

文章编号: 1000-8055(2000) 02-0169-05

中心进气旋转盘流动与换热的数值研究

徐国强 陶 智 水汀 罗 翔
(北京航空航天大学 402 教研室, 北京 100083)

摘要: 本文采用混合长度模型及共轭计算的方法对中心进气转静系旋转盘、腔内的流动与换热进行了数值计算, 并与实验结果进行了比较, 证明混合长度模型对转静系旋转盘、腔的流动与换热的计算是可行的。计算结果显示: 冲击区努赛尔特数最大值不在驻点, 而是偏离驻点一段距离; 随着转速和冷气流量的增加, 盘面换热总体加强。

关键词: 盘; 换热; 流动; 数值计算

中图分类号: V 232.3

文献标识码: A

1 前言

转盘的高速旋转导致转盘附近的边界层很不规则, 可以预见其紊流也并非各向同性。尽管如此, Koosinlin, Launder 和 Sharma^[1]证实了混合长度模型对自由旋转圆盘和旋转锥体的流动问题是适用的。Chew^[2]也应用此模型对在封闭腔内旋转圆盘的流动问题进行了成功的计算。由于混合长度模型较简单, 在计算机内存和计算时间等方面与其它模型相比具有很大优势, 一些研究者仍在继续使用该模型, 如 Long, Morse 和 Tucker 等^[3]。但以前的计算均是在给定转盘表面为第一类边界条件下对腔内的流动与换热进行计算。

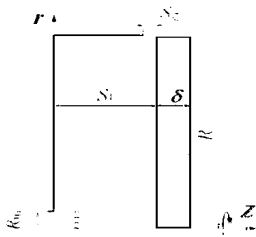


图 1 中心进气旋转盘模型

本文用扩展的混合长度模型对如图 1 所示包含转盘在内的中心进气外缘加热转静系旋转盘、

腔模型内流动与换热进行计算。转盘半径 $R=0.18\text{ m}$; 转盘厚度 $\delta=0.035\text{ m}$; 进气孔半径 $R_{in}=0.025\text{ m}$; 盘罩间隙 $S_1=0.0585\text{ m}$, 出气间隙 $S_2=0.0055\text{ m}$ 。

2 控制方程及紊流模型

2.1 控制方程

设 u, v, w 分别为圆柱坐标系 z, r, θ 中的速度分量, 并假设流动是轴对称的, 则对于稳态、不可压、常物性流体控制方程的守恒形式为:

$$\frac{\partial(\rho\beta u\Phi)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho\beta rv\Phi)}{r\partial r} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\Gamma_r\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right) + S \quad (1)$$

其中 Φ 是给定的因变量, 可分别取 $1, u, v, w, t$, 当 Φ 和 β 取 1 时便得到连续方程。 β 对于动量方程取 1, 对于能量方程取比热容 C_p 。 S 为源项, 它包含原方程中在上式未列出的所有项。其表达式见表 1。

在计算过程中, 研究区域除腔内气体外还应将转盘也包括在内, 这样所研究的问题是一个导热和对流换热耦合的共轭传热课题。盘内的流动速度为零, 只要将这一区域的粘性系数置为一个很大的数即可完全用上述方程组来描述。

表 1 统一方程中的源项

方 程	Φ	Γ	源 项 S
连 续	1	0	0
x 向(轴向) 动量方程	u	μ_{eff}	$\rho F_u - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{r \partial r} \left(\mu_{eff} r \frac{\partial v}{\partial r} \right)$
y 向(径向) 动量方程	v	μ_{eff}	$\rho F_v - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{r \partial r} \left(\mu_{eff} r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{2\mu_{eff} v}{r^2} + \frac{\rho w^2}{r^2}$
z 向(周向) 动量方程	w	μ_{eff}	$\rho F_w - \frac{\partial(\mu_{eff} w)}{r \partial r} + \frac{\partial}{r \partial r} \left(\frac{2\mu_{eff} v}{r} \right) + \frac{\mu_{eff}}{r} \left(\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right) - \frac{\rho v w}{r}$
能量方程	t	λ_{eff}	0

2.2 紊流模型

根据文献[4],当射流进口雷诺数(以进口管道直径为定性尺度)大于 30 时,射流的流动状态已处于紊流,而本研究的射流进口雷诺数均大于此值数百倍甚至数千倍,尽管有些转速小于 1500 r/min 即旋转雷诺数小于自由盘从层流向紊流过渡的 3×10^5 的工况,计算时仍按紊流计算。流紊流模型取混合长度模型。

紊流粘性系数由下式计算:

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left\| \frac{\partial V}{\partial n} \right\| \quad (2)$$

Chew 和 Vaughan^[2]认为对旋转盘和旋转腔的流动无须作任何假定,可直接应用 Koosinlin 等^[1]提出的扩展混合长度模型,该模型的核心内容是给定了 $\left\| \frac{\partial V}{\partial n} \right\|$ 的计算表达式:

$$\left\| \frac{\partial V}{\partial n} \right\| = \left\{ \left(\frac{\partial u_s}{\partial n} \right)^2 + \left[r \frac{\partial (w/r)}{\partial n} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

上式中 u_s 为在 $r-z$ 平面内与边界平行的速度, n 为与边界平行的速度到边界的垂直距离。

在边界层的外层,混合长度 l_m 按下式计算:

$$l_m = 0.085 \delta \quad (4)$$

δ 为边界层厚度。在壁面附近使用 Van Driest 阻尼公式:

$$l_m = 0.42 n \left\{ 1 - \exp \left[-n \frac{(\tau_w / \rho)^{\frac{1}{2}}}{26v} \right] \right\} \quad (5)$$

用下式对整个计算区域的混合长度进行连续^[6]:

$$l_m^{-2} = [\text{由式(4)算出的混合长度}]^{-2} + [\text{由式(5)算出的混合长度}]^{-2} \quad (6)$$

在静止环罩的边界层内,考虑到流线弯曲的

影响,混合长度作如下修正^[3]:

$$l_m = l_0(1 - 5Ri) \quad (7)$$

l_0 由(4)式或(5)式计算, Ri 为 Richardson 数

$$Ri = \frac{2w}{r^2} \frac{\partial(rw)}{\partial r} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left[\frac{\partial \left(\frac{w}{r} \right)}{r \partial r} \right]^2 \right\}^{-1} \quad (8)$$

边界层边缘在文献中有 3 种定义方法: (1) Chew^[2]定义为当 $\left\{ \left(\frac{\partial u_s}{\partial n} \right)^2 + \left[\frac{\partial (w/r)}{r \partial r} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$ 等于该式在壁面上值的 1% 时的点; (2) Long^[3] 定义为切应力的合力降到壁面上切应力合力的 1% 的点为边界层的边缘,在拐角处边界层的厚度取两个壁面处的最小值; (3) Lapworth^[5] 用无量纲总压梯度的变化来寻找边界层的边缘。本文采用第二种方法。

紊流导热系数 λ , 有效导热系数 λ_{eff} , 紊流粘性系数 μ_t 和紊流普朗特数 Pr_t 有如下关系^[7]:

$$\frac{\lambda_{eff}}{C_p} = \frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_t}{Pr_t} = \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (9)$$

2.3 边界条件

(1) 入口条件: 考虑到流量较大,入口处已为旺盛紊流,因此,计算时取进口速度沿射流口的径向分布为一定值,即: $u_{in} = m / 3600 \rho A_{in}$

(2) 出口边界条件: 在出口截面上流场的状态是未知的。本文采用局部单向化处理。

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0, \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \frac{\partial (rv)}{\partial r} = 0$$
$$\frac{\partial t}{\partial r} = 0 \quad \text{当 } (S_1 - S_2) < z < S_1 \text{ 时} \quad (10)$$

(3) 静止罩边界条件: 根据无滑移条件,静止罩的速度边界条件为: $u = 0, v = 0, w = 0$; 温度边界条件取绝热边界条件: $\frac{\partial t}{\partial n} = 0$, 这里 s_p 为表面, on

分别取 z 和 r 。

(4) 转盘边界条件: 本计算采用流体和固体一起计算的共轭计算方法, 因此无须给出研究域内转盘与空气交界面的边界条件, 只须给出转盘背面和盘缘的流动与换热边界条件即可。

转盘背面:

$$u = 0, v = 0, w = \omega r, \partial t / \partial z = 0$$

(当 $z = S_1 + \delta, 0 \leq r < R$ 时)

11

转盘加热边:

$$u = 0, v = 0, w = \omega R, -\lambda_0 \frac{\partial t}{\partial r} = q_{h, \text{ext}}$$

(当 $S_1 \leq z \leq S_1 + \delta, r = R$ 时)

12

2.4 物性条件

因为采用的是共轭计算方法, 在计算域内有两种性质完全不同的介质, 所以, 物性参数要分别给定。

- (1) 空气的物性参数分别取进口处的值。
- (2) 转盘: 分子粘性系数取一很大数 $\mu = 1.0 \times 10^{25}$; 密度 $\rho = 7840 \text{ kg/m}^3$; 导热系数 $\lambda_0 = 47.0 \text{ W/(m} \cdot ^\circ\text{C)}$; 比热容 $C_p = 470 \text{ J/(kg} \cdot ^\circ\text{C)}$ 。

3 计算结果

本文采用交错网格体系, 计算方法为 Partanker 等提出的 SIMPLE 算法。

3.1 流动结构

图 2 为进气流量为 200 kg/h 时不同转速情况下的流线图。冷气从静盘中心进入腔体, 冲击转盘的中间区域, 然后折转流向四周, 扫过整个盘面。由于特定的结构, 冷气在腔内形成回流。当转速为零或较低时, 在射流孔以上形成一个相对比

较规矩的涡, 此涡从射流孔的外缘一直延伸到转盘外的静止环罩处。回流的冷气又不断地补充到转盘附近径向外流的流体中去, 使盘面附近径向外流的流体在数量上不断增加, 这将有利于盘面与冷气的换热。随着转盘转速的提高, 这个涡开始发生变化, 逐渐变得越来越不规矩; 随着转速的继续提高, 此涡破碎成两个或多个相对较小的涡。此外, 还发现在低转速情况下, 进气流量对腔内流场结构影响比较小, 但进气流量的增加有助于腔内大涡的稳定, 提高了由于旋转导致涡破裂的转速。

由于采用了共轭的计算方法, 尽管在腔内转盘附近流体的速度很大, 但在固体表面和固体内部的轴向和径向速度极其微小, 其数值约在 10^{-23} 的量级, 在速度矢量图中根本无法反映出来, 这样的结果是合理的。因此, 用共轭的计算方法计算本文所研究的问题是非常合适的。

3.2 盘腔温度

图 3 为腔内冷气温度和转盘内温度的等值线图。可以看出, 腔内冷气温度沿径向有所上升。在转盘表面附近温度最高, 其温度边界层随转盘的半径增大而增厚。这一结果是正确的, 符合流动与换热的基本规律, 说明共轭计算方法在计算流体与固体耦合的换热问题也是比较适用的。

图 4 给出了通过共轭计算得到的转盘表面温度沿径向分布与作者的实验数据的比较, 两者吻合较好。在转盘的中间部位 ($r < 0.03 \text{ m}$) 温度变化比较平缓, 该区域比进气孔 ($R_m = 0.025 \text{ m}$) 稍大一些。当半径大于 0.03 m 以后, 随着半径的增大, 盘面温度逐渐提高。转速或流量增加, 盘面温度总体下降, 总的分布趋势没有变化。

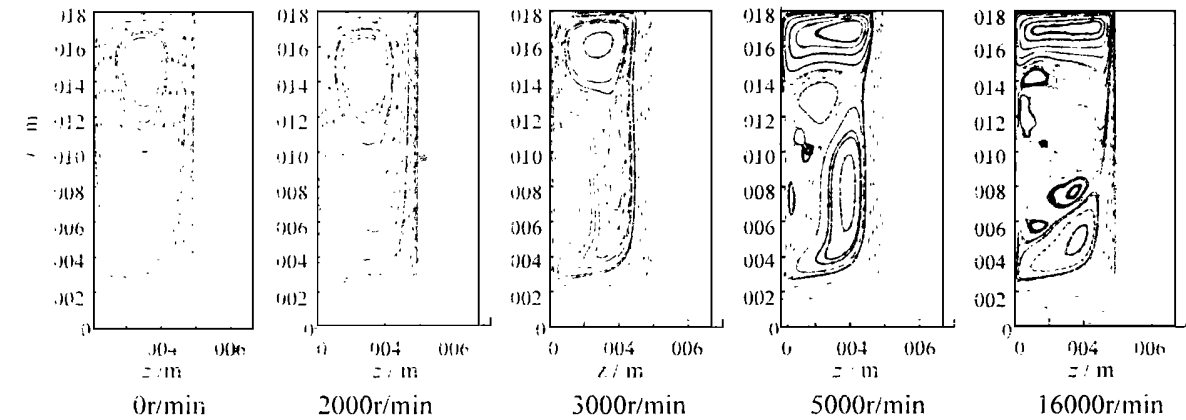


图 2 冷气流量 (200 kg/h) 不同转速时腔内的流线图

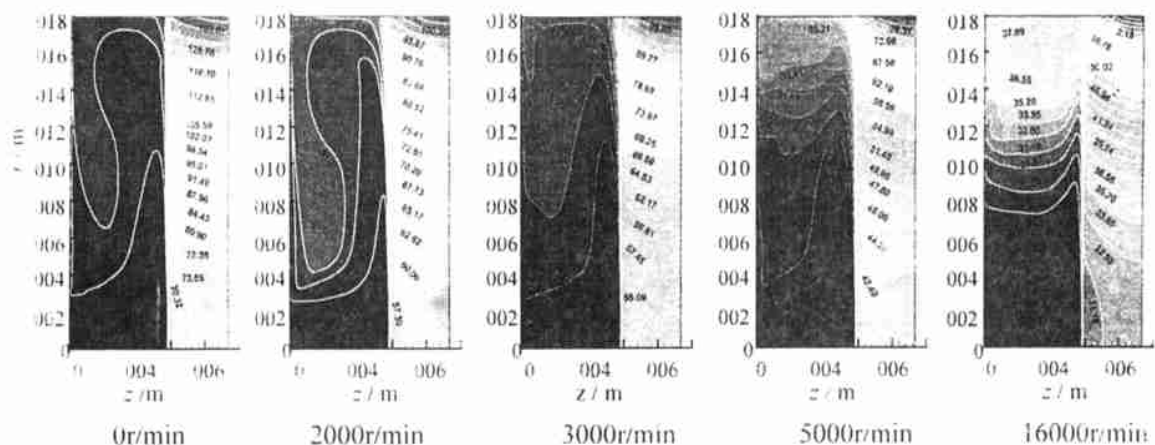


图 3 冷气流量(200 kg/h)不同转速时盘腔内的等温线图

最大冲击距不到 1.2, 对流换热系数最大值不在驻点上也是有可能的。

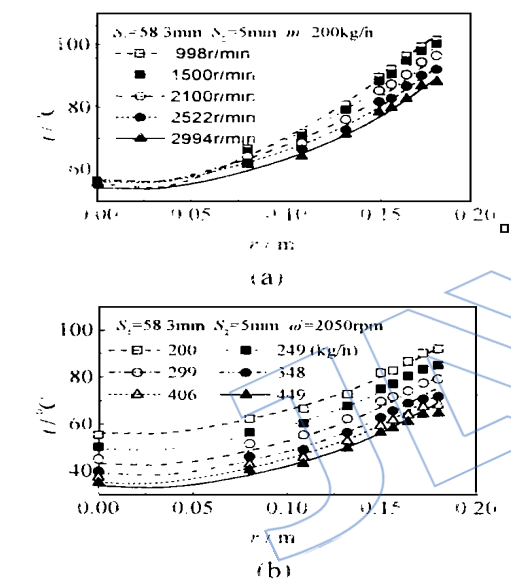


图 4 盘面温度

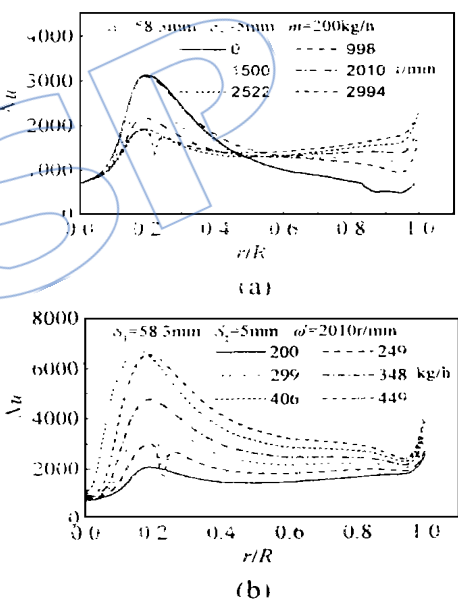


图 5 盘面局部努赛尔特数

3.3 盘面局部努赛尔特数

盘面局部努赛尔特数 $Nu(= \alpha R/\lambda)$ 的计算结果示于图 5。其分布规律是在冲击区比较低,尤其是在驻点附近最低。随着半径的增大努赛尔特数不断增加,约在 $r/R = 0.2$ 左右取得最大值,随后,随着半径的增大努赛尔特数逐渐减小,而在转盘外缘又有一个最大值。在两个最大值之间,努赛尔特数随半径的变化较小,尤其是在进气雷诺 $Re(= \rho u_{in} R/\mu)$ 数较小时更是如此。计算结果显示在驻点附近局部努赛尔特数不是最大,最大值偏离驻点一段距离。顾维藻^[8]根据自己及总结别人的研究结果指出:在冲击距比较小时(大约 $z/(2R_m) < 6 \sim 8$)时,局部换热系数可能出现两个峰值,其中一个可能位于驻点,但也可能不在驻点。本计算

旋转雷诺数 $Re_{\omega} (= \rho \omega R^2/\mu)$ 的增加,在转盘外缘盘面努赛尔特数不断上升;冲击区附近努赛尔特数最大值的数值不断减小,如图 5(a) 所示。转速的提高,由于泵效应的作用使以射流方式进入腔体的冷气向外扩张加剧,减缓了射流的强度,使冲击区附近努赛尔特数的最大值有所降低。同时,转速的提高,也使腔内的回流加剧,回流的流体不断向转盘附近径向出流的流体补充,使流过盘面附近的流体相对增多,转盘的换热加强。另外,转盘转速的提高,盘面的切线速度也不断增大,这些均有利于盘面的换热。

进气流量增加,盘面的努赛尔特数总体上升,靠近冲击区增加的幅度较大,如图 5(b) 所示。

3.4 盘面平均努赛尔特数

图 6 示出了平均努赛尔特数 $Nu_{av}(=\alpha_w R/\lambda)$

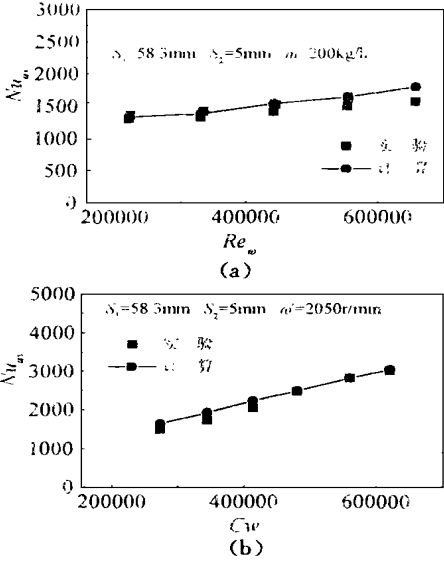


图 6 盘面平均努赛尔特数

随旋转雷诺数和进气雷诺数 $Re(=\rho\omega R^2/\mu)$ 变化的数值计算结果与实验结果比较。与上述讨论的结果一致,随着旋转雷诺数或进气雷诺数的提高,盘面平均努赛尔特数不断增大,但旋转的影响要比冷气量的影响弱的多。

4 结 论

(1) 采用扩展的混合长度模型和共轭计算的方法对转静系旋转盘腔的流动与换热计算是可行的。(2) 当转速比较低时,腔内存在一个延伸到转盘外缘比较规矩的大涡。在高转速时,此涡破裂成许多相对较小的涡。流量的提高,有助于腔内大

涡的稳定。(3) 在转盘的中心部位温度变化比较平缓,当半径大于 0.03 m 以后,随着半径的增大,盘面温度逐渐提高。转速或流量的增加,盘面温度总体下降,总的分布趋势没有变化。(4) 随着半径的增大盘面局部努赛尔特数不断增加,约在 $r/R=0.2$ 左右取得最大值,随后,随着半径的增大努赛尔特数逐渐减小,而在转盘外缘又有一个最大值。(5) 盘面平均努赛尔特数随转速和流量的增加而增大,但旋转的影响要比冷气量的影响弱的多。

参 考 文 献

- 1 Koosinlin M L, Launder B E, Sharma B I. Prediction of Momentum, Heat and Mass Transfer in Swirling [J]. Turbulent Boundary Layers, ASME J. of Heat Transfer, 1974, 96: 204- 209
- 2 John W C, Craig M V. Numerical Predications for the Flow Induced by an Enclosed Rotating Disc[R]. 88-GT-127
- 3 Long C A, Morse A P, Tucker P G. Measurement and Computation of Heat Transfer in High-Pressure Compressor Drum Geometries with Aial Throughflow [J]. J. of Turbomachinery, 1997, 119: 51- 59
- 4 生井武文,井上雅弘著,伊增欣译.粘性流体力学[M].北京:海洋出版社,1984
- 5 Lapworth B L, Chew J W. A Numerical Study of the Influence of Disk Geometry on the Flow and Heat T ransfer in a Rotating Cavity[R]. 90-GT-136
- 6 王平,韩振兴等译,张远君校.流体力学大全[M].北京:北京航空航天大学出版社,1991
- 7 陶文铨.数值传热学[M].西安:西安交通大学出版社,1988
- 8 顾维藻,神家锐,马重芳,张玉明著.强化传热[M].北京:科学出版社,1991

(责任编辑 杨再荣)

Numerical Study on Flow and Heat Tranfer in Shrouded Rotating Disk System with Central Air Inflow

Xu Guoqing, Tao Zhi, Ding Shuiding, Luo Xiang

(4th Dept. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: The mixing length model and conjugation calculation were applied to the numerical simulation for the fluid flow and heat transfer process in a rotating shrouded disk with central coolant inlet. Comparison the simulation results with experiments indicates that the mixing length model gives quite reasonable prediction. Numerical simulation shows that: (1) the location of the maximum Nusselt number was offset from the stagnation point at a certain distance; (2) the heat transfer was enhanced with the increase of rotating speed and coolant flow rate.

Key words: rotating disk; heat transfer; flow; numerical computation