

人字形螺旋槽动压止推轴承性能分析

杨攀，陈渭

(西安交通大学现代设计及转子轴承系统教育部重点实验室，710049，西安)

摘要：为了研究人字形螺旋槽止推轴承的结构参数对其静动态性能的影响，针对轴承的特殊结构，通过坐标变换在扇形坐标系下，建立了轴承的性能计算模型。在正交坐标系下运用有限差分法对雷诺方程进行了离散和求解，得到了轴承的膜厚压力分布；研究了槽数、槽深和螺旋角等结构参数对轴承静动态性能的影响，综合考虑油膜承载力和刚度等因素，确定了轴承各结构参数对应的最优取值；通过分析人字槽轴承内部流体的流动状态，得到了槽深间隙比对基于层流和紊流两种计算模型下所得结果的影响规律。研究结果表明：人字槽顶端为主要承载区，该区域内存在压力峰值；在加工允许范围内，可以增加槽数，在轴承间隙为 0.01 mm，槽深间隙比约为 3、槽台宽比为 0.7~1、螺旋角为 60°时，轴承可以获得较好的润滑性能；当槽深间隙比大于 3 时，轴承内部会出现明显涡流，导致油膜承载力减小、温升升高，此时基本的雷诺方程不再适用。研究成果可为国产高性能 CT 设备中液态金属轴承技术提供一定的理论指导。

关键词：液态金属；人字槽止推轴承；静动态性能；涡流

中图分类号：TH133 **文献标志码：**A

DOI：10.7652/xjtuxb202010003 **文章编号：**0253-987X(2020)10-0017-11



OSID 码

Analysis for Performance of Herringbone Spiral Groove Thrust Bearing

YANG Pan, CHEN Wei

(Key Laboratory of Education Ministry for Modern Design and Rotor-Bearing System,
Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: To reveal the influence of the structural parameters of the herringbone spiral groove thrust bearing on its static and dynamic performance, a calculation model of bearing performance with coordinate transformation in the sector coordinate system was established. Based on the orthogonal coordinate system, the Reynolds equation was discretized and solved by finite difference method, so that the film thickness and the pressure distribution of bearing were obtained. The effects of structural parameters, such as groove number and spiral angle, on the static and dynamic performance of bearing were discussed, and the optimal structural parameters were determined by analyzing the factors, such as oil film bearing capacity and stiffness. Investigating the flow state of the fluid inside the spiral groove bearing, the influence of the groove depth-to-clearance ratio on two calculations of laminar and turbulent flows was obtained. The results show that the top of the herringbone groove is the main bearing area, and there is a pressure peak in the area. Within the allowable range of processing, the number of grooves can be increased. The bearing is endowed with fine static and dynamic performance when the bearing clearance is 0.01 mm, the groove depth-to-clearance ratio is about 3, the groove table width ratio

is 0.7-1, and the helix angle is 60° . When the groove depth-to-clearance ratio is greater than 3, significant eddy currents occur inside the bearing, the oil film bearing capacity reduces and the film temperature rises, the original Reynolds equation is thus no longer suitable. This approach is expected to be applied to liquid metal bearing technology of domestic high-performance CT equipment.

Keywords: liquid metal; herringbone groove thrust bearing; static and dynamic performance; vortex

液态金属是指室温下呈液态状的一种特殊金属,作为一种新型多功能材料,蕴藏着很多新奇特性^[1]。通过最近几年的研究,发现镓基液态金属不仅有蒸气压低、热导率高、流动性好的优点,而且无毒、热物理性质稳定,将其用作滑动轴承润滑剂是一个全新的研究方向^[2]。20世纪80年代,Burton发现高电流密度电刷经液态镓钢锡润滑后,电阻变小,发热量变低,并且具有优异的摩擦学性能^[3]。Gerkema发现深沟球轴承在无氧环境下可用镓基金属作为可靠的润滑剂,其表面张力及黏合力对润滑性能影响显著^[4-5]。目前,国内针对镓基液态金属在摩擦性能上的研究大部分局限于通过设计摩擦磨损实验,发现其有效的减摩性能和承载性能^[6-7],而镓基液态金属用于流体润滑的研究几乎处于空白。

螺旋槽轴承表面刻有微米级别的螺旋槽型线,润滑油膜的厚度也为微米级别^[8],所以对轴承的加工精度、几何形状等各方面要求都比较高。根据产生动压效应流体的流动方向,可以将螺旋槽动压轴承划分为泵入型和泵出型^[9]。人字形螺旋槽轴承是一种新型的滑动轴承,即在光滑油腔表面加工一定数量的“人”字形沟槽,而且是一种具有自密封性能的轴承,无需外部供油设备,结构紧凑,稳定性好。其工作原理为^[10]:当光滑的止推轴承表面相对于开槽的轴承表面高速旋转时,由于润滑液的黏性作用带动流体流动,利用人字槽的泵压效应和周期性阶梯效应形成动压油膜从而实现承载。Lee等利用Galerkin有限元分析方法,对螺旋槽轴承进行了详细的润滑特性分析,并且通过对设计变量进行系统的参数分析进行了性能优化^[11]。李亚倩等采用Ng-Pan紊流模型以及综合滑移长度模型(SLM),分析了考虑紊流滑移影响和层流无滑移时的螺旋槽轴承性能^[12]。

本文针对螺旋槽轴承的特殊结构,通过坐标变换,在扇形坐标系下建立了轴承性能计算模型。研究分析了人字形螺旋槽轴承油膜压力的形成机制以及几何参数对其静、动态性能的影响,发现槽深间隙

比对计算结果影响较大。

1 计算模型的建立

1.1 轴承结构

常见的螺旋槽轴承结构有阿基米德螺旋线、双曲螺旋线和对数螺旋线等^[13]。本文研究的是一种由内、外对数螺旋线组合形成的螺旋槽轴承,它的形状呈汉字“人”形。人字形螺旋槽轴承相比于一般的螺旋槽轴承,结构更加复杂,但是轴承性能更加优越,其结构的几何表达式为

$$r = r_g e^{\theta \cot \beta} \quad (1)$$

式中: r_g 是基圆半径; β 是螺旋角。

人字形螺旋槽动压止推轴承的结构见图1,结构参数主要包括轴承内径 r_1 、中线半径 r_m 、外径 r_2 。除此之外,轴承几何参数又包括轴承间隙 h_1 、槽深间隙比 B 、螺旋角 β 、槽台宽比 δ 和槽数 N 等。

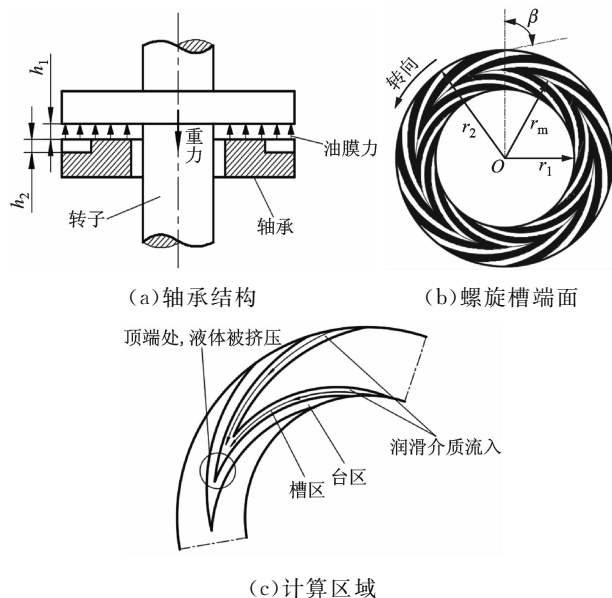


图1 人字形螺旋槽止推轴承结构示意图

(1)槽深间隙比 B 。如图1a所示,由于本文没有考虑表面粗糙度对轴承性能的影响,所以槽深间隙比 B 是轴承槽深 h_2 和间隙 h_1 之比

$$B = h_2/h_1 \quad (2)$$

(2) 槽台宽比 δ 。槽台宽比是指在一个入字槽周期内,同一外圆半径上螺旋槽宽相对于圆心的圆心角 θ_1 和螺旋槽台宽相对于圆心的圆心角 θ_2 之比

$$\delta = \theta_1 / \theta_2 \quad (3)$$

(3) 螺旋角 β 。如图 1b 所示,螺旋角是指螺旋线上任意一点的切线与通过该点连心线的夹角 β 。

1.2 雷诺方程的建立

(1) 静态雷诺方程。在流体润滑理论中,N-S 方程是精确用于求解流体动压润滑问题的数学方程,但是 N-S 方程是一个二阶非线性偏微分方程,很难得到该方程的解析解。雷诺通过一系列简化后,得到基本的雷诺方程表达式

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6U \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4)$$

将 $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$, $U = \omega r$ 代入式(4),可以得到圆柱坐标系下的雷诺方程

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(rh^3 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = 6r\mu\omega \frac{\partial h}{\partial \theta} \quad (5)$$

式中: h 为膜厚; μ 为润滑油黏度; ω 为旋转角速度。

进行压力求解时,为了提高计算精度,需要对计算区域进行坐标转换。在 $r-\theta$ 坐标系下,将轴承内侧螺旋槽变换为 $\xi-\eta$ 坐标系下的扇形区域,将轴承外侧螺旋槽变换为 $\xi'-\eta'$ 坐标系下的扇形区域,如图 2 所示。

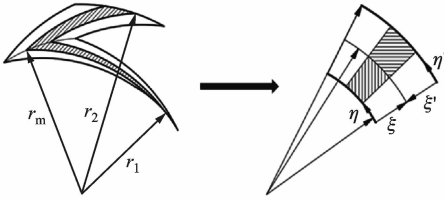


图 2 螺旋槽区域坐标变换

对于内侧螺旋槽区域,选取以下的坐标变换

$$\xi = r; \quad \eta = \theta - \frac{1}{\cot \beta} \ln \left(\frac{r}{r_1} \right) \quad (6)$$

对于外侧螺旋槽区域,选取以下的坐标变换

$$\xi' = r_2 - r; \quad \eta' = \theta + \frac{1}{\cot \beta} \ln \left(\frac{r}{r_2} \right) - \theta_0 \quad (7)$$

式中: θ_0 为 η' 和 θ 坐标起点之间的差。

以螺旋槽轴承内侧 $\xi-\eta$ 坐标变换为例,坐标变换后,雷诺方程中对坐标轴方向的偏导数表达式为

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{1}{\xi \cot \beta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \quad (8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} = \frac{\partial p}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} + \frac{\partial p}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} = \frac{\partial p}{\partial \eta} \quad (9)$$

$$\frac{\partial h}{\partial \theta} = \frac{\partial h}{\partial \eta} \quad (10)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left(h^3 r \frac{\partial p}{\partial r} \right) &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 r \frac{\partial p}{\partial r} \right) - \frac{1}{\xi \cot \beta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(h^3 r \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \\ &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \xi \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) - \frac{1}{\cot \beta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) - \\ &= \frac{1}{\xi \cot \beta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(h^3 \xi \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\xi \cot^2 \beta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

将式(8)~(12)代入式(5),得到 $\xi-\eta$ 坐标下的雷诺方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \xi \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\xi} \left(1 + \frac{1}{\cot^2 \beta} \right) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) - \\ \frac{1}{\cot \beta} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) \right] = 6\mu\xi\omega \frac{\partial h}{\partial \eta} \end{aligned} \quad (13)$$

根据相似理论,取 $\xi = R\bar{\xi}$, $h = h_0\bar{h}$, $p = \frac{\mu R^2 \omega}{h_0^2} \bar{p}$,

其中 R 是轴承宽度, h_0 是轴承间隙。得到无量纲雷诺方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \bar{\xi}} \left(\bar{h}^3 \bar{\xi} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{\xi}} \right) + \frac{1}{\bar{\xi}} \left(1 + \frac{1}{\cot^2 \beta} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}} \left(\bar{h}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{\eta}} \right) - \\ \frac{1}{\cot \beta} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{\xi}} \left(\bar{h}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{\eta}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}} \left(\bar{h}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{\xi}} \right) \right] = 6\bar{\xi} \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{\eta}} \end{aligned} \quad (14)$$

同理,取 $r_2 - \xi' = R\bar{\xi}'$, $h' = h_0\bar{h}'$, $p' = \frac{\mu R^2 \omega}{h_0^2} \bar{p}'$,

得到 $\xi'-\eta'$ 坐标系下无量纲雷诺方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \bar{\xi}'} \left(\bar{h}'^3 \bar{\xi}' \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \bar{\xi}'} \right) + \frac{1}{\bar{\xi}'} \left(1 + \frac{1}{\cot^2 \beta} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}'} \left(\bar{h}'^3 \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \bar{\eta}'} \right) - \\ \frac{1}{\cot \beta} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{\xi}'} \left(\bar{h}'^3 \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \bar{\eta}'} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}'} \left(\bar{h}'^3 \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \bar{\xi}'} \right) \right] = 6\bar{\xi}' \frac{\partial \bar{h}'}{\partial \bar{\eta}'} \end{aligned} \quad (15)$$

(2) 动态雷诺方程。在静态雷诺方程的基础上考虑推力盘或者转轴在静平衡位置上的微小运动,加入油膜厚度随时间的变化项,得到油膜的瞬态压力方程为

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(rh^3 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = 6\mu r \omega \frac{\partial h}{\partial \theta} + 12\mu r \frac{\partial h}{\partial t} \quad (16)$$

式中: t 为时间。等号右边第 1 项是楔形项,第 2 项是膜厚随时间的变化项。

采用偏导数法^[14-15] 求解推力轴承油膜的动态特性,当推力盘或者转轴沿膜厚方向发生位移时,油膜厚度为

$$h = h_0 + \Delta h \quad (17)$$

式中: Δh 为推力盘或转轴的轴向位移变化量。式(17)两边同时对时间求偏导,得到

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \Delta h' \quad (18)$$

当轴承工作时,膜厚发生变化会引起油膜压力的变化,利用泰勒公式将油膜压力展开,得到

$$p = p_0 + p_h(\Delta h) + p_{h'}(\Delta h') + O[(\Delta h)^2, (\Delta h')^2] \quad (19)$$

将式(17)~(19)代入式(16),展开后省略高阶项并进行同类项合并,得到扰动压力方程

$$L[p_0] = 6\mu\omega \frac{\partial h_0}{\partial \theta} \quad (20)$$

$$L[p_h] = -L_1[p_0] \quad (21)$$

$$L[p_{h'}] = 12\mu\omega \quad (22)$$

式中

$$L[\cdot] = \frac{\partial}{\partial r} \left(r h_0^3 \frac{\partial \cdot}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h_0^3 \frac{\partial \cdot}{\partial \theta} \right)$$

$$L_1[\cdot] = \frac{\partial}{\partial r} \left(3r h_0^2 \frac{\partial \cdot}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(3h_0^2 \frac{\partial \cdot}{\partial \theta} \right)$$

设无量纲变量 $\bar{r} = \frac{r}{R}$, $\bar{h} = \frac{h}{h_0}$, $\bar{p} = \frac{h_0^2}{\mu\omega R^2} p$, $\tau = \omega t$

(τ 是无量纲时间), 得到无量纲化扰动压力方程

$$L[\bar{P}_0] = 6\bar{r} \frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} \quad (23)$$

$$L[\bar{p}_h] = -L_1[\bar{p}_0] \quad (24)$$

$$L[\bar{p}_{h'}] = 12\bar{r} \quad (25)$$

式中

$$L[\cdot] = \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{h}^3 \frac{\partial \cdot}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{h}^3 \frac{\partial \cdot}{\partial \theta} \right)$$

$$L_1[\cdot] = \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(3\bar{r} \bar{h}^2 \frac{\partial \cdot}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(3\bar{h}^2 \frac{\partial \cdot}{\partial \theta} \right)$$

1.3 雷诺方程求解

人字形螺旋槽止推轴承具有周期性分布规律。为了提高计算效率,计算时选用一个周期内的人字槽作为研究对象,即包含一个完整的人字槽和台。以周向分布 12 个人字槽为例,如图 3 所示。

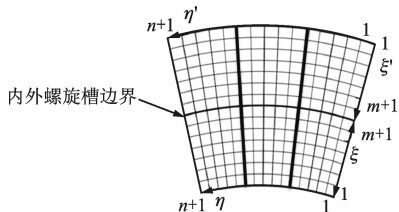


图3 扇形坐标系下网格划分

1.3.1 膜厚连续处 沿 ξ 、 η 方向分别划分 m 、 n 等份网格, ξ 方向节点用 j 表示, η 方向节点用 i 表示, 取 $\Delta\eta = 2\pi/(nN)$, $\Delta\xi = 1/(2m)$ 。基于差分法离散静态雷诺方程式(14), 可得到如下差分方程

$$\bar{p}_{i,j} = [(A+C-D)\bar{p}_{i,j+1} + (B-D+E)\bar{p}_{i+1,j} + C\bar{p}_{i,j-1} + D\bar{p}_{i+1,j+1} + E\bar{p}_{i-1,j} - F]/$$

$$(A+B+2C+2E-D) \quad (26)$$

式中

$$A = \left(\frac{\bar{\xi}_{i,j+1} \bar{h}_{i,j+1}^3 - \bar{\xi}_{i,j} \bar{h}_{i,j}^3}{\Delta \bar{\xi}} - \frac{1}{\cot \beta} \frac{\bar{h}_{i+1,j}^3 - \bar{h}_{i,j}^3}{\Delta \eta} \right) / \Delta \bar{\xi}$$

$$B =$$

$$\left[\left(1 + \frac{1}{\cot^2 \beta} \right) \frac{1}{\bar{\xi}_{i,j}} \frac{\bar{h}_{i+1,j}^3 - \bar{h}_{i,j}^3}{\Delta \eta} - \frac{1}{\cot \beta} \frac{\bar{h}_{i,j+1}^3 - \bar{h}_{i,j}^3}{\Delta \bar{\xi}} \right] / \Delta \eta$$

$$C = \bar{\xi}_{i,j} \bar{h}_{i,j}^3 / \Delta \bar{\xi}^2$$

$$D = -\frac{\bar{h}_{i,j+1}^3 + \bar{h}_{i+1,j}^3}{\cot \beta} / (\Delta \eta \Delta \bar{\xi})$$

$$E = \left(1 + \frac{1}{\cot^2 \beta} \right) \frac{\bar{h}_{i,j}^3}{\bar{\xi}_{i,j}} / \Delta \eta^2$$

$$F = 6\bar{\xi}_{i,j} \frac{\bar{h}_{i+1,j} - \bar{h}_{i,j}}{\Delta \eta}$$

对于轴承外侧螺旋槽,每个节点上的无量纲压力求解过程与内侧相同,这里不再详细叙述。

1.3.2 轴承阶梯处 由于在轴承阶梯边界处膜厚的偏导数不存在,所以在阶梯边界节点上需要利用流量连续性方程进行压力求解。

根据文献[16],将 r - θ 坐标系下的流量方程转换为 ξ - η 坐标系下的流量方程

$$Q^\xi = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \left(-\frac{\xi h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{h^3}{12\mu \cot \beta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) d\eta \quad (27)$$

$$Q^\eta = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left(\frac{h^3}{12\mu \cot \beta} \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{(1 + \cot^2 \beta) h^3}{12\mu \xi \cot^2 \beta} \frac{\partial p}{\partial \eta} + \frac{\xi \omega h}{2} \right) d\xi \quad (28)$$

同理,得到 ξ' - η' 坐标系下的流量方程

$$Q^{\xi'} = \int_{\eta'_1}^{\eta'_2} \left(\frac{(r_2 - \xi') h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial \xi'} - \frac{h^3}{12\mu \cot \beta} \frac{\partial p}{\partial \eta'} \right) d\eta' \quad (29)$$

$$Q^{\eta'} = \int_{\xi'_1}^{\xi'_2} \left(-\frac{h^3}{12\mu \cot \beta} \frac{\partial p}{\partial \xi'} + \frac{h^3}{12\mu (r_2 - \xi')} \frac{1 + \cot^2 \beta}{\cot^2 \beta} \frac{\partial p}{\partial \eta'} - \frac{(r_2 - \xi') \omega h}{2} \right) d\xi' \quad (30)$$

如图 4 所示,需要对区域 1、区域 2、区域 3 和区域 4 的台阶边界处进行单独处理。

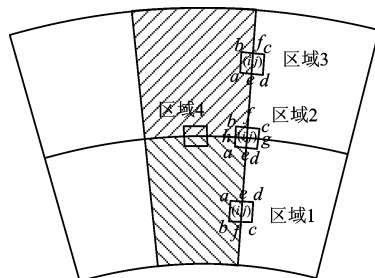


图4 台阶处计算区域

(1) 轴承内侧沿周向存在阶梯(区域 1)。在网格边界节点 (i, j) 处取微小控制单元 $(\Delta\bar{\xi}, \Delta\eta)$, 根据连续性方程, 得到

$$Q_{ab} + Q_{bf} + Q_{fc} + Q_{cd} + Q_{de} + Q_{ea} = 0 \quad (31)$$

将式(31)中每项计算结果代入连续性方程, 并作无量纲化处理, 得到油膜压力差分计算公式

$$\bar{p}_{i,j} = \frac{A\bar{p}_{i,j+1} + B\bar{p}_{i+1,j} + C\bar{p}_{i-1,j} + D\bar{p}_{i,j-1} + E}{A + B + C + D} \quad (32)$$

式中

$$\begin{aligned} A &= \frac{(\bar{h}_{cd}^3 - \bar{h}_{ab}^3)}{\cot\beta} + \frac{\Delta\eta\bar{\xi}_j(\bar{h}_{de}^3 + \bar{h}_{ea}^3)}{2\Delta\bar{\xi}} \\ B &= \frac{(1 + \cot^2\beta)\Delta\bar{\xi}\bar{h}_{ab}^3}{\bar{\xi}_j\Delta\eta\cot^2\beta} + \frac{(\bar{h}_{bf}^3 - \bar{h}_{ea}^3)}{2\cot\beta} \\ C &= \frac{(1 + \cot^2\beta)\Delta\bar{\xi}\bar{h}_{ad}^3}{\bar{\xi}_j\Delta\eta\cot^2\beta} - \frac{(\bar{h}_{fc}^3 - \bar{h}_{de}^3)}{2\cot\beta} \\ D &= \frac{\Delta\eta\bar{\xi}_j(\bar{h}_{bf}^3 + \bar{h}_{fc}^3)}{2\Delta\bar{\xi}} \\ E &= 6\Delta\bar{\xi}\bar{\xi}_j(\bar{h}_{cd} - \bar{h}_{ab}) \end{aligned}$$

(2) 轴承内外侧交界处存在阶梯(区域 2)。对于图 4 中的区域 2, 由连续性方程得到

$$Q_{ae} + Q_{ad} + Q_{dg} + Q_{gc} + Q_{ef} + Q_{fb} + Q_{bh} + Q_{ga} = 0 \quad (33)$$

式中: Q_{bh} 和 Q_{ga} 为流量流出边界, 其余为流入边界。

同理, 得到区域 2 台阶边界节点上的无量纲化油膜压力差分计算公式

$$\bar{p}_{i,j} = \frac{A\bar{p}_{i,j-1} + B\bar{p}_{i+1,j} + C\bar{p}_{i-1,j} + D\bar{p}_{i,j-1} + E}{A + B + C + D} \quad (34)$$

式中

$$\begin{aligned} A &= \frac{(\bar{h}_{gc}^3 - \bar{h}_{bh}^3)}{\cot\beta} + \frac{\bar{\xi}_j\Delta\eta(\bar{h}_{fb}^3 + \bar{h}_{cf}^3)}{\Delta\bar{\xi}} \\ B &= \frac{(\bar{h}_{ae}^3 - \bar{h}_{fb}^3)}{\cot\beta} + \frac{(1 + \cot^2\beta)}{\cot^2\beta} \frac{\Delta\bar{\xi}}{\Delta\eta} \left(\frac{\bar{h}_{ga}^3}{\bar{\xi}_j} + \frac{\bar{h}_{bh}^3}{\bar{\xi}_j} \right) \\ C &= \frac{(\bar{h}_{ef}^3 - \bar{h}_{ad}^3)}{\cot\beta} + \frac{(1 + \cot^2\beta)\Delta\bar{\xi}}{\Delta\eta\cot^2\beta} \left(\frac{\bar{h}_{dg}^3}{\bar{\xi}_j} + \frac{\bar{h}_{gc}^3}{\bar{\xi}_j} \right) \\ D &= \frac{\Delta\eta\bar{\xi}_j(\bar{h}_{ae}^3 + \bar{h}_{ad}^3)}{\Delta\bar{\xi}} + \frac{(\bar{h}_{ga}^3 - \bar{h}_{dg}^3)}{\cot\beta} \\ E &= 6\Delta\bar{\xi}[\bar{\xi}_j(\bar{h}_{dg} - \bar{h}_{ga}) + \bar{\xi}_j(\bar{h}_{gc} - \bar{h}_{bh})] \end{aligned}$$

如图 4 所示, 区域 3 与区域 1、区域 4 与区域 2 的计算方式一致, 这里不再进行详细叙述。

动态雷诺方程离散求解思路如下: 式(23)~(25)表达式与静态雷诺方程的表达形式完全相同, 只是将油膜压力 P_0 换成扰动压力 P_h 和 $P_{h'}$, 但是等号右端项不同, 所以可以根据求解静态雷诺方程的方法分别计算式(24)和式(25)。

1.3.3 边界条件 静态雷诺方程边界条件: 外半径 $\xi' = \xi'_0, p = 0$; 内半径 $\xi = \xi_i, p = 0$; 周向周期性边界条件 $p(\eta) = p(\eta + 2\pi/N)$; 雷诺边界条件 $p = 0, \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0$ 。动态雷诺方程边界条件: 在由上面静态雷诺边界确定的完整油膜区域的周边上, 扰动压力取 0。

1.3.4 螺旋槽轴承性能计算

(1) 承载力

$$W = \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} pr dr d\theta = \Delta r \Delta \theta \sum_{j=1}^{m+1} \sum_{i=1}^{n+1} \lambda_{i,j} r_{i,j} p(r_j, \theta_i) \quad (35)$$

进行无量纲化, 得到

$$\bar{W} = \frac{h_0^2}{\mu R^4 \omega} W = \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \bar{p} r dr d\theta \quad (36)$$

(2) 摩擦阻力

$$F_f = \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \tau r dr d\theta = \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \left(-\mu \frac{\omega r}{h} - \frac{h}{2} \frac{\partial p}{r \partial \theta} \right) r dr d\theta \quad (37)$$

进行无量纲化, 得到

$$\bar{F}_f = \frac{h_0}{\mu \omega R^3} F_f \quad (38)$$

(3) 摩擦力矩、摩擦功耗。摩擦力矩表达式为

$$M_f = \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \left(-\mu \frac{\omega r}{h} - \frac{h}{2} \frac{\partial p}{r \partial \theta} \right) r r dr d\theta \quad (39)$$

进行无量纲化

$$\bar{M}_f = \frac{h_0}{\mu R^4 \omega} M_f \quad (40)$$

摩擦功耗

$$N_f = \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \left(-\mu \frac{\omega r}{h} - \frac{h}{2} \frac{\partial p}{r \partial \theta} \right) r \omega r dr d\theta = M_f \omega \quad (41)$$

(4) 温升。在不考虑热耗散、热传导以及对流换热的条件下, 采用下式进行油膜温度分布计算

$$Jc\rho \left[\left(\frac{\omega r}{2} h - \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{r \partial \theta} \right) \frac{\partial t}{r \partial \theta} - \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\partial t}{\partial r} \right] = \frac{\mu \omega^2 r^2}{h} + \frac{h^3}{12\mu} \left[\left(\frac{\partial p}{r \partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (42)$$

式中: t 是油膜温度; J 是热功当量常数, 值为 4.184; c 是润滑油比热容; ρ 是润滑油密度。

设无量纲变量 $\bar{r} = \frac{r}{R}, \bar{h} = \frac{h}{h_0}, \bar{p} = \frac{h_0^2}{\mu \omega R^2} p, \bar{t} =$

$\frac{t}{t_0}$, 得到无量纲能量方程

$$\left[\left(6\bar{h}\bar{r} - \bar{h}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\bar{r} \partial \theta} \right) \frac{\partial \bar{t}}{\bar{r} \partial \theta} - \bar{h}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \frac{\partial \bar{t}}{\partial \bar{r}} \right] = \frac{\mu \omega R^2}{Jc\rho h_0^2 t_0} \left\{ \frac{12\bar{r}^2}{\bar{h}} + \bar{h}^3 \left[\left(\frac{\partial \bar{p}}{\bar{r} \partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right)^2 \right] \right\} \quad (43)$$

式中： t_0 为初始温度； $\bar{t}$ 为无量纲温度。

对无量纲的能量方程进行有限差分格式改写，并进行简化，得到

$$\bar{t}_{i,j} = \frac{(A-B)\bar{t}_{i-1,j} + (C-D)\bar{t}_{i,j-1} + E}{A-B+C-D} \tag{44}$$

式中

$$A = \left[\left(6\bar{h}_{i,j}\bar{r}_j - \bar{h}_{i,j}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right) + \left| \left(6\bar{h}_{i,j}\bar{r}_j - \bar{h}_{i,j}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right) \right| \right] \frac{1}{2\bar{r}_j \Delta \theta}$$
$$B = \left[\left(6\bar{h}_{i,j}\bar{r}_j - \bar{h}_{i,j}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right) - \left| \left(6\bar{h}_{i,j}\bar{r}_j - \bar{h}_{i,j}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right) \right| \right] \frac{1}{2\bar{r}_j \Delta \theta}$$
$$C = \left[-\bar{h}_{i,j}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} + \left| -\bar{h}_{i,j}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right| \right] \frac{1}{2\Delta \bar{r}}$$
$$D = \left[-\bar{h}_{i,j}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} - \left| -\bar{h}_{i,j}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right| \right] \frac{1}{2\Delta \bar{r}}$$
$$E = \frac{\mu \omega R^2}{J c \rho h_0^2 t_0} \left\{ \frac{12 \bar{r}_j^2}{\bar{h}_{i,j}} + \bar{h}_{i,j} \left[\left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right)^2 \right] \right\}$$

(5) 刚度系数、阻尼系数。根据式(19)，可以得到油膜对推力盘的作用力

$$F(r, \theta, t) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{r_1}^{r_2} p(r, \theta, t) r d\theta dr = I[p_0] + I[p_h] \Delta h + I[p_{h'}] \Delta h'$$
$$I[\cdot] = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{r_1}^{r_2} [\cdot] r d\theta dr. \tag{45}$$

刚度系数

$$k_h = \frac{\partial F}{\partial (\Delta h)} = I[p_h] \tag{46}$$

阻尼系数

$$c_{h'} = \frac{\partial F}{\partial (\Delta h')} = I[p_{h'}] \tag{47}$$

无量纲刚度系数和阻尼系数

$$K_h = \frac{k_h h_0^3}{\mu R^4 \omega} \tag{48}$$

$$C_{h'} = \frac{c_{h'} h_0^3}{\mu R^4} \tag{49}$$

图 5 给出了人字形螺旋槽轴承静动态特性计算流程总图。

1.4 模型验证

(1) 雷诺数是一个无量纲值，计算公式如下

$$Re = \frac{\rho V h_0}{\mu} \tag{50}$$

设置转速 $n=233 \text{ r/s}$ ($14\,000 \text{ r/min}$)，膜厚 $h_0=0.01 \text{ mm}$ 。计算求得雷诺数 $Re=378$ ，由于 Re 小于 $2\,300$ ，因此判断流体的流动状态为层流。

(2) 利用本文计算模型对文献[17]中的轴承进行求解，并与文献进行对比。文献中的推力轴承结构示意图如图 6 所示，计算参数如表 1 所示。

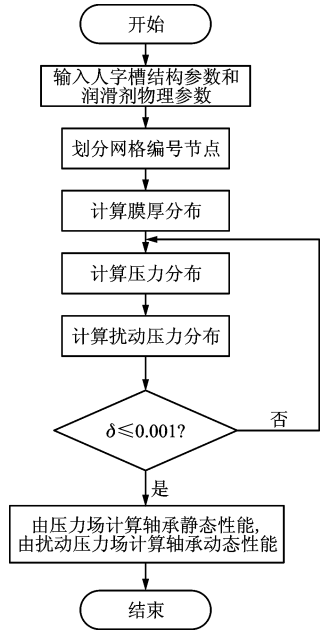


图 5 人字形螺旋槽轴承性能计算流程图

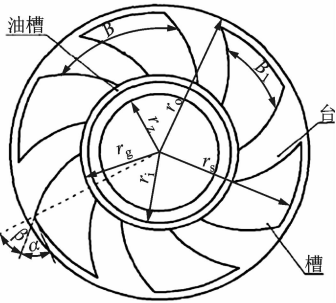
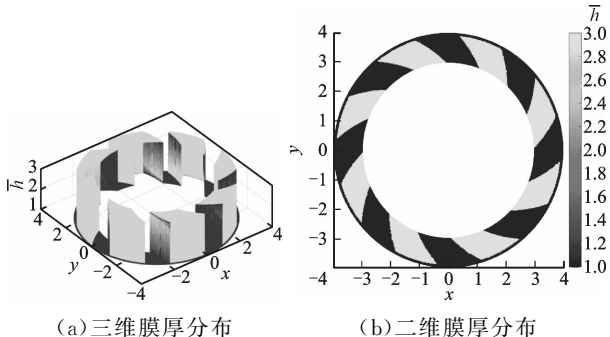


图 6 推力轴承结构示意图

表 1 文献[17]推力轴承计算参数

参数	数值	参数	数值
槽数 N	8	最小膜厚 $h_0/\mu\text{m}$	50
内半径 r_i/mm	181	螺旋角 $\beta/^\circ$	45
外半径 r_o/mm	250	黏度 $\mu/(\text{Pa} \cdot \text{s})$	0.012 5
封油边半径 r_s/mm	244	密度 $\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	875
基圆半径 r_g/mm	187	进口压力 P_{in}/MPa	0.3

设置转速 $n=300 \text{ r/min}$ ，槽台宽比 $\delta=0.6$ ，保持其他计算参数不变，本文计算结果如图 7 所示。



(a) 三维膜厚分布 (b) 二维膜厚分布

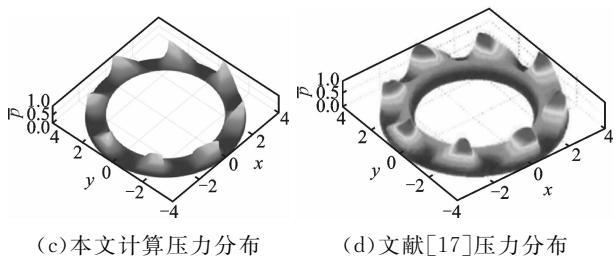


图 7 本文模型计算的推力轴承膜厚和压力分布

从图 8 可以看出,本文和文献[17]中的无量纲承载力、刚度两者计算结果最大误差不超过 8%,验证了本文计算模型的正确性。

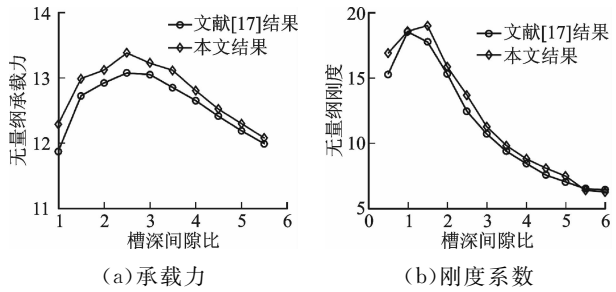


图 8 本文计算结果与文献[17]结果的对比

2 计算结果与分析

人字形螺旋槽止推轴承计算参数见表 2,下文 中如果没有特殊说明,均采用表 2 中的计算参数。保持其他参数不变,设置槽数 $N=10$,计算得到人 字形螺旋槽轴承的膜厚、压力分布,如图 9 所示。

表 2 人字形螺旋槽止推轴承计算参数

参数	数值	参数	数值
轴承外径 r_2/mm	19.5	比定压热容 $C_v/$ $\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}$	365.6
轴承内径 r_1/mm	12.5	槽数 N	12
汇聚半径 r_m/mm	16	螺旋角 $\beta/(\text{^\circ})$	60
槽台宽比 δ	0.5	间隙 h_1/mm	0.01
黏度 $\mu/(\text{Pa} \cdot \text{s})$	0.002	槽深 h_2/mm	0.02
密度 $\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	6 358	转速 $n/(\text{r} \cdot \text{min}^{-1})$	10 000

从图 9 可以看出,在人字槽顶端区域压力最高, 属于承载区。这是因为人字槽两端为负压区,当轴 承转动时,润滑介质从人字槽两端被压入槽内,在黏

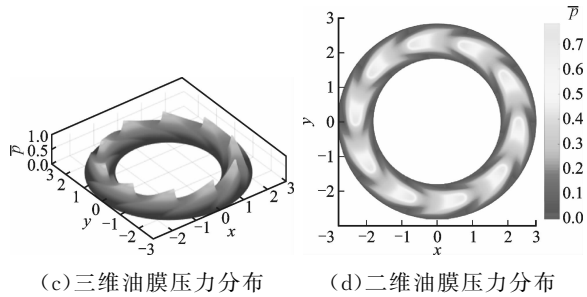
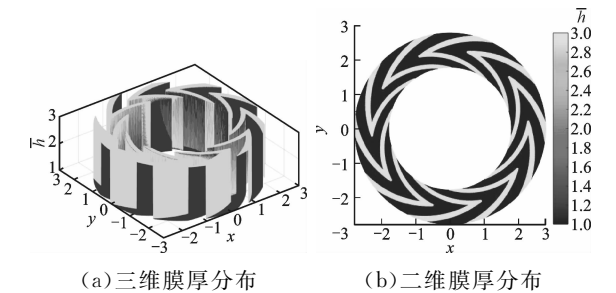


图 9 人字形螺旋槽轴承静态特性

性力作用下,润滑介质沿槽流动到人字槽顶端区域 处翻越阶梯,该区域内的润滑介质被挤压,导致压力 升高,这就是人字槽的泵压效应和阶梯效应。

2.1 人字形螺旋槽轴承静动态特性分析

2.1.1 槽数的影响 图 10 为保持其他参数不变, 槽数为 6、8、10、12、14、16、18、20 时,不同转速下槽 数对轴承性能的影响。

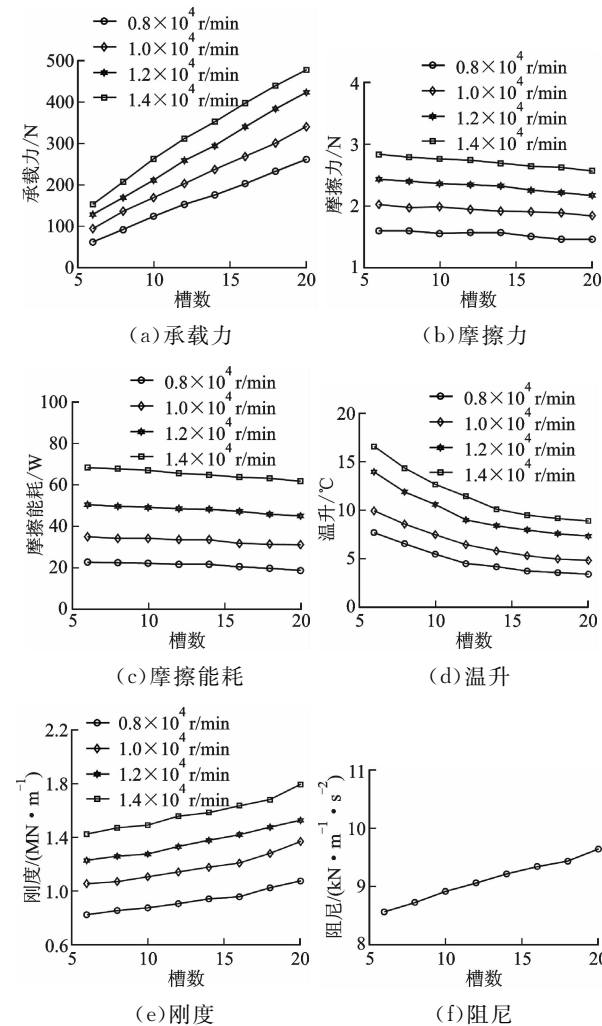


图 10 槽数对轴承性能的影响

从图 10 看出:承载力随着轴承槽数的增加基本 呈线性增加,摩擦功耗整体缓慢下降;随着轴承槽数

增加,轴承的刚度系数几乎没有变化,温升随之逐渐降低。这是因为当槽数较少时,轴承的阶梯动压效应较小,故承载力小;当轴承槽数增加时,阶梯效应随之增加,承载力增加。当轴承槽数保持不变时,随着转速的增加,承载力、摩擦力矩、能耗和刚度系数均增加。推力轴承的阻尼系数是衡量轴承轴向振动的物理量,所以阻尼系数的变化和轴承转速没有关系。增加轴承槽数会增加加工难度和成本,因此在轴承设计中应合理选择轴承槽数。

2.1.2 槽深间隙比的影响 保持其他参数不变,设置槽台宽比 $\delta=1$,取槽深 h_2 为 0.01、0.02、0.03、0.04、0.05、0.06 mm,对应的槽深间隙比 B 取 1~6,分析不同转速下槽深间隙比对轴承性能的影响,结果见图 11。从图 11 看出,随着槽深间隙比的增大,承载力先快速增大到最大值后又随之减小,当槽深间隙比为 3 时,承载力达到最大值,摩擦能耗随 B 的增加缓慢下降,温升逐渐减小趋于平稳。主要原因是:当槽深较小时,随着槽深增加,流量增加,泵压效应越来越明显,会产生较大压力,故而承载力随之

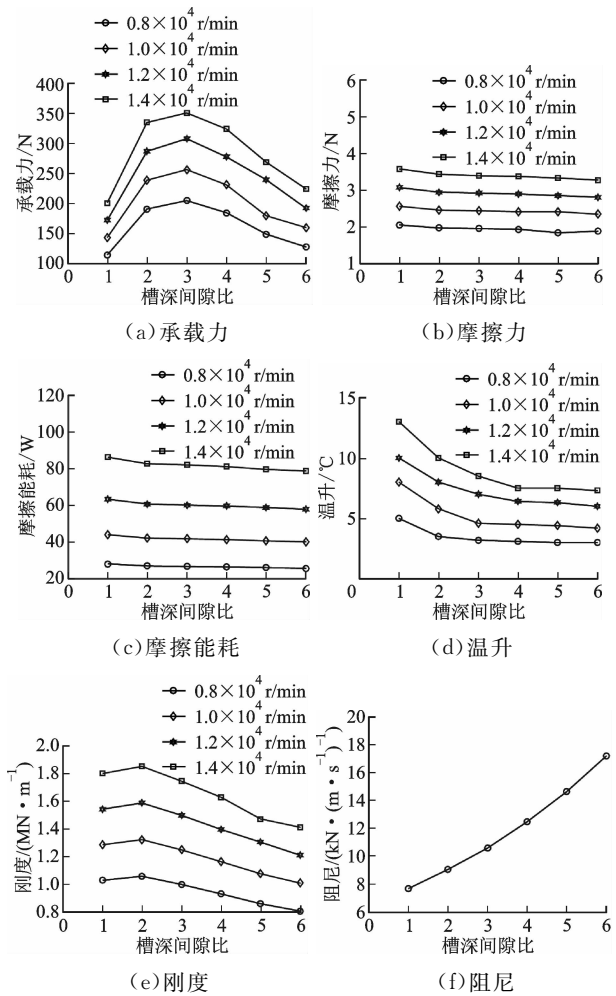


图 11 槽深间隙比对轴承静动态特性的影响

增大;当槽深继续增加时,会出现空穴,导致流体动压效应降低,承载力下降。

2.1.3 槽台宽比的影响 保持其他参数不变,取轴承槽数 $N=10$,人字槽的槽和台对应的圆心角如表 3 所示。

表 3 人字形螺旋槽轴承槽台宽比

槽占的圆心角/(°)	台占的圆心角/(°)	槽台宽比 δ
8	28	0.286
10	26	0.385
15	21	0.714
18	18	1.000
20	16	1.250
25	11	2.273

此时,对应取槽台宽比 $\delta=0.286, 0.385, 0.714, 1.000, 1.250, 2.273$,分析不同转速下槽台宽比对轴承性能的影响,如图 12 所示。从图中看出:随着槽台宽比的增大,承载力逐渐增大,当比值约等于 0.714 时,承载力达到最大值,随后承载力逐渐下降;随着比值的增加,摩擦力、摩擦能耗和温升整体

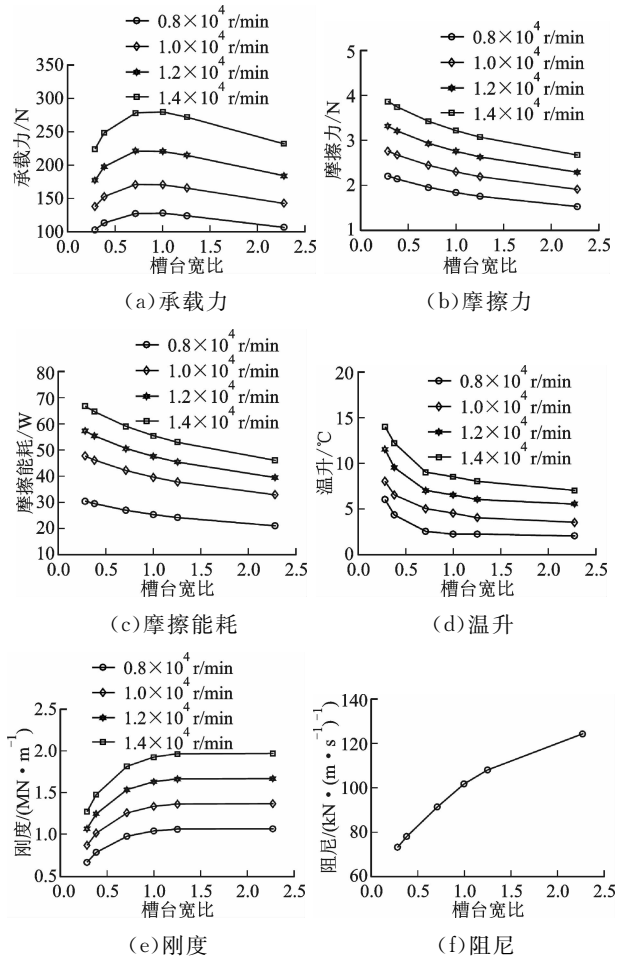


图 12 槽台宽比对轴承静动态特性的影响

呈明显下降趋势。利用极限思想,当轴承的承载区域完全变成台区或槽区时,此时将没有动压效应,所以肯定存在一个最优槽台宽比,使得轴承的承载力达到最大值。随着槽台宽比的增大,螺旋槽的面积逐渐增大,油膜的动压效应逐渐加强,当比值约为 1 时,刚度系数达到最大值。

2.1.4 螺旋角的影响 保持其他参数不变,取螺旋角 $\beta=30^{\circ}\sim 80^{\circ}$,分析不同转速下螺旋角对轴承性能的影响,如图 13 所示。从图中看出,承载力随着螺旋角增加先增大,然后随之减小,当螺旋角位于 $50^{\circ}\sim 60^{\circ}$ 时,承载力达到最大值,当螺旋角大于 60° 时,承载力逐渐下降;利用极限思想,当螺旋角为 0° 或 90° 时,动压阶梯效应大幅减小,几乎没有承载力。随着螺旋角的增加,摩擦力和摩擦能耗整体先增加后逐渐减小,温升先减小后增大;随着螺旋角的增加,轴承刚度系数先增加后减小,当螺旋角为 60° 时,刚度达到最大值;随着螺旋角的增加,轴承阻尼系数整体呈下降趋势。

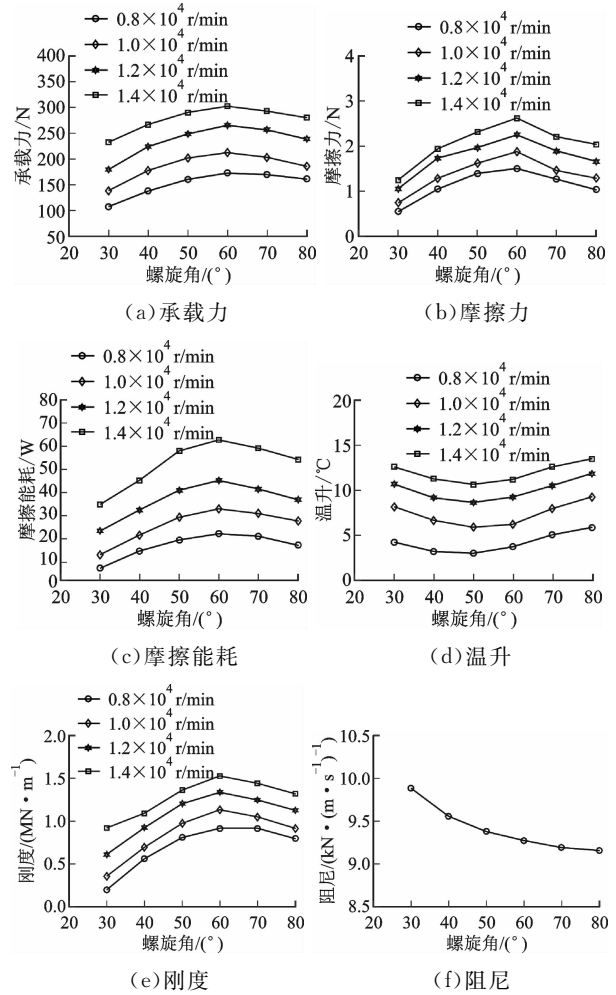


图 13 螺旋角对轴承静动态特性的影响

2.2 流场分析

2.2.1 网格划分和边界条件 由于人字形螺旋槽止推轴承具有周期性分布特点,取一对槽台模型为计算对象。用 SolidWorks 软件进行三维建模并导入 GAMBIT 软件进行网格划分,如图 14a 所示。设置边界条件:将周期分割面设置为旋转周期边界条件,内外圆弧槽的入口处设置为压力入口边界,内外圆弧台的入口处设置为压力出口边界,转子止推面为旋转固壁边界条件,其他的固壁设为绝热、无滑移边界条件。

2.2.2 网格独立性 采用以下几种网格节点数对计算结果进行网格独立性检验。当速度分量的残差下降到 10^{-4} 并且承载力不在发生变化时,认为结果收敛。从图 14b 可以看出,当网格数约超过 3×10^5 时,承载力的相对误差小于 0.5%,最终划分网格数为 309 017。

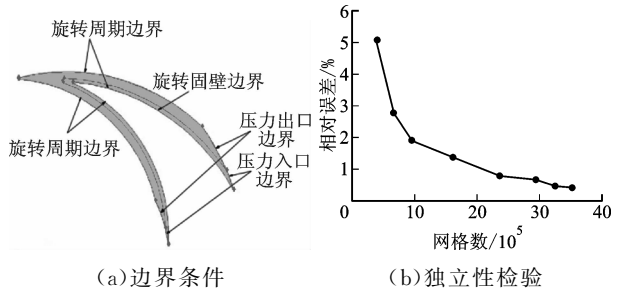


图 14 槽台模型网格划分

2.2.3 计算结果与分析 采用 CFD 软件 FLUENT, 对人字形螺旋槽止推轴承进行了数值计算,计算结果如图 15 所示。

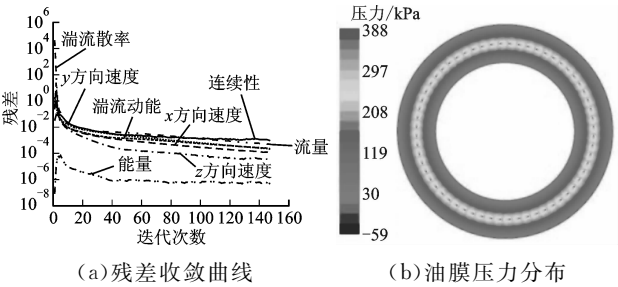


图 15 人字形螺旋槽轴承数值计算结果

如图 15a 所示,可以看出迭代到 150 步左右时残差曲线收敛。计算结束后,得到轴承的油膜压力分布图,如图 15b 所示,可以看出,FLUENT 和 MATLAB 数值计算得到的油膜压力分布完全一致。

保持计算参数与 2.1.2 一致,利用 FLUENT 计算得到不同槽深间隙比值下对应的人字槽内流体流线图,如图 16 所示。

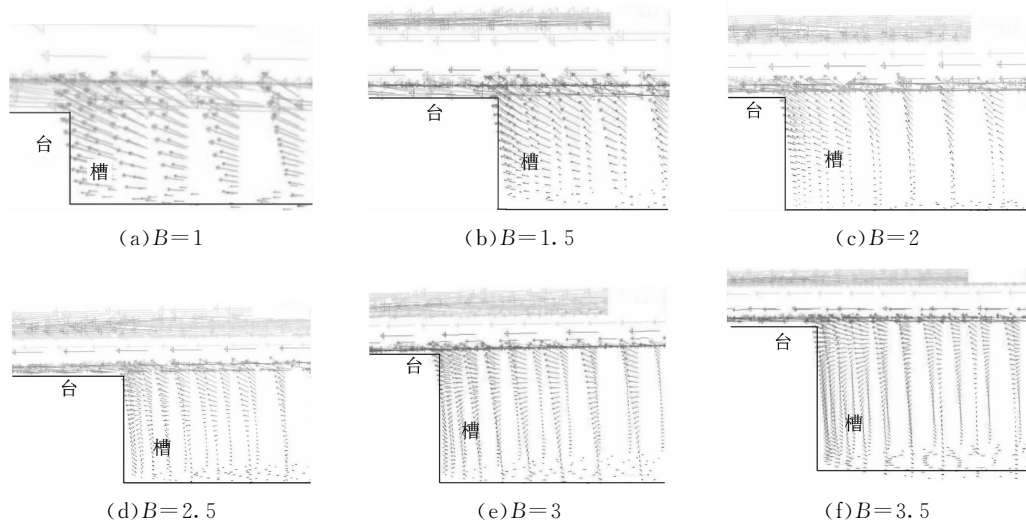


图16 不同槽深间隙比下的人字槽内流体流线图

从图16看出:当槽深间隙比小于2时,人字槽内部流线分层比较清晰,没有混乱;当槽深间隙比为2.5时,人字槽内部流体流动开始出现紊乱,流体有产生涡流的趋势;当槽深间隙比大于等于3时,可以明显地看到在人字槽内部产生了涡流。随着槽深间隙比值的增大,涡流越来越剧烈,当涡流发生时,来自上表面的能量一部分转化为旋转能量,根据能量守恒定律,此时流体的势能必然会减小。因此,涡流的出现降低油膜的的压力,降低其承载力。不难发现,存在一个最优的槽深间隙比,而且这个最优值会出现在涡流形成的临界值附近。

2.3 计算模型对比

国内外学者多采用数值离散求解雷诺方程的方式来对轴承特性进行研究,由于雷诺方程在求解过程中往往伴随有简化和前提假设,导致计算精度下降和使用工况受限。本文研究的人字形螺旋槽推力轴承几何结构比较复杂,人字槽内流体的流动状态也随着工作参数会发生变化。

设置计算参数:保持其他参数不变,设置槽数 $N=12$, 轴承间隙 $h_1=0.01\text{ mm}$, 轴承转速 $n=10\ 000\text{ r/min}$, 取槽深间隙比 $B=1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6$ 。分析两种计算方式下槽深间隙比对轴承承载力性能的影响,结果如图17所示。

从图17看出,随着槽深间隙比的增加,两种方法计算得到的承载力都是先增加后降低,变化趋势相一致。MATLAB计算结果大约在3.0附近达到最大值,FLUENT计算结果大约在2.5附近达到最大值。进一步分析发现,当比值小于3时,两种计算方法得到的承载力误差比较小,误差大约是4%;当

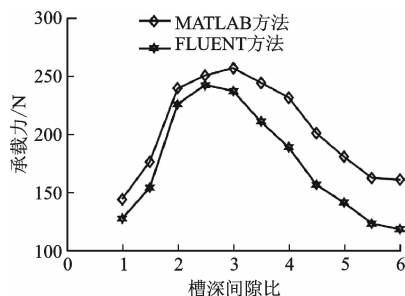


图17 槽深间隙比对轴承承载力的影响

比值大于3时,两种计算方法得到的承载力误差越来越大,最大误差约为30%。主要原因是:利用MATLAB编制程序求解时,假定流体是处于层流状态,无紊流和涡流;而基于FLUENT仿真计算时,考虑了流体的紊流和涡流流动。对应图16,当轴承的槽深间隙比大于2.5时,轴承内部流线已经开始出现紊乱,产生涡流,并且随着比值的增加,涡流会更加剧烈,由于涡流会消耗大部分能量,根据能量守恒定律,此时承载力肯定会大幅降低,从而导致两者的计算结果差别较大。

3 结论

(1)人字形螺旋槽止推轴承由泵压效应和梯形效应共同实现承载,主要的承载区是在人字槽顶端,且该区域出现压力峰值,在轴承设计和选材时需要考虑应力集中的问题。

(2)槽深对轴承承载力影响较大,并且存在最优值,对应的槽深间隙比约为3。当槽深间隙比大于3时,槽内流体会出现明显涡流,此时基本的雷诺方程已经不再适用,计算结果会产生较大的误差。

(3)综合考虑承载力和刚度等因素,确定了轴承各几何参数的最优值:在加工允许范围内,可以增加槽数,取轴承间隙为 0.01 mm,槽深间隙比约为 3,槽台宽比为 0.7~1,螺旋角为 60°,此时轴承可以得到较好的润滑性能。

参考文献:

- [1] 程军,于源,朱圣宇,等. 多功能室温液态金属在不同摩擦副条件下的润滑性能研究 [J]. 摩擦学学报, 2017, 37(4): 435-441.
CHENG Jun, YU Yuan, ZHU Shengyu, et al. Lubrication characteristics of multifunctional liquid-state metal materials under different sliding-pairs [J]. Tribology, 2017, 37(4): 435-441.
- [2] 高云霞,刘静,王先平,等. 镓基液态金属热界面材料的性能研究 [J]. 工程热物理学报, 2017, 38(5): 1077-1081.
GAO Yunxia, LIU Jing, WANG Xianping, et al. Investigation on the performance of gallium based liquid metal thermal interface materials [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2017, 38(5): 1077-1081.
- [3] BURTON R G, BURTON R A. Gallium alloy as lubricant for high current density brushes [J]. IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, 1988, 11(1): 112-115.
- [4] GERKEMA J. Gallium-based liquid-metal full-film lubricated journal bearings [J]. Tribology Transactions, 1985, 28(1): 47-53.
- [5] GERKEMA J. X-ray tube comprising anode disc rotatably supported by bearing having push-pull bearing on an axial face: US4641332 [P]. 1987-02-03.
- [6] LI X, LI Y H, TONG Z, et al. Enhanced lubrication effect of gallium-based liquid metal with laser textured surface [J]. Tribology International, 2019, 129: 407-415.
- [7] GUO Jie, CHENG Jun, TAN Hui, et al. Ga-based liquid metal: a novel current-carrying lubricant [J]. Tribology International, 2019, 135: 457-462.
- [8] 汪久根,陈芳华,陈李果,等. 螺旋槽轴承研究综述 [J]. 润滑与密封, 2017, 42(3): 1-7.
WANG Jiugen, CHEN Fanghua, CHEN Liguang, et al. A review on groove bearings [J]. Lubrication Engineering, 2017, 42(3): 1-7.
- [9] 王丽丽,葛培琪,路长厚,等. 螺旋槽流体动压滑动轴承数值分析 [J]. 润滑与密封, 2005, 30(6): 24-27.
WANG Lili, GE Peiqi, LU Changhou, et al. Numerical analysis on spiral oil wedge hydrodynamic bearing [J]. Lubrication Engineering, 2005, 30(6): 24-27.
- [10] 王云飞,常谦. 螺旋槽动静压油轴承 [J]. 轴承, 1995(2): 1-8.
WANG Yunfei, CHANG Qian. Spiral groove hydrostatic oil bearing [J]. Bearing, 1995(2): 1-8.
- [11] LEE A S, KIM C U. Lubrication characteristics of spiral groove liquid seals for use in the carrier of a vane-type external LPG fuel pump [J]. International Journal of Automotive Technology, 2011, 12(2): 233-241.
- [12] 李亚倩,杨攀,陈渭. 考虑紊流和滑移影响的液态金属润滑螺旋槽轴承设计 [J]. 西安交通大学学报, 2019, 53(8): 15-23.
LI Yaqian, YANG Pan, CHEN Wei. Design of liquid metal lubricated spiral groove bearing considering the effect of turbulence and slippage [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2019, 53(8): 15-23.
- [13] MUIJDERMAN E. Spiral groove bearings [J]. Industrial Lubrication and Tribology, 1965: 17(1): 12-17.
- [14] 李忠,袁小阳. 可倾瓦推力轴承的线性和非线性动态特性研究 [J]. 中国机械工程, 2000, 11(5): 560-562.
LI Zhong, YUAN Xiaoyang. A study of linear and non linear dynamic performance for tilting-pad thrust bearing [J]. China Mechanical Engineering, 2000, 11(5): 560-562.
- [15] CHU C S, WOOD K L, BUSCHVISHNIAC I J. A nonlinear dynamic model with confidence bounds for hydrodynamic bearings [J]. Journal of Tribology, 1998, 120(3): 595-604.
- [16] KAWABATA N. A study on the numerical analysis of fluid lubrication by the boundary-fitted coordinates system [J]. Transactions of The Japan Society of Mechanical Engineers: Series C, 1987, 53(494): 2155-2160.
- [17] 马向伟. 螺旋槽动压推力轴承动态特性分析及参数优化 [D]. 济南: 山东大学, 2014: 20-40.

(编辑 杜秀杰 武红江)