

中国工程热物理学会

流体机械学术会议

论文集

二〇〇三

上海

中国工程热物理学会编



流体机械学术会议论文目录

一. 流体机械内部流动数值模拟

- 037001 非定常空化流动模型及其数值计算.....
.....王国玉 曹树良 方 韬 韩占忠 Toshiaki Ikohagi(1)
- 037004 斜流转子内流现象的三维数值分析.....游 斌 吴克启(10)
- 037005 贯流风机内部漩涡非定常演化的数值模拟.....游 斌 吴克启(17)
- 037012 自激脉冲喷嘴发生机理数值模拟.....李江云 徐如良 林思达 王乐勤(25)
- 037015 格子 Boltzmann 亚格子模型的研究.....杨 帆 刘树红 唐学林 吴玉林(31)
- 037016 离心压气机叶轮内部流动的数值研究: 分流叶片的作用.....
.....戴 韧 陈康民 王企鲲(37)
- 037025 微尺度流体机械流体模型的讨论.....
.....祁志国 张振宇 李雪松 杜建一 徐建中(43)
- 037028 轴流压气机转子叶栅内粒子沉积及其性能影响的数值研究.....
.....贾会霞 席 光 闻苏平(49)
- 037032 三峡右岸机组水利性能数值模拟.....
.....唐宏芬 张 梁 邵 奇 刘树红 吴玉林 戴 江(55)
- 037034 水泵吸水池内部流动非定常信号的小波分析.....
.....Kante Mansa 李 永 李 萌 吴玉林 刘树红(63)
- 037035 水泵吸水池中溶解氧含量测定及其数据分析.....
.....李 萌 吴玉林 汪冠宇 李 永(68)
- 037036 基于滑移网格与 RNG 湍流模型计算泵内的动静干扰.....
.....徐朝晖 吴玉林 陈乃祥 刘 宇 张 梁(73)
- 037037 开敞式蜗壳轴流式水轮机湍流计算及性能预估...吴培锋 何国任 吴玉林(78)

二. 流体机械理论和设计

- 037006 应用合成射流激励器进行宏观流动控制.....
.....夏智勋 罗振兵 胡建新 赵建民 缪万波(83)
- 037008 蒸汽喷射换热泵的焓分析.....张彤阳 陶正良(92)
- 037009 基于键合图法的叶片泵启动特性仿真.....
.....王乐勤 吴大转 郑水英 蒋训教 胡征宇(97)
- 037013 滑动轴承非线性油膜力的小参数逼近法.....刘淑莲 郑水英 汪希萱(103)
- 037014 自由射流缩流机理研究.....韩凤勤 肖业祥 久保田乔 刘 洁(108)
- 037019 离心油泵输送粘性流体时的相似定律.....
.....曹广军 薛敦松 陈 刚 傅苏红 王大为(115)

037020	短周期涡轮实验台快速安全阀的设计·····	蒋雪辉	赵晓路	(120)
037023	离心压气机部件几何造型方法的研究···	祁志国 杜建一 苏 生	赵晓路	(125)
037027	混流泵三元叶片优化设计方法研究·····	席 光 卢金铃	祁大同	(130)
037030	分流叶片的位置对离心泵叶轮内流动的影响·····	孙晓伟 张朝磊	黄淑娟	(136)
037031	离心泵前置等螺距诱导轮的数值分析和改进·····	孙晓伟 吴海燕	黄淑娟	(140)

三. 流体机械试验研究

037002	单、双转子轴流风扇的内流特性与性能实验研究	王 军	伍光辉	吴克启	(144)				
037003	空调用前缘弯掠轴流风扇叶尖涡的数值分析与实验比较	伍光辉	郑立捷	吴克启	(149)				
037007	射流泵内部流动的数值模拟和试验研究	龙新平	何培杰	梁爱国	朱劲木	(157)			
037010	自激振荡脉冲喷嘴结构参数配比试验研究	王乐勤	王循明	徐如良	李江云	(165)			
037011	脉冲射流作用下驻点压力特性的试验研究	王乐勤	焦 磊	徐如良	李江云	(170)			
037017	除尘系统双流量喷嘴的性能试验研究	卢 江	余 敏	章立新	(175)				
037018	设计工况离心压缩机扩压器内速度场的试验研究	宫武旗	李 超	黄淑娟	(180)				
037021	短周期涡轮试验台快速阀设计计算及试验分析	秦立森	赵晓路	肖 翔	(186)				
037022	分布式能源系统与微型燃气轮机的发展与应用	杜建一	徐建中	(191)					
037024	两个高比转速离心压气机模型级的一维分析	李雪松	杜建一	祁志国	赵晓路	徐建中	(196)		
032026	漂浮式无坝水电站的研究与分析	王 云	杜建一	祁志国	徐建中	昂海松	(201)		
037029	旋转离心叶轮内部非定常流动实验研究	闻苏平	宫武旗	曹淑珍	(205)				
037033	旋涡阻止器水力性能的 PIV 试验分析及其机理研究	李 永	吴玉林	刘树红	袁辉靖	(215)			
037038	螺旋轴流式多相泵对比实验研究	李忠芳	朱宏武	(222)					
037039	油砂清洗技术的试验研究	尹学清	朱宏武	(226)					
037040	螺旋轴流式多相泵的实验研究与优化设计	李清平	薛敦松	李忠方	朱宏武	班耀涛	赵 宏	王跃武	(231)

非定常空化流动模型及其数值计算

王国玉¹ 曹树良² 方韬¹ 韩占忠¹ Toshiaki Ikohagi³

1. 北京理工大学机械与车辆工程学院(100081)
2. 清华大学热能系(100084)
3. 日本国东北大学流体科学研究所(仙台 980 日本)

E-mail: wangguoyu@bit.edu.cn ; Tel: 01068912395-2

摘要: 基于气液两相当地均相介质模型, 给出了非定常粘性空化流动的计算模型。认为空化绕流流场中流动介质是一种气液的混相物, 在微元控制体内是一种完全均匀的可压缩流动介质。其密度是由流场中的气液两相的密度线形组合。该混合物的压力和速度场满足 N-S 方程。分别应用了液相和气相的状态方程推导混合介质的密度的表达式。数值求解方法采用了 TVD-MacCormack 格式。分别计算了绕台阶、水翼和管道水锤的空化现象, 说明该模型和相应的数值方法可以用于空化流动的计算。

关键词: 空化; 流动模型; 数值计算

1. 引言

空化是一种复杂的流动现象。在大多数情况下, 空化流动是一种具有复杂气液界面非定常紊流流动, 并在所形成的界面上存在有复杂蒸汽和液体间的相互作用。由于界面形状的复杂以及流动的非稳定性, 人们还没有很好地了解这种复杂的相互作用。进入 90 年代后期, 由于空化现象在水下兵器减阻领域的应用和高速水力机械发展的需要, 人们开始研究开发模拟水流中发生的空化流动的数值计算方法^[1]。

有关空化流的计算人们已进行了多年。早期的研究主要应用势流理论, 这种方法目前仍在工程领域得到应用。近年来人们通过计算 N-S 方程研究空化流。这些方法可以分成两类, 即界面追踪方法和均质介质平衡流模型。在第一类方法中, 假定空化区域具有恒定压力, 该压力等于对应液体的汽化压力, 因此计算仅针对液体相进行。恒压假定具有明确的物理意义并被实验所证明^{[2][3]}。再通过计算, 可以在该假设的基础上增加一尾迹模型, 从而确定空穴的形状。经常重复生成网格来确定空穴的形状。这种模型适合于计算片状空化, 但是不适合于空穴生成和分离的情况。由于求解三维界面的困难, 迄今为止, 该方法还仅限于模拟 2-D 平面或轴对称流动, 例如 Chen 和 Heister^[4] 以及 Deshpande^[5] 的工作。第二类被称作均质平衡流模型, 在这种方法中, 采用单流体模型方法计算两相流动。在这一类方法中, 各种模型的区别在于所引入的密度场的定义。Delannoy 和 Kuenys^[6] 应用绝对正压状态方程计算密度场。而 Chen 和 Hesister^[7] 则推导了以时间和压力为变量的密度微分方程。Ventikos 和 Tzabiras^[8] 为计算密度引入了水-水蒸汽状态方程。他们认为整个流场充满可压缩流体, 从而引入焓并应用 N-S 方程。采用相类似的方式 Edwards 等^[9] 应用 Sanchez-Lacombe 状态方程并求解了温度的传输方程和 N-S 方程。在很多工作中考虑了空化流的热特性, 应用温度或焓的方程, 并假设整个流场是可压缩的, 这使得这些方法变得复杂起来。Kubota 等^[10] 用 Rayleigh-Plesset 方程去耦合流场, 并用空泡直径计算空隙率。然后用空隙率计算密度。由于 Rayleigh-Plesset 方程是关于时间的微分方程^{[11][12]}, 这种方法只能用来计算非稳定空化流。同时作者也指出由于压力和密度的依赖关系, 该方法不能取得非空化流的收敛

水平。

本文介绍了一种基于气液两相流模型的非定常粘性空化流计算方法,该方法采用了均质平衡流模型。其要点如下:认为空化绕流流场中流动介质是一种气液的混相物,其在我们所取的微元控制体内是一种完全均匀的可压缩流动介质。其密度是由流场中的气液两相的密度线性组合。该混合物的压力和速度场满足N-S方程。为了计算混合介质的密度我们分别应用

了液相和气相的状态方程。推导了在一般曲线坐标系下的控制方程以及有关计算公式。数值求解方法采用了TVD-MacCormack 格式^{[13][14]}。采用这种方法分别计算了绕台阶、水翼和管道水锤的空化现象,说明该模型和相应的数值方法可以用于空化流动的计算。

2. 控制方程与数值计算方法

2.1 气液两相当地均相介质模型

假定空化绕流流场中流动介质是一种气液的混相物。其在我们所取的微元控制体内是一种完全均匀的可压缩流动介质。假设该介质的密度可以由下式给出:

$$\rho = (1 - \alpha)\rho_l + \alpha\rho_g \quad (1)$$

这里: ρ 是混合密度; ρ_l 是液相密度; ρ_g 是气相密度; α 是空隙率;

水的状态方程有下式给出^[15]:

$$\rho_l = \frac{P_l + P_c}{K_l(T_l + T_o)} \quad (2)$$

这里: P_l 是液相压力; T_l 是当地温度; K_l 是液相参数; T_{ref} 为参考温度; T_o 是温度常数^[16]。

假定气体为理想气体,则气体的状态方程:

$$\rho_g = \frac{P_g}{R_g T_g} \quad (3)$$

在混合介质中气相、液相在压力与温度上处于平衡状态,即:

$$P = P_l = P_g, \quad T = T_l = T_g, \quad \text{因此有:}$$

$$\rho = (1 - \alpha) \frac{P + P_c}{K_l(T + T_o)} + \alpha \frac{P}{R_g T} \quad (4)$$

设 Y 为气体质量分率,那么:

$$\rho(1 - Y) = (1 - \alpha)\rho_l \quad (5)$$

$$\rho Y = \alpha\rho_g \quad (6)$$

把(5)和(6)代入(4),则:

$$\rho = \frac{P(P + P_c)}{K_l(1 - Y)P(T + T_o) + R_g Y(P + P_c)T} \quad (7)$$

(7) 式称作混合介质的状态方程，它建立了流场的压力和气体体积分率与密度之间的关系。

2. 2 笛卡儿坐标系下的控制方程

认为由气液二相组成的介质，满足 $N-S$ 方程，则二相连续方程，动量方程和气相连续方程可写为如下的形式：

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(E - E_v)}{\partial x} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

其中：

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho Y \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho uY \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + P \\ \rho vY \end{pmatrix},$$

$$E_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{yx} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad F_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad \tau_{yy} = \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$

其中均匀介质的粘性系数取为^[17]：

$$\mu = (1 - \alpha)(1 + 2.5\alpha)\mu_l + \alpha\mu_g \quad (9)$$

2. 3 坐标系下的基本方程：

一般曲线坐标系下的基本方程

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial(\hat{E} - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \eta} = 0 \quad (10)$$

这里： $\hat{Q}$ 是未知变量， $\hat{E}$ 和 $\hat{F}$ 是对流项， $\hat{E}_v$ 和 $\hat{F}_v$ 是粘性项。

其中：

$$\hat{Q} = \frac{Q}{J} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho Y \end{pmatrix}$$

$$\hat{E} = \frac{\xi_x E + \xi_y F}{J} = \frac{1}{J} \left[\xi_x \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho uY \end{pmatrix} + \xi_y \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vY \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho(\xi_x u + \xi_y v) \\ \rho(\xi_x u^2 + \xi_y uv) + \xi_x P \\ \rho(\xi_x uv + \xi_y v^2) + \xi_y P \\ \rho Y(\xi_x u + \xi_y v) \end{bmatrix}$$

令 $U = \xi_x u + \xi_y v$ ，则：

$$\hat{E} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x P \\ \rho v U + \xi_y P \\ \rho U Y \end{pmatrix},$$

$$\hat{E}_v = \frac{\xi_x E_v + \xi_y F_v}{J} = \frac{1}{J} \left[\xi_x \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{yx} \\ 0 \end{pmatrix} + \xi_y \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ 0 \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{yx} + \xi_y \tau_{yy} \\ 0 \end{pmatrix},$$

同理：

$$\hat{F} = \frac{\eta_x E + \eta_y F}{J} = \frac{1}{J} \left[\eta_x \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho uY \end{pmatrix} + \eta_y \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vY \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho(\eta_x u + \eta_y v) \\ \rho(\eta_x u^2 + \eta_y uv) + \eta_x P \\ \rho(\eta_x uv + \eta_y v^2) + \eta_y P \\ \rho Y(\eta_x u + \eta_y v) \end{bmatrix}$$

令 $V = \eta_x u + \eta_y v$ ，则：

$$\hat{F} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x P \\ \rho v V + \eta_y P \\ \rho V Y \end{pmatrix}$$

$$\hat{F}_v = \frac{\eta_x E_v + \eta_y F_v}{J} = \frac{1}{J} \left[\eta_x \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{yx} \\ 0 \end{pmatrix} + \eta_y \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ 0 \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{yx} + \eta_y \tau_{yy} \\ 0 \end{pmatrix}$$

2.4 数值计算方法

把方程 (10) 的对流项作线形化处理, 则:

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \hat{Q}} \frac{\partial \hat{Q}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \hat{Q}} \frac{\partial \hat{Q}}{\partial \eta} = \frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \quad (11)$$

采用时间分割方法, 方程 (11) 可分割为:

$$\xi \text{ 方向: } \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} = \frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} \quad (12)$$

$$\eta \text{ 方向: } \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \quad (13)$$

上两式 $\hat{Q}$ 对 Δt 积分的算子分别记做 $\hat{L}_x(\Delta t)$, 和 $\hat{L}_y(\Delta t)$, 从而本两元问题的计算中, 对 Δt 积分后的未知变量 $\hat{Q}$ 可表示为:

$$\hat{Q}^{n+1} = \hat{L}_\xi \left(\frac{1}{2} \Delta t \right) \hat{L}_\eta \left(\frac{1}{2} \Delta t \right) \hat{L}_\eta \left(\frac{1}{2} \Delta t \right) \hat{L}_\xi \left(\frac{1}{2} \Delta t \right) \hat{Q}^n \quad (14)$$

对上述分割所得的两个一元方程, 分别应用 MacCormack 方法, 并分别在 ξ 和 η 两个方向上采用预估—校正方法对时间积分^[13], 然后采用 TVD 方法对解予以修正。由于 ξ , η 两个方向上的形式相同, 下面仅仅给出 ξ 方向上的过程:

在预估阶段:

$$\hat{Q}_i^{(1)} = \hat{Q}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\hat{E}_i^n - \hat{E}_{i-1}^n) + \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\hat{E}_{v_i}^n - \hat{E}_{v_{i-1}}^n) \quad (15)$$

在校正阶段:

$$\hat{Q}_i^{(2)} = \frac{1}{2} \left[\hat{Q}_i^{(1)} + \hat{Q}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\hat{E}_i^{(1)} - \hat{E}_{i-1}^{(1)}) + \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\hat{E}_{v_i}^{(1)} - \hat{E}_{v_{i-1}}^{(1)}) \right] \quad (16)$$

在 TVD 阶段:

$$\hat{Q}_i^{n+1} = \hat{Q}_i^{(2)} + \left[\hat{R}_{A_{i+\frac{1}{2}}}^{(2)} \hat{\Phi}_{A_{i+\frac{1}{2}}}^{(2)} - \hat{R}_{A_{i-\frac{1}{2}}}^{(2)} \hat{\Phi}_{A_{i-\frac{1}{2}}}^{(2)} \right] \quad (17)$$

这里:

$$\hat{\Phi}_{A_{i+\frac{1}{2}}} = \frac{1}{2} \left[\varphi(z_A) - z_A^2 \right] \left[\hat{\alpha}_{A_{i+\frac{1}{2}}} - \hat{Q}_{A_{i+\frac{1}{2}}} \right] \quad (18)$$

$$z_A = \frac{\Delta t}{\Delta x} \lambda_{A_{i+\frac{1}{2}}}^k$$

$$\hat{\alpha}_{A_{i+\frac{1}{2}}} = \hat{R}_{A_{i+\frac{1}{2}}}^{-1} (\hat{Q}_{i+1} - \hat{Q}_i) \quad (19)$$

$\hat{Q}_{A_{i+\frac{1}{2}}}$ 是限制器:

$$\hat{Q}_{A_{i+\frac{1}{2}}} = \min \operatorname{mod} \left(\hat{\alpha}_{A_{i+\frac{1}{2}}}, \hat{\alpha}_{A_{i+\frac{1}{2}}} \right) + \min \operatorname{mod} \left(\hat{\alpha}_{A_{i+\frac{1}{2}}}, \hat{\alpha}_{A_{i+\frac{3}{2}}} \right) - \hat{\alpha}_{A_{i+\frac{1}{2}}} \quad (20)$$

λ_A^k 是 $\hat{\Lambda}_A$ 的第 k 对角线对成份。

另外, 函数 φ 为:

$$\varphi(z) = \begin{cases} |z| & |z| \geq \hat{\delta} \\ \frac{z^2 + \hat{\delta}^2}{2\hat{\delta}} & |z| < \hat{\delta} \end{cases} \quad (21)$$

$$\delta_{i+\frac{1}{2}} = \frac{\Delta t}{\Delta x} \hat{\delta} \left(\left| U_{i+\frac{1}{2}} \right| + \left| V_{i+\frac{1}{2}} \right| + c_{i+\frac{1}{2}} \right) \quad (22)$$

3. 计算结果与讨论

为了校验计算模型和计算方法, 分别对绕台阶式钝头体、水翼和快速关闭的阀门前部弯管内的空化流动现象。计算过程中, 空化数 σ 定义为:

$$\sigma = \frac{2(P_\infty - P_v)}{\rho_l U_\infty^2} \quad (23)$$

这里 U_∞ 是无穷远来流速度; P_∞ 是无穷远处的压力; P_v 为当地汽化压力。

3. 1 绕台阶钝体空化流动的计算结果

首先计算了绕台阶式钝头体的空化流动。台阶的几何形状和尺寸如图1所示。

计算时给定无穷远流速度定来流条件： $U_{\infty}=10m/s$ 和无穷远处的压力 P_{∞} 。 P_{∞}

由式 (23) 根据给定的空化数计算给定。壁面满足无滑移条件。

图2给出了计算所得到的当空化数 $\sigma=1$ 时，绕台阶钝体空化流动的空隙率与流线的分布。数值计算结果表明，采用该模型可以预测流场的流动分布和空隙率的分布。如图所示，当水流绕过台阶后，在台阶的上部形成一分离区域，在分离区域内存在旋涡运动。在计算的空化条件下，最大的空隙率发生在旋涡区域内，说明空化已在该区域内发生。这与对分离区域空化现象的实验观察结果是一致的^[18]。图3给出了与图1所示条件相同的台阶壁面上的压力系数的分布。该结果与采用其它模型的计算结果与实验结果也是基本一致的^[18]。

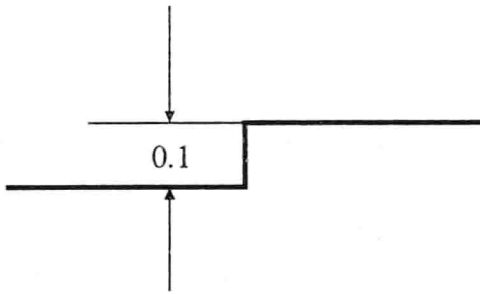


图1 台阶的几何形状

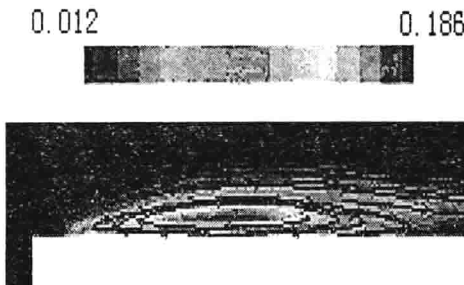


图2 绕台阶流动的空隙率和流线分布

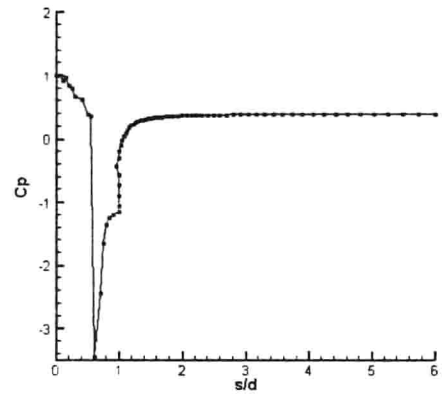


图3 台阶钝头体壁面上的压力系数分布

3. 2 绕水翼空化流动的数值计算结果

采用该计算模型，计算了绕水翼的空化流动。计算采用了 Clark-Y (Kanpp, 1970) 型水翼。

图4是翼型剖面及网格划分局部图。计算网格数目取为 $151 \times 75 = 11325$ 。

图5给出了实验结果与计算结果的对比。图中对比结果的实验与计算工况为：翼型的攻角为 8° ；无穷远流速度 $U_{\infty}=10m/s$ ；空化数为 $\sigma=0.8$ 。图5(a)为计算所得

到的空隙率绕翼型的分布。图 5(b) 为高速录象观察所得到的 2D 绕流图谱。计算和实验观察的流动图谱是一致的。在上述所示工况下, 空化在翼型的背部发生, 空化区域基本上由来流方向和翼型的背部型线决定。在计算和实验工况下, 空化已发展到了云状空化阶段。空化区域是已在翼型的背面上形成的一分离区域, 该区域充满了气液两相的混合液。由于该区域内存在着大规模的旋涡运动, 造成气液两相的分布的不均匀, 并不断有空化云在翼型上脱落。数值计算和实验观察的结果均表明了上述的状态和过程, 并取得了非常好的一致。

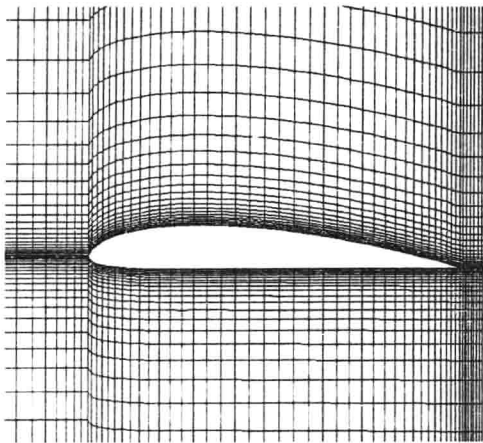


图 4 水翼形状与计算网格划分

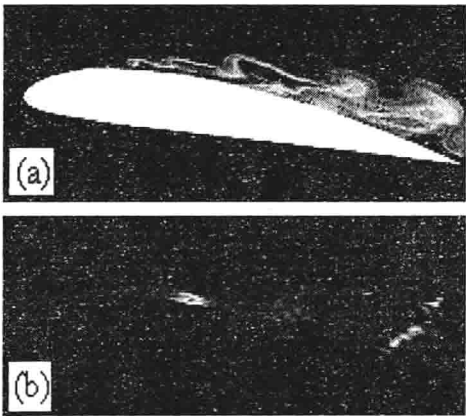


图 5 绕水翼的空化流动

3. 3 水击发生时的空化

采用该模型计算了 90° 弯管内的发生的水击过程。图 6 给出了阀门突然关闭后阀前水流的速度、空隙率和压力系数分布。当阀门突然关闭时, 主流区由于惯性继续向前运动由于水体的不可压缩必然在近壁区域形成回流, 主流和回流之间形成一剪切层区域, 并在弯曲部位附近形成一空化区域。与此同时管中的压力也发生了急剧变化, 在弯曲部位的外侧形成一高压区。计算结果和理论分析的结果是相一致的。

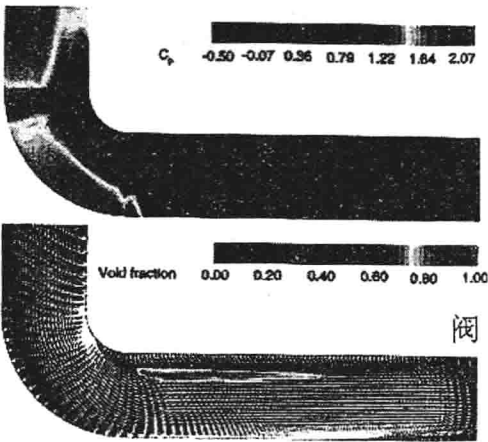


图 6 阀前水流的速度、空隙率和压力系数分布

4. 结论

为了计算分析空化流动, 本文给出了一种基于当地均匀气液两相流模型的非定常粘性空化流计算方法, 并采用该方法分别计算了绕台阶、水翼和弯曲水击管路内的空化流动, 所得结果与实验结果进行了比较, 表明该方法可用于空化流动的数值计算。

参考文献:

- [1] Senocak, I. and Shyy, W. A Pressure-Based Method For Turbulent Cavitating Flow Computations [J]. *Journal of AIAA*, 2001, 29(07): 1-13.
- [2] Shen, Y. and Dimotakis, P. The Influence of Surface Cavitation on Hydrodynamic Forces[Z]. Proc. 22nd ATTC. 1989, St. Johns: 44-53.
- [3] Stutz, B. and Reboud, J.L. Two-phase Flow Structure of Sheet Cavitation[J]. *Phys. Fluids*, 1997, Vol. 9, No. 12: 3678-3686.
- [4] Chen, Y. and Heister, S.D. A Numerical Treatment for Attached Cavitation[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1994, Vol. 116: 613-618.
- [5] Chen, Y. and Heister, S.D. Modeling Hydrodynamic Nonequilibrium in Cavitating Flows[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1996, Vol. 118: 172-178.
- [6] Delannoy, Y. and Kueny, J.L. Cavity Flow Predictions based on the Euler Equations[Z]. ASME Cavitation and Multi-Phase Flow Forum, 1990, 109: 153-158.
- [7] Deshpande, M., Feng, J. and Merkle, C.L. Numerical Modeling of the Thermodynamic Effects of Cavitation[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1997, Vol. 119: 420-427.
- [8] Ventikos, Y., and Tzabiras, G. A Numerical Method for the simulation of Steady and Unsteady Cavitating Flows[J]. *Computers & Fluids*, 2000, Vol. 29: 63-88.
- [9] Edwards, J.R., Franklin, R.K. and Liou, M.S. "Low-Diffusion Flux-Splitting Methods for Real Fluid Flows with Phase Transitions[J]. *AIAA Journal*, 2000, Vol. 38, No. 9: 1624-1633.
- [10] Kubota, A., Kato, H. and Yamaguchi, H. A new Modelling of Cavitating Flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section[J]. *J. Fluid Mech.*, 1992, Vol. 240: 59-96.
- [11] Rayleigh, L. "On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity[J]. *Phil. Mag.*, 1917, Vol. 34: 94-98.
- [12] Plesset, M.S. The Dynamics of Cavitation Bubbles[J]. *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 1949, Vol. 16: 228-231.
- [13] MacCormack, R.W. A Numerical Method for Solving the Equation of Compressive Viscous Flow[J], *AIAA Journal*, 1971, Vol. 20: 1275-1281.
- [14] MacCormack R. W. A Perspective on a Quarter Century of CFD Research[Z]. AIAA 93-3291, 1993.
- [15] Chen, H.T. and Collins. Shock Wave Propagation Past an Ocean Surface[J]. *J. of Computational Physics*, 1971, Vol. 7: 89-101.
- [16] 传热工学资料（修订第4版）[Z]，日本机械工程学会，1986.
- [17] Beattie D.R. and Whalley. A Sample Two-Phase Frictional Pressure Drop Calculation Method[J]. *Int. J. Multiphase Flow*, 1982, Vol. 8, No. 1: 83-87.
- [18] Wang Guoyu, Inanc Senocak, Wei Shyy, Toshiaki Ikohagi, Cao Shuliang. Dynamics of attached turbulent cavitating flows[J]. *Progress in Aerospace Sciences* 37, 2001, 551-581.
- [19] Knapp R T, Daily J W. Hammitt U F G. Cavitation[M]. McGraw Hill, 1970.

斜流转子内流现象的三维数值分析

游斌 吴克启

华中科技大学能源与动力工程学院流体机械教研室, 武汉 430074
Tel: 027-87542517, Email: youbinldy@hotmail.com

摘要: 本文采用三维雷诺平均 Navier-Stokes 方程, K- ϵ 两方程湍流模型和 SIMPLE 算法对斜流转子内流现象进行了三维数值分析。结果表明: 在转子上游, 子午面速度沿翼展方向逐渐增加, 而在转子下游, 子午面速度沿翼展方向逐渐减小。在转子出口, 叶顶边界层约占整个通流面积的 10%。在转子压力面上, 压力沿叶高逐渐增加, 在转子吸力面上, 在叶片的前 60% 区域和后 40% 区域, 压力沿叶高呈现不同的分布趋势。转子尾迹在叶根和叶顶区域较叶中强烈。尾迹沿轴向逐渐衰减, 在静叶前缘基本衰减完毕。静叶对其上游的流动有一定程度的影响。小流量时的转子尾迹较大流量时强烈。静叶叶道内的二次流通道涡产生于轮毂壁面, 该通道涡逐渐向叶中移动, 在静叶弦长 99% 的截面上, 通道涡移向叶道中部。本文计算的斜流转子外特性以及子午面速度在动叶上游和下游的分布结果和实验结果吻合良好。计算得到的子午面流线分布, 转子上下游的子午面速度分布与设计值吻合。

一、前言

随着轴流弯掠叶轮在航空发动机领域的成功应用^[1-4], 设计者也开始对斜流叶轮进行弯掠设计, 寻求扩大斜流转子的喘振裕度和高负荷, 改善低流量时的旋转失速状态; 而要设计一台合适的前缘弯掠斜流转子, 必须了解整机复杂的内流特性, 诸如端壁边界层、转子尾迹、通道涡、动/静叶表面的压力分布等等, 以便设计出能与内流特征相匹配的高性能转子^[5]。最近几年, CFD 技术在透平机械设计中发挥的作用比在其它任何工程领域的作用都要大^[6], 而对于斜流转子动/静叶耦合的三维数值分析, 笔者目前还没有见到有公开的文献报道。本研究的目的在于用数值模拟的方法, 详细了解斜流转子的内流现象、斜流转子尾迹对静叶的干涉作用; 同时也为了验证本数值方法模拟斜流转子内流场的可靠性, 为设计高负荷前缘弯掠斜流转子提供比较的依据。

二、斜流转子几何配置

本文研究的斜流转子由准三元方法设计而成, 该转子在工程上已经有广泛的应用。准正交设计方法先采用流线曲率法计算子午面上的流线分布, 然后采用假想的速度三角形转换到映象面, 选择 NACA 叶型, 同时考虑流面倾斜的影响采用 Schlichting 奇点法校正叶片形状, 具体的设计方法见文献[7-9]。

表 1 斜流转子的几何参数

	动叶 (叶根-叶顶)	静叶(叶根-叶顶)
旋涡设计	自由涡	自由涡
叶片数	6	15
叶片形状	NACA65	NACA65
叶片厚度: τ	10% - 4%	8%
叶顶出口直径 D_t	400.0mm	450.0mm
轮毂比 v	0.75 (动叶出口)	0.73
展弦比 σ	1.481-1.054	2.053-1.434
叶片弯度 C_{10}	1.755 - 0.821	2.021 - 1.887
叶片安装角 β_A	34.47° - 57.84°	17.58° - 15.62°

本文设计的斜流转子有 6 个叶片，静叶由 15 个叶片组成。动叶叶根倾斜 45° ，叶顶倾斜 25° 。若没有特别注明，本文主要考察设计工况时内流特征。该工况的流量系数为 0.563, 压力系数为 0.75，具体设计及几何参数见表 1。图 1 为斜流转子的几何配置图。

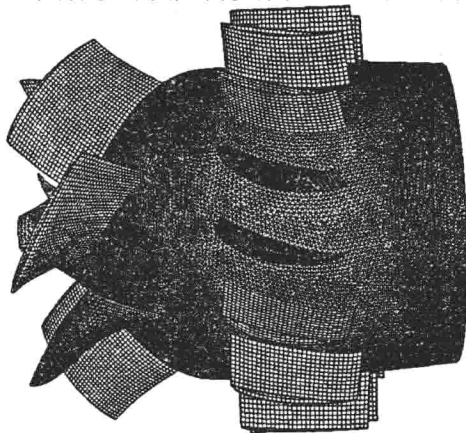


图 1 斜流转子的几何配置

三 计算区域和网格划分

计算区域从动叶上游 242.5 毫米（压力进口面）至静叶下游 100 毫米（压力出口面），见图 2。该区域也是斜流转子准三元设计时的计算区域。整个区域被划分为转子前面进气区域，斜流转子的旋转区域，静叶至压力出口面的静止区域三部分。各个区域单独划分网格，相邻的区域共用同一个截面；叶片表面采用矩形网格，其它表面采用三角形网格。本文考虑到动叶和静叶周围的流动复杂，适当增加了这两个区域的网格数量，各个区域的网格数分别为 107337, 941625 和 1052097 个节点，网格总数约 200 万个节点。图 3 给出了动叶表面的网格分布。

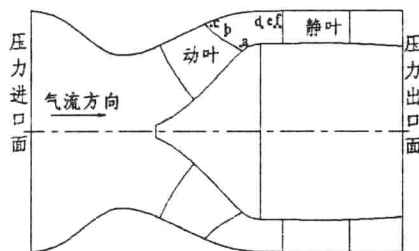


图 2 计算区域的子午面形状及尾迹监测点分布位置

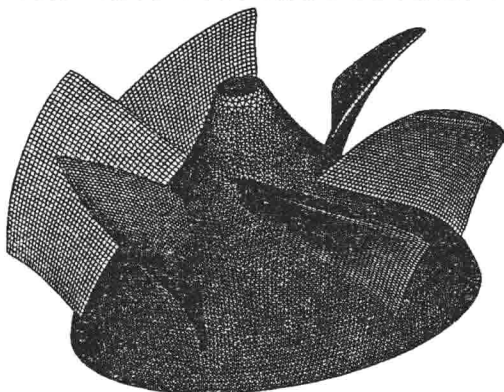


图 3 动叶表面网格分布

四 计算方法和边界条件

计算采用三维雷诺平均守恒形 Navier-Stokes 方程, 湍流模型选取标准 K- ϵ 两方程模型。计算方法采用 SEGREGATED 隐式方法, 湍流动能、湍流耗散项、动量方程都采用二阶迎风格式离散; 压力-速度耦合采用 SIMPLE 算法。

计算的进出口采用压力边界条件, 分别给定进口总压和出口静压; 转子区域选用旋转坐标, 给定旋转壁面边界条件, 叶轮转速为 1800rpm; 静叶及进气口区域选用静止坐标, 给定标准壁面边界条件; 流动假设为不可压缩。当各计算误差都小于 10^{-5} 时, 本文认为计算已经收敛。

五 结果及讨论

为了考察本文所采用的数值方法能否准确模拟斜流转子内部的流动, 本文首先将计算得到的压力-流量曲线和实验测得的外特性曲线^[8]进行了对比, 从图 4 中可以看出, 计算值和实验值吻合较好。另一方面, 本文考察了转子上游及下游的子午面速度, 计算结果分别与实验值^[8]和设计值进行了比较 (见图 5 和图 6)。计算结果与实验值和设计值都相当吻合, 验证了本计算方法的妥当性, 能有效地模拟斜流转子内部流动。从图 5, 6 中看出, 在转子上游, 子午面速度沿翼展逐渐增加。而在转子下游, 子午面速度沿翼展逐渐减小; 在机壳附近, 可以看到子午速度迅速降低, 这主要是由于壳体边界层的影响, 边界层厚度大约占了通流面积的 10%。

图 7 中给出的子午面流线分布也表明计算值和设计值吻合较好, 这也进一步验证了叶轮设计中所采用的流线曲率法的可靠性和实用性。

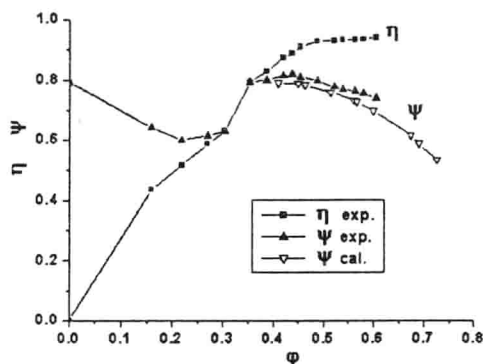


图 4 斜流转子的气动特性

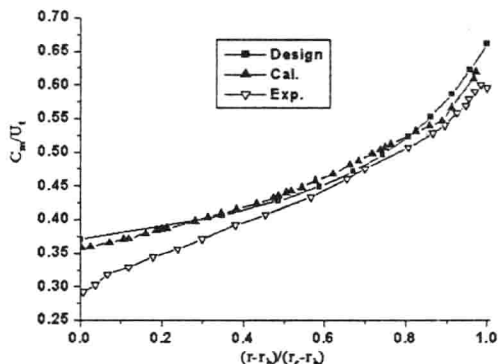


图 5 转子上游子午速度沿展向分布图

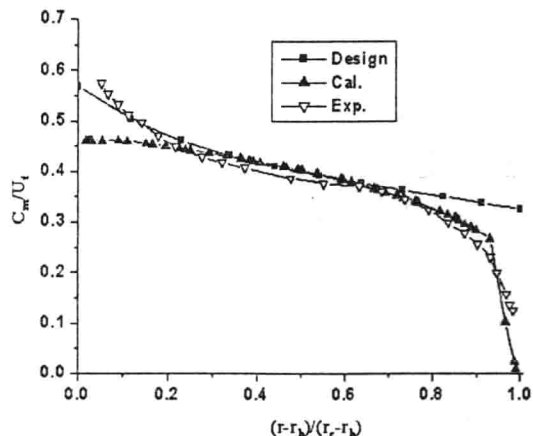


图 6 转子下游子午速度沿展向分布图

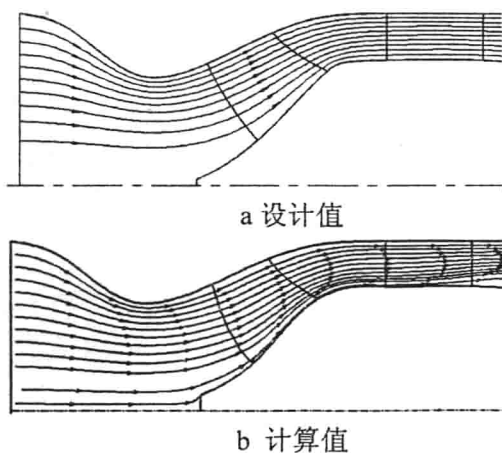


图 7 子午面流线分布

图 8 中给出了动叶表面不同截面上静压沿弦长的分布曲线, 图中清晰地显示出由于叶片做功静压从前缘到尾缘逐渐增加。在压力面上, 从叶根到叶顶, 静压逐渐增加; 而在吸力面上, 静压分布呈现处不同的变化趋势。在叶片前缘到弦长 60% 处的区域, 静压从叶根到叶顶逐渐减小, 而在叶片尾部区域, 却是逐渐增加的。图 10 中给出的动叶表面的静压等值线图也很明显地反映了这一压力分布特征。

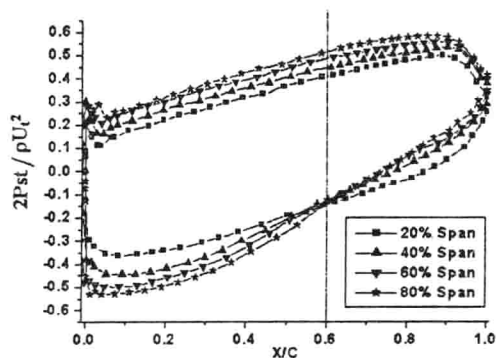


图 8 动叶表面的静压分布

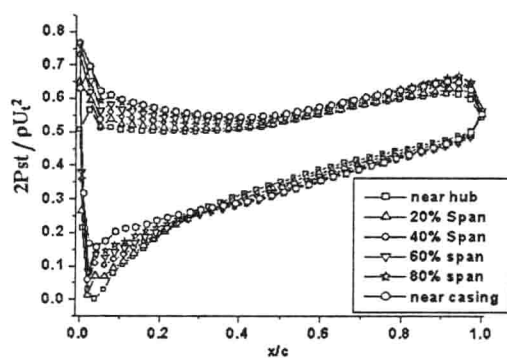
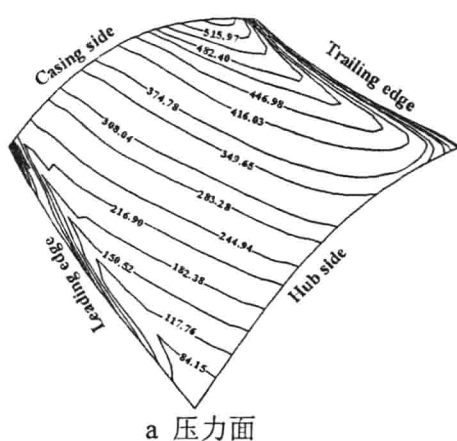
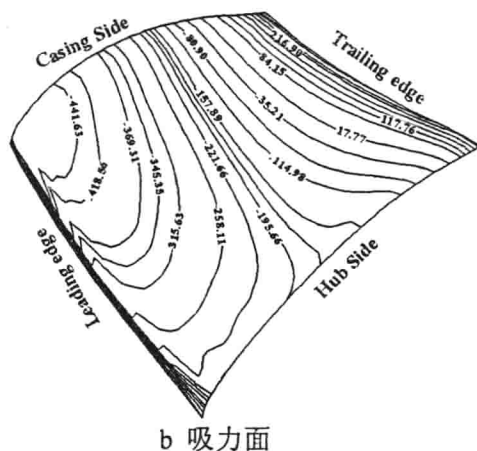


图 9 静叶表面的静压分布



a 压力面



b 吸力面

图 10 动叶表面静压等值线分布图

图 9 中给出了静叶表面不同截面上静压沿弦长的分布曲线。从图中可以看出, 静叶表面, 静压从叶片的前缘到尾缘也是逐渐增加的, 这主要是由于从动叶来的较大的气流速度在通过静叶后逐渐转化为静压。静叶表面上, 无论是压力面还是吸力面, 静压变化较大。

转子尾迹对整机性能和静叶通道内的流动的影响, 表现在尾迹在没有充分衰减前就进入静叶通道, 会带有很大的流动损失, 同时恶化静叶内的流动^[10-11]。为详细了解转子尾迹的分布情况及其与静叶的相互影响, 本文分析了转子下游不同位置的轴向速度沿圆周的分布情况。尾迹监测点在子午面的分布位置见图 2。在转子下游 5 毫米的圆锥面上, 分别位于轮毂面上方 5 毫米(a 点)、叶中(b 点)、机壳下方 5 毫米(c 点)三个不同圆周位置上的轴向速度沿半圆周的分布情况见图 11a-c。从图中可以看出, 在-40°、20°、80°等三个位置上存在着轴向速度突然衰减的情况, 表明在这三个圆周位置上有转子尾迹存在。同时从图中还可以看出, 叶根和叶顶区域的转子尾迹比叶片中间位置强烈, 反映了轮毂和壳壁边界层的影响。

图 11b 和图 11d-f 为动叶下游和静叶上游之间的不同轴向位置上, 轴向速度在叶中圆周上的分布曲线, 从图中我们可以看到, 转子尾迹沿轴向逐渐衰减。在动静叶之间的中间截面上 (图 11d), 轴向速度沿圆周的变化较平缓, 表明转子的尾迹已经比较微弱; 在静叶上游 15 毫米的截面上 (图 11e), 看不到明显的转子尾迹的作用, 转而代之的是静叶前缘对上游流动的影响。由于静叶的存在, 静叶前缘对其上游的流动产生了一定的影响, 越靠近静叶前缘, 轴向速度的突然降低越明显, 表明这种影响越显著 (图 11f)。以上现象表明, 转子的尾迹在到达静叶前已基本上衰减完毕, 对静叶叶道内的流动影响较小; 同时静叶前缘对其上游流动影响的传递也很微弱, 它对动叶尾缘附近的流动没有明显的影响。

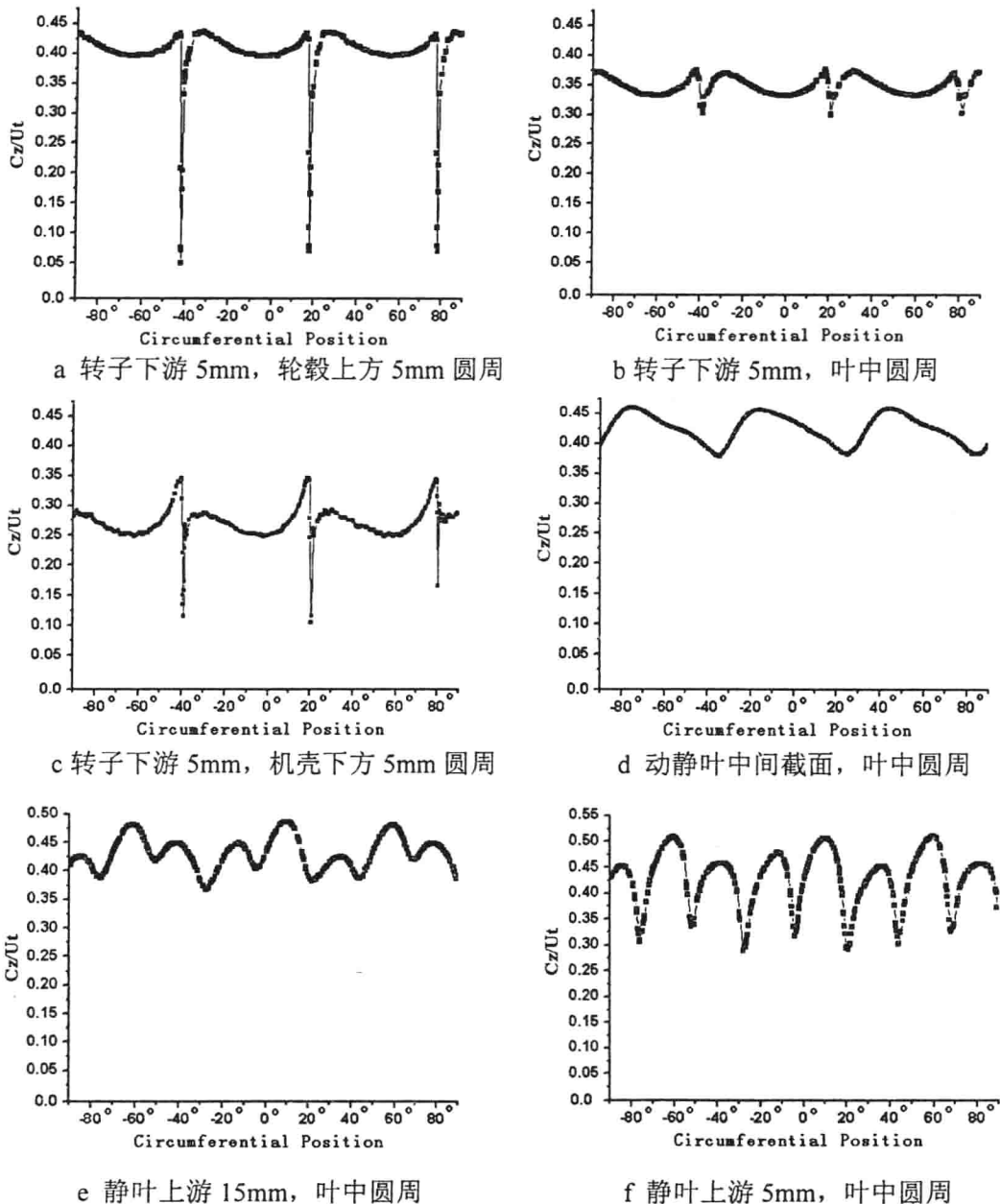


图 11 转子下游不同位置上轴向速度沿半圆周分布图