

DOI: 10.3901/JME.2023.09.171

# 微流道界面剪切对液膜密封空化流场特性的影响研究<sup>\*</sup>

胡 琼<sup>1,2</sup> 肖 洋<sup>1</sup> 卢 迪<sup>1</sup> 曹志康<sup>1</sup> 王晓雷<sup>2</sup>  
王 衍<sup>1</sup> 武 扬<sup>1</sup> 何一鸣<sup>1</sup>

(1. 江苏海洋大学机械工程学院 连云港 222005;  
2. 南京航空航天大学直升机传动技术重点实验室 南京 210016)

**摘要:** 针对高转速下液膜密封空化区界面发生强烈波动导致密封失稳的问题, 为寻找波动抑制方法, 考察了微流道槽底面剪切条件对液膜空化流场特性的影响。选用 Schnerr-Sauer 空化模型, 运用 Laminar 和转捩 SST 模型, 对比研究了不同转速槽底面无滑移和无剪切条件下的开启力  $F_o$ 、泄漏率  $Q$ 、空化占比和空化区速度分布规律。结果表明: 流动模型的选择(Laminar 和转捩 SST 模型)对  $F_o$  和  $Q$  的影响可以忽略, 但对空化影响十分显著; 液膜空化泡在膜厚方向呈不规则曲面状, 在槽区膜厚中部位置的轴截面空化面积占比最大, 无滑移时向非开槽端面单侧减小, 无剪切时向密封端面双侧减小; 可分开判定非槽区和槽区流态, 非槽区始终为层流, 槽区在 11 300 r/min 以下为层流, 高于 11 300 r/min 为转捩流, 若存在局部区域流动因子  $9/16 < \zeta < 1$  或有空化发生, 均应采用转捩 SST 模型; 槽底面进行超滑水改性, 可显著提高  $F_o$  (15 000 r/min 时提高 51.6%), 降低  $Q$  (1 000 r/min 时降低 2.8%), 有效降低空化率 (15 000 r/min 时空化体积占比降低超过 80%), 提升空化临界转速 (从 4 000 r/min 提升至 7 000 r/min) 及液膜稳定性 (空化区速度波动减弱, 且槽区湍流形成临界转速由 4 000 r/min 提升至 11 300 r/min), 并使空化随转速的变化具有规律性、可预测性。此为提升液膜密封性能以及完善微流道流动理论和实现空化调控提供参考。

**关键词:** 液膜密封; 界面剪切; 空化; 高速; 微流场

**中图分类号:** TH117

## Influence of Microchannel Interface Shear on Cavitation Flow Field Characteristics of Liquid Film Seal

HU Qiong<sup>1,2</sup> XIAO Yang<sup>1</sup> LU Di<sup>1</sup> CAO Zhikang<sup>1</sup> WANG Xiaolei<sup>2</sup>  
WANG Yan<sup>1</sup> WU Yang<sup>1</sup> HE Yiming<sup>1</sup>

(1. School of Mechanical Engineering, Jiangsu Ocean University, Lianyungang 222005;  
2. National Key Laboratory of Science and Technology on Helicopter Transmission, Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, Nanjing 210016)

**Abstract:** Aiming at the problem of seal instability caused by strong fluctuation at the interface of cavitation area of liquid film seal at high speed, in order to find a method to suppress the fluctuation, the effect of shear conditions at the bottom of microchannel groove on the characteristics of liquid film cavitation flow field was investigated. Schnerr-Sauer cavitation model was selected, and laminar and transition SST models were used to compare and study the opening force  $F_o$ , leakage rate  $Q$ , cavitation proportion and velocity distribution in cavitation area under the conditions of no slip and no shear at the bottom of groove at different speeds. The results show that the selection of flow model (laminar and transition SST model) has a negligible effect on  $F_o$  and  $Q$ , but has a significant effect on cavitation; the liquid film cavitation bubble presents an irregular curved surface in the film thickness direction, the cavitation

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (52105187, 52275192)、连云港市博士后科研 (LYG20220012)、江苏高校“青蓝工程”和江苏省研究生科研创新计划 (KYCX2021-047) 资助项目。20220518 收到初稿, 20221216 收到修改稿

area of the axial section at the middle of the film thickness in the groove region accounts for the largest proportion, and it decreases to the non-groove end face side when there is no slip and to both non-groove and groove end faces when there is no shear; the flow patterns in the non-groove region and groove region can be determined separately, the former is always laminar flow, while the latter is laminar flow when it is below 11 300 r/min and transition when it is higher than 11 300 r/min, and if there is a local area where the flow factor is  $9/16 < \zeta < 1$  or if cavitation occurs in this area, transition SST model shall be adopted; the ultra slippery water modification on the bottom of the groove can significantly increase  $F_o$  (51.6% at 15 000 r/min), reduce  $Q$  (2.9% at 1 000 r/min), effectively reduce the cavitation rate (The proportion of cavitation volume at 15 000 r/min is reduced by more than 80%), improve the critical cavitation speed (from 4 000 r/min to 7 000 r/min) and liquid film stability (the velocity fluctuation in the cavitation area is weakened, and the critical speed of turbulence formation in the groove region is increased from 4 000 r/min to 11 300 r/min), and the variation of cavitation with speed is regular and predictable. The research results will provide a reference for further improving the liquid film seal performance, perfecting the related microchannel flow theory and realizing the cavitation control.

**Key words:** liquid film seal; interface shear; cavitation; high speed; microfluidic field

## 0 前言

现代工业迅速发展带来的生产装置自动化、智能化、高端化、绿色化、高度集成化及高工况运行的需求,进一步凸显了生产装备长周期安全运行的重要性。对装备高工况长周期安全运行、环境保护和资源节约的要求,使得机械密封成为国内外研究人员关注的焦点和研究的热点<sup>[1-3]</sup>。而液膜密封作为机械密封中的一种非接触式密封,凭借其端面型槽的流体泵送效应可实现工艺介质的零泄漏和零溢出<sup>[4]</sup>,具有低磨损、长寿命、高可靠性和稳定性等优点,在海洋、航空、航天、制药等领域备受关注<sup>[5]</sup>。然而,高速运转的密封装备常会出现泄漏、振动、噪声等失效现象,严重阻碍了液膜密封向高工况、长寿命方向的进一步拓展。有资料显示,在易汽化或易挥发性液体介质环境中,液膜密封在不同相态下运行是一种常见的工作模式<sup>[6]</sup>,尤其是当端面间流体膜处于汽-液两相时,与全液膜相比,其稳定性较差<sup>[7-8]</sup>。当空化严重时,还会导致液膜动压润滑失效和壁面空蚀,影响密封性能和密封材料的使用寿命<sup>[9]</sup>。但是,发散楔中的空化又是微织构产生流体动压的主要原因之一,液膜密封在一般工况条件下稳定运行时,空化泡能够起到提升密封承载力和降低泄漏率的效果<sup>[10]</sup>。因此,探索液膜空化的有效调控方法具有重要意义,也是液膜密封技术研究和进一步推广的当务之急。

大量研究<sup>[11-13]</sup>表明,液膜温度是影响空化的一个关键因素,而端面热源主要为液膜黏性剪切产生的热量<sup>[14]</sup>,端面温度过高会导致液膜失稳<sup>[15]</sup>,但是在冷却良好、温度未达到沸点时,也会出现液膜气-液界面强烈波动的现象,显著影响密封的封严效果,然而相关研究还很不足。QIU 和 KHONSARI<sup>[16]</sup>在实验过程中使用了冷却系统,油杯中的油温可降至

5℃,所得结果显示,空化发生在槽区,空泡的气-液边界线极不规则,转速越大,空泡越大,这些空泡快速增长,然后不断破裂,槽区的流体发生剧烈搅动,像是在“沸腾”。LI 等<sup>[17]</sup>也启动了冷却系统,并使密封端面温度维持在 45℃左右,实验结果显示,空化也发生在槽区,槽内液膜重生边界附近出现了许多鼓起的小气泡,且随着转速的上升,小气泡越来越多。液膜中这些许许多多鼓起的小气泡,更像是气-液界面的流体发生了速度波动,称之为“泡沫流”(Foam flow)。此外, SALANT 和 FORTIER<sup>[18]</sup>曾构建滑移与无滑移区域组合的轴承滑块表面,并通过数值计算对比研究了未开槽-无滑移、开槽-无滑移和开槽-滑移-无滑移三种表面下的轴承性能与工况、结构参数之间的关系,结果显示,液膜轴承的性能取决于液体与固体界面的边界条件,当滑移区的临界剪切应力为零时,适当的表面形状可以显著增加载荷支撑并减少摩擦,而当临界剪切应力为非零值时,在一定速度范围内液膜会发生失稳,当速度高于此范围时,轴承的性能与临界剪切应力为零的情况类似,而低于此范围时则与传统轴承的性能类似。不过,该项研究所采用的工况条件并不会发生空化,但是在液膜密封中,空化现象是难以避免的。当发生空化时,液膜与空泡为一个整体,彼此影响,又相互依存。因此,改变槽区固-液界面的粘性剪切应力,将会影响液膜空化特性。

除实验研究以外,数值计算也是研究液膜密封空化特性的重要手段。JFO 空化边界条件在空化流场数值计算方面已得到广泛认可<sup>[19]</sup>。基于此,相关专家提出了文献[20-22]三种针对 CFD 软件的空化模型。随后众多学者使用这些空化模型求解微间隙气-液两相流场。LI 等<sup>[23]</sup>运用 SINGHAL 空化模型分析了轴承流场,结果与 TIEU 和 QIU<sup>[24]</sup>的实验结果吻合;熊永强<sup>[25]</sup>对比了三种模型在计算轴承性能时

的精度, 结果表明后两者精度基本无差异, 且更加符合实验值, 庄媛<sup>[26]</sup>在分析螺旋槽液膜密封性能时也获得了相同的结论。

鉴于上述研究, 本文作者将选用 Schnerr-Sauer 空化模型, 对比考察槽区-无滑移和槽区-无剪切应力两种极端情况下液膜密封的空化流动特性, 以期提高密封性能, 延长服役时间。

## 1 几何模型

图 1 所示为螺旋槽液膜密封(简称 S-FFS)端面几何结构示意图, 螺旋槽设于静环端面, 螺旋线方程为

$$r=r_g e^{\theta \tan \varphi} \quad (1)$$

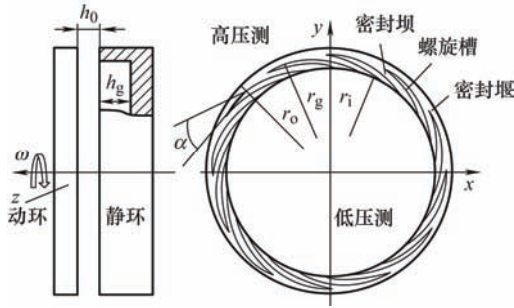


图 1 SM-FFS 几何结构示意图

图 1 和式(1)中,  $h_0$  表示非槽区平均膜厚;  $h_g$  表示螺旋槽轴向深度;  $\varphi$  为螺旋线螺旋角;  $r_o$  和  $r_i$  分别为密封面外侧和内侧半径;  $r_g$  为螺旋槽根部半径;  $\theta$  为周向角度。

## 2 理论模型

### 2.1 流态判定模型

本研究采用文献[27]中的计算模型(本文称为 BTF 模型), 即通过流动因子  $\zeta$  来确定密封端面间流体的流动状态, 其计算方法如下

$$\left\{ \begin{array}{l} \zeta = \sqrt{\left( \frac{Re_c}{1600} \right)^2 + \left( \frac{Re_p}{2300} \right)^2} \\ Re_c = \frac{\rho v_c h_0}{\mu} \\ Re_p = \frac{\rho v_r h_0}{\mu} \end{array} \right. \quad (2)$$

式中,  $Re_c$  和  $Re_p$  分别为单独考虑库埃特(Couette)周向剪切流动和泊肃叶(Poiseuille)径向压差流动时的雷诺数;  $\rho$  为被密封流体密度;  $v_c$  为端面剪切线速度;  $v_r$  为端面径向流动速度;  $\mu$  为流体动力黏度。规

定  $\zeta < 9/16$  时表示流体处于层流状态,  $\zeta > 1$  时为湍流状态。本文中周向平均线速度取

$$v_c = \frac{\pi N (r_o + r_i)}{60} \quad (3)$$

径向平均线速度近似取<sup>[28]</sup>

$$v_r = \frac{h_0^2 (P_o - P_i)}{32 \mu (r_o - r_i)} \quad (4)$$

根据后期台架实验的试验台条件, 确定数值仿真的工况和几何参数, 并将本研究最可能产生湍流的参数组合: 内半径  $r_i=0.05$  m, 外半径  $r_o=0.059$  m, 外径与内径压差  $P_o-P_i=2 \times 10^6$  Pa, 转速  $N=15\,000$  r/min, 介质密度  $\rho=997.04$  kg/m<sup>3</sup>, 动力黏度  $\mu=8.01 \times 10^{-4}$  Pa·s, 膜厚  $h_0=3 \times 10^{-6}$  m(液膜密封稳定运行时  $h_0=2.5 \sim 5.5 \times 10^{-6}$  m<sup>[7-8]</sup>, 本文取  $3 \times 10^{-6}$  m)。将各参数代入式(2)计算后得  $Re_c=319.52$ ,  $Re_p=0.29$ ,  $\zeta=0.20 < 9/16$  为层流, 且众多学者也采用了层流模型<sup>[29-35]</sup>, 因此本研究以之为初选模型, 后根据实际情况进行调整。

### 2.2 控制方程<sup>[36]</sup>

假设液相不可压缩、黏度不变, 气相为理想气体, 两相均匀混合, 忽略流体重力和密封端面变形的影响, S-FFS 密封环两端面保持平行, 密封微流道内流体流动连续。

#### 2.2.1 连续性方程

由于微流道存在液体低压气化(此为空化区形成的主要原因之一), 故采用 Mixture 模型, 如此微流场满足如下连续性方程

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_m) = 0 \quad (5)$$

其中平均质量流速

$$\mathbf{v}_m = \frac{\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k}{\rho_m} \quad (6)$$

混合密度

$$\rho_m = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k \quad (7)$$

式中,  $\alpha_k$  表示第  $k$  相的体积分数;  $\rho_k$  表示第  $k$  相的密度;  $\mathbf{v}_k$  表示第  $k$  相的速度矢量,  $k=1$  表示液相(水),  $k=2$  表示气相(水蒸气), 其中气相的体积分数  $\alpha_2$  满足如下方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_2 \rho_2) + \nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 \mathbf{v}_m) = -\nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 \mathbf{v}_{dr,2}) + (\dot{m}_{12} - \dot{m}_{21}) \quad (8)$$

式中,  $\dot{m}_{12}$  为从液相流向气相的单位质量流量;  $\dot{m}_{21}$  为

从气相流向液相的单位质量流量。

### 2.2.2 动量方程

液膜两相流的动量变化与外力的关系用如下动量守恒方程描述

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \mathbf{v}_m) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_m \mathbf{v}_m) = -\nabla p + \nabla \cdot \left[ \mu_m (\nabla \mathbf{v}_m + \nabla \mathbf{v}_m^T) \right] + \mathbf{F} - \nabla \cdot \left( \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_{dr,k} \mathbf{v}_{dr,k} \right) \quad (9)$$

式中,  $p$  为压强;  $\mathbf{F}$  为惯性力。

混合黏度

$$\mu_m = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \mu_k \quad (10)$$

第  $k$  相的拖拽速度

$$\mathbf{v}_{dr,k} = \mathbf{v}_k - \mathbf{v}_m \quad (11)$$

### 2.2.3 能量方程

微流场遵循如下能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_k (\alpha_k \rho_k E_k) + \nabla \cdot \sum_k (\alpha_k \mathbf{v}_k (\rho_k E_k + p)) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T - \sum_k \sum_j h_{j,k} \mathbf{j}_{j,k} + (\bar{\tau}_{eff} \cdot \mathbf{v})) \quad (12)$$

式中,  $h_{j,k}$  表示第  $k$  相中组分  $j$  的焓;  $\mathbf{j}_{j,k}$  表示第  $k$  相中组分  $j$  的扩散量, 有效导热系数

$$k_{eff} = \sum \alpha_k (k_k + k_t) \quad (13)$$

式中,  $k_k$  为第  $k$  相的导热系数;  $k_t$  为湍流导热系数, 式(12)中等号右边的前三项分别表示由热传导、组分扩散和粘性耗散引起的能量传递, 对于可压缩的气相而言

$$E_k = h_k - \frac{p}{\rho_k} + \frac{v_k^2}{2} \quad (14)$$

对于不可压缩的液相,  $E_k = h_k$ , 其中  $h_k$  为第  $k$  相的显焓。

## 2.3 两相间速度和界面模型

### 2.3.1 两相间的相对滑移速度和拖拽速度

在本研究中, 液相为主相, 则气相相对于液相的相对滑移速度为

$$\mathbf{v}_{21} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 \quad (15)$$

由于第  $k$  相的质量分数为

$$c_k = \frac{\alpha_k \rho_k}{\rho_m} \quad (16)$$

所以拖拽速度

$$\mathbf{v}_{dr,2} = \mathbf{v}_{21} - \sum_{k=1}^2 c_k \mathbf{v}_{k1} \quad (17)$$

式中,  $\mathbf{v}_{k1}$  为第  $k$  相相对于液相的速度。

相对滑移速度  $\mathbf{v}_{21}$  由 MANNINEN 等<sup>[37]</sup>所提出的代数滑移公式计算

$$\mathbf{v}_{21} = \frac{t_2 (\rho_2 - \rho_m)}{f_{drag} \rho_2} \mathbf{a} \quad (18)$$

式中,  $\mathbf{a}$  为气泡加速度, 气泡弛豫时间

$$t_2 = \frac{\rho_2 d_2^2}{18 \mu_1} \quad (19)$$

式中,  $d_2$  为气泡直径,  $\mu_1$  为液相动力黏度。拖拽方程采用 Schiller-Naumann 模型<sup>[38]</sup>

$$f_{drag} = \begin{cases} 1 + 0.15 Re_2^{0.687}, & Re_2 \leq 1000 \\ 0.0183 Re_2, & Re_2 > 1000 \end{cases} \quad (20)$$

其中气泡雷诺数

$$Re_2 = \frac{\rho_1 |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| d_2}{\mu_1} \quad (21)$$

加速度

$$\mathbf{a} = (\mathbf{v}_m \cdot \nabla) \mathbf{v}_m \quad (22)$$

若流动为湍流, 则应加入扩散项, 如此相对速度变为

$$\mathbf{v}_{21} = \frac{(\rho_2 - \rho_m) d_2^2}{18 \mu_1 f_{drag}} \mathbf{a} - \frac{\eta_t}{\sigma_t} \left( \frac{\nabla \alpha_2}{\alpha_2} - \frac{\nabla \alpha_1}{\alpha_1} \right) \quad (23)$$

式中,  $\alpha_t$  为普朗特数和施密特数的比值, 即  $Pr/Sc$ , 设为定值 0.75,  $\eta_t$  为湍流扩散系数, 按如下计算式

$$\eta_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \left( \frac{\gamma_\gamma}{1 + \gamma_\gamma} \right) \left( 1 + C_\beta \chi_\gamma^2 \right)^{-1/2} \quad (24)$$

$$\chi_\gamma = \frac{|\mathbf{v}_{21}|}{\sqrt{2/3k}} \quad (25)$$

式中, 常系数  $C_\mu = 0.09$ ,  $k$  为湍动能, 单位质量能量耗散率

$$\varepsilon = \frac{C_\mu k \omega}{\alpha^*} \quad (26)$$

式中,  $\omega$  为比能量耗散率, 低雷诺数修正系数

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left( \frac{a_0^* + Re_t / \kappa}{1 + Re_t / \kappa} \right) \quad (27)$$

式中  $\kappa = 6$ , 当为高雷诺数时,  $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$ 。

$$Re_t = \frac{\rho_m k}{\mu_m \omega} \quad (28)$$

$$\alpha_0^* = \frac{\beta_1}{3} \quad (29)$$

式中,  $\beta_1=0.072$ 。 $\gamma_\gamma$  是受交叉轨迹效应影响的高能湍流涡旋时间尺度与气泡弛豫时间的比值, 即

$$\gamma_\gamma = t_{21} / t_{2t} \quad (30)$$

$$t_{21} = \frac{2C_\mu \frac{k}{\varepsilon}}{3\sqrt{1+C_\beta \chi_\gamma^2}} \quad (31)$$

$$t_{2t} = \frac{\rho_2 d_2^2}{18\mu_1 f_{\text{drag}}} \left( 1 + C_v \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \quad (32)$$

式中,  $C_\beta = 1.8 - 1.35 \cos^2 \theta$ ;  $C_v = 0.5$ , 且  $\cos \theta = (\mathbf{v}_{21} \cdot \mathbf{v}_2) / (|\mathbf{v}_{21}| |\mathbf{v}_2|)$ 。

### 2.3.2 两相界面面积模型

假设气相离散小气泡为球形, 而液相为连续流体, 则两相界面面积密度采用 ia-symmetric 模型计算, 即

$$A_i = \frac{6\alpha_1 \alpha_2}{d_2} \quad (33)$$

因此, 液膜两相流界面浓度输运方程为

$$\nabla \cdot (\rho_2 \mathbf{v}_2 A_i) = \frac{2}{3} \frac{\dot{m}_2}{\alpha_2} A_i + \rho_2 (S_{RC} + S_{WE} + S_{TI}) \quad (34)$$

上式等号右侧第一、二项分别为由于压缩性和传质(相变)导致的气泡膨胀,  $\dot{m}_2$  是每单位混合物体积内流入的气体传质速率。 $S_{RC}$  和  $S_{WE}$  分别表示随机碰撞和尾迹夹带引起的聚结汇项,  $S_{TI}$  表示湍流冲击引起的破裂源项。本研究不考虑重力加速度和表面张力的影响, 故  $S_{WE}=0$ , 并假设  $S_{TI}=0$ , 采用 Ishii-Kim 模型<sup>[39-40]</sup>计算  $S_{RC}$ , 得

$$S_{RC} = -12\pi \left( \frac{\alpha_2}{A_i} \right)^2 C_{RC} \left[ \frac{n_2^2 u_t d_2^2}{\alpha_{2\max}^{1/3} (\alpha_{2\max}^{1/3} - \alpha_2^{1/3})} \right] \times \left[ 1 - \exp \left( -C \frac{\alpha_{2\max}^{1/3} \alpha_2^{1/3}}{\alpha_{2\max}^{1/3} - \alpha_2^{1/3}} \right) \right] \quad (35)$$

式中,  $n_2$  为气核密度, 即每立方混合体积中气泡的数量, 其他相关系数:  $C_{RC}=0.004$ ,  $C=3.0$ ,  $\alpha_{2\max}=0.75$ 。气泡平均波动速度

$$u_t = \varepsilon^{1/3} d_2^{1/3} \quad (36)$$

### 2.4 Schnerr-Sauer 空化模型

该模型考虑气泡生长和破裂过程, 不计伪空化和混入气体空化, 并假设系统中的气核初始大小相同, 用气核密度和单个气核传质率计算单位体积总相间传质率。蒸汽输运方程<sup>[21]</sup>

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_2 \rho_2) + \nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 \mathbf{v}_2) = R \quad (37)$$

式中, 蒸汽体积分

$$\alpha_2 = \left( 1 + \frac{6}{\pi n_2 d_2^3} \right)^{-1} \quad (38)$$

蒸汽产生源项

$$R = \frac{\rho_2 \rho_1}{\rho_m} \alpha_2 (1 - \alpha_2) \frac{6}{d_2} \sqrt{\frac{2(P_v - p)}{3\rho_1}} \quad (39)$$

$$d_2 = \left( \frac{\alpha_2}{1 - \alpha_2} \frac{6}{\pi n_2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (40)$$

临界压力

$$\begin{cases} P_v = P_{\text{sat}} & (\text{层流}) \\ P_v = P_{\text{sat}} + \frac{1}{2} C_p \rho_1 k & (\text{湍流}) \end{cases} \quad (41)$$

式中,  $P_{\text{sat}}$ 、 $P_2$  和  $p$  分别为饱和蒸汽压、空泡表面压力和流场当地压力,  $C_p=0.39$ 。由于本研究中的液膜空化由液相中本就存在的初始气核在压力下降时成长聚结而成, 目前仍广泛使用 Rayleigh-Plesset 气泡动力学方程<sup>[41]</sup>描述气核成长, 忽略表面张力, 方程简化为

$$r_2 \frac{d^2 r_2}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dr_2}{dt} \right)^2 = \left( \frac{P_2 - p}{\rho_1} \right) - \frac{4\mu_1}{\rho_1 r_2} \frac{dr_2}{dt} \quad (42)$$

式中, 气泡半径  $r_2=0.5 d_2$ 。

### 2.5 密封性能参数

运用有限体积法对上述非线性偏微分方程进行求解, 可以获得间隙内液膜的的压力场、速度场及空化分布, 基于此对相关性能参数进行求解计算。由于采用了周期模型, 所以开启力计算式为

$$F_o = N_g \int_A p dA \quad (43)$$

密封内径侧为泄漏出口, 体积泄漏率计算式为

$$Q = N_g \int_A \mathbf{v}_{ri} dA \quad (44)$$

式中,  $\mathbf{v}_{ri}$  为密封间隙内径处流体径向速度, 若该速度方向由内径侧指向外径侧则表示泵送率, 令  $Q=0$ , 反之则存在泄漏,  $Q>0$ 。

液膜空化分布情况用液膜空化体积与液膜总体积之间的比值  $V_c / V_e$  以及液膜轴截面空化面积与液膜轴截面总面积之间的比值  $A_c / A_e$  表示, 即

$$V_c / V_e = V_c / (V_{h_0} + V_{h_g}) \quad (45)$$

$$A_c / A_e = A_c / A_{h_0} \quad (46)$$

式中,  $V_{h_0}$  和  $V_{h_g}$  分别表示液膜非槽区和槽区体积。

### 3 数值计算方法验证

#### 3.1 计算模型

考虑 S-FFS 为周期对称结构,为缩短计算时间,选取  $1/N_g$  周期建立模型(图 2a),图中  $AD$  段和  $BC$  段为周期对称边界,即

$$v_m(\theta)|_{AD} = v_m\left(\theta + \frac{2\pi}{N_g}\right)|_{BC} \quad (47)$$

$$p(\theta)|_{AD} = p\left(\theta + \frac{2\pi}{N_g}\right)|_{BC} \quad (48)$$

外径侧  $CD$  段为常温水介质入口,内径侧  $AB$  段为 1 atm(1 atm=101 325 Pa)大气出口。本研究静环为硬质环,动环为软质环,将流体型槽开设在静环端面,所以液膜与静环贴合面为静止壁面,与动环贴合面为旋转壁面。采用文献[42]的网格划分方法,最终膜厚方向尺寸扩大 1 000 倍后的网格模型与边界条件如图 2b 所示。

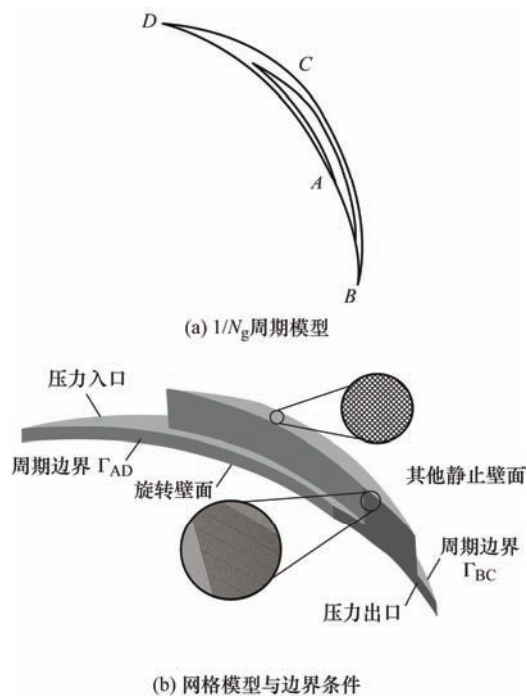


图 2 计算模型

#### 3.2 算法及空化模型验证

密封间隙内两相流的主相为水,第二相为水蒸气,常温、常压。两相间的相对滑移速度采用 Manninen 公式,求解拖拽速度时,拖拽方程使用 Schiller-Naumann 模型,两相界面面积密度则运用 Ia-Symmetric 模型。当气核不稳定时,它们的尺寸演变实际上与其初始尺寸无关<sup>[43]</sup>,因此初始气核直

径暂选为  $10^{-5}$  m,气核密度设为  $10^{11}$  m<sup>3</sup>。使用压力-速度耦合算法,连续性方程式(5)用 PRESTO! 算法离散,动量方程式(9)和空化模型式(37)均采用较高精度的 QUICK 算法离散。考虑空化计算复杂性高,计算较难收敛,将松弛因子调为 0.1~0.2,同时为收敛充分,将收敛精度尽可能调低,经多次尝试,发现收敛精度为  $10^{-8}$  可获得稳定结果。

选择空化区大小为目标参量,将本方法与文献[44]、[45]和[31]的研究进行对比,计算参数见表 1,对比结果如图 3 所示。图中空化区形状和面积大小与三篇文献的实验及数值结果均较为一致,因此可以认为所用算法和空化模型准确可行。

表 1 方法验证参数

参数类型	参数名称	文献[44] (G-24-5试样)	文献[45]	文献[31]
几何参数	内半径 $r_i$ /m	0.024	0.025	0.04
	外半径 $r_o$ /m	0.032	0.042 5	0.05
	槽数 $N_g$	24	15	12
	槽深 $h_g$ /m	$4.6 \times 10^{-6}$	$2.5 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-6}$
	夹角 $\phi(^{\circ})$	8.4	—	—
	圆形槽直径 $d$ /m	—	0.010	—
	槽长 $L$ /m	—	—	0.014
	槽宽 $B$ /m	—	—	0.005
工况参数	槽偏角 $\theta(^{\circ})$	—	—	60
	膜厚 $h_o$ /m	$7 \times 10^{-6}$	$1.93 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-6}$
	内径侧压力 $P_i$ /Pa	100 000	101 315	160 000
	外径侧压力 $P_o$ /Pa	100 000	101 315	100 000
	转速 $N$ /(r·min <sup>-1</sup> )	142	500	1 800
	动力黏度 $\mu$ /(Pa·s)	0.083	0.072 8	0.000 9
	轴向载荷 $F_o$ /N	$44.1 \times 10^3$	527.64	—
	饱和蒸汽压 $P_{sat}$ /Pa	30 000	100 000	100 000

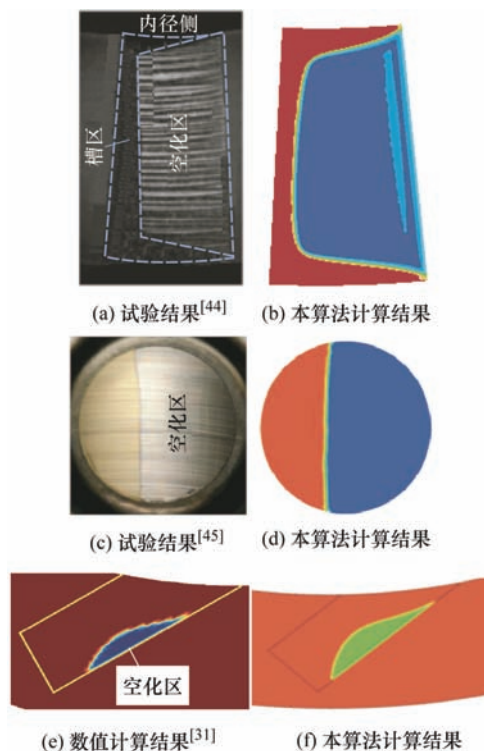


图 3 本方法与文献方法对比



螺旋槽开设在动环或静环,均满足流体动压形成条件,且液膜厚度仅为微米级(本文只有  $3 \times 10^{-6} \text{ m}$ ),所以很多文献只描述为在密封端面开槽<sup>[6, 31, 46]</sup>,并没有明确区分具体开槽端面。为作充分说明,本文以表 2 参数建模计算,对比流体型槽分别开设在静环和动环端面时的开启力,结果显示:两者开启力的偏差  $(F_{os}-F_{or})/F_{os}>0$ ,并随转速的上升呈先减小后增大的趋势,最大值位于 15 000 r/min 时,但不超过 4.5%(图 4),也就是说静环端面开槽可获得更大的开启力,但效果不显著,因此本研究将流体型槽设于静环端面。

表 2 几何参数与工况参数

几何参数	数值	工况参数	数值
内半径 $r_i/\text{m}$	0.05	膜厚 $h_0/\text{m}$	$3 \times 10^{-6}$
外半径 $r_o/\text{m}$	0.059	压差 $\Delta P/\text{Pa}$	$2 \times 10^6$
槽宽坝宽比 $B_w$	2.5	转速 $N/(\text{r} \cdot \text{min}^{-1})$	1 000~15 000
槽长坝长比 $\lambda_L$	1	大气压力 $P_{\text{atm}}/\text{Pa}$	$1.013 \times 10^5$
槽数 $N_g$	12	动力黏度 $\mu/(\text{Pa} \cdot \text{s})$	$8.01 \times 10^{-4}$
槽深 $h_g/\text{m}$	$9 \times 10^{-6}$	环境温度 $T/^\circ\text{C}$	25
螺旋角 $\phi/^\circ$	10	饱和蒸汽压 $P_{\text{sat}}/\text{Pa}$	3 450

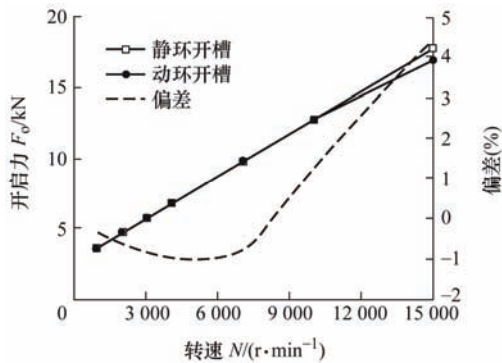


图 4 无滑移条件下流体型槽开设位置对液膜开启力的影响

#### 4 S-FFS 微流道空化流动特性分析

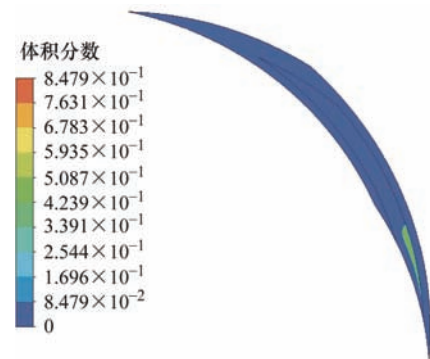
本部分将对比研究槽底界面剪切应力最大(等于槽底固-液界面粘性摩擦应力,对应“界面无滑移”)和最小(固-液界面无粘性摩擦应力,对应“界面无剪切”)两种极限条件下的 S-FFS 液膜空化流动特性。此处,槽底“界面无滑移”的数学描述为

$$\mathbf{v}_m|_{\text{groove}} = \mathbf{v}_m|_{\text{wall}} = 0 \quad (49)$$

“界面无剪切”描述为

$$\tau_w|_{\text{groove}} = \mu \left( \frac{\partial \mathbf{v}_m}{\partial z} \right) \bigg|_{z=h_0+h_g} = 0 \quad (50)$$

然而,在计算过程中发现,选用 Laminar 模型时,转速高于 7 000 r/min 后,无滑移条件下的连续性方程和空化模型计算收敛性较差,推测是空化区或速度突变的槽壁附近存在局部转捩流或湍流,因此改用适应低雷诺数的转捩 SST 模型<sup>[47,48]</sup>,结果显示:当  $N \leq 12\,000 \text{ r/min}$  时,外径高压与内径低压侧的体积流量偏差  $(Q_o-Q_i)/Q_o \leq 0.84\%$ ,但在 15 000 r/min 时达到了 6.46%,故又采用 SST  $k-\omega$  湍流模型,使得 15 000 r/min 时的偏差降低到 1.36%,但又致使 10 000 r/min 下的偏差增大到 3.47%。可见,转速上升会导致微流场湍流强度增大,不同程度的湍流状态应选择不同的流态模型。根据 BRUNETIERE 团队<sup>[49]</sup>近期的研究结果可以推断,在本研究的工况和结构参数下,密封间隙微流场主要为层流和转捩流。而 PRAUSOVA 等<sup>[50]</sup>运用转捩 SST 模型(也称作  $\gamma-Re_\theta$  转捩模型)对两平行平板间隙内流场进行了数值计算,其计算结果与实验数据吻合度较高。因此,应选择 Laminar 模型和转捩 SST 模型(以下简称 SST 模型)开展后续研究。图 5 为采用 SST 模型,在无滑移条件下获得的单个周期液膜空化分布云图,采用 Laminar 模型所得的空化区外部特征与之大体相同,由于旨在体现空化整体形态与发生位置,故不作赘述。此外,为进行更全面地分析,本文对比了开启力  $F_0$ 、泄漏率  $Q$  和空化体积占比  $V_c/V_0$  随转速改变时的变化规律,结果如图 6 所示。

图 5 空化分布云图(无滑移, 转捩 SST 模型, 轴向距动环端面  $7.5 \mu\text{m}$  的截面, 12 000 r/min)

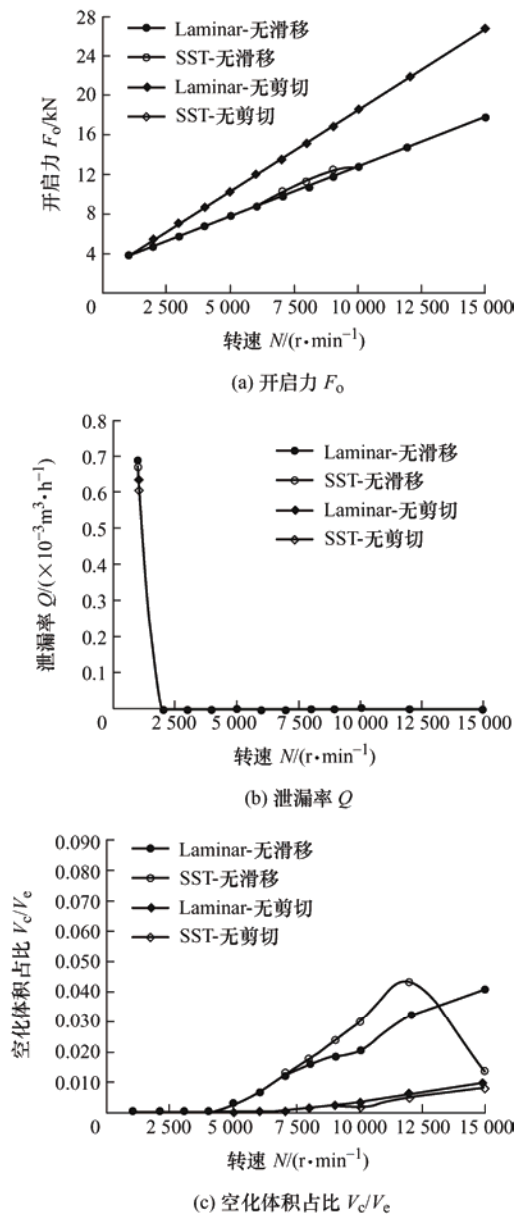


图6 Laminar和SST模型计算结果对比

图6显示,利用Laminar和SST模型获得的 $F_o$ 偏差 $((F_{oSST}-F_{oLaminar})/F_{oLaminar})$ 最大值为 $N=8\,000\text{ r/min}$ 时的4.8%;无剪切时的 $F_o$ 明显高于无滑移时,且随 $N$ 上升而增大,15 000 r/min时两模型的计算结果均高约51%。泄漏发生在2 000 r/min以下,泄漏率偏差 $((Q_{SST}-Q_{Laminar})/Q_{Laminar})$ 最大值为 $N=1\,000\text{ r/min}$ 时的-2.8%。 $N \leq 9\,000\text{ r/min}$ 时,在槽底界面无剪切条件下,两模型的 $V_c/V_e$ 没有偏差 $((V_c/V_e)_{SST} - (V_c/V_e)_{Laminar})/(V_c/V_e)_{Laminar}$ ,大于9 000 r/min后此偏差值减小,在10 000 r/min时出现最小值,为-48.3%,其他转速在-16%左右;与之相比,在无滑移条件下,高转速时两模型的偏差更加显著,Laminar模型获得的 $V_c/V_e$ 随转速上升而增大,而SST模型的 $V_c/V_e$ 则上升至12 000 r/min后突然下降,10 000 r/min时的偏差最大,为44.5%,

15 000 r/min时降至-67.4%;无滑移时的空化临界转速为4 000 r/min,无剪切时提升至7 000 r/min,且无剪切时的 $V_c/V_e$ 明显低于无滑移时,在 $4\,000 \leq N \leq 12\,000\text{ r/min}$ 时,无剪切和无滑移条件下, $V_c/V_e$ 的差值随转速上升而增大,12 000 r/min时Laminar和SST模型所得 $V_c/V_e$ 偏差分别为-81.5%和-88.5%。据此推测:① $V_c/V_e$ 的突然下降,可能是液膜受到槽区随转速上升而增大的界面剪切应力的强烈作用,使得空化区湍流强度增大,导致空泡破灭,但由于本研究所选槽型参数不利于空化泡的形成,因此空化区较小,对整体密封性能( $F_o$ 和 $Q$ )的影响不明显,不过并不影响本文的研究目标;②12 000 r/min可能是无滑移边界向有滑移边界突破的临界转速,即液膜近壁面流体达到了临界滑移速度,这样 $V_c/V_e$ 逼近无剪切计算值的原因也可以得到解释。不过,本研究暂且针对①,重点考察两种极限滑移条件下液膜中的空化分布和空化区速度波动情况,②的相关研究将在后续工作中开展。

#### 4.1 流体型槽界面剪切对液膜空化分布的影响

从动环端面(0  $\mu\text{m}$ )到静环流体型槽底面(12  $\mu\text{m}$ ),分别截取不同轴向位置的液膜截面,考察各截面在两种极限滑移条件下的空化分布情况,结果如图7和8所示。

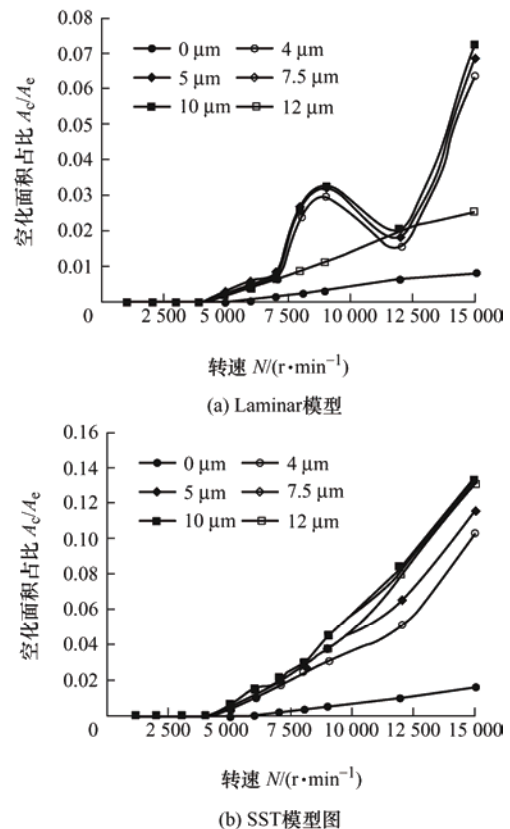


图7 不同转速无滑移条件下空化泡轴向不同截面空化面积占比



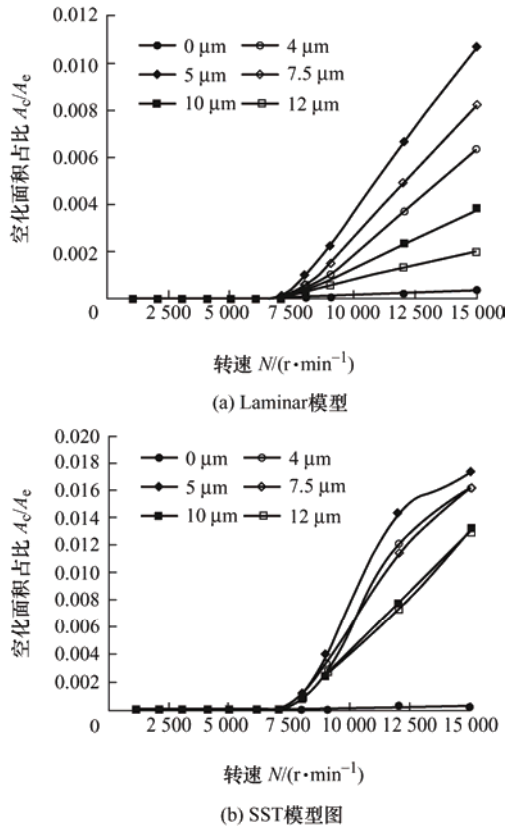


图 8 不同转速无剪切条件下空化泡轴向不同截面空化面积占比

结合图 6, 并由图 7 和 8 可以看出, 不同轴向截面的空化面积占比  $A_c/A_e$  不同, 未开槽的动环端面  $A_c/A_e$  最小, 无剪切条件下, 两模型计算结果均为  $5\ \mu\text{m}$  处的  $A_c/A_e$  最大, 越靠近两侧壁面越小, 未开槽端面空化近乎为 0, 而无滑移条件下,  $4\sim 12\ \mu\text{m}$  槽区截面的  $A_c/A_e$  均较大,  $7.5\sim 10\ \mu\text{m}$  处的  $A_c/A_e$  最大, Laminar 模型计算值向两侧壁面减小, 但 SST 模型则向未开槽端面一侧减小; 各截面的  $A_c/A_e$  随转速总体呈增大趋势, 无滑移边界条件下, 空化起始转速在  $4\ 000\ \text{r/min}$ , 但曲线的波动较大, 而无剪切条件下, 各截面的  $A_c/A_e$  则与转速呈现较确定的数学关系, 即当转速上升至  $7\ 000\ \text{r/min}$  后, 液膜开始发生空化, 且  $A_c/A_e$  持续增大; 对比纵坐标数值, 无剪切条件下的各截面  $A_c/A_e$  均明显小于无滑移条件,  $15\ 000\ \text{r/min}$  时, Laminar 和 SST 模型无滑移条件下  $10\ \mu\text{m}$  处的最大  $A_c/A_e$  分别约为无剪切条件  $5\ \mu\text{m}$  处的 7 和 8 倍。由此得出, 密封间隙微流道界面剪切应力对液膜空化分布影响很大, 对流体型槽底面进行超滑水改性可有效抑制空化的发生, 并在一定程度上, 可以使不同转速下的稳

态空化具有可预测性。

#### 4.2 流体型槽界面剪切对液膜空化区速度分布的影响

截取轴向距未开槽动环端面  $7.5\ \mu\text{m}$  处的截面, 考察两种极限条件下的空化区速度分布情况, 结果如图 9 和 10 所示。

分析图 9 和 10 可得, 采用 Laminar 和 SST 模型所得无滑移时的空化区速度分布存在明显差别, 主要表现为最大速度值位置明显不同, 在  $4\ 000\sim 15\ 000\ \text{r/min}$  时, Laminar 模型的最大速度分别比 SST 模型的大  $-16.2\%\sim 20.66\%$  ( $7\ 000\ \text{r/min}$  时为  $20.66\%$ ,  $15\ 000\ \text{r/min}$  时为  $17.05\%$ ), 而无剪切时基本相同, 即在  $7\ 000\sim 15\ 000\ \text{r/min}$  时, 仅为  $-13.09\%\sim 1.60\%$ , 不过转速较低时, 空化体积非常小(参考图 7 和 8), 其数值也受计算精度的影响; 流体型槽界面无滑移时, 空化区速度等值线存在较大波动, 而无剪切时, 等值线规则顺滑。由此可见, 流体型槽底面的超滑水改性, 也可有效抑制空化区速度波动, 降低空化泡破裂的风险, 有利于提高液膜稳定性(此结论与课题组近期的研究成果<sup>[51]</sup>有异曲同工之处)。这里需要说明的是, 当两个表面具有不同极限剪切应力时, 界面滑移只发生在极限剪应力较小的表面<sup>[52]</sup>, 并且即使某一个界面极限剪应力为零, 仍然有较大的流体承载力, 当两个表面的极限剪应力互换时, 流体承载力没有变化<sup>[53]</sup>, 所以对于碳化硅/碳化钨陶瓷环与碳石墨环配对的摩擦副, 其端面间液膜不会因槽底的超滑水特性而发生流体收缩, 仍可以保持其完整性。此外, 从图 9 和 10 中还可以看出, 液膜空化区呈现湍流流动, 理论上可认为是槽区内的流动因子  $\zeta > 9/16$ 。为此, 课题组分别考察了不同转速下非槽区 ( $h_0=3\times 10^{-6}\ \text{m}$ ) 和槽区 ( $h_1=h_0+h_g=1.2\times 10^{-5}\ \text{m}$ ) 的流动状态, 其中非槽区仍然采用式(2)~(4), 而槽区则将式(4)中的  $P_0$  替换为液膜槽根处最高压力  $P_{\max}$  (该值由数值仿真获得, 或根据  $P_{\max}$  与  $N$  的关系计算得到, 本研究的  $P_{\max}-N$  曲线如图 11 所示, 以 “ $12\ 000\ \text{r/min}$ -SST 模型-无滑移边界” 为例的压力分布如图 12 所示),  $r_0$  替换为  $r_g$ , 如此式(4)转化为

$$v_r = \frac{h_T^2 (p_{\max} - p_i)}{32\mu (r_g - r_i)} \quad (51)$$

$\zeta$  计算结果如图 13 所示。

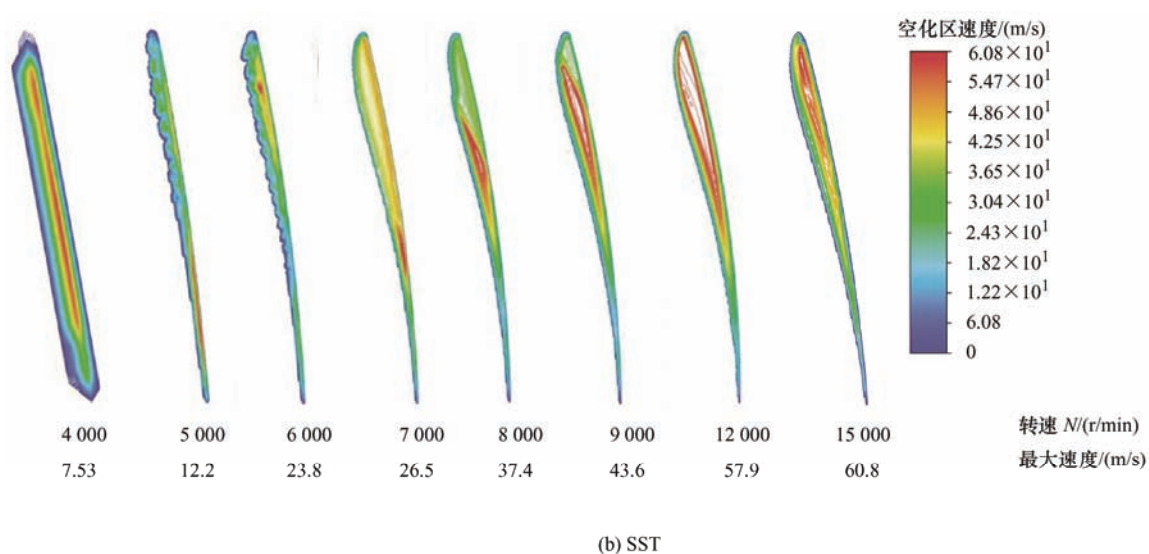
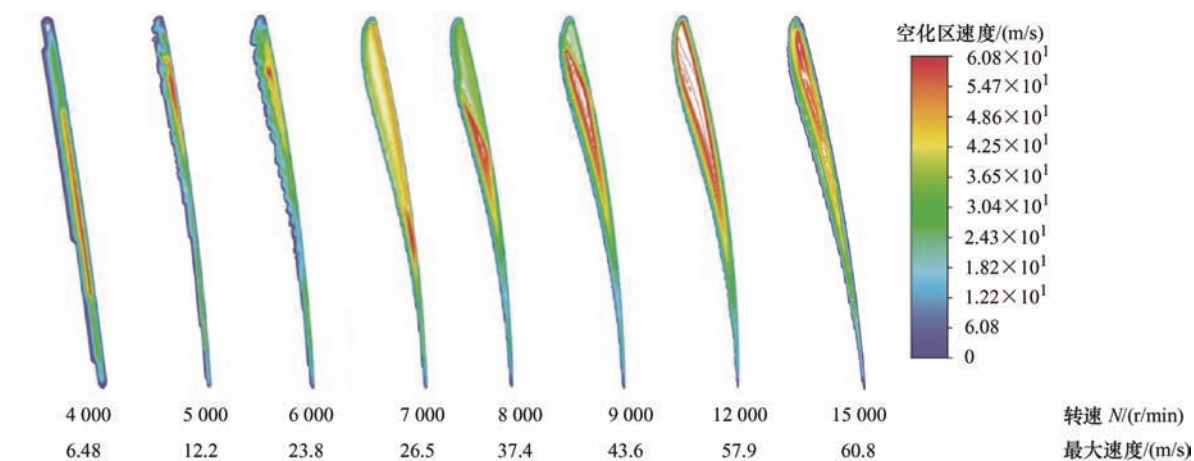
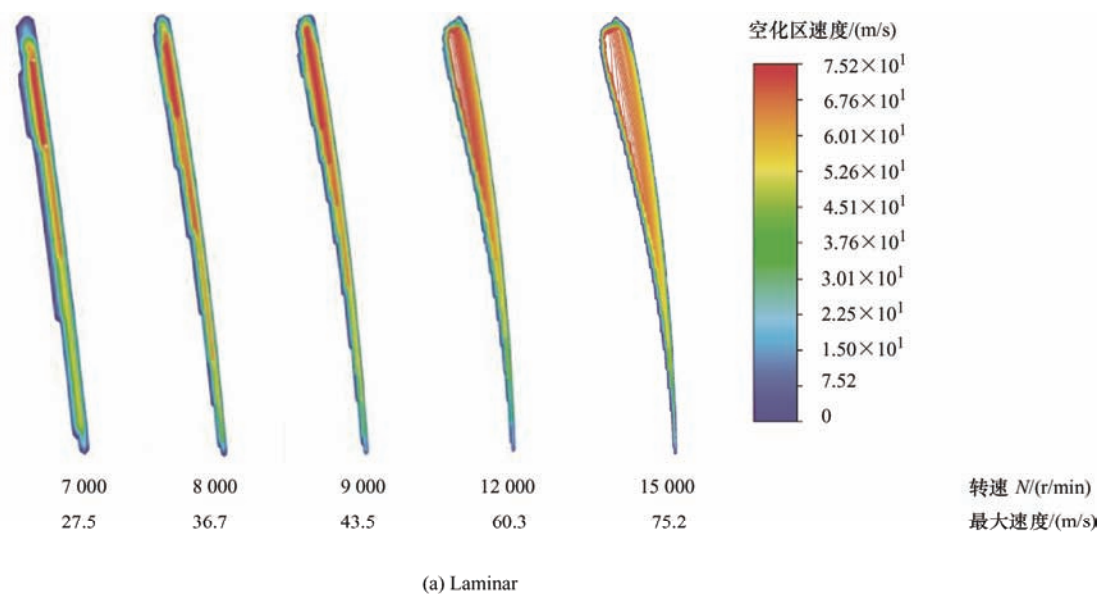
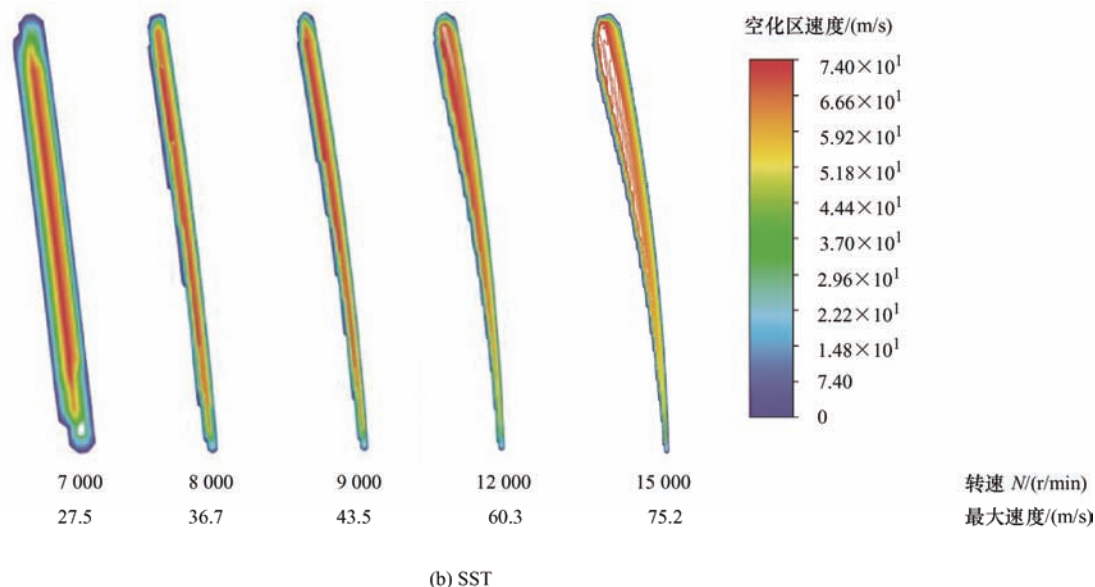


图 9 无滑移条件下轴向距动环端面  $7.5 \mu m$  截面的空化区速度等值线图



图 10 无剪切条件下轴向距动环端面  $7.5 \mu\text{m}$  截面的空化区速度等值线图

由图 11 可知,膜厚不变时,Laminar 模型两种极限滑移条件和 SST 模型无剪切条件下的  $P_{\max}$  与  $N$  均呈正比关系,且槽区无剪切时的  $P_{\max}$  比无滑移时更大,15 000 r/min 时 Laminar 和 SST 模型计算结果均高出约 41%。此外,无剪切条件下两模型的计算结果一致,而 SST 模型无滑移条件则在 6 000~15 000 r/min 范围内的数值高于 Laminar 模型,其可能的原因是,转速较高时,流体在壁面的流动剪切应力更大,使得空化区气-液界面速度波动加强,层流模型不再适用,导致计算结果偏差较大,而当  $N > 12\,000$  r/min 后,可能出现了明显的速度滑移,这一点在上述内容中已作相应陈述。图 13 则显示,不同模型和滑移条件对  $\zeta$  影响甚微,非槽区  $\zeta < 9/16$  为层流,而通过线性拟合得,槽区仅在  $N \leq 11\,300$  r/min 时为层流,当  $N > 11\,300$  r/min 时,  $9/16 < \zeta < 1$ ,为介于层流和湍流之间的转捩流,这也说明在所研究范围内,采用转捩 SST 模型更为准确,同时表明槽底的超滑水改性可抑制槽区湍流的形成,起到提升液膜稳定性的作用。实际上,在槽区台阶处,还会产生轴向速度突变,即会产生较大的局部轴向速度,所以此处的实际湍流强度应比用 BTF 模型计算的结果要大一些,相关内容在前期工作<sup>[54]</sup>中有所体现,但未曾将非槽区和槽区分开讨

论,本研究结果与之有所不同,后续将针对这一点作深入探讨。

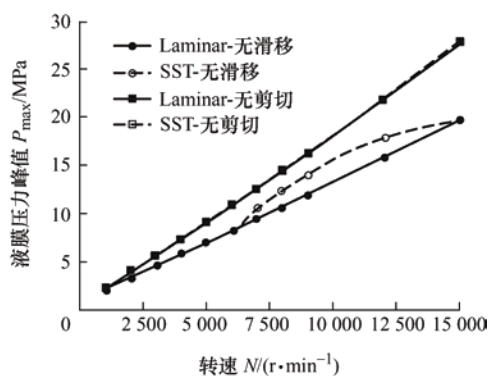


图 11 液膜最大压力与转速的关系

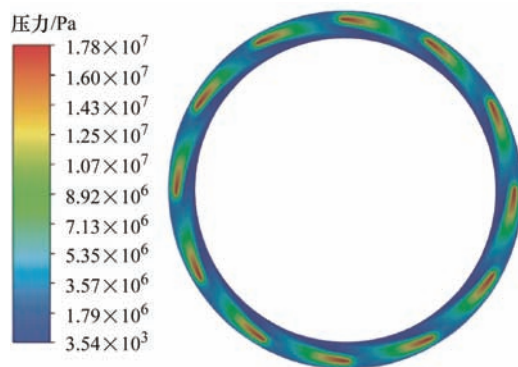


图 12 液膜压力分布云图(12 000 r/min-SST 模型-无滑移边界)

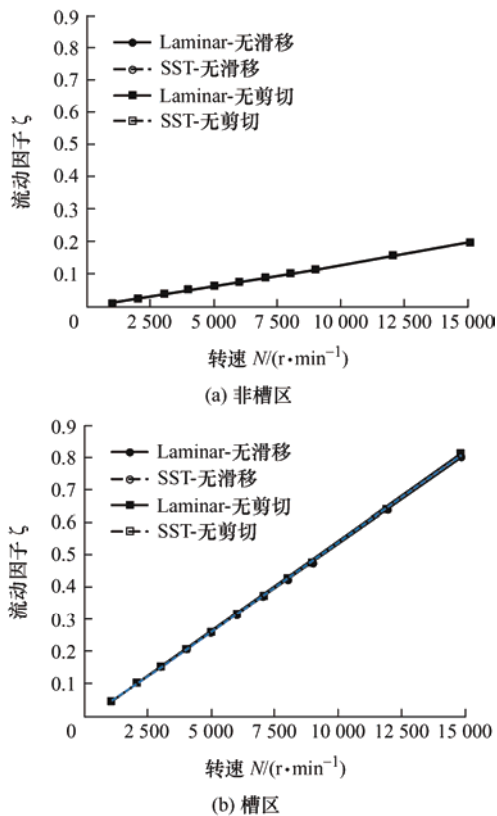


图 13 不同转速下非槽区和槽区的流动因子

## 5 结论

(1) 在所研究范围内, 静环端面开槽可提升开启力, 提升效果随转速上升而增大, 但提升率低于 4.5%;

(2) 利用 Laminar 和转捩 SST 模型所得开启力和泄漏率的差别不大, 偏差绝对值均不超过 5%, 但空化分布差别显著, 槽底无剪切条件下空化体积占比的偏差绝对值最大为 48.3%, 无滑移时 SST 模型的空化结果在 12 000 r/min 中时出现拐点, 偏差绝对值在 15 000 r/min 时最大, 达 67.4%;

(3) 液膜中的空化泡在膜厚方向上呈现不规则曲面, 即不同轴截面上的空化面积不同, 未开槽端面的空化面积占比最小, 无滑移条件下, Laminar 模型所得空化面积占比从轴向 10  $\mu\text{m}$  处向动、静环端面双侧减小, SST 模型从轴向 7.5~12  $\mu\text{m}$  处的较大值向动环端面单侧减小, 槽底面无剪切条件下的空化面积占比从 5  $\mu\text{m}$  处也向动、静环端面双侧减小。

(4) 可采用 BTF 模型对非槽区和槽区流态分别进行判定, 且非槽区始终为层流, 槽区在  $N \geq 11\,300$  r/min 时为转捩流, 应采用转捩 SST 模型对 S-FFS 进行流场计算, 当  $N < 11\,300$  r/min 时, 也可

采用 Laminar 模型, 不过若有空化发生, 仍建议采用转捩 SST 模型。

(5) 槽底面超滑水改性, 可使转速为 15 000 r/min 时的开启力提升 51.6%, 1 000 r/min 时的泄漏率降低 2.8%, 空化临界转速从 4 000 r/min 提升至 7 000 r/min, 空化体积占比降低超过 80%, 可有效抑制空化区速度波动和槽区湍流的形成, 大幅提高液膜稳定性, 同时还可以使不同转速下的稳态空化具有一定的可预测性, 从而实现对液膜空化的有效调控。

## 参 考 文 献

- [1] 彭旭东, 金杰, 李定, 等. 高速涡轮泵机械密封端面温度变化规律研究[J]. 摩擦学学报, 2019, 39(3): 313-318.  
PENG Xudong, JIN Jie, LI Ding, et al. Analysis of face temperature in mechanical seal applied in the high speed turbo pump[J]. Tribology, 2019, 39(3): 313-318.
- [2] 张国渊, 陈国忠, 赵伟刚, 等. 高速低温动静结合型机械密封结构优化及运转试验[J]. 航空动力学报, 2018, 33(5): 1093-1102.  
ZHANG Guoyuan, CHEN Guozhong, ZHAO Weigang, et al. Optimization and test of parameters of the cryogenic hydrodynamic mechanical seal[J]. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(5): 1093-1102.
- [3] ROUILLON M, BRUNETIÈRE N. Spiral groove face seal behavior and performance in liquid lubricated applications[J]. Tribology Transactions, 2018, 61(6): 1048-1056.
- [4] ETSION I. A new concept of zero-leakage noncontacting mechanical face seal[J]. Journal of Tribology, 1984, 106(3): 338-343.
- [5] 赵文静, 金杰, 孟祥铠, 等. 涉海装备用机械密封技术研究现状及发展趋势研究[J]. 摩擦学学报, 2019, 39(6): 792-802.  
ZHAO Wenjing, JIN Jie, MENG Xiangkai, et al. State of the art and development trend of mechanical seal for marine equipment[J]. Tribology, 2019, 39(6): 792-802.
- [6] LEBECK A O. Principles and design of mechanical face seals[M]. Hoboken: Wiley, 1991.
- [7] 顾永泉. 机械密封实用技术[M]. 北京: 机械工业出版社, 2001.  
GU Yongquan. Practical technology of mechanical seal[M]. Beijing: China Machine Press, 2001.
- [8] 刘伟, 彭旭东, 白少先, 等. 流体静压型机械密封的三维传热数学模型及端面温度分析[J]. 摩擦学学报, 2010, 30(1): 57-63.



- LIU Wei, PENG Xudong, BAI Shaoxian, et al. Numerical analysis of three-dimensional heat transfer model of hydrostatic mechanical seal[J]. *Tribology*, 2010, 30(1): 57-63.
- [9] 陈汇龙, 吴强波, 左木子, 等. 机械密封端面液膜空化的研究进展[J]. *排灌机械工程学报*, 2015, 33(2): 138-144.
- CHEN Huilong, WU Qiangbo, ZUO Muzi, et al. Overview on liquid film cavitaiton in mechanical seal faces[J]. *Journal of Drainage and Irrigation Machinery Engineering*, 2015, 33(2): 138-144.
- [10] MA X Z, MENG X K, WANG Y M, et al. Suction effect of cavitation in the reverse-spiral-grooved mechanical face seals[J]. *Tribology International*, 2019, 132: 142-153.
- [11] 王涛, 黄伟峰, 王玉明. 机械密封液膜汽化问题研究现状与进展[J]. *化工学报*, 2012, 63(11): 3375-3382.
- WANG Tao, HUANG Weifeng, WANG Yuming. Research and process of mechanical seals operating with vaporization transition[J]. *Journal of Chemical Industry and Engineering*, 2012, 63(11): 3375-3382.
- [12] WANG T, HUANG W, LIU X, et al. Experimental study of two-phase mechanical face seals with laser surface texturing[J]. *Tribology International*, 2014, 72(72): 90-97.
- [13] MIGOUT F, BRUNETIÈRE N, TOURNERIE B. Study of the fluid film vaporization in the interface of a mechanical face seal[J]. *Tribology International*, 2015, 92: 84-95.
- [14] 杨笑, 孟祥铠, 彭旭东, 等. 表面织构化机械密封热弹流润滑性能分析[J]. *摩擦学学报*, 2018, 38(2): 204-212.
- YANG Xiao, MENG Xiangkai, PENG Xudong, et al. A TEHD lubrication analysis of surface textured mechanical seals[J]. *Tribology*, 2018, 38(2): 204-212.
- [15] 彭旭东, 金杰, 孟祥铠, 等. 汽液两相流机械密封的研究进展[J]. *摩擦学学报*, 2019, 39(5): 643-655.
- PENG Xudong, JIN Jie, MENG Xiangkai, et al. Research progress on the liquid face seal of vapor-liquid two-phase flow[J]. *Tribology*, 2019, 39(5): 643-655.
- [16] QIU Y, KHONSARI M M. Experimental investigation of tribological performance of laser textured stainless steel rings[J]. *Tribology International*, 2011, 44(5): 635-644.
- [17] LI Zhentao, HAO Muming, SUN Xinhui, et al. Experimental study of cavitation characteristic of single-row reverse spiral groove liquid-film seals[J]. *Tribology International*, 2020, 141: 105782-105782.
- [18] SALANT R F, FORTIER A E. Numerical analysis of a slider bearing with a heterogeneous slip/no-slip surface[J]. *Tribology Transactions*, 2004, 47(3): 328-334.
- [19] GROPPER D, WANG L, HARVEY T J. Hydrodynamic lubrication of textured surfaces: A review of modeling techniques and key findings[J]. *Tribology International*, 2016, 94: 509-529.
- [20] SINGHAL A K, ATHAVALE M M, LI H Y, et al. Mathematical basis and validation of the full cavitation model[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2002, 124(3): 617-624.
- [21] SCHNERR G H, SAUER J. Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics[C]// *Proceedings of 4th International Conference on Multiphase Flow*. New Orleans, USA, 2001.
- [22] ZWART P, GERBER A, BELAMRI T. A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics[C]// *Proceedings of 5th International Conference on Multiphase Flow*. Yokohama, Japan, 2004.
- [23] LI Q, LIU S L, PAN X H, et al. A new method for studying the 3D transient flow of misaligned journal bearings in flexible rotor-bearing systems[J]. *Journal of Zhejiang University-Science A*, 2012, 13(4): 293-310.
- [24] TIEU A K, QIU Z L. Experimental study of freely alignable journal bearings-Part I : Static characteristics[J]. *ASME Journal of Tribology*, 1996, 118(3): 498-502.
- [25] 熊永强. 计入空化效应的水润滑径向滑动轴承数值模拟研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2011.
- XIONG Yongqiang. Numerical study of the water-lubricated journal bearings considering the effects of cavitation[D]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University, 2011.
- [26] 庄媛. 稳态下空化效应对液膜密封性能影响的数值研究[D]. 青岛: 中国石油大学, 2015.
- ZHUANG Yuan. Numerical analysis of steady characteristics of liquid film seal considering the effects of cavitation[D]. Qingdao: China University of Petroleum, 2015.
- [27] BRUNETIERE N, TOURNERIE B, FRENE J. Influence of fluid flow regime on performances of non-contacting liquid face seals[J]. *Journal of Tribology*, 2002, 124(3): 515-523.
- [28] CENGEL Y A, CIMBALA J M. Fluid mechanics: Fundamentals and applications[M]. New York : McGraw-Hill Higher Education, 2006.
- [29] 王丽丽. 高速滑动轴承的界面滑移及空穴机理研究[D]. 济南: 山东大学, 2012.
- WANG Lili. Study on wall slip and cavitation mechanism



- of a high speed journal bearing[D]. Jinan: Shangdong University, 2012.
- [30] 李庆展, 郑晓, 李世聪, 等. 高速动压密封的气液两相性能对比分析和试验[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2019, 51(7): 70-75.
- LI Qingzhan, ZHENG Rao, LI Shicong, et al. Comparative analysis and experiment on gas-phase and liquid-phase performance of high-speed hydrodynamic seal[J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2019, 51(7): 70-75.
- [31] 李京浩. 机械密封空化效应的数值计算方法与实验研究[D]. 北京: 清华大学, 2011.
- LI Jinghao. Numerical computing method and experimental study for cavitation in mechanical seals[D]. Beijing: Tsinghua University, 2011.
- [32] XI S, NI T. Effects of groove textures on fully lubricated sliding with cavitation[J]. Tribology International, 2011, 44(12): 2022-2028.
- [33] SNYDER T A, BRAUN M J, PIERSON K C. Two-way coupled Reynolds and Rayleigh-Plesset equations for a fully transient, multiphysics cavitation model with pseudo-cavitation[J]. Tribology International, 2016, 93: 429-445.
- [34] LI Z T, LI Y F, CAO H, et al. Investigation of cavitation evolution and hydrodynamic performances of oil film seal with spiral groove[J]. Tribology International, 2021, 157: 1-13.
- [35] 白少先, 宋源森. 液体密封端面倾斜椭圆孔上游泵送特性[J]. 摩擦学报, 2019, 39(1): 10-16.
- BAI Shaoxian, SONG Yuansen. Upstream pumping characteristic of inclined-ellipse-dimples on liquid-lubricated seal face[J]. Tribology, 2019, 39(1): 10-16.
- [36] ANSYS Inc. ANSYS fluent theory guide(2020 R1)[M]. Canonsburg: ANSYS Inc, 2020.
- [37] MANNINEN M, TAI VASSALO V, KALLIO S. On the mixture model for multiphase flow[M]. Espoo: VTT Publications, 1996.
- [38] SCHILLER L, NAUMANN Z. A drag coefficient correlation[J]. Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure, 1935, 77: 318-320.
- [39] WU Q, KIM S, ISHII M, et al. One-group interfacial area transport in vertical bubbly flow[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 1998, 41(8-9): 1103-1112.
- [40] ISHII M, KIM S. Micro four-sensor probe measurement of interfacial area transport for bubbly flow in round pipes[J]. Nuclear Engineering & Design, 2001, 205(1-2): 123-131.
- [41] BRENNEN C E. Cavitation and bubble dynamics[M]. New York: Oxford University Press, 1995.
- [42] WANG Y, SUN J J, HU Q, et al. Orientation effect of orderly roughness microstructure on spiral groove dry gas seal[J]. Tribology International, 2018, 126: 97-105.
- [43] FRANC J P, MICHEL J M. Fundamentals of cavitation[J]. Fluid Mechanics & Its Applications, 2004, 76(11): 1-46.
- [44] ZHANG J, MENG Y. Direct observation of cavitation phenomenon and hydrodynamic lubrication analysis of textured surfaces[J]. Tribology Letters, 2012, 46(2): 147-158.
- [45] CROSS A T, SADEGHI F, CAO L, et al. Flow visualization in a pocketed thrust washer[J]. Tribology Transactions, 2012, 55(5): 571-581.
- [46] 陈匡民. 流体动密封[M]. 成都: 成都科技大学出版社, 1990.
- CHEN Kuangmin. Hydrodynamic seals[M]. Chengdu: Chengdu University of Science and Technology Press, 1990.
- [47] MENTER F R, LANGTRY R B, LIKKI S R, et al. A correlation-based transition model using local variables-Part I: Model formulation[J]. Journal of Turbomachinery, 2006, 128(3): 413-422.
- [48] LANGTRY R B, MENTER F R, LIKKI S R, et al. A correlation-based transition model using local variables-Part II: Test cases and industrial applications[J]. Journal of Turbomachinery, 2006, 128(3): 423-434.
- [49] BRUNETIERE N, ROUILLON M. Fluid flow regime transition in water lubricated spiral grooved face seals[J]. Tribology International, 2021, 153: 106605.
- [50] PRAUSOVÁ H, BUBLÍK O, VIMMER J, et al. Clearance gap flow: Simulations by discontinuous Galerkin method and experiments[J]. European Physical Journal Web of Conferences, 2015, 92: 02073.
- [51] 胡琼, 卢迪, 肖洋, 等. 基于槽区表面纹理化改性的液膜密封性能提升方法[J]. 表面技术, 2022, 51(7): 150-160.
- HU Qiong, LU Di, XIAO Yang, et al. A method for improving liquid film seal performance based on groove surface texture[J]. Surface Technology, 2022, 51(7): 150-160.
- [52] ZHANG X Y, ZHU Y X, GRANIEK S. Hydrophobicity at a janus interface[J]. Science, 2002, 295: 263-266.
- [53] 吴承伟, 马国军. 关于流体流动的边界滑移[J]. 中国科

学: 物理学力学天文学, 2004(6): 681-690.

WU Chenwei, MA Guojun. On boundary slip of fluid flow[J]. Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy, 2004(6): 681-690.

- [54] 王衍, 曹志康, 王英尧, 等. 旋转流场流态预测模型验证及其速度分量选择的差异性[J]. 化工进展, 2021, 40(5): 2389-2400.

WANG Yan, CAO Zhikang, WANG Yingyao, et al. Validation of flow regime prediction model and

differences of velocity component selection for rotating flow field[J]. Chemical Industry and Engineering Progress, 2021, 40(5): 2389-2400.

---

作者简介: 胡琼, 女, 1989 年出生, 博士, 副教授。主要研究方向为工程摩擦学与流体密封技术。

E-mail: huqiong2007@163.com

王晓雷(通信作者), 男, 1963 年出生, 博士, 教授, 博士研究生导师。主要研究方向为表面工程及摩擦学。

E-mail: wxl@nuaa.edu.cn