

doi:10.3969/j.issn.1674-8530.2013.09.011

螺旋槽干气密封热力耦合流场近似计算及分析

丁雪兴¹, 苏虹^{1,2}, 张海舟¹, 赵芳¹, 张伟政¹

(1. 兰州理工大学石油化工学院, 甘肃 兰州 730050; 2. 辽宁冶金职业技术学院机械系, 辽宁 本溪 117022)



丁雪兴

摘要: 为了研究干气密封在高速高压运转下受到外力作用导致密封腔内不规则变形时的流动特性. 考虑力和热作用 2 种情况下, 分别获得密封环的变形量及其气膜厚度的近似解析式. 将力变形量叠加至热弹变形中, 获得热力耦合作用下密封腔内气膜厚度的近似解析式, 进而获得密封腔的理论流量, 并对分析无变形、热弹变形、力变形以及热力耦合变形 4 种情况下的理论流量与实测流量. 研究表明: 密封腔内流量随介质压力增大而增大; 当仅考虑力作用时, 所获得的流量值大于试验值; 仅考虑热弹作用时, 流量值虽然小于试验值, 但误差较大, 与其他几种情况相比, 热力耦合作用下密封腔内的流量值与试验值的误差较小. 在工程运用中, 考虑热力耦合变形为优化槽型结构参数提供了理论基础, 进而达到控制流量的目的.

关键词: 干气密封; 热力耦合; 热弹变形; 泄漏量; 力变形

中图分类号: S277.9; TH136 **文献标志码:** A **文章编号:** 1674-8530(2013)09-0788-06

丁雪兴, 苏虹, 张海舟, 等. 螺旋槽干气密封热力耦合流场近似计算及分析[J]. 排灌机械工程学报, 2013, 31(9): 788-793.

Approximately analytical solutions of thermal-mechanical coupling flow field in spiral-grooved dry gas seals

Ding Xuexing¹, Su Hong^{1,2}, Zhang Haizhou¹, Zhao Fang¹, Zhang Weizheng¹

(1. College of Petrochemical Engineering, Lanzhou University of Technology, Lanzhou, Gansu 730050, China; 2. Department of Mechanical Engineering, Liaoning Metallurgical Vocational and Technical College, Benxi, Liaoning 117022, China)

Abstract: To study flow characteristics in the gap of a spiral-grooved dry gas seal that is subject to irregular deformation caused from external forces under high speed and pressure operating conditions, a set of analytical solutions for deformation of sealing ring and gas film thickness are obtained when the ring is underwent either a mechanical force or a thermal load. Then an approximately analytical solution for the gas film thickness is got when the seal is in the thermal-mechanical coupling state by placing the deformation due to the mechanical force upon that because of the thermal load. Based on that solution, a theoretical leakage flow rate through the gap is derived. At last, the theoretical leakage flow rates are compared with their experimental values in four cases, that is without any deformation, with thermal deformation, with mechanical deformation and with thermal-mechanical coupling deformation. The results show that the leakage flow rate increases with increasing pressure. In the case with the mechanical deformation, the predicted leakage flow rate is larger than the experimental value. The leakage is not only less than the experimental value but also shows a larger error against the experiment in the case with the thermal deformation. Comparing with the other cases, the error of leakage flow rate between prediction and measurement is the smallest in the case with the thermal-mechanical coupling deformation. For the application in engineering, the proposed method that considers the thermal-me-

收稿日期: 2013-01-07; 网络出版时间: 2013-09-16

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/32.1814.TH.20130916.1057.014.html>

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51165020)

作者简介: 丁雪兴(1964—), 男, 江苏苏州人, 教授, 博士生导师(dingxx1@163.com), 主要从事流体动密封和机械振动研究.
苏虹(1987—), 女, 辽宁抚顺人, 硕士(通信作者, suh725@163.com), 主要从事流体动密封研究.

chanical coupling deformation can provide a theoretical basis for spiral groove structure optimization, and then the objective that controls the leakage flow rate can be achievable.

Key words: dry gas seal; thermal-mechanical couple; thermo-elastic deformation; leakage; force deformation

螺旋槽干气密封是一种非接触式密封,解决了多年来机械密封一直不能干运转的难题,广泛应用于泵和压缩机等机械设备.随着螺旋槽干气密封性能研究的不断深入^[1-3],干气密封端面内部气体流动气膜的平衡间隙尺度为微米级(典型值为3~5 μm),间隙的微小变化会导致动、静密封环间的干摩擦或泄漏量增大,因此,力热耦合变形可能影响干气密封的可靠运行^[4].丁雪兴等^[5]等在无力变形下,建立了微尺度理论非线性雷诺方程,利用多目标优化方法得出螺旋角最佳值,研究了微槽道内流体的动力学行为.

而早期的研究主要侧重于普通机械密封的力变形方面^[6].洪先志等^[7]研究了机械密封端面力变形的解析计算,发现了密封在使用中,受到介质压力和弹簧力等外部机械力的作用,密封环端面容易产生变形.彭旭东等^[8]应用热弹变形等理论,在高压高速条件下,采用有限元法研究了热弹变形对机械密封性能的影响.肖睿等^[9-10]针对不同边界条件,分析了微矩形槽内不可压缩性气体在速度滑移下的流动和换热过程,并讨论了相关换热特性.由于端面流场间隙较小,端面流场气膜微小变化会直接影响动、静环端面的摩擦与泄漏量的变化,所以,考虑力热耦合变形对于提高螺旋槽干气密封性能有一定的影响.

文中在速度滑移边界条件下,研究螺旋槽干气密封在力热耦合场中的流动特性.分别计算热弹变形和力变形下密封环的变形量,利用 Maple 程序,得到力热耦合场下密封环的变形量,采用广义雷诺方程求出力热耦合场的理论泄漏量,最后将力变形、热弹变形、力热耦合变形下的理论泄漏量与试验泄漏量进行比较分析.

1 螺旋槽微尺度气膜润滑雷诺方程

1.1 N-S 方程的简化

通过 N-S 方程的一般式,由两板间隙间气体流体力学模型假定得到简化的直角坐标系中 N-S 方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial p_r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial p_r}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right). \end{cases} \quad (1)$$

考虑二阶非线性滑移边界条件:

当 $z=0$ 时,

$$u = u_0 + l' \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{l'^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (2)$$

$$v = l' \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{l'^2}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}; \quad (3)$$

当 $z=h_b$ 时,

$$u = -l' \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{l'^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (4)$$

$$v = -l' \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{l'^2}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}. \quad (5)$$

上述式中: p_r 为润滑层中的压力; u 为周向速度; v 为径向速度; u_0 为密封环内径线速度,且 $u_0 = 2\pi n_r R_i$,其中 n_r 为轴的转速, R_i 密封环内径; $l' = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} l$,其中 σ_v 为分子切向动量调节系数, l 为分子自由行程; h_b 为气膜厚度,且 $h_b = d(\delta + E')$,其中 d 为量纲为一的量间隙, E' 为槽深的一半, δ 为密封层厚度; μ 为气体的动力黏度.

1.2 微尺度效应的雷诺方程

连续性方程

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0, \quad (6)$$

由于层流,气体在气膜厚度方向上,即垂直于端面方向上流速为0,因为 $w=0$,将式(6)简化为

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0, \quad (7)$$

积分得

$$\int_0^{h_b} \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) \right] dz + \frac{\partial}{\partial t}(\rho h_b) = 0. \quad (8)$$

气体状态方程为

$$p = \rho RT, \quad (9)$$

则式(1) - (2) 求出二阶非线性滑移边界条件下的 u, v , 再将其代入式(5), 并利用式(6) 得二阶非线性滑移边界条件无热弹变形下的雷诺方程为

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho h_b^3}{\mu} \left(1 + 6kn' + \frac{2}{3} kn'^2 \right) \frac{\partial p}{\partial x} \right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho h_b^3}{\mu} \left(1 + 6kn' + \frac{2}{3}kn'^2 \right) \frac{\partial p}{\partial y} \right] = 6u_0 \frac{\partial(\rho h_b)}{\partial x}, \quad (10)$$

上述式中: kn' 为努森数, $kn' = \frac{l'}{h_b}$, $10^{-3} \leq kn' \leq 10^{-1}$,

文中取 $kn' = 10^{-2}$; p 为量纲为一的气膜压力; ρ 为介质气体密度。

1.3 槽内气膜动压的近似表达式

将式(10)量纲一化^[11]为

$$\frac{\partial}{\partial \phi} \left[pH^3 \frac{\partial p}{\partial \phi} \right] + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[pH^3 \frac{\partial p}{\partial \zeta} \right] = \chi \frac{\partial(pH)}{\partial \phi}, \quad (11)$$

式中: H 为量纲为一的间隙; ζ 为量纲为一的极径, 且 $\zeta = \frac{R_0}{R_i}$, R_0 为密封环外径; ϕ 为量纲为一的极角, 且 $\phi = \frac{x}{R_i}$; χ 为阶滑移边界条件下可压缩性修正系数。

根据文献[5]利用 pH 线性化方法、迭代法对非线性雷诺方程式(11)近似求解, 获得如下气膜压力函数式, 即

$$p = 1 + \frac{\eta(\eta_{1(\zeta)} \cos \omega + \eta_{2(\zeta)} \sin \omega)}{H} - \frac{3}{2} \beta_0 \eta^2 \eta_{2(\zeta)} (\zeta_0 - \zeta), \quad (12)$$

$$\eta_{1(\zeta)} = c_{10} e^{\sqrt{\beta_1} \zeta} + c'_{10} e^{-\sqrt{\beta_1} \zeta} + (c_{11} e^{\sqrt{\beta_1} \zeta} + c'_{11} e^{-\sqrt{\beta_1} \zeta} + \frac{A_1}{2\sqrt{\beta_1}} \zeta e^{\sqrt{\beta_1} \zeta} - \frac{B_1}{2\sqrt{\beta_1}} \zeta e^{-\sqrt{\beta_1} \zeta}) \varepsilon, \quad (13)$$

$$\eta_{2(\zeta)} = c_{20} e^{\sqrt{\beta_1} \zeta} + c'_{20} e^{-\sqrt{\beta_1} \zeta} + (c_{21} e^{\sqrt{\beta_1} \zeta} + c'_{21} e^{-\sqrt{\beta_1} \zeta} + \frac{A_2}{2\sqrt{\beta_1}} \zeta e^{\sqrt{\beta_1} \zeta} - \frac{B_2}{2\sqrt{\beta_1}} \zeta e^{-\sqrt{\beta_1} \zeta} - \frac{\alpha_2}{\beta_1}) \varepsilon, \quad (14)$$

上述式中: η 为槽深度变化的相对幅度。其余相关符号见文献[11]。

试验工艺参数的选取: 取内径为 156.3 mm; 外径为 197.5 mm; 根径为 149.0 mm; 螺旋槽数量为 12 个; 螺旋槽深度为 8 μm ; 螺旋角为 20°36'; 密封环为石墨环; 介质压力为 p_i , 5 MPa; 介质气体为 N_2 ; 转速为 10 747 r/min; 密封平衡间隙为 3 μm ; 螺旋槽进口气体温度为 T_0 , 293 K; 弹簧力为 F_{sp} , 45 N。将上述参数代入式(12)中, 利用 Maple 程序, 得到近似抛物线的曲线。

对曲线拟合得到解析式为

$$p = -2.85 \times 10^3 \zeta^2 + 6.64 \times 10^3 \zeta - 3785.67. \quad (15)$$

气膜压力随极径变化曲线如图 1 所示。

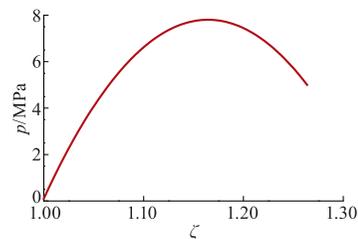


图1 气膜压力 p 随极径 ζ 变化曲线

Fig. 1 Relationship between pressure p and polar radius

2 螺旋槽干气密封气膜流场的计算

为简化问题, 假设系统处于热平衡状态, 密封环的温度不随时间改变, 即稳态温度场; 密封环材料和密封介质的性质不随温度变化; 不考虑密封环力、热变形对温度分布的影响; 辅助元件摩擦和振动产生的热量忽略不计。

无变形时, 气膜厚度 h_b 为常数。变形后, 静环气膜间建立了新的平衡态。当密封环平衡时, 此时气膜开启力 F_o 等于闭合力 F_c , 即 $F_o = F_c$ 。

干气密封中的开启力为

$$F_o = 2\pi \int_{R_i}^{R_o} r p dr = \left[\frac{p_i}{1 - \varepsilon_z \cos \varphi - \frac{E' \cos \omega}{E' + h_b}} + \frac{E' p_i}{E' + h_b} \frac{(\eta_{1(\zeta)} \cos \omega + \eta_{2(\zeta)} \cos \omega)}{1 - \varepsilon_z \cos \varphi - \frac{E' \cos \omega}{E' + h_b}} - \frac{3}{2} \beta_0 \left(\frac{E'}{E' + h_b} \right)^2 \eta_{2(\zeta)} (\zeta_0 - \zeta) p_i \right] (\pi R_o^2 - \pi R_i^2), \quad (16)$$

闭合力等于静环背侧面介质压力与弹簧力之和, 即

$$F_c = F_p + F_{sp}, \quad (17)$$

由式(16) - (17)得

$$F_o = p_o A + F_{sp}, \quad (18)$$

式中: p_o 为量纲为一的介质压力; A 为静环侧面的面积。根据式(18)求出平衡时最小的气膜厚度 h_{\min} 。

2.1 密封环仅受外力作用下的流场

2.1.1 密封环仅受外力作用下的变形量

在外力作用下, 对静环进行受力分析, 为方便计算, 将静环分为 A, B, C, D 共 4 部分, 如图 2 所示。得到其形心坐标 ($x_c = 7.277$ mm, $y_c = 11.663$ mm, $r_c = 86.163$ mm); 各单元对 x 轴的惯性矩之和为 $J = 10783.793$ mm⁴; 通过形心的力矩之和为 $M = -179.073$ (N · m)/m。

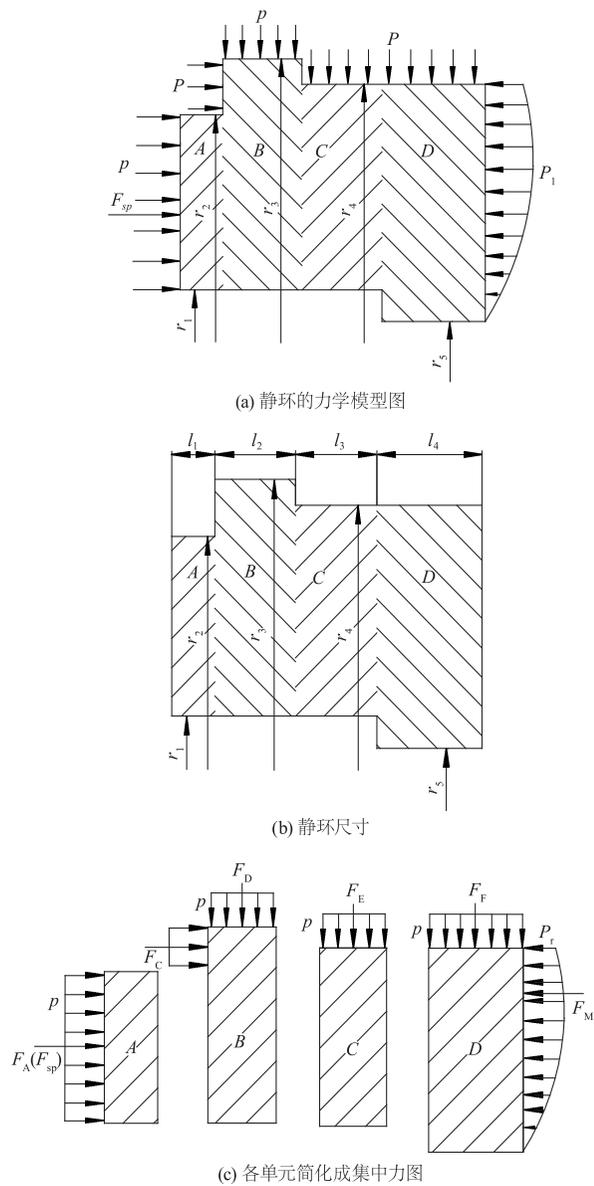


图2 静环的力学模型图

Fig. 2 Sketch of mechanics model of stationary ring

根据形心坐标将其折合成简单的矩形断面,其形心保持不变,即

$$x_c = \sum x_i A_i / \sum A_i, y_c = \sum y_i A_i / \sum A_i, \quad (19)$$

矩形的长度为

$$L = l_1 + l_2 + l_3 + l_4, \quad (20)$$

密封面转角为

$$\phi_p = \frac{12M y_c}{EL^3 \ln(R_0/R_i)}, \quad (21)$$

式中: E 为弹性模量. 静环变形量的最大值为 δ_{max} 为

$$\delta_{max} = (R_0 - R_i) \phi_p, \quad (22)$$

利用 Maple 程序,经计算得矩形的长度为 $L = 13.5$

mm;矩形的宽度为 $b' = 17.7$ mm;密封面转角为 $\phi_p = -0.00299$;静环变形量最大值为 $\delta_{max} = -61.658 \mu\text{m}$; δ_1 与极径 ζ 的解析关系式为

$$\delta_1 = 224.096\zeta - 224.074, \quad (23)$$

式中: δ_1 为力变形的变形量.

当力场再次平衡时,气膜厚度的最小值为 $h_{min} = 3.023 \mu\text{m}$.

2.1.2 力变形下气膜计算

$h_b, h_{min}, \delta_{max}, \delta_1$ 之间关系的几何结构如图3所示.

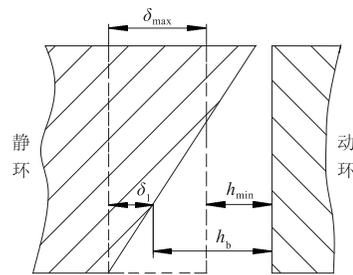


图3 力变形的气膜厚度几何结构图

Fig. 3 Geometric structure of gas film thickness under mechanical deformation

力变形下,其气膜厚度表达式为

$$h_b = h_{min} + \delta_{max} - \delta_1, \quad (24)$$

力变形后,得到 h_b 与 ζ 的解析关系式为

$$h_b = -2.24 \times 10^{-4} \zeta + 1.65 \times 10^{-4}. \quad (25)$$

2.2 密封环的热弹变形流场计算

2.2.1 密封环的热弹变形量

在气膜微尺度流体流动过程中,广义流在广义力推动下进行传递时,表现在熵产的不断增大.耗散说明有高品质的能量转变为内能,从而导致气膜温度的升高.当考虑密封静环只受热变形影响时,由理想气体的热力学方程,得到熵变方程^[12],即

$$\frac{1}{2}(T + T_0) \left[C_p \ln \frac{T}{T_0} - R_g \ln \frac{p}{p_0} \right] = C_v \frac{n-k}{n-1} (T - T_0), \quad (26)$$

式中: T 为螺旋槽内气膜温度; T_0 为螺旋槽进口介质温度; R_g 为气体常数, $287.0 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$; k 为绝热指数; n 为多变指数, 1.08 . 将式(15)代入式(26)中得到 T 与 ζ 解析式为

$$T = 7.727 \times 10^6 - 4.047 \times 10^7 \zeta + 8.806 \times 10^7 \zeta^2 - 1.019 \times 10^8 \zeta^3 + 6.618 \times 10^7 \zeta^4 - 2.286 \times 10^7 \zeta^5 + 3.281 \times 10^6 \zeta^6, \quad (27)$$

由温度分布规律,得到密封环轴向近似变形为

$$\delta_{ta} = \alpha L b \Delta T / L = \alpha b \Delta T, \quad (28)$$

式中: δ_{1a} 为计算环的变形量; α 为平均温度时线膨胀系数; L 为计算环矩形断面长度; b 为计算环矩形断面宽度; ΔT 计算环径向温度梯度. 利用 Maple 程序求解, 在热弹变形下, 变形量 δ_2 与 ζ 的解析式为

$$\delta_2 = 0.004\zeta^5 - 0.0254\zeta^4 + 0.0643\zeta^3 - 0.0807\zeta^2 + 0.0503\zeta - 0.0125, \quad (29)$$

式中: δ_2 为热弹变形的变形量.

2.2.2 热弹变形下气膜计算

热弹变形后, 密封腔内再次达到平衡时, 利用 Maple 程序计算得到气膜厚度的最小值 $h_{\min} = 1.71 \mu\text{m}$. $h_b, h_{\min}, \delta_{\max}$ 与 δ_2 之间关系的几何结构图如图 4 所示.

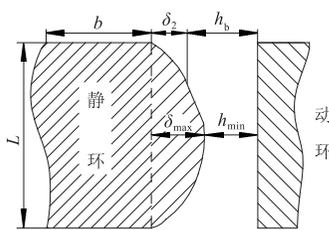


图4 热弹变形的气膜厚度几何结构图

Fig. 4 Geometric structure of gas film thickness under thermal deformation

气膜厚度 h_b 表达式为

$$h_b = h_{\min} + \delta_{\max} - \delta_2, \quad (30)$$

得到热弹变形下的气膜厚度 h_b 与 ζ 的解析式为

$$h_b = -0.004\zeta^5 + 0.0254\zeta^4 - 0.0643\zeta^3 + 0.0807\zeta^2 - 0.0503\zeta + 0.0092. \quad (31)$$

2.3 密封环的热弹变形流场计算

2.3.1 热力耦合变形量

由于力变形量 δ_1 与 ζ 呈线性关系, 将力变形量叠加到热弹变形中, 得到热力耦合变形量, 如图 5 所示.

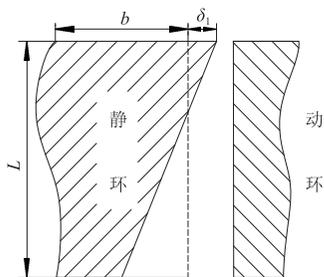


图5 热力耦合叠加变形量关系图

Fig. 5 Superposition of mechanical and thermal deformations

将利用 Maple 程序算出的力变形量解析表达式代入到式(26)中, 得

$$\delta = \alpha(b + \delta_1)\Delta T, \quad (32)$$

利用 Maple 程序进一步求解, 得到热力耦合下的变形量 δ 与极径 ζ 的解析式为

$$\delta = -3.3378917\zeta^7 + 27.460454\zeta^6 - 96.545378\zeta^5 + 188.023990\zeta^4 - 219.044550\zeta^3 + 152.627710\zeta^2 - 58.887636\zeta + 9.703302, \quad (33)$$

静环热力耦合变形量的最大值为 $\delta_{\max} = 21.77 \mu\text{m}$.

2.3.2 力热耦合的气膜厚度计算

利用 Maple 程序求解, 得到热力耦合变形下, 气膜厚度的最小值为 $h_{\min} = 10.35 \mu\text{m}$. 根据气膜厚度几何结构, 如图 6 所示.

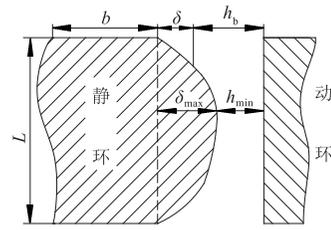


图6 热力耦合变形的气膜厚度几何结构图

Fig. 6 Geometric structure of gas film thickness under thermal-mechanical coupling deformation

得到力热耦合下的气膜厚度 h_b 表达式为

$$h_b = \delta_{\max} + h_{\min} - \delta, \quad (34)$$

得出热力耦合情况下的气膜厚度的解析式为

$$h_b = 3.3378917\zeta^7 - 27.460454\zeta^6 + 96.545378\zeta^5 - 188.02399\zeta^4 + 219.044550\zeta^3 - 152.627710\zeta^2 + 58.887636\zeta - 9.70327008. \quad (35)$$

3 流场的计算及试验验证

根据热变形、力变形、热力耦合 3 种变形下的气膜厚度解析式, 计算出有变形下的气膜压力 p_b 为

$$p_b = \frac{\psi_2}{H} = 1 + \frac{\eta_b(\eta_{1(\zeta)} \cos \omega + \eta_{2(\zeta)} \sin \omega)}{H} - \frac{3}{2}\beta_0\eta_b^2\eta_{2(\zeta)}(\zeta_0 - \zeta), \quad (36)$$

其中, $\eta_b = \frac{E'}{E' + h_b}$.

径向流量为

$$Q = \int_0^{h_b} 2\pi v R_i dz = -\frac{(1 + 6kn')\pi p_i h_b^3}{6\mu} \frac{\partial p_b}{\partial \zeta}, \quad (37)$$

将泄流量纲一化, 得

$$Q' \Big|_{\xi=1} = -\frac{(1+6kn')\pi}{6} \left(\frac{\partial p_b}{\partial \xi} \right)_{\xi=1}, \quad (38)$$

由式(35) - (36), (38), 利用 Maple 程序计算, 得到介质压力为 5 MPa 时热力耦合变形下的泄漏量 Q_c 为 0.437 3 m³/h. 利用同样方法分别计算 1, 2, 3, 4 MPa 时, 热力耦合变形下的理论泄漏量. 同时可根据气膜厚度解析式的不同, 将介质压力为 1 ~ 5 MPa 时, 无变形、热弹变形、力变形情况下的理论泄漏量 Q_n, Q_h, Q_f 分别计算, 并将其与实测流量 Q_s 相比较, 如表 1 所示.

表 1 不同压力下的泄漏量数值
Tab. 1 Predicted leakages under different pressures
m³/h

p_i /MPa	Q_n	Q_h	Q_f	Q_c	Q_s
1	0.130 5	0.254 2	0.295 9	0.276 8	0.284 5
2	0.170 1	0.296 0	0.336 9	0.317 9	0.325 8
3	0.217 3	0.330 1	0.372 7	0.352 5	0.361 4
4	0.248 9	0.362 7	0.418 5	0.398 4	0.406 9
5	0.285 3	0.410 2	0.456 3	0.437 3	0.445 6

根据表 1, 不同压力下 4 种变形情况下流量的理论计算值与实测流量的对比如图 7 所示.

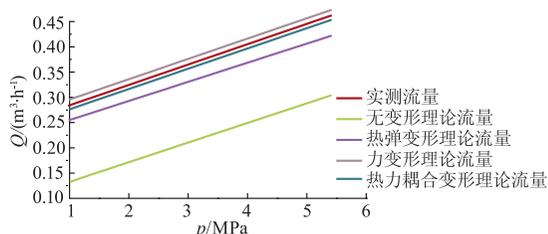


图 7 不同变形的流量对比图

Fig. 7 Comparison of leakage between different deformations

从图 7 中可以看出, 在 5 种情况下且压力相同时, 无变形理论流量最小, 力变形理论流量最大. 与实测流量相比, 力变形下的理论流量偏大, 热弹变形的理论流量误差偏大. 而热力耦合变形的理论流量最为接近实测流量, 且在相同变形状态下, 流量随着压力的增大而增大, 当压力为 5 MPa 时的流量最大.

4 结 论

文中取介质压力范围为 1 ~ 5 MPa, 转速为 10 747 r/min 时, 得到了无变形、力变形、热弹变形及热力耦合变形 4 种情况的流量与实测流量之间的关系.

1) 在 4 种情况中, 压力相同时, 无变形理论流

量最小, 力变形下的理论流量最大; 与实测流量相比, 力变形下的理论流量偏大, 而热弹变形下的理论流量较实测流量相比误差偏大, 热力耦合变形的理论流量误差最小. 由于热力耦合变形有效地将 2 种变形叠加到一起, 热弹变形与力变形叠加之后, 局部相互抵消, 在根部与进口处气膜厚度更小, 因而, 热力耦合下的理论泄漏量更接近于实测流量.

2) 相同变形状态时, 干气密封流量随着压力的增大而增大, 压力为 5 MPa 时流量较大. 在高压高速运行时, 由于泄漏量偏大, 设备对密封性能的要求更高. 证实了在干气密封计算中考虑热力耦合变形的必要性, 为优化槽型结构参数提供理论基础.

参考文献 (References)

- [1] Gad-el-Hak M. Fluid mechanics of microdevices-the freeman scholar lecture [J]. Journal of Fluids Engineering, 1999, 121(1): 5-33.
- [2] Herwig H, Hausner O. Critical view on "new result in micro-fluid mechanics": An example [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003, 46(5): 935-937.
- [3] Kassner M E, Nemat-Nasser S, Suo Z, et al. New directions in mechanics [J]. Mechanics of Materials, 2005, 37: 231-259.
- [4] 曹登峰, 宋鹏云, 李伟, 等. 螺旋槽气体端面密封动力学研究进展 [J]. 润滑与密封, 2006(5): 178-182. Cao Dengfeng, Song Pengyun, Li Wei, et al. A review on the development of seal dynamics about the spiral grooves gas face seal [J]. Lubrication Engineering, 2006(5): 178-182. (in Chinese)
- [5] 丁雪兴, 陈德林, 张伟政, 等. 螺旋槽干气密封微尺度流动场的近似计算及其参数优化 [J]. 应用力学学报, 2007, 24(3): 425-428. Ding Xuexing, Chen Delin, Zhang Weizheng, et al. Approximate calculation and parameters optimization for micro-scale flow field in spiral grooved gas seal [J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2007, 24(3): 425-428. (in Chinese)
- [6] 顾永泉. 机械端面密封 [M]. 东营: 石油大学出版社, 1994.
- [7] 洪先志, 董宗玉, 顾永泉. 机械密封端面力变形的解析计算 [J]. 化工设计, 2002, 12(2): 37-39. Hong Xianzhi, Dong Zongyu, Gu Yongquan. Analytical calculation for force distortion on the end of mechanical seal [J]. Chemical Engineering Design, 2002, 12(2): 37-39. (in Chinese)

(下转第 799 页)