时,径向速度在 14 s 内的变化。当 $t = 0$ s 的时,首涡的上边界略低于液面约 $0.2d$ 深度,涡心大约在 $0.8d$ 深度。$t = 2$ s 时,首涡下移了大约 $0.2d$。$t = 4$ s 时,$0.3d$ 附近径向速度约为 0,而上方和下方都是速度为负的外向流。$t = 6$ s 时,$0 \sim 0.6d$ 的空区重新填充为正涡,而 $0.6d \sim 1d$ 区域形成明显反涡。随后 8 ~ 14 s 期间反涡扩大并下移。$t = 14$ s 时,反涡下边界到达 $2d$,且其他各个涡管也随时间有序下移。



(a) 流动显示 (b) 涡管速度场及涡量云图

图 5 流动显示与 PIV 速度场

Fig. 5 Flow visualization and PIV velocity field



(a) 轴向速度 (b) 径向速度 (c) 涡量

图 6 中线速度分布及涡量分布

Fig. 6 Velocity and vorticity distributions around midline

http://bhxb.buaa.edu.cn

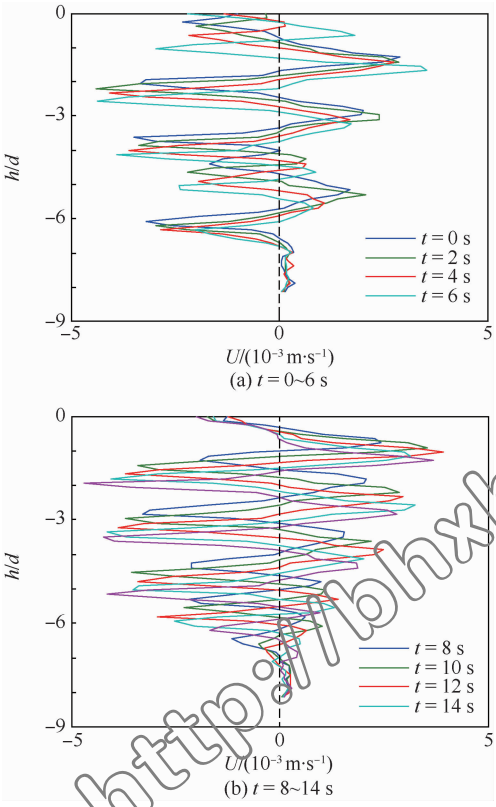


图 7　径向速度分布时序变化

Fig. 7　Sequential variation of radial velocity distribution

3.2　螺旋涡运动周期

中线上径向速度为 0 的位置便是涡心所在深度，由此得出涡心位置随时间变化图（见图 8），其中红色代表正涡心，蓝色代表反涡心。可见，以脉冲数 200 脉冲/s 时为例，t = 15 ~ 45 s 之间出现不规律扰动；t = 46 ~ 120 s 之间呈现稳定的周期变化，该稳定时间段适合考察涡运动周期规律。反涡涡心和空区出现的时间间隔大约为 17、30、16、30、17 s，故其分裂周期有快慢，分别约为 17 s 和 30 s，总周期大约为 47 s。

由图8、图9可见（200脉冲/s时）子午面上涡

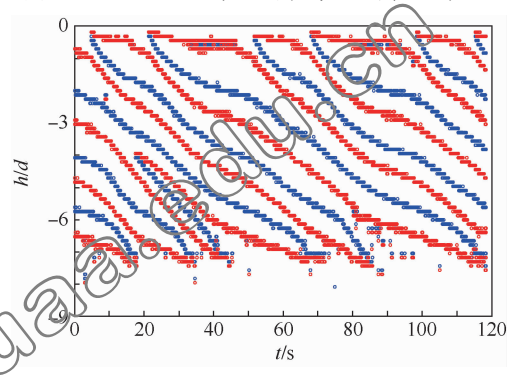


图 8　涡心运动轨迹（200 脉冲/s）

Fig. 8　Vortex-center motion tracks (200 pulse/s)

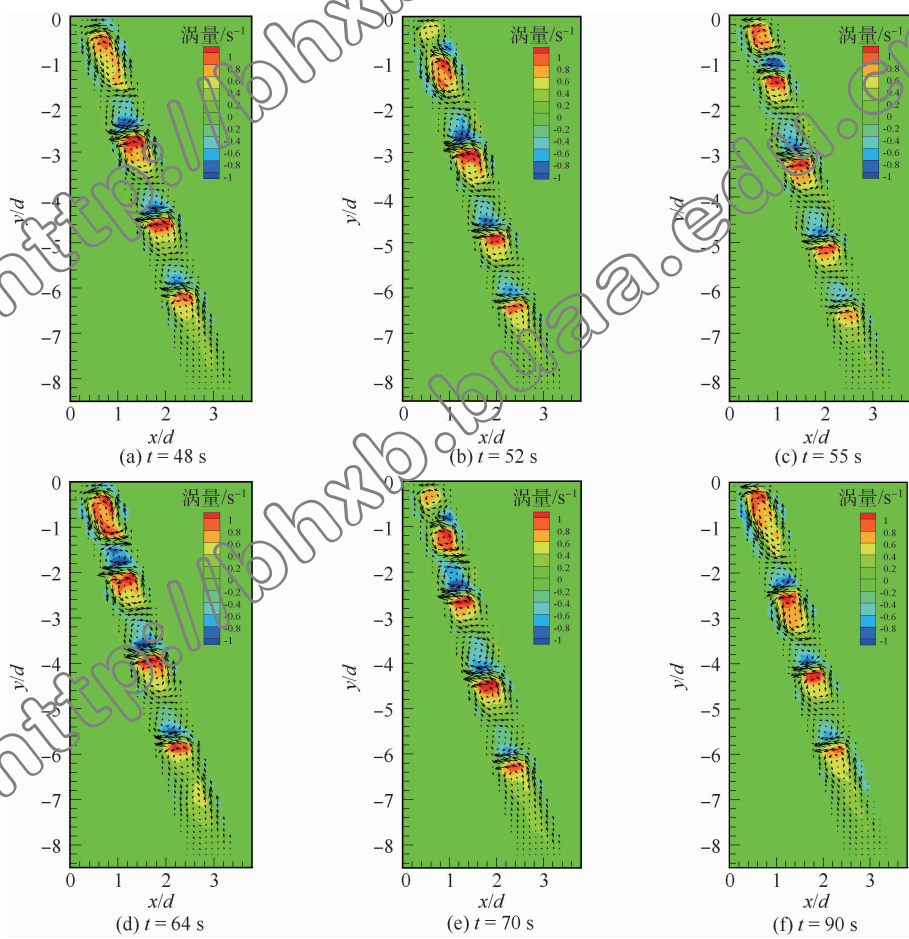


图 9　子午面处涡变化历程（200 脉冲/s）

Fig. 9　Vortex transformation process on meridian plane (200 pulse/s)

http://bhxb.buaa.edu.cn

变化历程,不同时刻涡的数量不同。由于底涡区域,尤其是7d深度以下流场非常混乱,几乎没有完整的涡管,因此主要考察0~7d之间的涡数量。总分裂周期含快分裂和慢分裂2次分裂,分裂初期都是9个涡,例如t=55、70 s;分裂后期最下方2个涡消亡,因此分裂后期是7个涡,例如t=48、64、90 s。

不同内筒转速下的螺旋涡分裂周期列于表2。脉冲数为100脉冲/s时,分裂周期很均匀,平均29 s。脉冲数为200~500脉冲/s时,总分裂周期由快分裂和慢分裂2次分裂组成,且随着内筒转速增大,总分裂周期变小。一个总周期内,如果在首涡和底涡之间没有出现涡对生成或消失的扰动,则一个周期后涡管的分布位置相同。内筒壁面与液面夹角处的反涡生成,可以视为首涡分裂周期起始的标志。

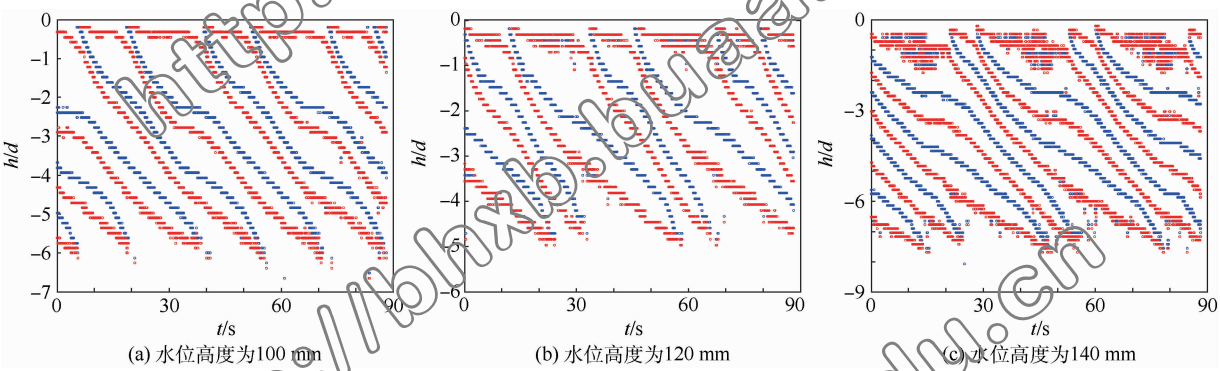
3.3 不同水位高度对涡分布的影响

图10为脉冲数为300脉冲/s时,不同水位高度的涡心分布图。可知,水位高度为100、120、140 mm时,3种水位也都存在明显周期性分裂,只是涡的个数不同。水位高度为140 mm时,分裂前期有9个涡,分裂后期有7个涡;水位高度为120 mm时,分裂前期和后期分别有7或5个涡;而水位高度为100 mm时,在慢分裂的前期和后期分别有7或5个,快分裂全程为5个涡。3种水位高度下,螺旋涡总分裂周期分别为32、33、34 s,总分裂周期几乎不变。

表2 螺旋涡运动周期

Table 2 Motion period of spiral vortices

脉冲数/(脉冲·s^{-1})	内筒转速/(r·min^{-1})	快分裂周期/s	慢分裂周期/s	总分裂周期/s
100	1.88	29	29	58
200	3.75	17	30	47
300	5.64	7	25	32
500	9.40	8	12	20



(a) 水位高度为100 mm (b) 水位高度为120 mm (c) 水位高度为140 mm

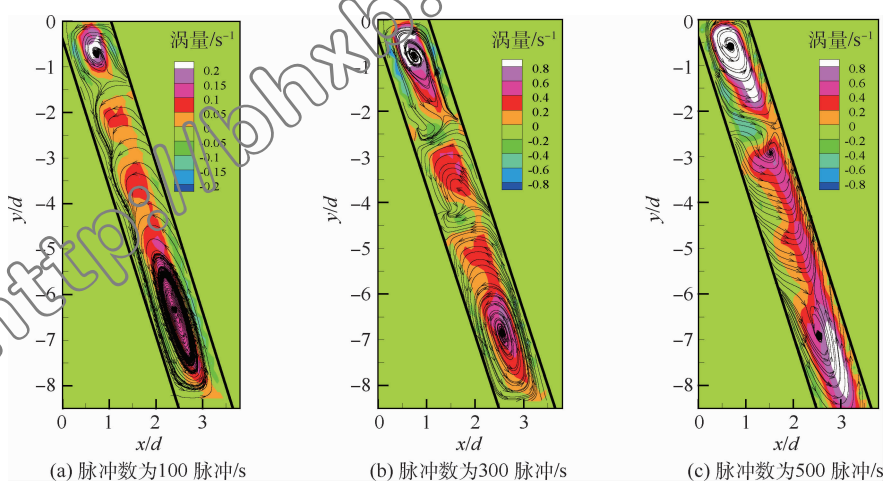
图10 不同水位高度的涡心分布

Fig. 10 Vortex-center distribution under different water levels

4 时均流场和涡动力机制分析

时均流场能够反映最主要的流动趋势,因为整个流场是周期性变化的,同一个位置速度方向也是周期性变化,则时均流场中所呈现的速度方向就是动力源驱动的方向,所以可以借此探究其背后的涡动力机制。

图11展示了不同脉冲数下的时均流场图。脉



(a) 脉冲数为100脉冲/s (b) 脉冲数为300脉冲/s (c) 脉冲数为500脉冲/s

图11 时均流场

Fig. 11 Time averaged flow field

http://bhxb.buaa.edu.cn

冲数为 100 脉冲/s 时，中线附近都是上凸型流态，即流体从内壁出发，向外向上运动；经过中线后向外向下运动，说明此时外向流为主，与图 7 中反映的径向朝外的速度更大的规律一致。脉冲数为 300 脉冲/s 时，中部上凸型流态开始回流闭合为一个正涡，因此全场充满了 3 个很长的正涡。脉冲数为 500 脉冲/s 时，流体出现明显变化，首涡与底涡之间的部分变为下凹型流态，即流体从外壁出发，向内向下运动，经过中线后向内向上运动；且首涡下方的下凹型流线出现回流闭合，形成一个小的正涡，说明此时主要的流动变成了内向流。

综合分析以上时均流场，发现流态主要有上凸型外向流和下凹型内向流 2 种。分析原因，流态的差异主要是由离心力与静压力双重作用的强弱变化所致，涡动力机制如图 12 所示。

离心力和静压力的作用方向在径向是相反的。内筒壁面附近的流体周向速度大，外筒壁面附近周向速度几乎为 0，所以离心力作用下，流体有从内向外流动的趋势。而当转速提高时，内筒壁面附近流速快，压强低，流体有从外向内压进来的趋势。且静压力是各向同性的，越靠近内壁周向流速越大，且越向上半径周向流速也越大，所以壁面附近的流体受到向内向上的斜向静压差吸力。因此，在脉冲数为 100 脉冲/s 和 300 脉冲/s 的低速情况下，向外的离心力起主导作用。随着转速增大，脉冲数为 500 脉冲/s 之后，流体中内向流更强，这是由于静压力起主导作用。

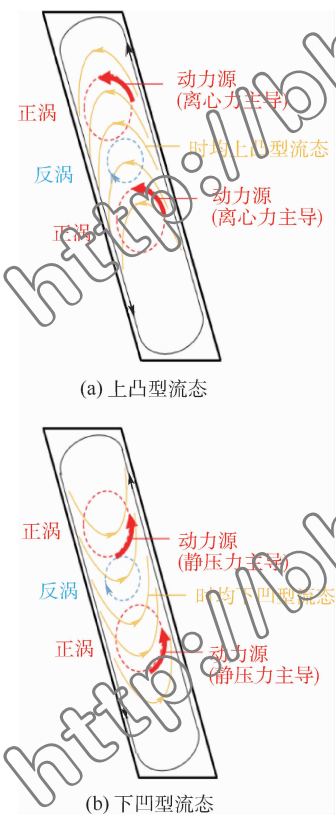


图 12　涡动力机制

Fig. 12　Vortex dynamic mechanism

5　雷诺应力分布

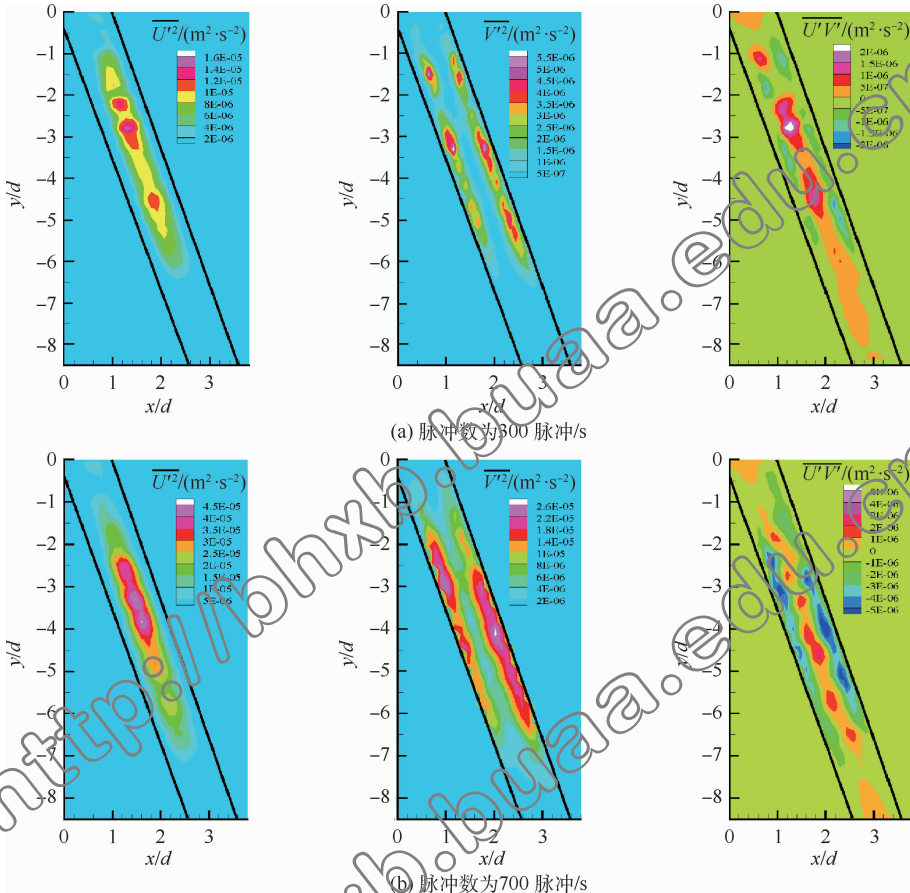
雷诺切应力反映高低速度流层之间通过脉动进行的动量交换，雷诺正应力反映脉动的强度、湍动能的大小。统计环隙内单位质量雷诺切应力 $\overline{U'V'}$、轴向正应力 $\overline{V'^2}$ 以及径向正应力 $\overline{U'^2}$ 对于工业上流体碾磨等应用有重要意义。图 13 为自由液面水位高度为 140 mm 时，典型脉冲数 300 脉冲/s 及 700 脉冲/s 时的雷诺应力分布。

脉冲数为 300 脉冲/s 时，径向正应力集中在径向中部和高度中部区域，轴向正应力集中在内筒外筒壁面附近，切应力则是全高度分布，径向中部和高度中部最强；径向正应力最强，最大值达到 1.4×10^{-5} m^2/s^2 以上，是轴向正应力最大值的 2～3 倍。此时涡已经较强，螺旋涡的分布规律基本一致，雷诺应力随着转速增大而增大。脉冲数为 700 脉冲/s 时，螺旋涡开始失稳下移，但雷诺应力分布情况还与 300 脉冲/s 基本一致。

图 14 定量对比了在水位高度为 140 mm 时，不同脉冲数下中轴线上雷诺应力的分布。当内筒转速变化时，雷诺应力有几个量级的变化，脉冲数为 50 脉冲/s 时为 10^{-9} m^2/s^2 量级，实在太小而难以辨识；脉冲数为 100 脉冲/s 时为 5×10^{-7} m^2/s^2 量级。之后随着转速的增大，雷诺应力迅速增大，脉冲数为 300 脉冲/s 时，雷诺总应力达 2×10^{-5} m^2/s^2；此后增速放缓，脉冲数为 700 脉冲/s 时，雷诺总应力约为 4.5×10^{-5} m^2/s^2，此时是最大值。再增加转速时，雷诺应力迅速减小，脉冲数为 900 脉冲/s 时，雷诺总应力 q 最大值约 1×10^{-5} m^2/s^2。

雷诺应力中，径向正应力占主导，并主要集中在环隙中部，此处径向湍流度最强。由雷诺应力在空间中最大位置可见涡强度最大之处。脉冲数为 300 脉冲/s 时，水位高度为 $1.5d$～$5.5d$ 之间涡强度较大；脉冲数为 700 脉冲/s 时，涡量最强的位置在水位高度为 $2.5d$～$3.5d$。

http://bhxb.buaa.edu.cn

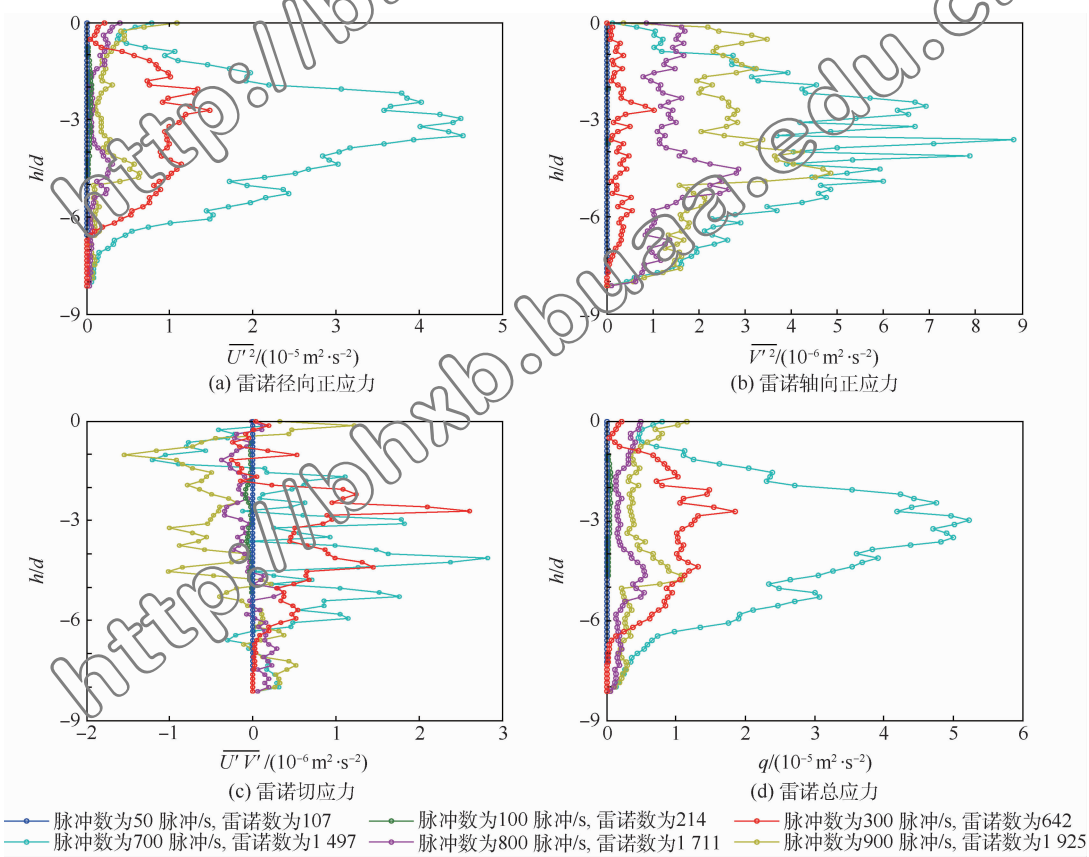


(a) 脉冲数为300 脉冲/s

(b) 脉冲数为700 脉冲/s

图 13 环隙内雷诺应力分布

Fig. 13 Reynolds stress distribution in annulus



(a) 雷诺径向正应力

(b) 雷诺轴向正应力

(c) 雷诺切应力

(d) 雷诺总应力

图 14 中轴线雷诺应力分布

Fig. 14 Reynolds stress distribution on midline

http://bhxb.buaa.edu.cn

6　结　论

本文主要研究两同轴旋转圆台环隙内的流场,通过 PIV 粒子图像测速技术对流场进行了详细的定量分析,分析出螺旋涡的周期性规律和雷诺应力分布情况。

1)随着时间的发展,涡列整体在下移,周期性明显。子午面中线上的径向速度分布整体上并不对称,外向流占主导,符合离心力作用下基本流向外的趋势。

2)当脉冲数为 100 脉冲/s,环隙内形成均匀分布的正反交替的涡。当脉冲数为 200 ~ 500 脉冲/s,存在快慢交替的分裂周期。

3)水位高度为 100、120、140 mm 3 种水位也都明显周期性分裂,只是涡的个数不同。水位高度为 140 mm 时,在分裂前期有 9 个涡,分裂后期有 7 个涡;水位高度为 120 mm 时,在分裂前期和后期分别有 7 或 5 个涡,而水位高度为 100 mm 时,在慢分裂的前中后期的涡分别是 7 或 5 个,快分裂全程 5 个涡。

4)雷诺应力中,径向正应力占了主要部分,并主要集中在环隙中部。随着内筒转速增大,雷诺应力有几个量级的变化,总体是雷诺应力先增大后减小。

参考文献(References)

[1] RAYLEIGH L. On the dynamics of revolving fluids[J]. Proceedings of the Royal Society of London, 1917, 93(648): 148-154.

[2] MARGARITIS A, WILKE C R. The rotorfermentor. 1. Description of the apparatus, power requirements and mass transfer characteristics[J]. Biotechnology and Bioengineering, 1978, 20(5): 709-713.

[3] HALLSROM D, LOPEZ-LEIVA M. Description of a rotating ultrafiltration module[J]. Desalination, 1978, 24(1-3): 273-279.

[4] LOPEZ-LEIVA M. Ultrafiltration at low degrees of concentration polarization: Technical possibilities[J]. Desalination, 1980, 35: 115-128.

[5] 林彦军,李殿卿,李峰,等. 一种旋转液膜反应器及其在制备层状复合金属氢氧化物中的应用:CN201210105567.6[P]. 2013-12-25.
LIN Y J, LI D Q, LI F, et al. A rotating liquid membrane reactor and its application in the preparation of layered composite metal hydroxide: CN201210105567.6[P]. 2013-12-25(in Chinese).

[6] JIAO Q Z, YUN Z, HUI X, et al. Intercalation and selective IR adsorption of hydrotalcite[J]. Chinese Journal of Applied Chemistry, 2002, 19(10): 1011-1013.

[7] 李雪. 旋转液膜反应器内流场的研究[D]. 北京:北京化工大学,2014.
LI X. Flow field in rotating liquid membrane reactor[D]. Beijing: Beijing University of Chemical Technology, 2014(in Chinese).

[8] TAYLOR G I. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1923, 223: 289-343.

[9] COLES D. Transition in circular Couette flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1965, 21: 385-425.

[10] ANDERECK C D, LIU S S, SWINNEY H L. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1986, 164: 155-183.

[11] WIMMER M. An experimental investigation of Taylor vortices flow between conical cylinders[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1995, 292: 205-227.

[12] NOUI-MEHIDI M N, OHMURA N. Mechanism of mode selection for Taylor vortices flow between co-axial conical rotating cylinders[J]. Journal of Fluids and Structures, 2002, 16(2): 247-262.

[13] 文普. 同轴旋转圆台间流体流动的理论研究和数值模拟[D]. 北京:北京化工大学,2010.
WEN P. The theoretical study and numerical simulation of fluid flow between coaxial rotary cylinder[D]. Beijing: Beijing University of Chemical Technology, 2010(in Chinese).

[14] 张艺晓. 同轴旋转圆台间流体流动的动力学研究[D]. 北京:北京化工大学,2012.
ZHANG Y X. Study on dynamic flow of fluid flow between coaxial rotating cylinder[D]. Beijing: Beijing University of Chemical Technology, 2012(in Chinese).

[15] 李华鹏. 非平行环隙同轴旋转圆台间流体流动的数值模拟和理论分析[D]. 北京:北京化工大学,2014.
LI H P. Numerical simulation and theoretical analysis of fluid flow between non-parallel annulus coaxial rotating circular table[D]. Beijing: Beijing University of Chemical Technology, 2014(in Chinese).

作者简介:

鲍锋　男,博士,教授。主要研究方向:飞机尾流控制、流体实验设备设计、车辆船舶减阻、分离控制。

朱睿　男,博士,助理教授。主要研究方向:实验流体力学、流动控制、民航安全。

http://bhxb.buaa.edu.cn

Mechanism and experimental research on fluid flow in annulus of coaxial rotating conical cylinders

BAO Feng[1], ZENG Hualun[1], ZOU He[1], LIU Jinsheng[2], LIU Zhirong[1], ZHU Rui[1,*]

(1. School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen 361005, China;
2. School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The research on the flow fluid in the annulus of coaxial rotating conical cylinders originates from the classical Taylor Couette flow in the annulus of two coaxial rotating conical cylinders. This paper uses flow visualization experiments and PIV to display and quantify the internal flow field in the annulus of conical cylinders, and the periodic trends of vortex motions are studied to explore the effect of in-annulus Reynolds stress distribution and water level on the flow field. The study indicates that the periodic trends of vortex column move downward over time, and a series of alternate clockwise and anticlockwise vortices are uniformly distributed inside the annulus where pulse number is 100 pulse/s. There exists the alternating vortex fracture periods where pulse number is between 200 – 500 pulse/s. Under three different water levels, there exists obvious periodic fracture, but the periodic time and number of vortices are different. There are two types of flow (up-convex outward flow and down-concave inward flow) in the mean flow field, and the type of flow is decided by centrifugal force and static pressure. Radial normal stress dominates in Reynolds stress distribution and mainly exists in the middle of the annulus.

Keywords: coaxial rotating conical cylinder; Taylor Couette flow; PIV; Reynolds stress; fracture period

http://bhxb.buaa.edu.cn

Received: 2017-10-09; **Accepted**: 2018-01-08; **Published online**: 2018-04-19 14:26

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20180418.1109.004.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11072206); Natural Science Foundation of the Fujian Province, China (2012J01023)

* **Corresponding author**. E-mail: zhurui@xmu.edu.cn