

稀薄效应对可倾瓦动压气体轴承
性能的影响

燕震雷, 伍 林

(上海应用技术大学 机械工程学院, 上海 201418)

摘 要: 以微型三可倾瓦动压气体轴承为研究对象,采用连续模型、一阶滑移模型和 WU 新滑移模型速度边界条件,建立考虑稀薄效应的滑移修正雷诺方程。结合牛顿迭代法和有限差分法求解修正雷诺方程,计算考虑稀薄效应的三可倾瓦动压气体轴承各瓦块压力分布和承载力。计算结果表明:三可倾瓦动压气体轴承偏心率越大,转速越大,压缩系数越大,轴承承载力越大;考虑稀薄效应后,计算出的可倾瓦动压气体轴承承载力明显下降,且随着克努森数的增大,WU 新滑移模型计算得到的承载力明显低于一阶滑移模型。

关 键 词: 可倾瓦动压气体轴承; 稀薄效应; 滑移修正; 有限差分法; 轴承承载力

中图分类号: V229⁺.2; TH133.37 **文献标志码:** A

Effect of rarefied effect on the performance of
tilting pad dynamic pressure gas bearings

YAN Zhenlei, WU Lin

(School of Mechanical Engineering,
Shanghai Institute of Technology, Shanghai 201418, China)

Abstract: Based on the velocity boundary conditions of the continuous model, the first order slip model and the new WU slip model, the slip modified Reynolds equation considering the rarefied effect was established. Combined with the Newton's method and the finite difference method to solve the modified Reynolds equation, the pressure distribution and bearing capacity of each pad of the tilting pad gas bearing considering the rarefaction effect were calculated. The results showed that the greater the eccentricity, the greater the rotation speed, the greater the compression coefficient and the greater the bearing capacity of the tilting pad gas bearing. After considering the rarefied effect, the calculated bearing capacity of the tilting pad dynamic pressure gas bearing significantly decreased, and as the Knudsen number increased, the bearing capacity calculated by the new WU slip model was significantly lower than the first-order slip model.

Key words: tilting pad dynamic pressure gas bearings; rarefied effect; slip correction; finite difference method; bearing capacity

可倾瓦动压气体轴承是一种各轴瓦块能够自由倾斜摆动,并进行自我调节的动压气体轴承,由于具有较好的稳定性,因此在低温透平机械中得到了大量的应用^[1]。可倾瓦动压气体轴承虽然有

表 1 支点位置参数
Table 1 Fulcrum position parameter

参数	数值
瓦块 1 支点位置角 $\beta_1/(^{\circ})$	0
瓦块 2 支点位置角 $\beta_2/(^{\circ})$	130
瓦块 3 支点位置角 $\beta_3/(^{\circ})$	230

承间隙比。

微型可倾瓦动压气体轴承因为具有自我调节的优良特性,可以最大限度的发挥轴承的性能,在微机电领域和低温领域得到了大量的应用。

2 理论模型及求解

2.1 可倾瓦动压气体轴承润滑雷诺方程

气体的稀薄程度可用克努森数(Kn)表述,定义为气体分子的平均自由程 σ 和气膜厚度 h 的比值,即

$$Kn = \frac{\sigma}{h}$$

(1)

微型可倾瓦动压气体轴承中,气膜厚度为微米级,恒温(室温 300 K)大气压(101 kPa)下轴承间隙的克努森数(Kn)较大,需考虑稀薄效应的影响。分子的平均自由程可以表示为

$$\sigma = \frac{R_g T}{\sqrt{2} \pi d N_a p}$$

(2)

式中 R_g 为理想气体常数; T 为温度; d 为分子直径; N_a 为 Avogadro 常数; p 为气膜压力。在恒温条件下,将式(2)代入式(1)可以发现克努森数只与气膜压力和气膜厚度有关。

假设气体为可压缩气体,在恒温的环境下,则连续型、一阶滑移及 WU 新滑移修正的稳态、无量纲、定常流动雷诺方程为

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[(1 + 6b_s Kn + 12c_s Kn^2) \bar{p} H^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[(1 + 6b_s Kn + 12c_s Kn^2) \bar{p} H^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \lambda} \right] = \Lambda \frac{\partial (\bar{p} H)}{\partial \varphi}$$

(3)

式中 $\bar{p} = p/p_0$ 为无量纲气膜压力, p_0 为环境气体压力; $H = h/C_b$ 为无量纲气膜厚度, h 为气膜厚度; $\Lambda = 6\mu\omega/(p_0\Psi^2)$ 为压缩系数, ω 为轴颈旋转角速度, μ 为气体动力黏度, R 为轴承半径; $\varphi = x/R$ 为无量纲周向坐标, $\lambda = y/R$ 为无量纲轴向坐标。

不同模型对应不同的系数 b_s 、 c_s 如表 2 所示,其中 α 为协调系数, $f = \min[1/Kn, 1]$ 为取值函数。

表 2 模型系数
Table 2 Coefficients of models

系数	模型		
	连续	一阶滑移	WU 新滑移
b_s	0	$\frac{2-\alpha}{\alpha}$	$\frac{2(3-\alpha f^3)}{3\alpha} - \frac{1-f^2}{Kn}$
c_s	0	0	$\frac{f^4}{4} + \frac{1-f^2}{2Kn^2}$

2.2 气膜厚度方程及边界条件

可倾瓦轴承的气膜厚度除了需要考虑轴颈中心与轴承中心的偏心率,还要考虑瓦块的摆角对气膜厚度的影响。忽略瓦块的厚度,则瓦块上各点处的无量纲气膜厚度方程为^[16]

$$H = 1 - (m + u_0) \cos(\beta - \varphi) + \varepsilon \cos(\varphi - \theta) + \zeta_0 \sin(\beta - \varphi)$$

(4)

式中 $\varepsilon = e/C_b$ 为轴颈中心相对与轴承中心的偏心率; $\varepsilon' = e'/C_p$ 为轴颈中心相对支点圆中心的偏心率; $\zeta_0 = \zeta/\Psi$ 为无量纲瓦块摆角; $m = 1 - C_p/C_b$ 为预载荷荷系数; u_0 为轴承的无量纲静态径向位移,本文取值为 0;瓦块内表面与轴颈表面间的气膜压力应满足的边界条件为

$$\begin{cases} \bar{p}(\varphi = \varphi_0, \lambda) = \bar{p}(\varphi = \varphi_1, \lambda) = 1 \\ \bar{p}(\varphi, \lambda = \frac{L}{2R}) = \bar{p}(\varphi, \lambda = -\frac{L}{2R}) = 1 \end{cases}$$

(5)

式中 L 为瓦块长度; φ_0 、 φ_1 分别为瓦块前缘和后缘处的角度。

2.3 雷诺方程数值求解

主控雷诺方程是一个非线性偏微分方程。在难以获得解析解的情况下采用结合牛顿迭代法和有限差分法数值求解^[17]。在气膜厚度的方向比其他坐标方向上,几何尺寸小 3~4 个数量级所以划分网格时可以忽略瓦块表面曲率的影响^[18]。各瓦块展开成如图 2 所示的 30×30 的离散网格。图中 α 为轴瓦包角; L 为轴承长度; $\Delta\lambda$ 、 $\Delta\varphi$ 分别为轴向和周向的网格间距。

主控方程为一个非线性方程,利用牛顿迭代法将主控方程转变关于压力增量 δ 线性偏微分方程,定义关于无量纲气膜压力 $\bar{p}$ 的函数 $F(\bar{p})$ 如下:

$$F(\bar{p}) = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[(1 + 6b_s Kn + 12c_s Kn^2) \bar{p} H^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[(1 + 6b_s Kn + 12c_s Kn^2) \bar{p} H^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \lambda} \right] - \Lambda \frac{\partial (\bar{p} H)}{\partial \varphi}$$

(6)

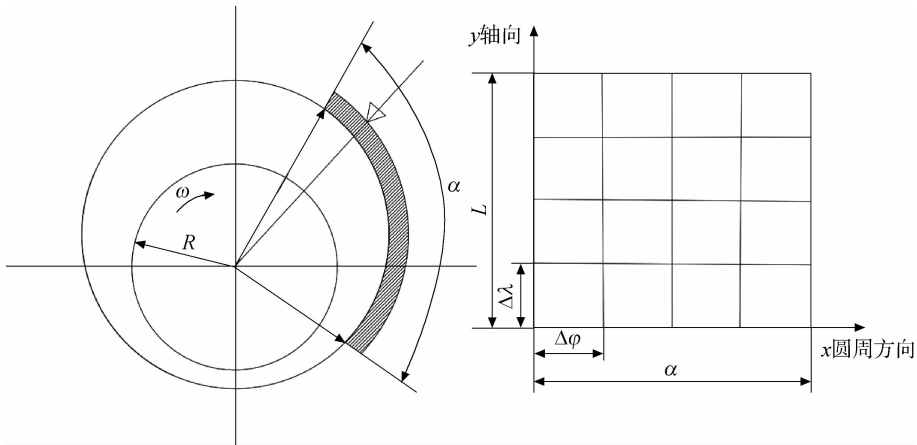


图 2 瓦块离散网格
Fig. 2 Tile discrete grid

由牛顿迭代法可得

$$F'(\bar{p}^n)\delta = -F(\bar{p}^n) \quad (\delta = \bar{p}^{n+1} - \bar{p}^n, n = 0, 1, 2, \dots) \quad (7)$$

式中 n 为迭代的次数, δ 为两次迭代值之差, 设

$$C_m = 1 + 6b_s K n + 12c_s K n^2 \quad (8)$$

将式(6)、式(8)带入式(7)得

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\delta H^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} + C_m \bar{p} H^3 \frac{\partial \delta}{\partial \varphi} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\delta H^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \lambda} + C_m \bar{p} H^3 \frac{\partial \delta}{\partial \lambda} \right) - \\ & \Lambda \frac{\partial \delta H}{\partial \varphi} = - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(C_m \bar{p} H^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} \right) - \\ & \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(C_m \bar{p} H^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \lambda} \right) + \Lambda \frac{\partial (\bar{p} H)}{\partial \varphi} \end{aligned} \quad (9)$$

基于有限差分法, 采用中心差分格式, 将式(9)各项展开如下所示:

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} = \frac{\bar{p}_{i+1,j} - \bar{p}_{i-1,j}}{2\Delta\varphi} \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial \lambda} = \frac{\bar{p}_{i,j+1} - \bar{p}_{i,j-1}}{2\Delta\lambda} \\ \frac{\partial \delta}{\partial \varphi} = \frac{\delta_{i+1,j} - \delta_{i-1,j}}{2\Delta\varphi} \\ \frac{\partial \delta}{\partial \lambda} = \frac{\delta_{i,j+1} - \delta_{i,j-1}}{2\Delta\lambda} \\ \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \varphi^2} = \frac{\bar{p}_{i+1,j} - 2\bar{p}_{i,j} + \bar{p}_{i-1,j}}{\Delta\varphi^2} \\ \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \lambda^2} = \frac{\bar{p}_{i,j+1} - 2\bar{p}_{i,j} + \bar{p}_{i,j-1}}{\Delta\lambda^2} \\ \frac{\partial^2 \delta}{\partial \varphi^2} = \frac{\delta_{i+1,j} - 2\delta_{i,j} + \delta_{i-1,j}}{\Delta\varphi^2} \\ \frac{\partial^2 \delta}{\partial \lambda^2} = \frac{\delta_{i,j+1} - 2\delta_{i,j} + \delta_{i,j-1}}{\Delta\lambda^2} \end{cases} \quad (10)$$

将式(10)代入式(9)归并整理得到如下矩阵

方程组:

$$\begin{aligned} & a_{i,j}\delta_{i,j} + b_{i,j}\delta_{i+1,j} + c_{i,j}\delta_{i-1,j} + \\ & d_{i,j}\delta_{i,j+1} + e_{i,j}\delta_{i,j-1} = -S_{i,j} \end{aligned} \quad (11)$$

式中 i, j 分别为周向和轴向的网格节点编号, $a_{i,j}, b_{i,j}, c_{i,j}, d_{i,j}, e_{i,j}, S_{i,j}$ 为系数矩阵。在已知边界条件和轴承各项参数的情况下, 迭代求解方程组, 得到单个瓦块的无量纲压力分布。

在迭代计算过程中, 为了保证计算过程的稳定收敛性和加快迭代计算的收敛速度, 一般采用松弛迭代法进行迭代计算, 迭代格式为

$$\bar{p}^{\overline{n+1}} = \kappa_1 \bar{p}^{n+1} + (1 - \kappa_1) \bar{p}^n \quad (12)$$

式中 $\bar{p}^n$ 为上次迭代的压力分布, $\bar{p}^{n+1}$ 为本次迭代的压力分布, $\bar{p}^{\overline{n+1}}$ 为对本次迭代计算结果松弛迭代修正后所得的新的压力分布, κ_1 为松弛因子, 取值范围(0~1)。

为了判断每次迭代计算的压力分布是否满足精度要求从而决定是否终止迭代过程, 按如下所示的收敛准则, η 允许相对误差取 1×10^{-4} 。

$$\frac{\sum |\bar{p}^{n+1} - \bar{p}^n|}{\sum \bar{p}^n} \leq \eta \quad (13)$$

2.4 静态性能计算的基本流程

对于可倾瓦动压气体轴承而言, 由于各轴瓦均能绕其支点摆动, 所以除了需要考虑一般径向轴承的轴颈中心和轴承中興的偏心率等问题外, 还需要考虑瓦块的摆角对气膜厚度和气膜压力分布的影响。

本文根据“完全装配分析法”, 在轴承的压缩系数和各项结构参数已知的条件下, 给定一个预负载荷系数 m , 给定轴承偏心率 and 初始偏位角 (ϵ', θ) , 采用牛顿迭代法结合有限差分法迭代求解各瓦块无量纲气膜压力分布, 并不断修正摆角

和偏位角,直到达到瓦块的静平衡位置,再利用矢量叠加的方法,求得整个轴承的承载力。

可倾瓦动压气体轴承进行静态性能计算时,需保证各瓦块处于静态平衡位置,此时瓦块的摆角使求解出的气膜压力分布满足对瓦块的支点力矩平衡的条件,即

$$\overline{M} = \frac{M}{p_0 R^3} = \int_{-\frac{R}{2L}}^{\frac{R}{2L}} \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} (\bar{p} - 1) \sin(\beta - \varphi) d\varphi d\lambda$$

(14)

式中 M 为支点力矩, $\overline{M}$ 为无量纲力矩。

当不满足瓦块支点力矩平衡时,使用超大范围牛顿公式迭代产生新的轴瓦摆角,迭代公式为

$$\xi_0^{n+1} = \xi_0^n - \kappa_2 \overline{M}^n \left(\frac{\overline{M}^n - \overline{M}^{n-1}}{\xi_0^n - \xi_0^{n-1}} \right)^{-1}$$

(15)

利用公式不断迭代更新瓦块摆角,直到满足支点力矩平衡条件,收敛准则为

$$|\overline{M}| \leq \eta$$

(16)

压力分布计算时,还需确定偏位角 θ 。在所有轴瓦的合力满足静态平衡条件时,得到各个单

瓦块的气膜压力分布,通过矢量叠加的方法计算轴承的气膜合力。轴承垂直和水平方向上的无量纲气膜合力计算公式为

$$\begin{cases} F_x = \frac{f_x}{p_0 RL} = -\frac{R}{L} \sum_{i=1}^3 \int_{-\frac{R}{2L}}^{\frac{R}{2L}} \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} (\bar{p} - 1) \sin \varphi d\varphi d\lambda \\ F_y = \frac{f_y}{p_0 RL} = -\frac{R}{L} \sum_{i=1}^3 \int_{-\frac{R}{2L}}^{\frac{R}{2L}} \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} (\bar{p} - 1) \cos \varphi d\varphi d\lambda \end{cases}$$

(17)

偏位角的迭代格式和收敛准则为

$$\theta^{n+1} = \theta^n - \kappa_3 \cdot \arctan\left(\frac{F_x}{F_y}\right)$$

(18)

$$\left| \frac{F_x}{F_y} \right| \leq \eta$$

(19)

上述各式中 κ_1 、 κ_2 为松弛因子,取值范围 $(0 \sim 1)$, i 为瓦块编号, η 为允许相对误差取 1×10^{-6} 。程序计算流程图如图 3 所示。

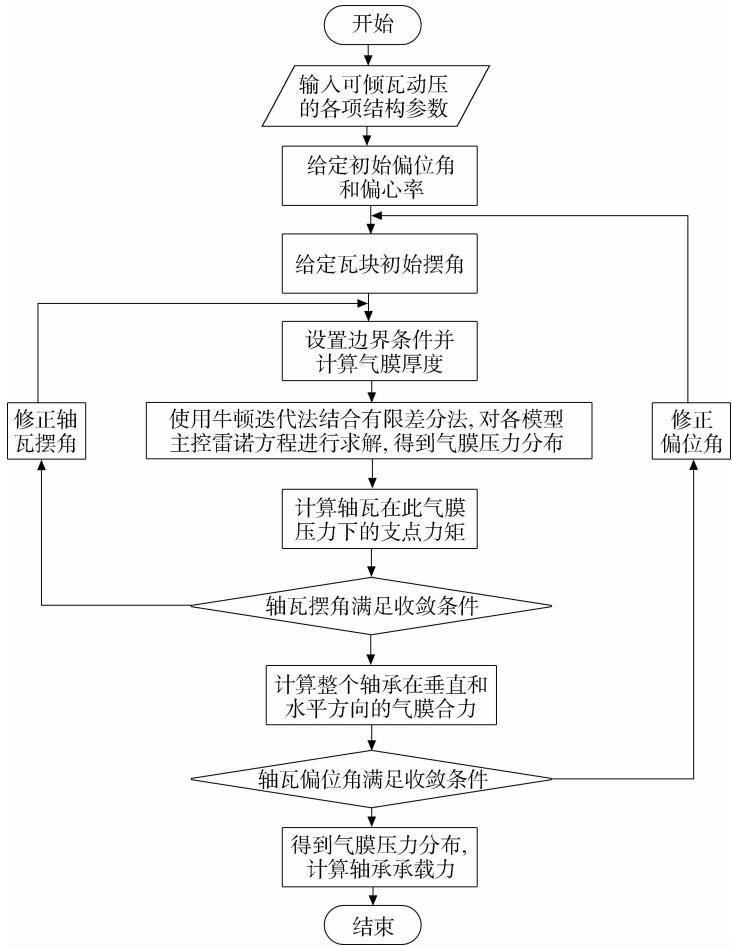


图 3 计算流程图
Fig. 3 Computational flow chart

3 轴承承载力计算

给定外载荷 W 方向如图 1 所示,给定外载荷垂直向下,则水平方向气膜合力接近 0,即 $F_x \rightarrow 0$,垂直方向气膜合力垂直向上,则气膜合力垂直向上,轴承的无量纲承载力公式为

$$\bar{W} = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} = -\frac{R}{L} \sum_{i=1}^3 \int_{-\frac{R}{2L}}^{\frac{R}{2L}} \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} (\bar{p} - 1) \cos \varphi d\varphi d\lambda \quad (20)$$

根据瓦块布局和摆放位置,承载力矢量合成的公式为

$$\bar{W} = \bar{W}_2 \cos \gamma + \bar{W}_3 \cos \gamma - \bar{W}_1 \quad (21)$$

4 结果与分析

4.1 程序验证

根据图 3 所示的程序流程图,用 MatLab 软件编写程序对主控方程进行数值求解。为保证程序的准确性,先利用程序计算连续模型下的可倾瓦动压气体轴承的承载力,并将程序计算结果与文献[4]的结果对比分析。给定轴承的结构参数和运行参数及润滑介质的性能参数如表 3。

表 3 三可倾瓦动压气体轴承计算参数

Table 3 Calculation parameters of three tilting tile dynamic pressure gas bearing

名称	数值
轴承长度 L/mm	16.5
轴承半径 R/mm	10
轴承间隙比 $\Psi/\%$	0.75
轴瓦包角 $\alpha/(\text{^\circ})$	94.5
轴瓦支点位置 φ/α	2/3
支点角 $\gamma/(\text{^\circ})$	50
气体黏度 $\mu/10^{-5}(\text{N}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2})$	1.8
环境压力 p_0/MPa	0.1
压缩系数 Δ	3.5

在表 3 给出的计算参数下。此时根据轴承间隙比的计算公式 $\Psi=C_b/R$,可以计算得出半径间隙 C_b 的值为 $7.5\text{ }\mu\text{m}$,间隙中的气膜厚度为微米级。此时的克努森数很大,气流机制可能不在连续流范围内,需考虑稀薄效应对轴承性能的影响。

图 4 给出了在不同的给定预付载荷系数 m ($m=0,0.2,0.4$)下,轴承无量纲承载力随偏心率 ϵ' 的变化规律,图 4 中虚线为文献计算结果,实线

为本文计算结果,可以看出本文结果与文献[4]计算结果非常接近,与文献数据偏差均在 2.8% 以内。可见,本文所使用的程序具有一定的准确性。由于本文作为计算对象的三可倾瓦轴承三个瓦块并不是均匀布置的,所以当偏心率 $\epsilon'=0$ 时,轴承的承载力并不为 0。

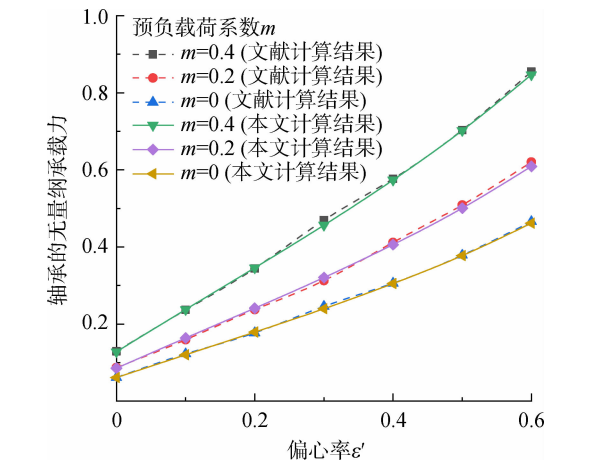
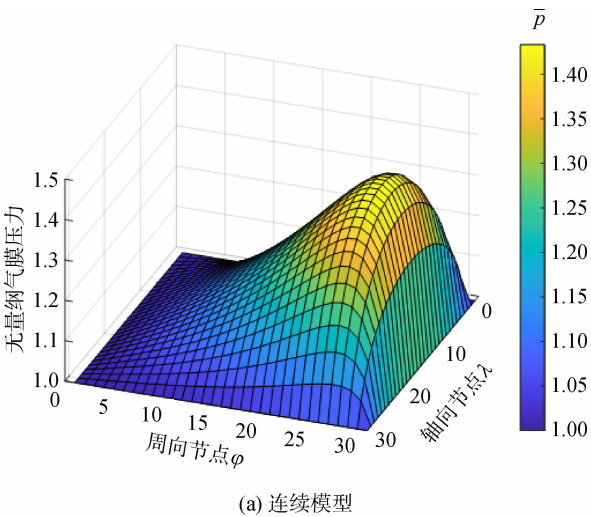


图 4 计算结果对比
Fig. 4 Comparison of calculation results

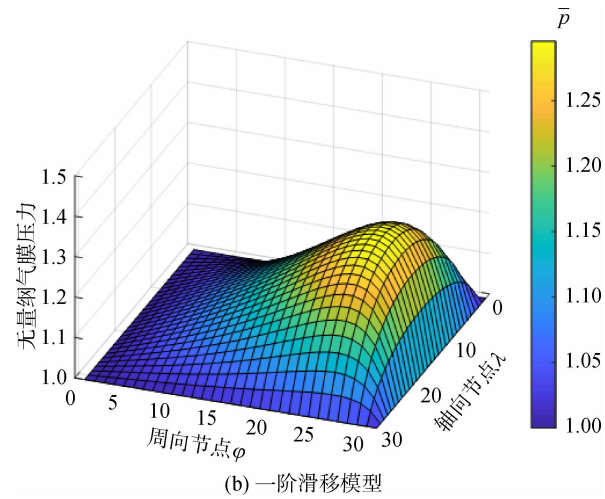
4.2 计算结果分析

给定偏行率 $\epsilon'=0.6, m=0.4$,继续在表所示的设计算例下,计算在连续模型、一阶滑移模型、WU 新滑移模型下的单个轴瓦块内的无量纲气膜压力分布。图 5 为瓦块 1 与轴颈表面间在三种模型下的无量纲气膜压力分布图。

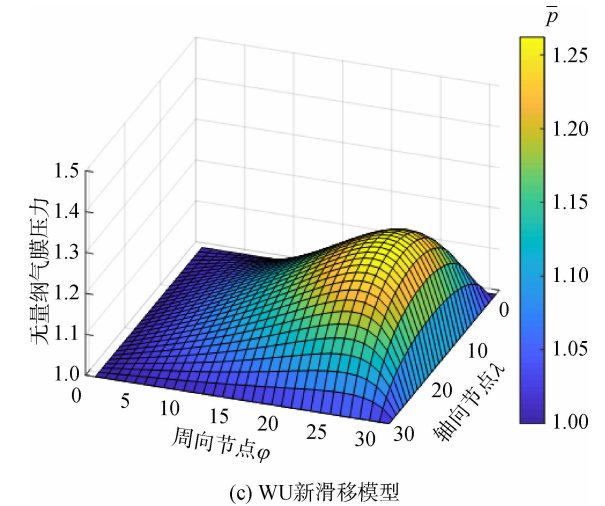
对于可倾瓦动压气体轴承中单个瓦块而言,以瓦块 1 为分析对象,其前缘部分与外界环境联通,此部分压力与环境压力相同,由于在气流的冲击下摆角沿轴承转动方向摆动,瓦块内表面与轴颈表面的间隙逐渐减小,气膜压力沿轴承旋转方



(a) 连续模型



(b) 一阶滑移模型



(c) WU新滑移模型

图 5 三种模型下瓦块 1 气膜压力分布

Fig. 5 Pressure distribution of gas film of tile 1 under three models

向逐渐增大,在瓦块后段接近后缘部分的最小间隙处达到最大,由于瓦块后缘与外界环境相同,所以在后缘部分压力急剧减小到与外界环境压力相同。由于可倾瓦块沿轴向两端都与大气环境相同,所以气膜压力沿轴向也出现先增大后减小的趋势。

图 6 描述了在相同的预负载荷系数 $m=0.4$, 偏心率 $\epsilon'=0.6$ 下,瓦块 1 气膜厚度的变化。对于单个瓦块而言,沿轴颈旋转方向,瓦块与轴颈表面间气膜厚度逐渐减小。

从图 7 看出:在相同的预负载荷系数 $m=0.4$, 偏心率 $\epsilon'=0.6$ 下,在周向上相同的瓦块几何位置(瓦块内表面一点离瓦块前缘的角度)处,瓦块 2、3 的无量纲气膜厚度小于瓦块 1。

图 8 描述了在相同的预负载荷系数 $m=0.4$ 下瓦块 1、2、3 最小无量纲气膜厚度随偏心率 ϵ' 的变化。受到轴承自重的影响,瓦块 2、3 处的最小

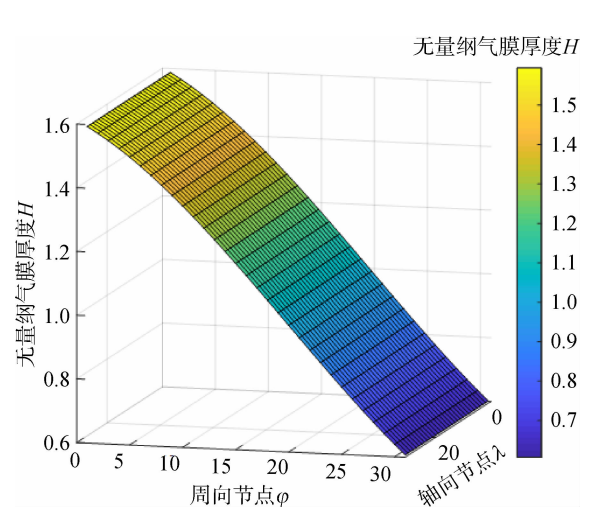


图 6 瓦块 1 的无量纲气膜厚度

Fig. 6 Dimensionless gas film thickness of tile 1

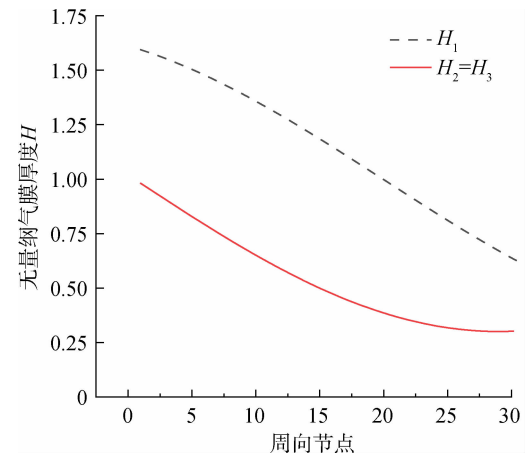


图 7 三个瓦块的无量纲气膜厚度

Fig. 7 Dimensionless gas film thickness of three tiles

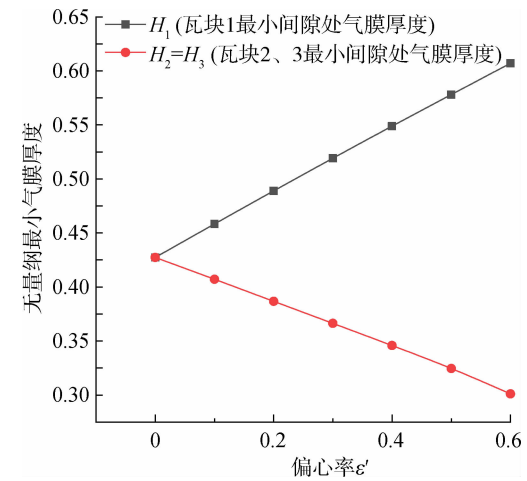


图 8 气膜厚度随偏心率的变化

Fig. 8 Film thickness varies with eccentricity

无量纲气膜厚度必然小于瓦块 1, 整个轴承润滑气膜的最小间隙出现在对称分布的下瓦块 2 和 3 上, 且瓦块 2、3 气膜厚度分布相同。由于在恒定温度下, 克努森数只与气膜厚度和压力有关, 所以在周向上瓦块相同的几何位置处, 瓦块 2、3 的克努森数值大于瓦块 1, 且整个轴承的最大克努森数出现在瓦块 2、3 的最小间隙处。

从图 9 看出瓦块 1 润滑气膜的克努森数有部分处于气流过渡区($0.1 < Kn < 10$)。由于最大克努森数出现在瓦块 2、3, 所以瓦块 2、3 也有部分润滑气膜处于气流过渡区。此时轴承的局部气膜厚度与分子自由程属于同一量级, 气体分子间的碰撞和壁面的碰撞具有同等重要的意义, 必须采用对稀薄气体动力学有深入研究的 WU 滑移模型来研究轴承特性。

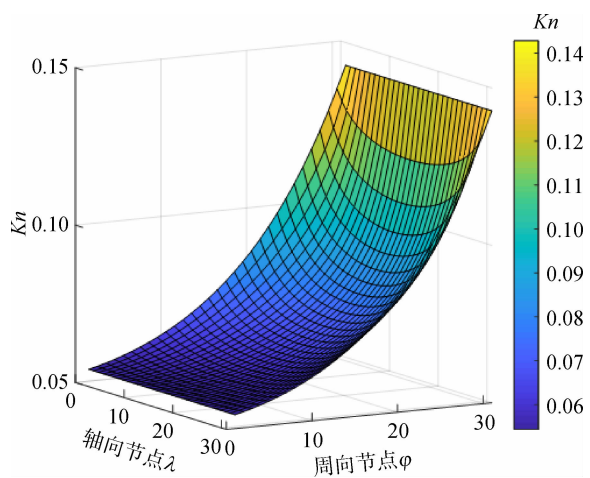


图 9 瓦块 1 的 Knudsen 数分布

Fig. 9 Knudsen number distribution of tile 1

图 10 描述了在相同的预负载荷系数 $m=0.4$ 下, 连续模型、一阶滑移模型和 WU 新滑移模型下各个瓦块和整个轴承承载力随偏心率的变化。从图中可以看出随着偏心率 ϵ' 增大, 整个轴承的承载力越来越高; 具体到单个瓦块而言, 瓦块 1 随偏心率 ϵ' 的增大而减小; 瓦块 2、3 随偏心率 ϵ' 的增大而增大且承载力相同, 这是因为瓦块 2、3 的支点位置关于轴承中心对称布置所决定的。当偏心率一定时, 主要承载瓦瓦块 2 和瓦块 3 的气膜厚度减小, 气膜压力增大, 承载力增大, 从而使整个轴承的承载力增大。对比三个模型结果可以发现: 随着偏心率的增大, 一阶滑移和 WU 新滑移模型计算出的承载力与连续模型计算处的承载力偏差越来越大, 稀薄气体效应的影响越来越明显, 且稀薄效应对瓦块 2、3 的影响大于对瓦块 1 的影

响。随着偏心率增大对比越明显, 这是因为在周向上各瓦块相同的几何位置处, 瓦块 2、3 的克努森数值大于瓦块 1。

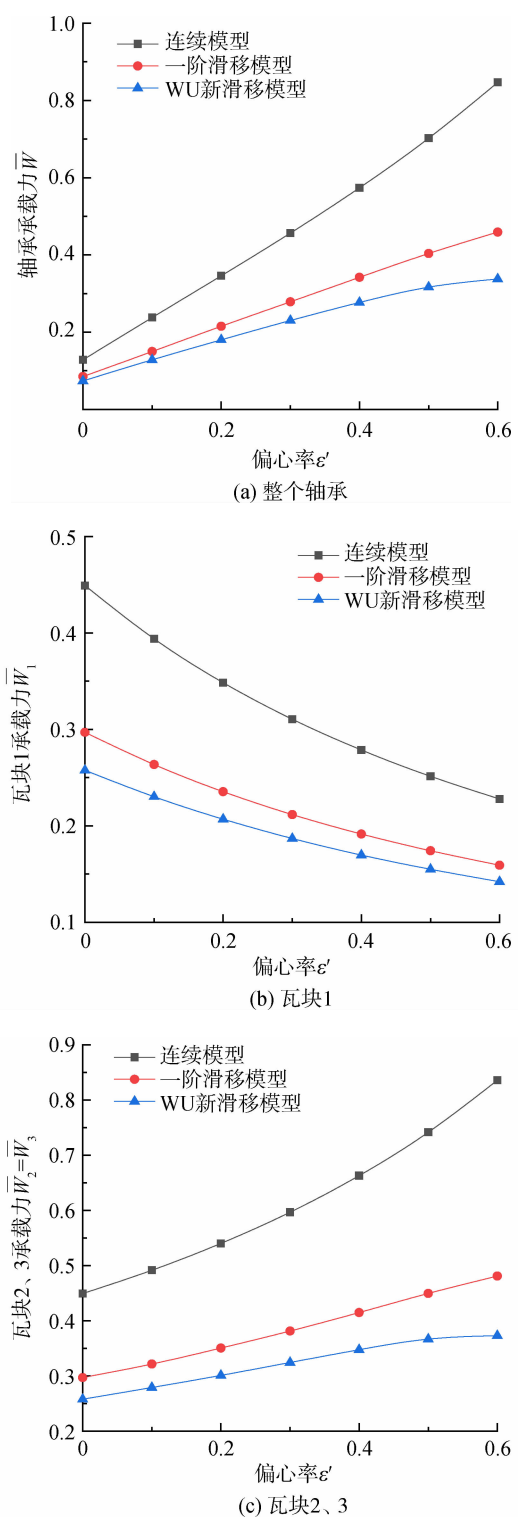


图 10 在不同的模型下三个瓦块及轴承承载力随偏心率的变化

Fig. 10 The bearing capacity of three tiles and bearing varies with eccentricity under different models

图 11 给出了在相同的预载荷系数 $m = 0.4$, 偏心率 $\epsilon' = 0.6$ 时三种模型下轴承承载力随压缩系数的变化。气体黏度 μ , 轴承间隙比 Ψ , 环境压力 p_0 采用表所示的数据, 根据压缩系数公式 $\Lambda = 6\mu\omega / (p_0\Psi^2)$, 在气体黏度 μ , 轴承间隙比 Ψ , 环境压力 p_0 相同的情况下则压缩系数只与转速 ω 有关, 轴承承载力与转速成正比。随着转速的增加, 压缩系数增加, 瓦块内表面给与轴颈表面间的间隙结构产生的动压效果增强, 轴承承载力增大; 压缩系数一定时, 考虑稀薄效应的影响, 瓦块内表面与轴颈表面间的气膜压力减小, 导致承载力减小; 随着转速的增大, 压缩系数增大, 克努森数减小, 气体的稀薄效应对轴承的影响变小。

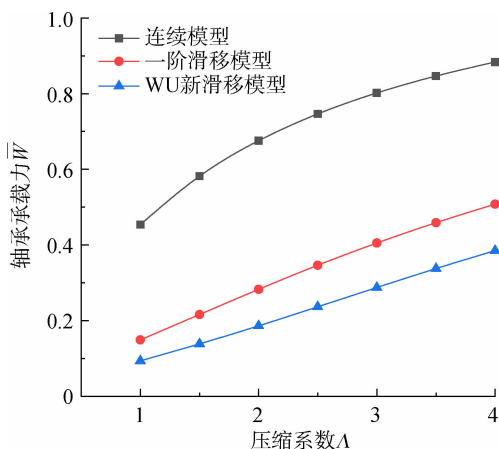


图 11 轴承承载力随压缩系数的变化

Fig. 11 Bearing bearing capacity varies with compressibility

综合对比计算结果后可以发现: 考虑稀薄效应后, 计算出的可倾瓦动压气体轴承承载力明显下降, 且随着克努森数的增大, WU 新滑移模型计算得到的承载力明显低于一阶滑移模型, 印证了文献[15]中克努森数接近 1 时一阶滑移不在适用的结论, 应该采用 WU 新滑移模型才能得到更精确的轴承承载力。

5 结 论

1) 考虑稀薄气体效应, 比较连续模型、一阶滑移模型和 WU 新滑移模型在不同偏心率 ϵ' 和不同压缩系数下的整个轴承承载力和各瓦块承载力。结果表明, 稀薄气体效应使整个轴承承载力和各瓦块承载力明显下降。

2) 对三可倾瓦动压气体轴承而言, 在相同的预载荷系数, 偏心率 ϵ' 条件下, 在周向上相同的瓦块几何位置 (瓦块内表面一点离瓦块前缘的角

度) 处, 瓦块 2、3 的无量纲气膜厚度小于瓦块 1, 瓦块 2、3 的克努森数值大于瓦块 1, 稀薄效应对瓦块 2、3 的影响大于对瓦块 1 的影响。

3) 三可倾瓦动压气体轴承偏心率越大, 压缩系数越大, 轴承承载力越大, 当克努森数较大时, WU 新滑移模型计算得到的承载力明显低于一阶滑移模型。

参考文献:

- [1] 姚艳霞, 朱朝辉, 杨金焕, 等. 可倾瓦径向气体轴承在低温透平机械中的应用[J]. 低温与特气, 2003, 21(2): 3-7.
YAO Yanxia, ZHU Zhaozhui, YANG Jinhuan, et al. Application of tilting pad radial gas bearing in low-temperature turbine machinery[J]. Low Temperature and Special Gas, 2003, 21(2): 3-7. (in Chinese)
- [2] 杨利花. 可倾瓦与弹性箔片动压气体轴承的性能研究[D]. 西安: 西安交通大学, 2009.
YANG Lihua. Study on the performance of dynamic pressure gas bearing with tilting tile and elastic foil[D]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University, 2009. (in Chinese)
- [3] SNELL L N. Pivoted-pad journal bearings lubricated by gas[EB/OL]. [2019-11-29]. <https://www.osti.gov/biblio/4298868>.
- [4] CASTELLI V, STEVENSON C H, GUNTER E J. Steady-state characteristics of gas-lubricated, self-acting, partial-arc journal bearings of finite width[J]. ASLE Transactions, 1964, 7(3): 153-167.
- [5] GUNTER E J, CASTELLI V, FULLER D D. Theoretical and experimental investigation of gas-lubricated, pivoted pad journal bearings[J]. American Society of Lubrication Engineers Transactions, 1963, 6(4): 246-357.
- [6] GUNTER E J, HINKLE J G, FULLER D D. The effects of speed, load, and film thickness on the performance of gas lubricated tilting-pad journal bearings[J]. American Society of Lubrication Engineers Transactions, 1964, 7(4): 353-365.
- [7] 毛谦德, 李振清, 殷耀华. 弹性支承可倾瓦气体径向轴承的研究[J]. 兵工学报 (坦克装甲车与发动机分册), 1989, 11(2): 70-83.
MAO Qiande, LI Zhenqing, YIN Yaohua. Research on gas radial bearing with elastic support[J]. Journal of Ordnance Engineering (Tanks and Armored Vehicles and Engines), 1989, 11(2): 70-83. (in Chinese)
- [8] 王林忠, 侯予, 陈纯正. 可倾瓦径向气体轴承的静动特性的理论研究[J]. 润滑与密封, 2006, 31(5): 84-87.
WANG Linzhong, HOU Yu, CHEN Chunzheng. Theoretical study on static and dynamic characteristics of radial gas bearing with tilt pad[J]. Lubrication and Sealing, 2006, 31(5): 84-87. (in Chinese)
- [9] 杨利花, 戚社苗, 耿海鹏, 等. 可倾瓦气体动压轴承承载能力的数值分析[J]. 润滑与密封, 2007, 32(4): 14-19.
YANG Lihua, QI Shemiao, GENG Haipeng, et al. Numerical

cal analysis of bearing capacity of tilting gas dynamic bearing[J]. Lubrication and Sealing, 2007, 32(4): 14-19. (in Chinese)

[10] FILLON M, DESBORDES H, FRENE J, et al. A global approach of thermal effects including pad deformation in tilting-pad journal bearings submitted to unbalance load [J]. Journal of Tribology, 1996, 118(1): 169-174.

[11] 柏庄,孙淑凤,孙立佳,等. 可倾瓦径向气体轴承间隙对其静态性能的影响[J]. 机械科学与技术, 2015, 34(3): 366-369. BAI Zhuang, SUN Shufeng, SUN Lijia, et al. Effect of clearance of radial gas bearing on its static performance [J]. Journal of Mechanical Science and Technology, 2015, 34(3): 366-369. (in Chinese)

[12] 田大成,孙淑凤,孙立佳,等. 可倾瓦径向气体轴承支点分析[J]. 低温与超导, 2014, 42(10): 22-26. TIAN Dacheng, SUN Shufeng, SUN Lijia, et al. Fulcrum analysis of radial gas bearing with tilting pad [J]. Low Temperature and Superconductivity, 2014, 42(10): 22-26. (in Chinese)

[13] ELWELL R C, FINDLAY J A. Design of pivoted-pad journal bearings[J]. Journal of Lubrication Technology, 1969, 91(1): 87-103.

[14] 张永芳,吕焜迪,肖良君,等. 固定瓦-可倾瓦微气体轴承-转子系统的非线性运动分析[J]. 振动与冲击, 2017, 36(11): 65-85. ZHANG Yongfang, LÜ Yedi, XIAO Liangjun, et al. Non-linear motion analysis of fixed tile-tilting tile micro-gas bearing-rotor system [J]. Vibration and Impact, 2017, 36(11): 65-85. (in Chinese)

[15] WU L. A slip model for rarefied gas flows at arbitrary Knudsen number [J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(25): 253103. 1-253103. 3.

[16] 盛伟. 大机组可倾瓦轴承最小油膜厚计算方法的探讨[J]. 沈阳电力高等专科学校学报, 1998, 7(1): 7-10. SHENG Wei. Discussion on the calculation method of minimum oil film thickness for tilting pad bearing of large unit [J]. Journal of Shenyang Electric Power College, 1998, 7(1): 7-10. (in Chinese)

[17] 闫佳佳,刘占生,张广辉,等. 考虑稀薄气体效应的止推箔片轴承静特性分析[J]. 航空动力学报, 2016, 31(6): 1521-1529. YAN Jiajia, LIU Zhansheng, ZHANG Guanghui, et al. Static characteristic analysis of thrust foil bearing considering rarefied gas effect [J]. Journal of Aerospace Power, 2016, 31(6): 1521-1529. (in Chinese)

[18] 李家贤,张海军. 稀薄效应对静压气体轴承性能影响[J]. 轴承, 2017, 60(6): 32-36. LI Jiaxian, ZHANG Haijun. Effect of rarefaction effect on static pressure gas bearing performance [J]. Bearing, 2017, 60(6): 32-36. (in Chinese)

(编辑:张 雪)