

# 中国工程热物理学会

## 流体机械学术会议

### 论文集

一九九九

镇江

中国工程热物理学会编



# 流体机械学目录

## 一、流体机械内部流动数值模拟及分析

- 997021 叶片式多相泵内气液两相泡状流的三维数值计算 ..... 黄思、薛敦松 I -1-6
- 997009 固体粒子在直流式除尘器中湍流脉动的数值模拟 ..... 邓兴勇、凌志光、姜小敏 I -7-6
- 997003 轴向间隙对动 / 静相干叶排内部非定常特性的影响 ..... 党政、席光、王尚锦 I -13-6
- 997020 不同湍流模型在液 — 液旋流分离中的应用及比较 ..... 陆耀军、周力行、沈熊 I -19-8
- 997005 离心叶轮及无叶扩器内湍流的非结构化网格数值解法 ..... 张楚华、谷传纲、苗永森 I -27-6
- 997004 喷管可压缩湍流流动的数值分析 ..... 赵兴艳、苏莫明、苗永森 I -33-6
- 997037 低比速离心泵叶轮内三维不可压湍流场计算 ..... 陈池、袁寿其、郑铭、李昉 I -39-6

## 二、流体机械的试验及量测

- 997002 液固两相平板混合层中涡结构对颗粒沉降影响的实验研究 ..... 周欣、王赫阳、王希麟、张会强、郭印诚、林文漪 II -1-4
- 997015 近失速工况下叶顶间隙对后置蜗壳斜流叶轮进出口流场影响的实验研究 ..... 魏兵海、吴克启 II -5-4
- 997032 探针系统测定流场反应特性分析 ..... 仇宝云、刘超 II -9-8
- 997010 轴对称旋转流动的数值及实验分析 ..... 刘应征、陈汉平 II -17-7
- 997029 离心压气机  $S_2$  流面半反问题 —  $S_2$  流面反问题的变通使用 ..... 陈宏冀、王正明、贾希诚 II -24-5
- 997035 水力转轮内的 CFD 分析及优化设计 ..... 任静、杨建明、吴玉林、曹树良 II -29-8

## 三、流体机械设计理论和方法

- 997017 低压旋流雾化喷嘴结构特性优化研究 ..... 冉景煜、张力、金泽华、辛明道 III -1-6
- 997014 文丘里洗涤器压力损失计算方法 ..... 胡金榜、陈志强、宗润宽、王书肖、田天、王凤东 III -7-6
- 997024 特殊高速离心泵的结构设计研究 ..... 朱祖超、王乐勤、陈红生、金庆明、黄敦回 III -13-5
- 997025 高速离心泵轴向力平衡方法研究 ..... 朱祖超、王乐勤 III -18-5

|                       |                                     |                    |           |
|-----------------------|-------------------------------------|--------------------|-----------|
| 997013                | 烟道气湿式净化新技术 .....                    | 彭铁成、刘宗瑜            | III -23-4 |
| 997001                | 弯曲母线离心叶轮设计方案比较、分析 .....             | 赵晓路                | III -27-6 |
| 997034                | 轴流消防排烟风机的应用和发展 .....                | 谭春青、陈海生、梁锡智、赖焕新、吴海 | III -33-5 |
| 997030                | 径向滑动轴承润滑液膜可保持条件的探讨 .....            | 何川、刘晓明、龙天渝、赵琴、潘良明  | III -38-4 |
| 997028                | 电厂循环水泵的节能改造 .....                   | 刘殿魁、孙岩             | III -42-4 |
| <b>四、流体机械性能研究</b>     |                                     |                    |           |
| 997023                | 超低比转速高速离心泵优化设计计算系统 .....            | 朱祖超、陈红生、谢平、王乐勤     | IV -1-5   |
| 997016                | 通风机内流规律及叶型附面层弦向三区物理模式 .....         | 胡亚非                | IV -6-8   |
| 997026                | 螺旋轴流式多相泵原理机外特性实验研究 .....            | 李清平、薛敦松            | IV -14-6  |
| <b>五、流体机械中多项流动及其它</b> |                                     |                    |           |
| 997033                | 含尘流透平叶片冲蚀的数值分析 .....                | 姜小敏、凌志光、邓光勇        | V -1-7    |
| 997018                | 基于边界层理论的气粒旋转多相流中尘粒运动特性及分离效率研究 ..... | 张力、冉景煜、金泽华、辛明道     | V -8-6    |
| 997012                | 航空发动机中直通式萁齿密封腔内流动和换热的实验研究 .....     | 黄晓光、王泳泓、翁史烈、吴丁毅    | V -14-6   |
| 997031                | 水轮机转轮泥沙磨损的数值预测 .....                | 吴伟章、任静、吴玉林         | V -20-6   |
| 997027                | 流体机械转轮内气泡运动轨迹的数值分析 .....            | 李清平、卢文强、薛敦松        | V -26-8   |
| 997036                | 离心压缩机三元设计软件集成的初步探讨 .....            | 肖翔、赵晓路、陈党民         | V -34-6   |
| 997008                | 蒸发器过热度随电子膨胀阀开度动态响应的特性研究 .....       | 仲华、唐双波、何煜、陈芝久      | V -40-6   |
| 997011                | 汽车空调制冷系统神经模糊控制方法的仿真研究 .....         | 袁晓海、陈芝久            | V -46-4   |
| 997006                | 离心叶轮内三维分离流态的拓扑分析 .....              | 李意民                | V -50-8   |

## 叶片式多相泵内气液两相泡状流的三维数值计算

黄 思 薛敦松

石油大学(北京)机电工程学院

### 1 引言

气液两相叶片式泵在工业中的应用潜力引起了人们广泛的关注,因此叶片式泵内两相流动性能的准确预估是十分必要的。国内外不少学者为此提出了多种性能预估方法,如两相间无速度滑差的均匀流动模型及有相间速度滑差的一维流动模型等。Menemura等人[1-2]近年来提出了一种三维泡状流模型研究泵内两相流。液相(连续相)速度场的数值求解采用了有限元法或有限差分法,再对气泡(分散相)的运动微分方程进行积分,得到气泡轨迹及泵内含气率的分布。然而,跟踪气泡群本身需花费较长的计算时间,加上有限元法或有限差分法这两种既耗时又占内存的方法,使该方法目前似乎难以投入工程应用。

为将三维两相流预测方法应用于工程设计,本文采用 $S_1$ 、 $S_2$ 流面坐标迭代法进行液相流场的三维计算。流面坐标迭代法的主要优点在于其方法简单、计算快速而便于工程应用。实践证明,即使在计算网格划分较稀疏的情况下,采用流面坐标迭代法仍可得到一个较精确的计算结果。对气泡运动的分析,本文与Menemura等人的模型一样,采用Basset-Bousinesque-Oseens公式。

### 2 理论模型和数值求解

#### 2.1 液流控制方程

假定液流是无粘且不可压;气体的动量和液体的动量相比近似可以忽略。因此,液流控制方程可以按如下矢量形式给出:

$$\nabla \cdot [(1-\alpha)\rho \mathbf{W}] = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{W}_a}{Dt} = \frac{D\mathbf{W}}{Dt} + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{W} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) = -\frac{\nabla p}{\rho(1-\alpha)} \quad (2)$$

$\mathbf{W}_a$ 、 $\mathbf{W}$  分别是绝对、相对坐标系中的液相速度矢量;且  $\mathbf{W}_a = \mathbf{W} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ ;  $\alpha$  是气体的体积含气率;  $\rho$  是液体密度;  $\boldsymbol{\omega}$  是叶轮的角速度。

均匀气泡流中的液相转子焓  $I$  可近似按如下形式给出:

$$I = \frac{p}{\rho(1-\alpha)} + (1-x) \left( \frac{W^2}{2} - \frac{\omega^2 r^2}{2} \right) \quad (3)$$

$x$  是气体质量含气率。若液体的转子焓在每条流线上保持不变,泵叶轮中的静压可表示为:

$$p = \rho(1 - \alpha) \left[ I - (1 - x) \left( \frac{W^2}{2} - \frac{\omega^2 r^2}{2} \right) \right] \quad (4)$$

由方程 (1) ~ (4), 在  $S_1$ 、 $S_2$  流面的坐标系中可得如下方程,

$$\dot{m} = Z \int_F (1 - \alpha) \rho W \cos \beta \cos(\lambda - \psi) dF \quad (5)$$

$$\frac{dW}{dq_1} = c_{11} W + c_{21} \frac{dW}{dL} + c_{31} \quad (6)$$

$$\frac{dW}{dq_2} = c_{12} W + c_{22} \frac{dW}{dL} + c_{32} \quad (7)$$

其中系数  $c_{ij}$  ( $i=1, 2, 3; j=1, 2$ ) 是与泵叶轮内部几何形状相关的函数, 具体式可见文献[3]。 $F$  是泵叶轮中的过流断面面积;  $L$  是流线坐标;  $\dot{m}$  是液相质量流率;  $q_1, q_2$  是  $S_1$ 、 $S_2$  流面坐标;  $Z$  是叶片数;  $\beta$  是  $W$  和它的子午面分量的夹角;  $\lambda$  是子午面中的  $W$  与轴向的夹角;  $\psi$  是子午面上准正交线与径向的夹角。

## 2.2 气泡运动方程

假定气泡在运动过程中保持球形; 气泡间既不发生破碎也不发生聚合作用。气泡运动方程按Basset-Bousinesque-Oseens公式给出:

$$M \frac{DV_a}{Dt} = - \frac{3mC_d}{4d} (V - W) |V - W| - \frac{m}{\rho} \nabla p - mC_v \left( \frac{\nabla p}{\rho} + \frac{DV_a}{Dt} \right) + \frac{9m}{d} \sqrt{\nu} \int_0^t \left( \frac{DW_a}{Dt} - \frac{DV_a}{Dt} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} \quad (8)$$

其中

$$\frac{DV_a}{Dt} = \frac{DV}{Dt} + 2\omega \times V + \omega \times (\omega \times r) \quad (9)$$

$C_d$  是气泡阻力系数;  $C_v$  是质量力系数;  $d$  是气泡直径;  $M$  是气泡质量;  $m$  是气泡排开的液体质量;  $V_a$ 、 $V$  分别是绝对、相对坐标系中的气泡速度矢量, 且  $V_a = V + \omega \times r$ ;  $\nu$  是液体的动力粘度。

方程 (8) 中右边各项分别是气泡阻力、流场压力梯度差产生的力、液相惯性力及Basset力。在相对柱坐标系中, 方程 (8) 可表示为:

$$\ddot{R} = \frac{1}{M + mC_v} \left[ - \frac{3m}{4d} C_d (\dot{R} - W_r) |V - W| - \frac{m}{\rho} (1 + C_v) \frac{\partial p}{\partial r} + F_{Br} \right] + (\omega + \dot{\theta})^2 R \quad (10)$$

$$R\ddot{\theta} = \frac{1}{M + mC_v} \left[ - \frac{3m}{4d} C_d (R\dot{\theta} - W_\varphi) |V - W| - \frac{m}{\rho} (1 + C_v) \frac{\partial p}{R\partial \varphi} + F_{B\varphi} \right] - 2(\omega + \dot{\theta})\dot{R} \quad (11)$$

$$\ddot{Z} = \frac{1}{M + mC_v} \left[ - \frac{3m}{4d} C_d (\dot{Z} - W_z) |V - W| - \frac{m}{\rho} (1 + C_v) \frac{\partial p}{\partial z} + F_{Bz} \right] \quad (12)$$

其中

$$|V - W| = \left[ (\dot{R} - W_r)^2 + (R\dot{\theta} - W_\varphi)^2 + (\dot{Z} - W_z)^2 \right]^{1/2} \quad (13)$$

$F_{Br}$ 、 $F_{B\varphi}$ 、 $F_{Bz}$  是Basset力在柱坐标系中的径向、周向和轴向分量； $R$ 、 $\dot{R}$ 、 $\ddot{R}$  是气泡的径向坐标、速度和加速度； $\theta$ 、 $\dot{\theta}$ 、 $\ddot{\theta}$  是气泡在相对坐标系中的周向坐标，速度和加速度； $r$ 、 $\varphi$ 、 $z$  分别是柱坐标系的径向坐标、角坐标及轴向坐标。

为保证方程组求解的稳定性，本文假定气泡体积在准定常状态下、以多变过程进行变化，则Rayleigh方程[4]可简化为：

$$p = p_v + p_{g0} \left( d_0/d \right)^{3n} - 4\sigma/d \quad (14)$$

$p_g$  是气泡内部压力； $p_v$  是饱和蒸汽压力； $\sigma$  是液相的表面张力。 $p_g$  的初始值由下式给出：

$$p_{g0} - \frac{4\sigma}{d_0} + p_v = p_m \quad (15)$$

当气泡移向泵内不同的位置时，可由方程(14)求出气泡直径 $d$ 。在气泡与泵内固壁表面相碰的情况下，碰撞后的气泡速度由下式给定：

$$V_{n2} = 0, \quad V_{s2} = V_{s1} \quad (16)$$

$V_n$ 、 $V_s$  分别是泵内固壁表面上气泡速度的法向和切向速度分量。

## 2.3 气体含气率的计算

在本文三维流场的计算中，整个计算区域由若干小的三维计算单元所组成。如果假定气体含气率的变化是准静态的，则泵叶轮内任意位置的含气率可近似定义为单元内所有气泡和单元本身的体积之比，即：

$$\alpha = \sum_{k=1}^K \frac{1}{6} \pi d_k^3 / V \quad (17)$$

$K$  是叶轮中单元体内气泡总个数； $V$  是单元体体积。

由于实际情况下泵入口含气率一般较高 ( $\alpha_{in}=0.1 \sim 0.5$ )，而气泡直径却较小 ( $d_0=0.1 \sim 0.7\text{mm}$ )，因此通常在每个计算时间间隔内，会有大量的气泡进入叶轮入口。在工程设计中，要追踪如此众多的气泡轨迹几乎是不可能的。为简便起见，计算中气泡的总数量可由流面 $S_1$ 和 $S_2$ 的数量加以控制。此外，为了减少气泡数目所产生的影响，含气率分布将用如下形式替代：

$$\bar{\alpha} = \alpha / \alpha_{in} \quad (18)$$

## 2.4 迭代计算过程

第一步假设泵内含气率 $\alpha$ 为零，求解液相控制方程组(5)~(7)。本文采用了一种常用于透平机械内三维流动计算的“流面坐标迭代法”[3]。第二步是分散相(气泡)轨迹方程组(10)、(11)及(12)的求解，本文采用变步长的四阶龙格—库塔积分法对时间进行积分并结合(14)的求解，得到从叶轮入口到出口的气泡轨迹。再由方程(18)，可得到泵内含气率 $\alpha$ 分布。然后回到第一步，用新的含气率 $\alpha$ 进行下一轮的迭代。上述迭代过程反复进行，直到前后两个迭代过程所得流速分布相同为止。

# 3 计算结果与分析

## 3.1 计算中使用的泵及参数

作为算例，本文使用上述三维气液两相流模型计算了多级螺旋轴流式泵三种叶轮设计方案内的油—气两相流动。有关轴流式气液两相增压泵的过流部件结构见图1。表1

给出三种叶轮设计方案的无量纲几何参数的对比。本文计算使用了如下的主要参数： $\rho=850.0 \text{ kg/m}^3$ ， $d_0=0.3 \text{ mm}$ ， $\rho_{g0}=2.7 \text{ kg/m}^3$ ，多变指数 $n=\gamma=1.40$ 。在三维计算中，我们使用了7个 $S_1$ 流面和7个 $S_2$ 流面进行迭代计算。假定含气率在泵入口处分布是均匀的，气泡在泵入口处的初始速度与液相速度相同。

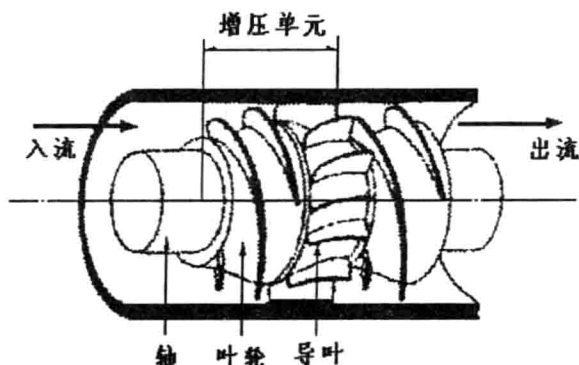


图1 多级螺旋轴流式气液两相泵的过流部件结构

表1 三种叶轮设计方案的无量纲化几何参数

| 叶轮    |    | A    | B    | C    |
|-------|----|------|------|------|
| 叶片角   | 进口 | 17   | 16   | 17   |
|       | 出口 | 21.0 | 24.0 | 18.0 |
| 弦长    |    | 160  | 131  | 183  |
| 轮毂比   |    | 0.5  | 0.7  | 0.6  |
| 轮毂半锥角 |    | 15   | 17   | 14   |
| 叶栅稠度  |    | 3.7  | 3.4  | 3.3  |

### 3. 2 叶轮内气体运动

图2给出在相同的时间间隔（ $\Delta t=0.01$ 秒）内，三个泵叶轮中从不同流线出发的气泡计算轨迹（气泡用空心圆表示）。图2的左右图分别对应于子午面和回转面的计算结果。作为典型例子，所有左图是对应于叶片吸力面（ $J=7$ ）上的子午面流动，而所有右图则是对应于叶轮轮毂面（ $I=1$ ）上的回转面流动。

从图2可明显地看到，在子午面上，几乎所有的气泡都偏离了液体流线，移向叶轮轮毂。气泡到达叶轮轮毂表面的路程不到气泡总路程的一半。这一计算趋势与离心泵诱导轮实验中所观察到的现象是一致的。产生该现象的原因是离心力的作用和两相间存在较大的密度差。因此，气泡容易在泵轮毂的下游区域聚集，使该区域含气率 $\alpha$ 增高。相反，在泵轮缘的下游区域， $\alpha$ 值几乎为零。

在轮毂（ $I=1$ ）的回转面上，叶轮入口处气泡轨迹略微偏离以实线所表示的液体流线，靠向叶轮的壓力面。这种现象可解释为：当气泡刚进入高速旋转的叶轮时，气泡质量较小因惯性而滞后。随之气泡逐渐地移向叶片的吸力面，这是因为叶轮的吸力面在靠近叶轮的出口处是一个尾迹区（低能区）。高速液流占据了射流区（高能区）迫使气泡被挤到尾迹区。

### 3. 3 叶轮内的气体含气率分布

图4给出计算得到的三个叶轮轮毂回转面上含气率等值线分布。浅色表示含气率较

高而深色代表液相较多。一般说来,最靠近叶片压力面的区域属高能区所以基本上被液流占据, $\alpha$ 值在前半路程沿流线逐步增加,达到最大值后逐步递减或保持不变。对于方案A和B,在接近叶片流程一半的地方气相开始聚集,聚集的中心位置略靠近叶片压力面。方案A气相分布较均匀,而方案B气相分布较集中且最大的 $\alpha$ 值是初始值 $\alpha_0$ 的二十倍以上。气液两相泵的设计一般希望叶轮内气相聚集的中心位置靠近叶片吸力面,含气率 $\alpha$ 值低且分布均匀,这样气相聚集区不易扩张到整个过流断面而产生相态分离。相对方案A和B而言,方案C较好的达到了上述要求。因而从避免相态分离的角度出发,选用方案C可能会使泵在一个平稳的状态下工作。当然,泵设计方案最终确定还须兼顾叶轮的增压能力及效率水平。

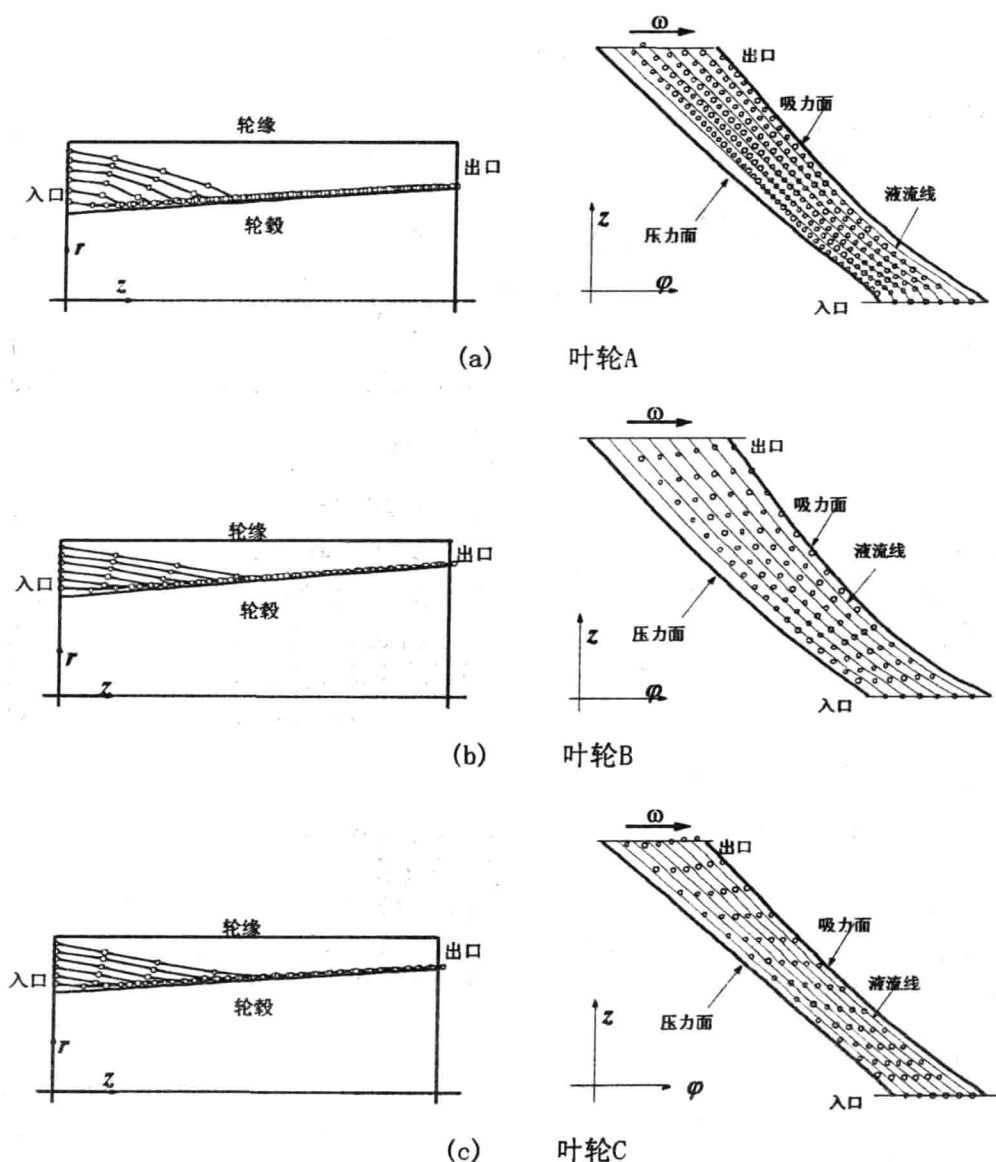


图2 叶轮内气泡的计算轨迹

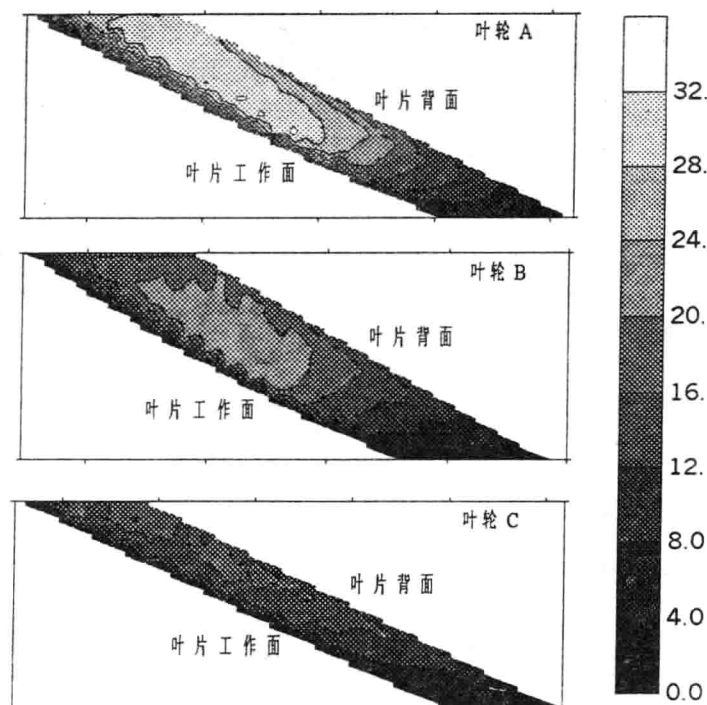


图3 叶轮轮毂回转面上含气率等值线分布计算结果

#### 4 结论

本文给出了叶片式气液两相泵内的一种三维数值方法,并对螺旋轴流式泵三种叶轮设计方案的油—气两相流动进行了计算、对比分析。主要结论总结如下:

在叶轮轮毂的回转流面上,气泡的初始轨迹稍微离开液体流线,偏向叶片压力面。但随后气泡逐渐移向叶片吸力面。然而,气泡轨迹偏离液体流线的程度一般并不十分明显。最靠近叶片压力面的区域属高能区所以基本上被液流占据。在子午流面上,气泡群明显偏离液体流线而到达叶轮轮毂表面,导致轮毂表面的 $\alpha$ 最大值超过初始含气率 $\alpha_0$ 值的20倍以上。通过对含气率分布的预估,人们有可能对设计出的叶轮的泵性能加以评价以实现叶片式气液两相泵的优化设计。

#### 参考文献

- [1] K. Minemura et al., A theoretical study on air bubble motion in a centrifugal pump impeller, Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 102, 1980, pp. 446-453.
- [2] K. Minemura et al., Three-dimensional calculation of air-water two-phase flow in centrifugal pump impeller based on a bubbly flow model, Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 115, 1993, pp. 766-771.
- [3] 刘殿魁、陈静宜: 叶轮机械内的三元流动解法——“流面坐标”迭代法, 工程热物理论学报, Vol. 1, No. 3, 1980, pp. 213-222.
- [4] E. Cramer, *Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics*, Proc. 1st Int. Conf., Gottingen, 1979, pp. 54-63.

# 固体粒子在直流式除尘器中湍流脉动的数值模拟

邓兴勇 凌志光 姜小敏

上海工程技术大学能源所 (200336)

## 摘 要

本文对直流除尘器涡室内固体粒子的湍流脉动现象进行了数值分析,通过气体速度随机脉动谱,把气相湍流运动对固体粒子运动的影响引入本文的数学模拟中,用拉格朗日法模拟了粒子的轨迹及其扩散运动,应用四阶龙科库塔方法数值求解粒子的运动平衡方程。计算结果表明固体粒子的数值模拟可以较好地预测除尘器的性能,如除尘器的切割粒径等。

关键词: 粒子, 除尘器, 湍流, 数值模拟

## 1. 引言

关于湍流旋流中粒子运动的数值模拟,目前已有许多研究<sup>[1-3]</sup>,但大部分基于准三维运动等假设,一些假设使数值模拟的结果有较大的失真。除尘器内部属于高湍流旋流的流动,且带有强回流,准三维运动和速度分布的假设必将导致其粒子运动数值模拟出现大误差,本文通过数值模拟粒子的运动来预测除尘器的性能,所用的气体速度场也由数值模拟获得。

Pourahmadi 等<sup>[4]</sup>在他们的有关研究后,指出如果气固两相流中,粒子相的体积容量比小于 0.001,粒子对气体运动的作用以及粒子与粒子之间的相互作用可忽略不计。旋流除尘器中固体粒子相的体积容量比通常小于 0.0001,因此本文在气体相湍流流动的控制方程中忽略了粒子相的作用,用拉格朗日形式的粒子方程来分析粒子相在旋流除尘器中的运动。

## 2. 数学模型

我们把湍流流动中粒子运动平衡方程作为粒子作湍流脉动的基本方程<sup>[5]</sup>,对于本直流除尘器涡室内的旋流场,可忽略不计粒子运动平衡方程中的粒子加速附加阻力、压力梯度压差力、Magnus 力和 Saffman 力,因为固体粒子的密度远高于气体相的密度,密度比值高达 500~5000,同时本数值模拟不考虑粒子在除尘器壁面边界层内部的微观运

动,也不考虑粒子与边界壁面的碰撞作用,前人的研究<sup>[6]</sup>已证明:在这种情况下,这些力相对于粒子的离心惯性力和粒子与气体之间的粘性力是微不足道的,粒子的重力也被忽略不计,它也远远小于粒子的离心力,粒子在湍流流动中运动的数学模型成为

$$m_p \frac{d\vec{V}_p}{dt} = \frac{1}{2} \rho C_D \left| \vec{V} + \vec{v}' \sin\left(\frac{2\pi}{T_t}\right) - \vec{V}_p \right| (\vec{V} + \vec{v}' \sin\left(\frac{2\pi}{T_t}\right) - \vec{V}_p) A_p \quad 1$$

气体速度( $\vec{V}$ )场的的数据从气体湍流运动的数值模拟而产生,  $\vec{v}'$ 为气流场脉动速度,这里取为  $v = \sqrt{(2/3)k}$ , 假设粒子的形状是不同尺寸大小的球体,这样上式中的阻力系数  $C_D$  可写成:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} f(Re_p) \quad 2$$

其中  $Re_p$  是粒子雷诺数 ( $Re_p = \frac{\rho |\vec{V} - \vec{V}_p| D_p}{\mu}$ ),  $f(Re_p)$  是一个半经验的修正系数,本文引用 Boothroyd<sup>[7]</sup>的书中所推荐的经验公式,可表示如下:

$$f(Re_p) = \begin{cases} 1 + 0.15 Re_p^{0.687} & 0 < Re_p \leq 200 \\ 0.914 Re_p^{0.282} + 0.0135 Re_p & 200 < Re_p \leq 2500 \\ 0.0135 Re_p & 2500 < Re_p \end{cases} \quad 3$$

为简化粒子的运动方程,在方程(5.1)引入特征时间参量—松弛时间  $\tau (= \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu})$ ,

则方程 1 可改写成:

$$\frac{d\vec{V}_p}{dt} = \frac{f(Re_p)}{\tau} [\vec{V} + \vec{v}' \sin\left(\frac{2\pi}{T_t}\right) - \vec{V}_p] \quad 4$$

在笛卡尔坐标下,把粒子的速度写成导数式

$$\vec{V}_p = \frac{d\vec{r}_p}{dt} = \frac{\partial x}{\partial t} \vec{i} + \frac{\partial y}{\partial t} \vec{j} + \frac{\partial z}{\partial t} \vec{k} \quad 5$$

组合方程 4 和 5, 可得新的粒子运动方程:

$$\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = \frac{f(Re_p)}{\tau} \left[ V_i + v' \sin\left(\frac{2\pi t}{T_t}\right) - \frac{\partial i}{\partial t} \right] \quad 6$$

( $i = x, y, z$ )

方程 6 即为在气体湍流场中的涡团作周期性来回往返运动前提下,粒子的湍流脉动基本方程。

实际上, 湍流涡团也许不作周期性的来回往返运动, 并且脉动速度也不是以湍流脉动特征时间  $T_t$  为周期变化, 到目前为止, 人们还无法确定涡团的实际运动。但对于另外两个极端情况, 我们也可以分析涡团的运动, 在这两种极端情况下, 与粒子作用的所有湍流涡团都朝一个分析脉动, 即气体的湍流脉动速度或者至始至终正或者至始至终为负, 换言之, 即假设粒子刚从一个正向运动的涡团出来, 又进入另一个正向运动的涡团, 直到结束。这两种情况下, 粒子的运动方程可写为:

$$\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = \frac{f(Re_p)}{\tau} \left[ V_i + \left| v' \sin\left(\frac{2\pi t}{T_t}\right) \right| - \frac{\partial i}{\partial t} \right] \quad (i = x, y, z) \quad 7$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = \frac{f(Re_p)}{\tau} \left[ V_i - \left| v' \sin\left(\frac{2\pi t}{T_t}\right) \right| - \frac{\partial i}{\partial t} \right] \quad (i = x, y, z) \quad 8$$

方程 7 为粒子作正向脉动, 方程 8 为粒子作负向脉动, 它们可以用来确定粒子的湍流脉动边界。方程 6~8 都为二阶三元耦合方程组, 它们没有解析解, 必须用数值分析方法求它们的数值解, 本文应用四阶龙科库塔方法数值求解粒子的运动平衡方程。

### 3. 直流除尘器中的旋流场、边界条件及初始条件

无回流除尘器的结构如图 1 所示, 气体经管式旋流发生器切向 (相对于分离室) 流入分离室, 这样在分离室内产生较强的旋转运动气流, 并使分离室内的旋流场有一定的径向速度, 气体在分离室旋转数圈后分成净化气和含尘气从排气口流出分离室, 净化气从分离室出口端中心处主出口管流出 (一次排气) 分离室, 含尘气从分离室出口端外侧缝隙流出 (二次排气) 分离室。分离室内的气流绕管式旋流发生器旋转流动以及气体的分流, 使其流动结构及边界条件非常复杂。

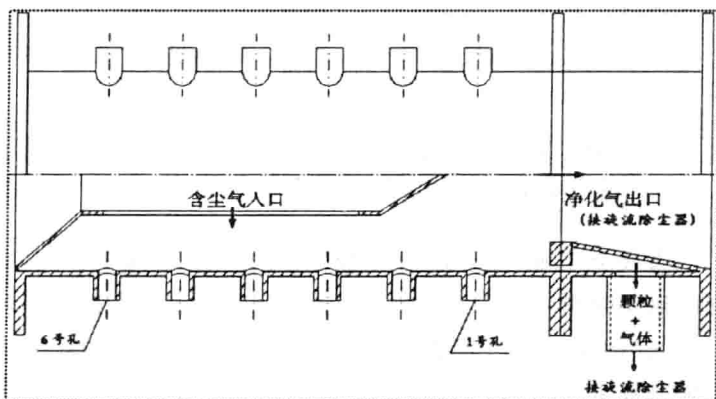


图 1 直流式除尘器实验模型

在本数值模拟中, 分离室内气体的速度场用上面流场的数值模拟的结果, 气流场被认为是稳定、不随时间变化的, 数值计算过程中, 粒子的初始速度取粒子所在初始点气

体的速度。由于没有分离室壁面边界层内气流速度及湍流的特性等数值，这里不考虑粒子与分离室壁面的碰撞和作用，即当粒子达到壁面时，终止数值计算；另外当粒子运动到分离室中心线时，也终止计算，即认为无法分离该粒子。

#### 4. 结果及分析

无回流除尘器涡室中粒子运动数值模拟的结果如图 2~9 所示，除尘器的运行工作状态：入口流量为  $Q_0=0.074(\text{m}^3/\text{s})$ ，一次排气为  $Q_1\approx 0.004(\text{m}^3/\text{s})$ ，二次排气  $Q_2\approx 0.07(\text{m}^3/\text{s})$ ，粒子的初始速度和流场该坐标上气体的速度相等，整个数值计算运动过程的时间一般小于 0.1 秒，因此数值模拟的时间域取为 0.1 秒，模拟的时间步长一般取为 0.00005 秒（只有对于  $1\mu\text{m}$  的粒子，它取为 0.000001 秒），粒子达到分离室壁面时，停止数值计算，X-Y 轨迹图中两个小园之间为 0.0005 秒，粒子的密度为  $1400(\text{kg}/\text{m}^3)$ 。

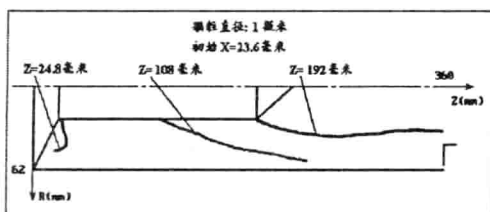


图 2  $1\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底、中、顶部进入除尘器的 R-Z 截面轨迹图

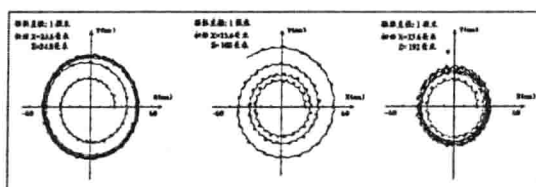


图 3  $1\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底、中、顶部进入除尘器的 X-Y 截面轨迹图

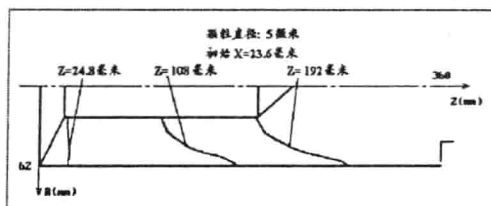


图 4  $5\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底、中、顶部进入除尘器的 R-Z 截面轨迹图

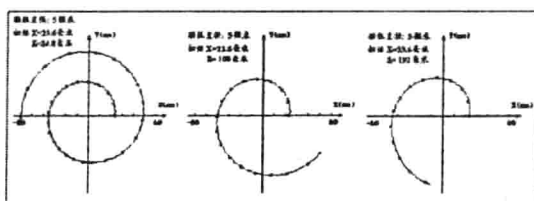


图 5  $5\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底、中、顶部进入除尘器的 X-Y 截面轨迹图

直径为  $1\mu\text{m}$ 、 $5\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底部、中部、顶部进入除尘器的 X-Y 和 R-Z 截面轨迹图如图 2 ~ 5 所示， $1\mu\text{m}$  从旋流发生器三个地方流入分离室，都要随旋转气流运动较长时间，它们向壁面运动似乎比较困难， $1\mu\text{m}$  的粒子从旋流发生器底部流入时，它将随分离室内的局部回流运动到分离室的底部，这与除尘器的测试实验中观察到的现象是吻合的，当  $1\mu\text{m}$  的粒子从旋流发生器顶部流入时，它将不会运动到分离室的侧壁，而是随旋流运动到分离室出口，这说明  $1\mu\text{m}$  的粒子很难被分离。 $5\mu\text{m}$  的粒子从旋流发生器顶部流入时，它将随旋流运动到分离室的侧壁，这说明该除尘器在该工况下，有能力分离  $5\mu\text{m}$  的粒子。

直径为  $10\mu\text{m}$ 、 $20\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底部、中部、顶部进入除尘器的 X-Y 和 R-Z 截面轨迹图如图 5 ~ 8 所示，从这些计算结果可以看出： $10\mu\text{m}$ 、 $20\mu\text{m}$  的粒子从旋流发生器底部流入后，度较迅速的向分离室壁面运动，这表明该除尘器在该工况下， $10\mu\text{m}$ 、 $20\mu\text{m}$  的粒子将被分离。

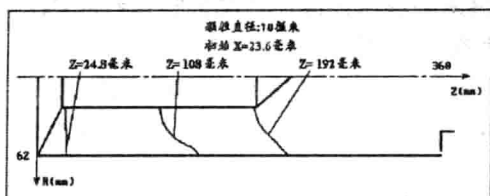


图 6 10 $\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底、中、顶部进入除尘器的 R-Z 截面轨迹图

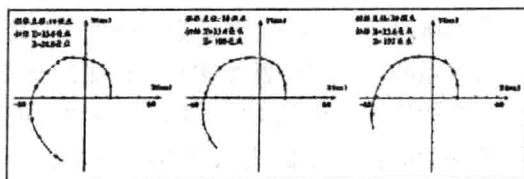


图 7 10 $\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底、中、顶部进入除尘器的 X-Y 截面轨迹图

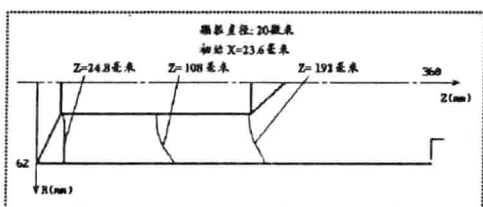


图 8 20 $\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底、中、顶部进入除尘器的 R-Z 截面轨迹图

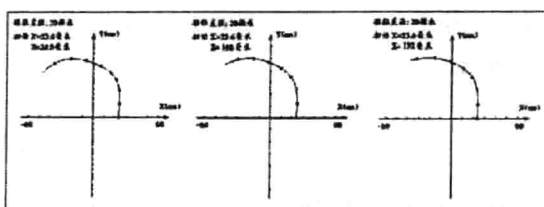


图 9 20 $\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器底、中、顶部进入除尘器的 X-Y 截面轨迹图

如果把各种粒径的颗粒从旋流发生器顶部进入除尘器的 R-Z 截面轨迹图放在一起(如图 10), 我们比较容易看出各种直径粒子在除尘器中运动的不同, 1 $\mu\text{m}$  的粒子受气流场的离心作用比较小, 无法随旋流运动到分离室壁面, 而是流场向心的径向速度作用下, 朝分离室中心方向运动, 最后随主排气流流出分离室。10 $\mu\text{m}$ 、20 $\mu\text{m}$

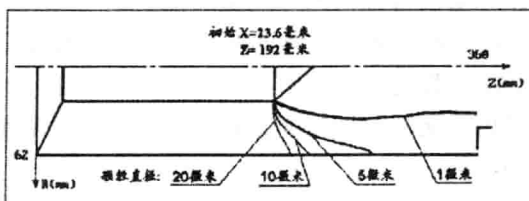


图 10 1 $\mu\text{m}$ 、5 $\mu\text{m}$ 、10 $\mu\text{m}$ 、20 $\mu\text{m}$  粒子从旋流发生器顶部进入时的 R-Z 截面轨迹图

的粒子受气流场的离心作用比较大, 流入分离室后很快运动到壁面, 显然它们将随二次排气流流出分离室, 即它们将被分离。观察四种粒径的颗粒的运动轨迹, 我们可以发现它们湍流脉动的区别, 1 $\mu\text{m}$  的粒子随气体湍流脉动的运动比较明显和严重, 5 $\mu\text{m}$  粒子也会受气体湍流脉动的影响, 但它的湍流脉动不太明显, 从图 5 ~ 8 可以看出: 在计算工况, 10 $\mu\text{m}$  和 20 $\mu\text{m}$  在本无回流式旋流除尘器内基本不随气体的湍流脉动而运动。显然这些结果与实际情况是一致的, 在同样的相对速度下, 直径小的粒子所受粘性力与其惯性力之比大于直径大的粒子, 小粒子随气体运动的跟随性较好, 这也是为什么容易随气体湍流脉动运动的原因。

为了分析粒子随流体脉动运动的特性, 在此, 让我们定义一个无量纲参量 — 湍流特征数  $\sigma$ , 它是粒子的松弛时间  $\tau$  比上气体湍流脉动的特征时间  $T_t$ , 即  $\sigma = \tau / T_t$ 。

其中, 气体湍流脉动的特征时间  $T_t$ , 由  $T_t = L_t / v' = L_t / \sqrt{(2/3)k}$  表示<sup>[8]</sup>, 而粒子的松弛时间  $\tau$  表示为,  $\tau = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu}$ 。

如果选择气体入口旋流发生器顶部的湍流强度来估算气体湍流脉动的特征时间  $T_t$ , 则对于  $1\mu\text{m}$ 、 $5\mu\text{m}$ 、 $10\mu\text{m}$ 、 $20\mu\text{m}$  直径的粒子, 其无因次参量  $\sigma$  为 0.042、1.06、4.22、16.87。因此可以粗略地说当湍流场中粒子的无因次数  $\sigma$  小于 1 时, 气体湍流脉动对粒子的运动有较明显的影响, 而当  $\sigma$  大于 1 时, 这种影响就减弱或没有。实际上,  $\sigma$  小于 1, 意味着粒子的松弛时间小于湍流脉动的特征时间,  $\sigma$  的值越小, 意味着粒子停留在这个湍流涡团内的时间越长, 显然在这种情况下, 粒子更容易受到涡团运动的影响。我们可以通过  $\sigma$  来分析除尘器的切割粒径, 实际上  $\sigma$  等于 1 的粒子直径和除尘器的切割粒径很接近, 本文  $\sigma$  等于 1 时, 粒子直径为  $5\mu\text{m}$  左右, 而本直流除尘器的切割粒径在计算工况下应为  $7\sim 8\mu\text{m}$ 。

## 5. 结论

对于稀相的两相流动, 可以应用单向耦合的方法求解两相流的流动特征, 拉格朗日形式的粒子运动平衡方程可用于分析稀相粒子的运动。对于本问题无回流式除尘器中气体作湍流流动的情况, 在气体相速度中加入湍流的脉动分量, 假设湍流脉动速度以气体湍流脉动的特征时间  $T_t$  为周期变化。本文数值模拟表明当无因次参量  $\sigma (= \tau/T_t)$  小于 1 时, 粒子的运动受气体的湍流脉动影响较大; 反之, 则粒子运动不容易受到湍流的影响。对于第一种情况, 粒子不容易被除尘器分离。另外,  $\sigma$  为 1 的粒子直径与除尘器的切割粒径相当接近, 即粒子在直流式除尘器中湍流脉动的数值模拟可用于预测分析除尘器的切割粒径。

## 参考文献

- [1]. Dring, R.P. and Suo, M., "Particle Trajectories in Swirling Flows," *J. Energy*, Vol.2, 1978, pp.232-237.
- [2]. Robert, G. O., et al., *J. Fluid*, Vol.229(2), 1991, pp.555-567.
- [3]. Berlement, A., et al., *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.16(1), 1990, pp:19-34.
- [4]. Pourahmadi, F. & Humphrey, J.A.C., *Physico-Chem. Hydrody.*, Vol.4(5), 1983, pp:191-202.
- [5]. 邓兴勇, 凌志光等, 气固两相湍流旋流及高效直流式除尘器分离机理的研究, 国家自然科学基金青年基金项目: 研究报告, 1996.
- [6]. Clift, R., et al., *Bubbles, Drops and Particles*, London: Academic,
- [7]. Boothroyd, R. G., *Flowing Gas-Solids Suspensions*, New York: Chapman & Hall, 1971, pp:58-72.
- [8]. Tennekes, H. and Lumley, J. L. *A First Course in Turbulence*, New York: MIT, 1972, pp:82-89.

## 轴向间隙对动/静相干叶排内部非定常特性的影响

党政 席光 王尚锦

(西安交通大学能源与动力工程学院 西安 710049)

### 摘 要

本文采用文献[8, 9]所发展的滑移界面技术, 求解了不同轴向间隙时某一透平级内的非定常流场; 主要研究了轴向间隙对动/静相干叶排内部非定常特性的影响。发现轴向间隙由 0.152 倍栅距变化到 0.533 倍栅距时, 速度  $u$  的相对振幅由 26.27% 下降为 7.94%; 速度  $v$  的相对振幅由 21.34% 下降到 7.3%。计算结果表明轴向间隙的增大将使动/静叶排间的相互干扰作用减弱, 从而使其内部非定常流动特性减小, 为设计工作提供了参考依据。

**关键词** 滑移界面 动/静相干叶排 非定常流动 轴向间隙

### 1 引 言

叶轮机械由于转子、静子的相对运动其内部流动存在着固有的非定常特性, 这种叶排干扰包括位流干扰及粘性尾迹干扰, 它们对叶轮机械的气动性能和结构振动有着很强的影响<sup>[1]</sup>。在工程实践中, 我们也常常发现叶轮机械叶片由于动载荷作用而发生疲劳失效的现象。因此研究叶轮机械动/静相干叶排非定常流动问题有着重要的理论意义及工程背景。虽然计算流体动力学在叶轮机械研究中的应用已经有很长的历史, 并且已经取得了令人振奋的成绩, 但大多数文献仍然是假定转子、静子内部流动相对定常, 这将不能真实地反映出转子/静子内部流动的非定常性<sup>[2,3]</sup>。由于动/静叶排之间所固有的相对运动, Rai 采用区域分裂的思想将计算区域分成为转子区与静子区两个部分, 这两部分的计算网格在数值分析过程中是相对运动的, 并且在其交界处存在界面耦合的问题<sup>[4]</sup>。处理界面耦合的方法主要有如下三种: 1. 重叠网格法<sup>[4,5]</sup>; 2. 剪切界面法<sup>[6]</sup>; 3. 滑移界面法<sup>[4,7]</sup>。本文在完成了采用滑移界面方法数值模拟二维任意栅距动/静叶排内部非定常流动的基础上<sup>[8]</sup>, 主要研究了轴向间隙对动/静相干叶排内部非定常特性的影响, 为设计工作提出了参考依据。

### 2 控制方程及离散方法

任意相对曲线坐标系下, 描述流体运动的 N-S 方程可写成下面的形式<sup>[9]</sup>:

\* 国家教委留学回国人员科研启动基金资助项目(1997[436])  
西安交通大学研究生院博士学位论文基金资助(DFXJU 1998-04)

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho \phi) + \text{div}(\rho \bar{u}^R \phi - \Gamma_\phi \text{grad} \phi) = S_\phi \quad (1)$$

变量  $\phi$  分别为: 1,  $u_i$  ( $i=1,2$ ); 其中  $u_i$  为绝对坐标系下的速度分量,  $\bar{u}^R$  为相对坐标系下的速度矢量;  $\sqrt{g} = J$ ,  $J$  为任意曲线坐标系与笛卡尔坐标系转换的 Jacobi 因子;

$\Gamma_\phi$  及  $S_\phi$  是相对应的“粘性系数”及“源项”;  $\rho$  为流体密度。

上述方程同时适用于动、静叶区, 待求速度分量为绝对坐标系内的分量, 这样可以使动叶区与静叶区的控制方程形式上完全一样, 便于统一离散及整体计算。

本文采用非交错斜交网格离散计算区域, 各求解变量  $u, v, p$  及物性参数  $\rho, \mu$  等均布置在控制容积的中心点上。方程的离散详见文献[9]。

对于每一时层压力场与速度场的耦合, 本文采用一种基于算子分裂思想的非迭代 PISO 算法<sup>[10]</sup>, 实践证明这种算法适合于非定常流动的计算<sup>[11]</sup>。

### 3 算例及分析

本文采用滑移界面方法, 数值计算了不同轴向间隙时二维动/静相干叶排内部非定常流动, 其几何尺寸及计算网格如图 1 所示。

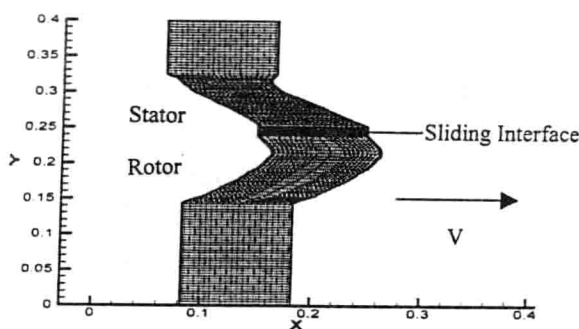


图 1 计算网格

滑移界面设置于动、静叶间的无叶区。为了突出问题的本质, 本文中选取动/静叶排具有相等的栅距, 均为  $S=1.0E-1m$ , 轴向间隙分别为 0.076, 0.152, 0.183, 0.243, 0.304, 0.38, 0.533 倍栅距。基于栅距及转子平移速度的  $Re$  数为 60。所用网格数为  $40 \times 160$ 。

在静叶通道中部靠近吸力面  $1/4$  栅距处设置监测点, 由图 2 可以看出轴向间隙为  $dy=0.152S$  时, 监测点处的速度  $u, v$  及压力  $p$  在经过 600 时间步后达到完全周期性变化。而图 3 为轴向间隙  $dy=0.304S$  时监测点处的  $u, v, p$  变化趋势, 与图 2 比较这时的非定常速度及压力的振幅远小于  $dy=0.152S$  时的结果。图 4 为轴向间隙  $dy=0.152S$  时, 一个周期内动/静叶排内部速度矢量场及流线图, 可以看出静叶尾迹与动叶的干扰呈周期性变化趋势。由  $t=1/4T$  时, 动叶压力面开始收集静叶尾迹, 并且由于粘性的作用, 流体绕流静叶后将形