

文章编号:1000-8055(2013)01-0136-07

反向旋转盘腔内部流动特性

陈淑仙¹, 张靖周², 谭晓茗², 左渝钰¹

(1. 中国民航飞行学院 航空工程学院, 四川 广汉 618307;

2. 南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘 要: 对反向旋转盘腔系统内部流动特性进行了数值模拟, 计算结果与已有文献中的实验结果对比表明, 采用的数学模型和计算方法是准确的. 数值模拟结果表明: 反向旋转盘腔内流动结构较为复杂, 转速比对流动结构有重要影响. 根据流动结构特点研究了旋转雷诺数和转速比对盘腔内压力分布以及转盘壁面摩擦力矩的影响, 旋转雷诺数越大, 盘腔内的压力越低, 转盘壁面的摩擦力矩越大. 反向同速旋转有助于增大盘腔内的压力, 但与其他转速比相比其摩擦力矩最大.

关 键 词: 反向旋转盘腔; 紊流流动; 数值模拟; 压力分布; 摩擦力矩

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Flow characteristics inside counter-rotating disk cavity

CHEN Shu-xian¹, ZHANG Jing-zhou², TAN Xiao-ming², ZUO Yu-yu¹

(1. Aviation Engineering Institute,

Civil Aviation Flight University of China, Guanghan Sichuan 618307, China;

2. College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The flow inside a counter-rotating disk cavity was studied numerically, and the validity of numerical model and methodology was evaluated by comparing the results with the experimental data in the literature. The results show that the flow structure in the cavity between counter-rotating disks is complex and the disk angular velocity ratio has an important effect on it. The effects of rotation Reynolds number and disk angular velocity ratio on the pressure in the cavity and frictional moment number on the disk were also studied. The results indicate that the pressure decreases and the frictional moment increases with the increase of rotational Reynolds number, and the pressure is the largest when the frictional moment is also the largest with the counter-rotating disks at the same speeds compared with others at different speeds.

Key words: counter-rotating disk cavity; turbulent flow; numerical simulation; pressure distribution; frictional moment

在航空发动机中采用高压涡轮转子和低压涡轮转子反向旋转的涡轮结构, 一方面可以使得飞机做机动飞行时作用于转子上的陀螺力矩大部分

相互抵消, 进而减小外传到飞机机身上的力矩; 另一方面, 还使得有可能取消低压涡轮导向叶片, 从而减轻涡轮的质量和减小气动损失^[1]. 所以很多

收稿日期: 2012-01-12

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130114.1726.201301.136_019.html

基金项目: 国家自然科学基金(51076063); 中国民航飞行学院科学研究基金(J2007-24)

作者简介: 陈淑仙(1975—), 女, 四川内江人, 副教授, 博士, 主要从事航空发动机流动传热特性研究.

国家都在研究并已经在第 3 代航空发动机中开始采用反向旋转的涡轮结构. 通用电气公司构想的下一代大涵道比涡扇发动机 GEny 将采用无导叶对转低压涡轮驱动对转风扇叶片. 这样, 用于冷却涡轮盘和密封盘腔以阻止燃气倒灌的冷却空气在 2 个反向旋转的涡轮盘间流动, 这就形成了反向旋转的两盘间的流动和换热问题. 反向旋转涡轮盘腔中的流动结构直接影响着冷却气流和涡轮盘之间的换热效果, 因此, 深入地了解反向旋转涡轮盘腔中流场的基本特性对改进冷却和密封结构设计, 减少对冷却气量的需求, 从而提高发动机性能具有重要意义^[2-3].

目前国内针对转-静盘腔内部的流动换热开展了大量的研究工作, 包括转-静盘腔内部的紊流流场和对流换热^[4-6], 预旋进气方式下旋转盘腔内部的流动换热^[7-9], 旋转盘腔内冷却气流压力分布对盘腔密封特性的影响^[10], 旋转盘腔风阻效应^[11]等方面. 但对于反转盘腔内部的流动换热问题研究还很缺乏. 蔡毅等人用实验的方法研究了非稳态情况下改变冷气流流量和改变两盘转速对两盘温度和盘面平均努塞尔数的影响^[12], 但对反转盘腔内部的流动特点尚未有深入的研究. 本文运用数值计算的方法, 对反向旋转盘腔内的流动特征进行研究, 并根据流动特点分析旋转对盘腔内压力和摩擦力矩的影响.

1 物理模型

Gan 等人^[13]实验研究了反向旋转盘腔内核心区 and 边界层流动由层流向紊流转换的临界雷诺数, 本文所计算的反向旋转盘腔的几何结构与其实验研究中的结构相同, 如图 1 所示. 盘腔半径 $b=391\text{ mm}$, 盘腔间隙 $s=46.92\text{ mm}$. 两转盘(盘 1 和盘 2)由各自电机驱动可以不同转向旋转, 内径为 782 mm 的 2 段外围屏分别随两盘一起转动, 2 段外围屏在轴向中分面处有一定的轴向间隙 ($s_c=4\text{ mm}$), 使 2 组盘/围屏的转动互不干涉. 假定盘 1 正向旋转, 转速为 Ω_1 , 盘 2 反向旋转, 转速为 Ω_2 , 定义两盘的转速比 $\Gamma=\Omega_2/\Omega_1$, 本文研究 $-1.0\leq\Gamma\leq 0$ 的情况. 为分析转速对盘腔内流动结构的影响, 定义旋转雷诺数 $Re_\phi=\Omega b^2/\nu$, 式中 ν 为冷却气流运动黏度. 为便于与 Gan 等^[13]的实验结果进行对比, 本文所研究的旋转雷诺数范围为 $6\times 10^4 < Re_\phi < 4\times 10^6$.

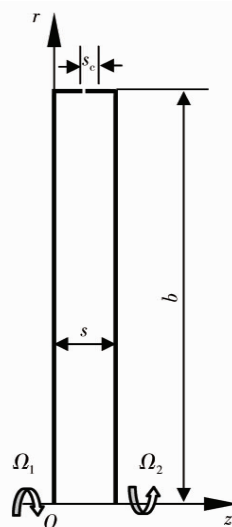


图 1 反向旋转盘腔结构示意图

Fig. 1 Physical model of counter-rotating disk cavity

2 计算方法和验证

2.1 控制方程

Gan 等^[13]的实验研究表明: 当局部旋转雷诺数 $Re_{\phi,r}=\Omega r^2/\nu$ 大于 2.16×10^4 时, 核心区流动为紊流流动, 因此采用雷诺时均的连续性方程、动量方程描述冷却气流流动. 动量方程中雷诺应力的描述采用 $k-\epsilon$ 两方程紊流模型. 文献^[6]研究结果证明 Launder-Sharma 的低雷诺数 $k-\epsilon$ 紊流模型描述共转盘腔结构的流动是成功的, 而且该模型可以从紊流区域一直使用到黏性底层区域, 因此对层流工况也能给出较为合理的结果^[14]. 故紊流模型采用 Launder-Sharma 的低雷诺数 $k-\epsilon$ 两方程紊流模型.

假设盘腔内流动具有稳态和旋转对称性, 冷却气流为不可压常物性流体, 固体壁面采用无滑移边界条件. 以盘 1 中心为坐标原点, 盘 1 中心到盘 2 中心方向为轴向的圆柱坐标系统中(如图 1 所示), 盘腔内流动雷诺时均通用方程和 $k-\epsilon$ 方程为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r \Phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z \Phi) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Gamma_\Phi r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + S_\Phi \quad (1)$$

式中 v_r, v_z, v_ϕ 分别是速度的 r 方向、 z 方向、 ϕ 方向分量; Φ 分别代表 1, v_r, v_z, v_ϕ 、单位质量流体脉动动能 k 、耗散率 ϵ 等; Γ_Φ 与 S_Φ 是与 Φ 相对应的广义扩散系数及广义源项, 其定义见文献^[14].

紊流扩散系数 μ_t 的计算式为

$$\mu_t = c_\mu f_\mu \rho k^2 / \epsilon \quad (2)$$

有效紊流黏度为

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t \quad (3)$$

其中 μ 为冷却气流动力黏度, 系数 f_μ 的计算式及经验常数 c_μ 取值见文献[14].

2.2 边界条件

边界条件如下:

$$\begin{aligned} z = 0 \quad 0 \leq r \leq b \\ v_r = 0 \quad v_z = 0 \quad v_\phi = \Omega_1 r \quad \partial k / \partial z = \epsilon = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} z = s \quad 0 \leq r \leq b \\ v_r = 0 \quad v_z = 0 \quad v_\phi = \Omega_2 r \quad \partial k / \partial z = \epsilon = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} 0 \leq z \leq (s - s_c) / 2 \quad r = b \\ v_r = 0 \quad v_z = 0 \quad v_\phi = \Omega_1 b \quad \partial k / \partial z = \epsilon = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

$$(s + s_c) / 2 \leq z \leq s \quad r = b$$

$$v_r = 0 \quad v_z = 0 \quad v_\phi = \Omega_2 b \quad \partial k / \partial z = \epsilon = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} (s - s_c) / 2 < z < (s + s_c) / 2 \quad r = b \\ v_r = 0 \quad v_z = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_\phi = \frac{1}{2} \Omega_1 b \left[(1 + \Gamma) + (1 - \Gamma) \frac{s - 2z}{s_c} \right] \\ \partial k / \partial z = \partial \epsilon / \partial z = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

2.3 计算方法

对控制方程和边界条件的离散采用基于交错网格的有限容积法(FVM), 采用对盘壁面和外围屏内壁分别进行局部加密的四边形网格划分方式, 控制容积数为 91140, 具体为径向节点数 465、轴向节点数 196. 进一步增大控制容积数目, 计算精度没有明显地改变. 压力和速度场的耦合采用半隐算法, 扩散项的离散采用 2 阶迎风格式, 对流项采用 3 阶精度截差的 2 次迎风插值格式.

2.4 算例验证

图 2 给出了 $Re_\phi = 3.93 \times 10^5$, $\Gamma = -1.0$ 时盘

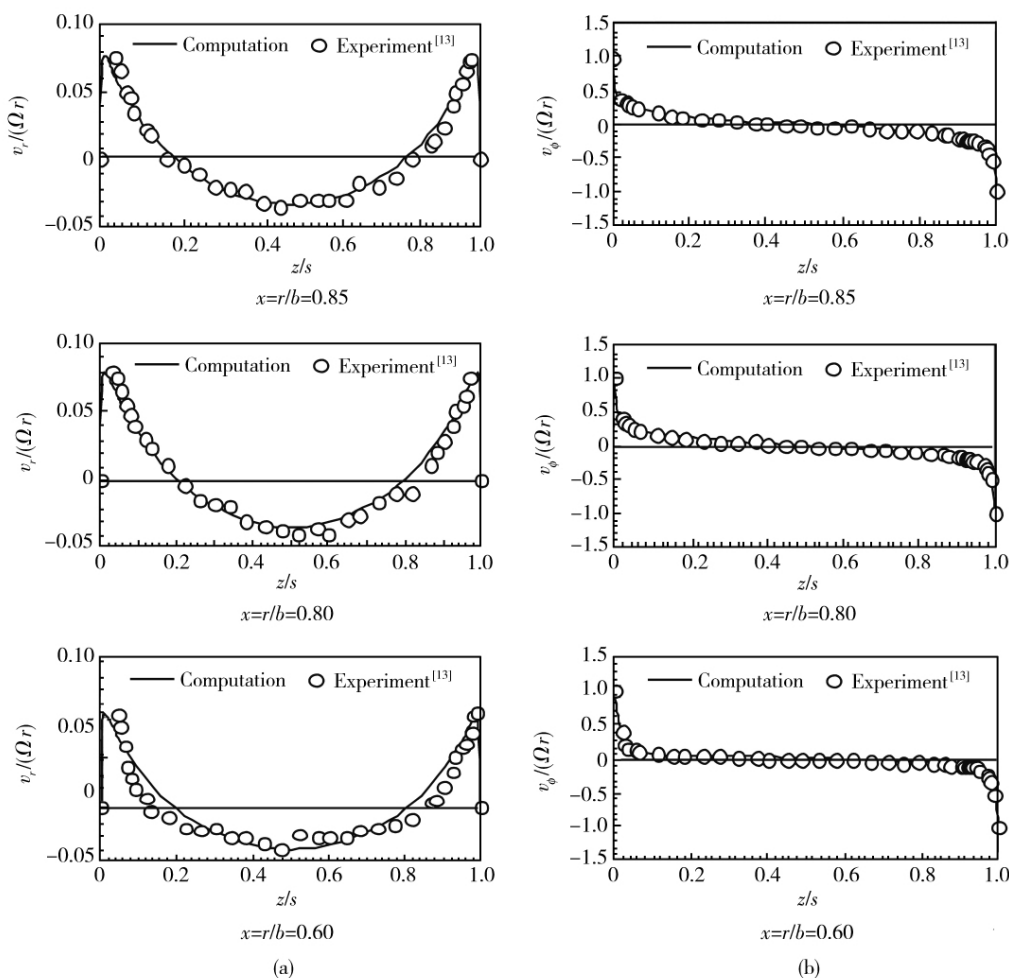


图 2 $Re_\phi = 3.93 \times 10^5$, $\Gamma = -1.0$ 时不同径向位置的 $v_r / (\Omega r)$ 和 $v_\phi / (\Omega r)$ 的轴向分布

Fig. 2 Predicted and experimental axial distributions of $v_r / (\Omega r)$ and $v_\phi / (\Omega r)$ for $Re_\phi = 3.93 \times 10^5$, $\Gamma = -1.0$

腔中 3 个不同的径向位置处 ($x = r/b = 0.60, 0.80, 0.85$) 流体的无因次径向速度 $v_r/(\Omega r)$ 和无因次切向速度 $v_\phi/(\Omega r)$ 的计算值与 Gan 等^[13] 的实验结果的比较. 图 2(a) 所示的无因次径向速度分布表明: 在 $r/b = 0.80$ 和 $r/b = 0.85$ 的径向位置上, 本文数值计算能很好地再现真实的实验测量结果, 包括转盘近壁区埃克曼层内的无因次径向速度最大值都得到了很好的预测. 在 $r/b = 0.60$ 的径向位置上, 尽管核心区计算结果和部分实验数据存在一定偏差, 但计算结果基本能反映盘腔内径向速度的变化趋势. 从图 2(b) 中可以看出, 核心区和近壁区的无因次切向速度 $v_\phi/(\Omega r)$ 的分布, 以及转盘切向速度边界层厚度的计算值都基本与实验测量值完全重合. 这些结果表明: 本文的计算对盘腔中的流动状况的模拟精度很高. 对 Gan 等^[13] 实验中其他 2 种工况 ($Re_\phi = 6 \times 10^4$ 和 $Re_\phi = 2.31 \times 10^5$) 进行数值计算的结果也与实验结果吻合得较好. 因此, 本文采用的数学模型和计算方法是准确的.

3 计算结果与分析

3.1 反向旋转盘腔内流动结构

图 3 为 $Re_\phi = 3.93 \times 10^5, \Gamma = -1.0$ 时盘腔内流函数等值线图. 从图中可看出, 在离心力作用下, 反向同速旋转盘壁面附近的流体径向向外流动, 冲击外围屏后, 沿外围屏向内折转, 并在盘腔轴向中分面上相遇, 然后沿中分面径向向内流动, 因此, 在盘腔 $r-z$ 面形成一对反向对流涡胞, 涡胞的中心位于盘腔的外缘 ($r/b = 0.95$). 从图 2(a) 可看出, 随着离开壁面距离的增加, $v_r/(\Omega r)$ 在埃克曼层内由 0 增大到最大值后开始减小, 在大约 $z/s = 0.20$ 处开始反向增大, 2 个流动方向相反的对流涡胞的径向速度在轴向中分面上达到相同的最大负值, 因此在盘腔轴向中分面上形成径向向内的无剪切流动, 同时径向向内的流动占据着整个中心区域. 从图 2(b) 还可看出, 由于 2 级转盘的反向同速旋转引起的哥氏力和黏性力的方向相反, 盘 1 壁面边界层 $v_\phi/(\Omega r)$ 为正向最大, 盘 2 壁面边界层 $v_\phi/(\Omega r)$ 为负向最大, 在边界层以外的核心区, $v_\phi/(\Omega r)$ 随着轴向距离先减小后反向增大, 并且这种变化近似成线性. 边界层与零剪切流动层之间没有零径向速度旋转核心区的存在, 具有典型的 Stewartson^[15] 流动特征, 因此反向同速旋转盘腔内流动结构为 Stewartson 型流动结构.

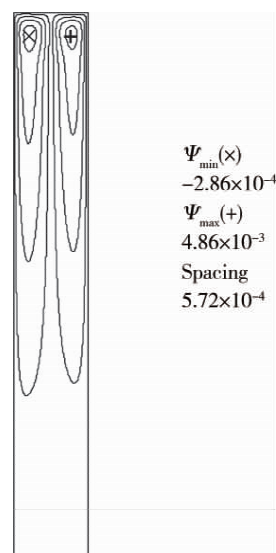


图 3 流函数等值线图 ($Re_\phi = 3.93 \times 10^5, \Gamma = -1.0$)

Fig. 3 Contours of stream function for $Re_\phi = 3.93 \times 10^5$ and $\Gamma = -1.0$

图 4 为 $Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5, \Gamma = -0.5$ 时盘腔内流函数等值线图. 从图中可看出, 在较强的离心力驱动作用下, 转速较高旋转盘壁面附近的流体径向向外流动, 冲击外围屏后, 沿外围屏向低转速盘折转, 并沿低转速盘径向向内流动, 在 $r/b = 0.70$ 的径向位置与低转速盘旋转产生的较弱的离心力驱动的流体相遇, 然后流向中心区域. 因此, 在盘腔 $r-z$ 面形成一个较大的顺时针对流涡胞和一个较小的逆时针对流涡胞. 从图 5 可看出, 在 $r/b = 0.60$ 的径向位置, 盘腔中心区域仍然存在径向向内的无剪切流动; 切向速度边界层以外的核心区, $v_\phi/(\Omega r)$ 仍然沿轴向线性变化, 因此在该径向位置, 流动仍然为 Stewartson 型流动. 计算结果表明, 在 $r/b < 0.65$ 的径向范围内均为该型流动结构. 然而, 在 $r/b = 0.80$ 和 $r/b = 0.90$ 的径向位置, 流动速度分布显著不同. 首先, $v_r/(\Omega r)$ 在 $0.40 < z/s < 0.60$ 范围内几乎为 0; 其次, $v_\phi/(\Omega r)$ 在切向速度边界层以外的中心区域几乎恒定不变 ($r/b = 0.80$ 时, $v_\phi/(\Omega r) = 0.20$; $r/b = 0.90$ 时, $v_\phi/(\Omega r) = 0.28$). 因此, 在盘腔中半径较大区域存在零径向速度旋转核心区, 核心区旋流比 ($v_\phi/(\Omega r)$) 随半径增大而增大, 即流动呈现为 Batchelor^[16] 流动特征. 计算结果表明: $-1.0 < \Gamma < 0$ 时, 盘腔中高半径处为 Batchelor 型流动, 低半径处为 Stewartson 型流动; 在这个转速比范围内, Γ 越接近 -1.0 , Stewartson 型流动占据的空间越大, Γ 越接近 0, Batchelor 型流动占据的空间越大.

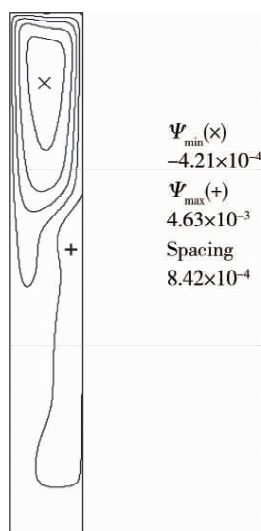


图4 流函数等值线图 ($Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5$, $\Gamma = -0.5$)

Fig. 4 Contours of stream function for

$Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5$ and $\Gamma = -0.5$

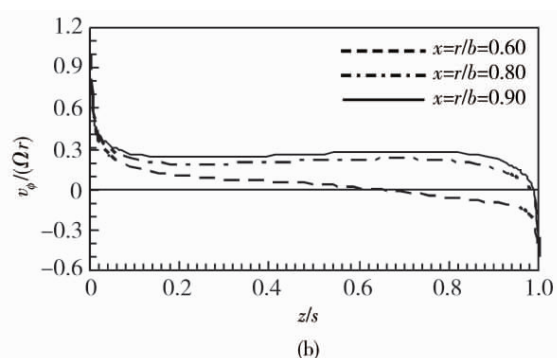
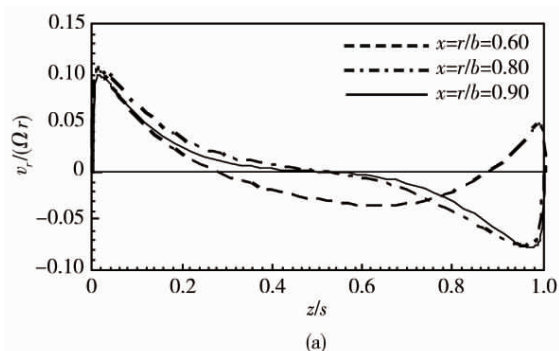


图5 $Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5$, $\Gamma = -0.5$ 时的 $v_r/(\Omega r)$ 和 $v_\phi/(\Omega r)$ 轴向分布

Fig. 5 Predicted axial distributions of $v_r/(\Omega r)$ and $v_\phi/(\Omega r)$ for $Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5$ and $\Gamma = -0.5$

3.2 旋转雷诺数和转速比对盘腔内压力的影响

图6为 $\Gamma = -1.0$ 时不同旋转雷诺数 Re_ϕ 对应的盘腔内相对静压 p 在轴向中分面上的径向分布,从图中可看出,在同一旋转雷诺数下,由于

受离心力的强烈驱动作用和外围屏滞止作用的影响,静压在中心区域低,随半径的增大逐渐增大.同时,压力梯度也随半径的增大逐渐增大,在盘腔内端,压力梯度迅速减小.比较不同 Re_ϕ 下盘腔内压力值,可以看出, Re_ϕ 越大,盘腔内压力越低,这是因为转盘转速越高时“泵效应”的作用越强,致使盘腔内的压力越低.

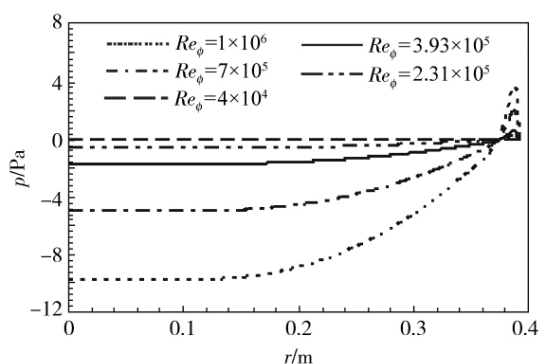


图6 $\Gamma = -1.0$ 时 p 的径向分布

Fig. 6 Radial distributions of p for $\Gamma = -1.0$

图7为 $Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5$ 时不同转速比 Γ 对应的盘腔内相对静压 p 在轴向中分面上的径向分布,可以看出,在整个径向范围内, $\Gamma = 0$ 对应的压力最低,随着 Γ 由0减小到 -1.0 ,盘腔内压力逐渐增大, $\Gamma = -1.0$ 所对应的压力最高.这是因为 $\Gamma = 0$ 时,盘腔内气体的流动为Batchelor型流动.由于旋转核心的存在,旋转涡的耗散效应使得盘腔内部压力降低;而 $\Gamma = -1.0$ 时,盘腔内流动为Stewartson型流动,没有明显的旋转核心,盘腔内压力降较小.在 $-1.0 < \Gamma < 0$ 范围内, Γ 越接近 -1.0 ,Stewartson型流动占据的空间越大,压力降越小.因此, Γ 由0减小到 -1.0 ,盘腔内压力

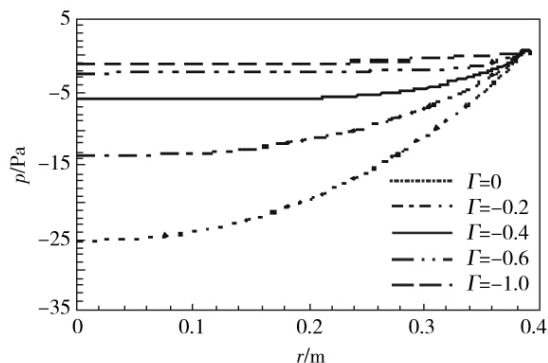


图7 $Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5$ 时 p 的径向分布

Fig. 7 Radial distributions of p for $Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5$

逐渐增大。

3.3 旋转雷诺数和转速比对转盘壁面摩擦力矩的影响

转盘壁面与盘腔内冷却气流的摩擦力矩定义为^[1]

$$M = -2\pi \int_0^b r^2 \tau_{w,\phi} dr$$

其中对盘1, $\tau_{w,\phi} = \mu(\partial v_\phi / \partial z)_{z=0}$, 对盘2, $\tau_{w,\phi} = \mu(\partial v_\phi / \partial z)_{z=s}$ 。图8给出了 $\Gamma = -1.0$ 时盘面摩擦力矩 M 随旋转雷诺数 Re_ϕ 的变化曲线。由于反向同速旋转, 两盘的摩擦力矩 M 也反向。从图中可看出, M 随 Re_ϕ 增大而增大。这是因为转速增大, 其所对应的切向速度梯度也增大, 因此摩擦力矩增大。

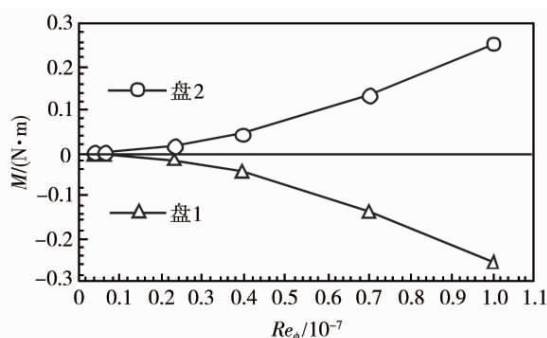


图8 盘面摩擦力矩 M 随 Re_ϕ 的变化

Fig. 8 Frictional moment M varying with Re_ϕ

图9给出了 $Re_{\phi 1} = 3.93 \times 10^5$ 时盘面摩擦力矩 M 随转速比 Γ 的变化曲线。从图中可看出, Γ 由 -1.0 增大到 0 , M 逐渐减小, $\Gamma = -1.0$ 时其力矩基本上为 $\Gamma = 0$ 的2倍。这也与流动结构有关。 Γ 由 -1.0 增大到 0 , 流动由 Stewartson 型流动逐步转换成 Batchelor 型流动。出现 Batchelor 型

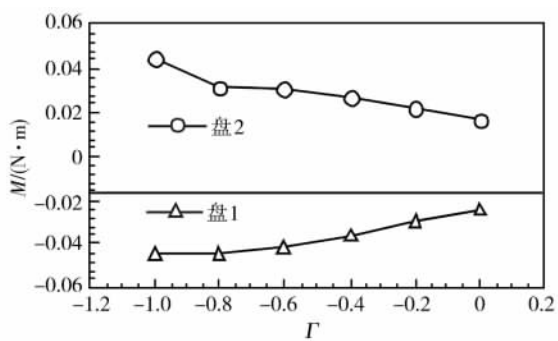


图9 盘面摩擦力矩 M 随 Γ 的变化

Fig. 9 Frictional moment M varying with Γ

流动时, 旋转核心的存在, 使流体在相当大的程度上随转盘一起旋转, 使转盘与流体的相对切向速度差减小, 因而摩擦力矩也减小。

4 结 论

1) 转速比 Γ 对流动结构有重要影响。反向同速旋转盘腔内流动结构为 Stewartson 型流动结构, 在 $-1.0 < \Gamma < 0$ 范围内, 盘腔中高半径处为具有零径向速度旋转核心区的 Batchelor 型流动, 核心区旋流比 $v_\phi / (\Omega r)$ 随半径增大而增大; 低半径处为 Stewartson 型流动。 Γ 越接近 -1.0 , Stewartson 型流动占据的空间越大; Γ 越接近 0 , Batchelor 型流动占据的空间越大。

2) 随着旋转雷诺数 Re_ϕ 增加, 盘腔内的压力越低, 转盘壁面与盘腔内冷却气流的摩擦力矩越大; 反向旋转有助于增大盘腔内的压力, 转速比 $\Gamma = -1.0$, 摩擦力矩最大。

参考文献:

- [1] 曹玉璋, 陶智, 徐国强, 等. 航空发动机传热学[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2005.
- [2] Kilic M, Gan X, Owen J M. Turbulent flow between two disks contra/rotating at different speeds[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 1996, 118(2): 408-413.
- [3] Chen J X, Gan X, Owen J M. Heat transfer from air-cooled contra-rotating disks[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 1997, 119(1): 61-67.
- [4] 吉洪湖, 张靖周, 梁波. 封闭转静盘腔中紊流的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2001, 16(1): 13-18.
JI Honghu, ZHANG Jingzhou, LIANG Bo. Simulation of turbulent flow within an enclosed rotor-stator disc cavity [J]. Journal of Aerospace Power, 2001, 16(1): 13-18. (in Chinese)
- [5] 张靖周, 吉洪湖, 王锁芳. 具有径向进出流的转-静盘腔流动与换热的数值研究[J]. 工程热物理学报, 2001, 22(suppl): 137-140. (in Chinese)
ZHANG Jingzhou, JI Honghu, WANG Suofang. Numerical study for turbulent flow and heat transfer inside rotor-stator disc cavity with radial outflow[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2001, 22(suppl): 137-140. (in Chinese)
- [6] 张靖周, 吉洪湖. 旋转盘腔紊流流动的数值研究[J]. 推进技术, 2002, 23(6): 472-476.
ZHANG Jingzhou, JI Honghu. Numerical study for turbulent flow inside rotating disc cavities[J]. Journal of Propulsion Technology, 2002, 23(6): 472-476. (in Chinese)
- [7] 丁水汀, 陶智, 徐国强, 等. 带进气预旋的旋转空腔平均换热特性研究[J]. 航空动力学报, 1998, 13(3): 277-280.
DING Shuiting, TAO Zhi, XU Guoqiang, et al. A study on averaged heat transfer characteristics of a rotating cavity

- with preswirling inflow[J]. Journal of Aerospace Power, 1998, 13(3): 277-280. (in Chinese)
- [8] 杨成凤, 张靖周. 高旋转雷诺数下预旋进气转-静盘腔流动换热特性[J]. 航空动力学报, 2006, 21(2): 326-330.
YANG Chengfeng, ZHANG Jingzhou. Flow and heat transfer in a pre-swirl rotor-stator cavity under high rotational Reynolds number[J]. Journal of Aerospace Power, 2006, 21(2): 326-330. (in Chinese)
- [9] 陶智, 高娟, 蔡毅, 等. 高位垂直进气转静系旋转盘腔流场的实验[J]. 航空动力学报, 2007, 22(3): 347-351.
TAO Zhi, GAO Juan, CAI Yi, et al. Experimental investigation of the flow field between a rotating and a stationary disk at high positioned air inflow[J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22(3): 347-351. (in Chinese)
- [10] 全永凯, 孙纪宁, 罗翔. 高位进气径向出气转静系静盘压力研究[J]. 航空动力学报, 2010, 25(1): 53-57.
QUAN Yongkai, SUN Jining, LUO Xiang. Pressure measurements on a static disk with high positioned inflow and radial outflow under rotor-stator system[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(1): 53-57. (in Chinese)
- [11] 吴宏, 雷斌, 蔡毅, 等. 高位垂直进气径向出流旋转盘腔风阻效应的实验[J]. 航空动力学报, 2006, 21(6): 1008-1011.
WU Hong, LEI Bin, CAI Yi, et al. Experimental investigation on frictional loss in shrouded rotating disk with high-positioned air inflow[J]. Journal of Aerospace Power, 2006, 21(6): 1008-1011. (in Chinese)
- [12] 蔡毅, 徐国强, 陶智, 等. 反向旋转盘间非稳态换热特性的实验研究[J]. 航空动力学报, 2004, 19(3): 346-350.
CAI Yi, XU Guoqiang, TAO Zhi, et al. Experimental investigation of unsteady heat transfer between counter-rotating disks[J]. Journal of Aerospace Power, 2004, 19(3): 346-350. (in Chinese)
- [13] Gan X, MacGregor S A. Experimental study of the flow in the cavity between rotating disks[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 1995, 10(3): 379-387.
- [14] 陶文铨. 数值传热学[M]. 2版. 西安: 西安交通大学出版社, 2001.
- [15] Stewartson K. On the flow between two rotating coaxial discs[J]. Proc Camb Phil Soc, 1953, 49(2): 333-341.
- [16] Batchelor G K. Note on a class of solutions of the Navier-Stokes equations representing steady rotationally-symmetric flow[J]. Quart J Mech Appl Math, 1951, 4(1): 29-41.